



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

**Películas Gruesas de PZT como Transductores de Ultrasonido
para Imágenes**

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

por

Sergio N. Gwirc

Directores de Tesis: Dr. Carlos Negreira Casares
Dr. Néstor Gaggioli

Lugar de Trabajo: Centro de Investigación y Desarrollo en
Telecomunicaciones, Electrónica e Informática

Instituto Nacional de Tecnología Industrial

Junio de 2009

Resumen

Esta Tesis presenta una novedosa estructura en transductores de ultrasonido para imágenes, basada en la tecnología de película gruesa con la preparación de una capa piezoeléctrica de aproximadamente 150 μm de espesor, usando impresión por serigrafía y aplicada sobre un sustrato inerte de alúmina. Se estudia la influencia que tienen las características de fabricación comparados con el de una cerámica piezoeléctrica sólida tradicional. Se desarrolló un modelo electromecánico de funcionamiento de la película piezoeléctrica basada en PZT, el cual tiene en cuenta el grado de porosidad de la misma, la adición de una pequeña cantidad de vidrio y la adhesión al sustrato por una de sus caras, como parte integral del proceso que conlleva la preparación con esta tecnología. El modelo propuesto explica correctamente los bajos valores medidos de las constantes piezoeléctricas y el comportamiento elástico de la película, asignando a la porosidad estructural el papel preponderante de las características electroacústicas del transductor de ultrasonido. Se ha encontrado que: 1) La estructura obtenida de doble capa presenta dos resonancias en modo espesor, bastante cercanas una de otra, que nos permite utilizarla, alternativamente, en sistemas multifrecuencia o incrementar mucho su ancho de banda al utilizar un respaldo atenuador. Este respaldo se aplica aprovechando la estructura multicapa del transductor. 2) Debido a la porosidad, que disminuye su densidad y también la velocidad de propagación de ondas longitudinales en el material, la impedancia acústica de la película es la mitad que en la cerámica sólida equivalente. Esto permite que la transferencia de energía de la película al medio de baja impedancia, como tejidos biomédicos o agua, sea mucho más eficiente que en un PZT no poroso,

y junto con la capa de alúmina que dirige la emisión hacia delante, se convierte al transductor en un elemento muy eficaz cuando es usado en arreglos bidimensionales de muchos elementos para la obtención de imágenes de ultrasonidos en 3D. Al mismo tiempo el menor espesor utilizado para una dada frecuencia de resonancia, debido a la doble capa, representa que la impedancia eléctrica es más baja, lo que facilita su adaptación al generador eléctrico cuando se lo utiliza en pequeñas áreas individuales como en los arreglos mencionados. 3) El modo espesor de un disco no repite el clásico movimiento en forma de pistón de un PZT sólido, debido a que sus bordes quedan fijos por el sustrato. A pesar de esto la visualización acústica revela que esta diferencia no perturba seriamente los frentes de onda en la emisión en modo pulsado.

Palabras clave: PZT poroso, piezoelectricidad, película gruesa, transductor piezoeléctrico, transductor de ultrasonido, imágenes por ultrasonido.

Thick films of PZT as Ultrasound Transducers for Images

Abstract

This Thesis presents a novel structure in ultrasound transducers for images, based on thick film technology with the preparation of a piezoelectric layer of about 150 μm in thickness, using screen printing and applied on an inert substrate of alumina. We study the influence that has the characteristics of manufacture, compared with the traditional piezoelectric bulk ceramic. An electromechanical model of operation for the piezoelectric layer based on PZT was developed, which bears in mind the degree of porosity of the film, the addition of a small amount of glass and the adhesion to the substrate by one of its faces, like integral part of the process that carries the preparation with this technology. The proposed model explains correctly the low measured values of the piezoelectric constants and the elastic behavior of the film, assigning to the structural porosity the preponderant role of the electro-acoustic characteristics of this ultrasound transducer. There has been found that: 1) The obtained structure of double layer has two resonances in thickness mode, close enough one of other, which allow us use it in multifrequency systems or to

increase much its bandwidth when using it with a backing. This backing is applied taking advantage from the multilayer structure of the transducer. 2) Due to the porosity, which diminishes its density and also the speed of longitudinal waves in the material, the acoustic impedance of the film is the half that in the bulk ceramic. This allows that the transfer of energy of the film to means of low impedance, like biomedical tissues or water, should be much more efficient than in a PZT non porous, and together with the alumina layer that redirects the emission towards ahead, turns the transducer into a very effective element when is used in two-dimensional arrays of many elements for the obtaining of ultrasound images in 3D. At the same time the smaller thickness used for a given resonance frequency, due to the double layer, represents that the electrical impedance is lower, which facilitates its adaptation to the electrical generator when one uses it in small individual areas like in the mentioned arrays. 3) The thickness mode of a disc does not repeat the classic movement in form of piston of a solid PZT, due to the fact that its edges remain fixed by the substrate. In spite of this the acousto-optic visualization reveals that this difference does not disturb seriously the wave fronts in the pulsed emission regime.

Keywords: Porous PZT; piezoelectric; thick film; screen printing, ultrasound transducer; piezoelectric transducer; imaging ultrasound transducer.

Agradecimientos

Agradezco al Dr. Carlos Negreira Casares por su orientación y apoyo permanente en la realización de esta Tesis. También le agradezco su confianza y generosidad al darme la posibilidad de utilizar su laboratorio, sin lo cual este trabajo no hubiera sido posible.

Al mismo tiempo quiero agradecer sinceramente al Dr. Néstor Gaggioli su amistad y ayuda desinteresada, deseándole de todo corazón un pronto restablecimiento.

Al Instituto Nacional de Tecnología Industrial en su conjunto quiero expresarle mi gratitud por darme la posibilidad de crecer profesionalmente, concediéndome tiempo y lugar para poder desarrollar esta Tesis.

No quiero dejar de mencionar a la Universidad Nacional de La Matanza, en especial al Departamento de Ingeniería en el área de Electrónica, que con su permanente inquietud por mejorar a su plantel de docencia e investigación facilitó mis viajes al Laboratorio de Acústica Sonora en Montevideo, donde se realizó gran parte del trabajo experimental de esta Tesis.

Quiero también agradecer a Nicolás Pérez e Ismael Núñez del LAU que siempre estuvieron dispuestos a ofrecerme una mano amiga y una discusión esclarecedora sobre los problemas que se presentaban en el laboratorio.

Sin duda la mención especial es para mi familia, mi esposa Mónica que me apoyó desde un principio en esta etapa que ahora culmina, así como mis hijos Débora, Romina y Damián, que sintieron y sufrieron mi falta de tiempo para dedicarles, y sin olvidarme de Javier y Marcela.

Un especial agradecimiento a mis amigos a los que no olvidé a pesar de mi intensa dedicación a esta Tesis y en particular a Patricia y Ale con quienes compartí mediodías con discusiones intensas pero gratificantes que me ayudaron a sobrellevar los imponderables del trabajo diario.

Índice general

Resumen	III
Abstract	V
Agradecimientos	VII
1. Introducción	1
2. Transducción piezoeléctrica impulsiva	7
2.1. Introducción.....	7
2.2. Modelo simple unidimensional.	8
2.3. Ecuaciones constitutivas.	12
2.4. Notación convencional.	15
2.5. Respuesta acústica y eléctrica.....	17
2.5.1. Ondas elásticas en sólidos.....	17
2.5.2. Ondas elásticas en medio piezoeléctrico.....	19
2.5.3. Ecuaciones de propagación.	20
2.5.4. Acoplamiento piezoeléctrico unidimensional.	24
2.5.5. Modelo del transductor.	27
2.6. Difracción en la respuesta impulsiva.....	33
2.6.1. Respuesta impulsiva en emisión.	34
2.6.2. Respuesta impulsiva en recepción.....	39
2.6.3. Respuesta impulsiva en emisión recepción.	41
3. Tecnología de película gruesa y cerámicos piezoeléctricos	43
3.1. Introducción.	43
3.2. Proceso de fabricación de cerámicas piezoeléctricas.	45
3.2.1. Selección y Mezclado.....	45
3.2.2. Calcinado y Molienda.....	47
3.2.3. Conformado.....	48
3.2.4. Sinterizado y Maquinado.	49
3.2.5. Electrodo y Polarización.	50

3.3. Tecnología de Película Gruesa.....	51
3.4. Pastas de Película Gruesa.....	53
3.5. Substratos.....	56
3.6. Mallas.....	58
3.7. Impresión.....	60
3.8. Secado y sinterizado.	62
4. Fabricación de piezoelectrónicos de película gruesa	63
4.1. Introducción.	63
4.2. Elección de materiales.	64
4.3. Formulación de la pasta.	67
4.4. Preparación.	68
4.5. Serigrafía, secado y sinterizado.	70
4.6. Polarización.	72
4.7. Caracterización geométrica y estructural.....	73
4.8. Parámetros eléctricos piezoelectrónicos básicos.	76
4.9. Modelo de comportamiento de una película gruesa de PZT.....	85
4.9.1. Piezoelectrónico libre.	86
4.9.2. La frita de vidrio como componente.	89
4.9.3. La película de PZT porosa.	91
4.9.4. Piezoelectrónico fijo al sustrato.	93
4.9.5. Resultados del modelo.	95
4.9.6. Simulación usando parámetros calculados.....	99
5. Generación y recepción de ultrasonido con capa gruesa	105
5.1. Introducción.	105
5.2. Dinámica de vibración: Espectroscopia Acústica de Superficie.....	106
5.3. Generación y recepción pulsada.	112
5.3.1. Resonancias en el transductor bicapa.	112
5.3.2. Transductor de capa gruesa en régimen pulsado.....	115
5.3.3. Transductor de capa gruesa con respaldo atenuador.....	121
5.4. Campo de Radiación.	125
5.4.1. Medida acústica del campo de radiación.	125
5.4.2. Campo de radiación por “schlieren”.....	128
5.4.3. Imágenes de emisión con excitación continua.....	130

5.4.4. Emisión con excitación pulsada: pulsos largos.....	132
5.4.5. Excitación por pulsos cortos: evolución temporal del campo acústico.....	136
6. Aplicaciones de transductores de capa gruesa	143
6.1. Introducción.....	143
6.2. Otros transductores de película gruesa.	144
6.3. Eco modo A de defecto en acero.	147
6.4. Imágenes por barrido mecánico.	148
6.5. Arreglos matriciales sobre alúmina.	151
7. Conclusiones	153
A. Modelo de línea de transmisión	159
A.1. Ecuaciones para una placa piezoeléctrica.....	159
A.2. La impedancia eléctrica.....	163
B. Modelo de transductores piezoeléctricos multicapa	171
B.1. Introducción.....	171
B.2. Material no piezoeléctrico.....	172
B.3. Modelo para transductor piezoeléctrico.....	173
B.4. Funciones de transferencia en emisión y recepción.....	176
C. Implementación en “matlab” de modelo KLM	177
D. Difracción de luz por ondas sonoras	181
D.1. Acoplamiento acusto-óptico	181
D.2. Modelo “schlieren” para medir variaciones de fase.	185
• Publicaciones del autor	191
• Bibliografía	193

Capítulo 1

Introducción

Las cerámicas piezoeléctricas (CP) se han establecido como el material más apto para la fabricación de dispositivos electromecánicos y particularmente para la generación de ondas acústicas en la región espectral del ultrasonido. Su eficiente capacidad de generar ultrasonido ha sido preponderante para que gran parte de sus aplicaciones se orientara a la determinación de estructuras internas en cuerpos ópticamente opacos, dado que el uso de radiaciones electromagnéticas más penetrantes, como los rayos X, sólo muestran una proyección plana de las mismas.

Las limitaciones de las CP están impuestas principalmente por las pérdidas en la conversión electromecánica y en las que se producen por la interacción con el medio donde se intenta generar la onda de ultrasonido. Una buena respuesta, sin múltiples reflexiones, necesita que las impedancias del medio de propagación y la placa del transductor sean lo más parecidas posible. La optimización de su rendimiento requiere especial cuidado cuando se realizan estudios de piezas sumergidas en agua para mejorar el acoplamiento, ya que el agua tiene una baja impedancia acústica de 1,5 Mrayl comparado con los materiales piezoeléctricos típicos que es de 30 Mrayl. Esto requiere el uso de capas adaptadoras en el frente del transductor para lograr un ancho de banda satisfactorio. Problemas similares ocurren en aplicaciones médicas, donde la impedancia acústica del tejido es también muy baja. En este caso, además de las capas de adaptación, las limitaciones físicas impuestas por los materiales piezoeléctricos son reducidas usando materiales compuestos que se fabrican insertando en una base, generalmente de epoxi, el material cerámico ordenado

en forma periódica o al azar. Esta combinación permite controlar, en un cierto grado, la impedancia acústica del transductor para acoplarlo al tejido biológico que se desea estudiar.

El aporte de este trabajo reside en la introducción de la tecnología de película gruesa que presenta enormes ventajas en la realización de arreglos, comparada con la tecnología tradicional. El empleo de serigrafía permite la automatización y al mismo tiempo una gama alta de posibilidades para realizar geometrías arbitrarias de uno o varios elementos e imprimirlos en tamaños reducidos. La preparación y el estudio de transductores de gran cantidad de elementos es la meta actual tanto en la tecnología como en investigación con imágenes de ultrasonido. La tecnología de película gruesa modifica la forma tradicional de preparar y ver al transductor de ultrasonido en general y los arreglos bidimensionales en especial.

Una particularidad de esta tecnología es la impresión por serigrafía usando mallas metálicas para aplicar pastas o pinturas sobre un sustrato inerte. Si bien los orígenes de la serigrafía en China usando mallas de seda son de muy larga data, fue retomada en la época actual en los años 50 del siglo XX para la fabricación de circuitos electrónicos, estando hoy bien establecida. En relación a pastas específicas con características piezoeléctricas, se han desarrollado algunas sólo con fines de investigación, aunque la mayoría tiene como objetivo densificar la película con diversos fines y es prácticamente nula su aplicación a la generación y recepción de ultrasonido para la obtención de imágenes médicas o la estructura interna de los materiales. La mayor parte de estos trabajos revelan que la actividad piezoeléctrica de la película obtenida se ve seriamente disminuida.

Para aprovechar las ventajas antes mencionadas, es imperioso contar con un modelo de la película que permita calcular los parámetros que la caracterizan de forma sencilla, a partir tanto de los materiales utilizados en su preparación como de la estructura resultante del proceso de impresión y posterior sinterizado a temperaturas típicas de esta tecnología.

En este trabajo se busca combinar los aspectos salientes de cada una de las tecnologías anteriores para potenciar sus posibilidades de obtener

transductores individuales y arreglos lineales y matriciales de distintas geometrías que permitan la aplicación de nuevas técnicas de medición y por lo tanto de procesamiento de imágenes. Para esto, en esta Tesis se presenta un modelo de funcionamiento de películas gruesas piezoeléctricas basadas en PZT y preparadas mediante serigrafía, así como una nueva metodología para la determinación y evaluación de las características electromecánicas y piezoeléctricas de esas películas aplicadas a transductores de ultrasonido. El modelo considera el grado de porosidad de la película asumiéndola como un material compuesto de conectividad 0-3, según la notación de Newnham, formado por poros cerrados y la mezcla PZT-Vidrio. Además considera a la película totalmente sujeta en el plano perpendicular a la dirección de polarización debido a la adhesión al sustrato, lo que habilita comparar algunos parámetros medidos con los calculados mediante el modelo. Usando las matrices elásticas y piezoeléctricas que resultan, permite simular una geometría sencilla de simetría axial usando modelos electromecánicos unidimensionales y elementos finitos. Como consecuencia se obtiene que la porosidad de un 20% aproximadamente, disminuye la impedancia acústica del transductor a la mitad por un descenso en la densidad del material y en la velocidad de propagación de ondas longitudinales. También la impedancia eléctrica es menor que en una cerámica tradicional, debido al menor espesor de película necesario para obtener una misma frecuencia de resonancia, lo que se corresponde con la inclusión del sustrato.

La aplicación del modelo permite determinar la influencia que tienen las características de fabricación propias de la serigrafía en la tecnología de película gruesa para una determinada composición y proceso de fabricación, sobre la aplicación de estas películas en transductores de ultrasonido. Este estudio está basado en características que son clave en los transductores tradicionales con PZT sólida: a) Características eléctricas, piezoeléctricas y de acoplamiento electromecánico del material; b) Impedancia de entrada para el acoplamiento con la excitación y recepción de ondas ultrasónicas; c) Pérdidas, rebotes y acoplamiento acústico con el medio, es decir uso eficiente de la energía para generar y recibir ondas de presión. La estructura de doble capa

suma un modo de resonancia en espesor que no existe en transductores cerámicos sólidos, lo cual puede utilizarse como una ventaja en la concreción de transductores para imágenes con mayor profundidad de campo. La estructura de doble capa actúa también sobre el funcionamiento del transductor redirigiendo la energía hacia delante en medios en los que la impedancia acústica es baja, disminuyendo la pérdida de energía respecto al transductor tradicional. Se implementa sobre ella un enfoque multicapa para la atenuación de rebotes y aumento del ancho de banda mediante un respaldo atenuador.

Esta Tesis está organizada en 7 capítulos y 4 apéndices. En el capítulo 2 se discuten los principales elementos teóricos que serán utilizados en su desarrollo. Estos conceptos son necesarios para describir tanto el modelo de funcionamiento basado en la composición de la película piezoeléctrica como el de emisión y propagación pulsada de ondas longitudinales en el medio en que se encuentra. Este tratamiento resulta necesario para el desarrollo del modelo de la película que se encuentra en el capítulo 4 y la interpretación de los resultados de las mediciones que se desarrollan en los capítulos 5 y 6.

El capítulo 3 contiene un breve desarrollo de las características generales de fabricación de las CP sólidas tradicionales. Tiene por cometido, además, describir la tecnología de película gruesa, marcando las diferencias con el proceso tradicional. La descripción que se realiza en este capítulo es importante para entender los obstáculos que presenta el proceso debido a la gran cantidad de parámetros a tener en cuenta para lograr una película estable y con las características apropiadas para un transductor de ultrasonido.

El capítulo 4 contempla el proceso de preparación de la pasta utilizada así como las modificaciones que ocurren en la misma hasta la obtención de la película sinterizada. Este capítulo establece uno de los objetivos de esta tesis que es el de conocer las bases del funcionamiento de la película de PZT de capa gruesa y por lo tanto de sus posibles limitaciones.

EL capítulo 5 contempla un análisis detallado del funcionamiento del transductor como una entidad compuesta de dos capas, una piezoeléctrica y la otra no piezoeléctrica, con excitación en forma continua y pulsada, ya que esta última constituye la forma más usual de funcionamiento y la que presenta una

mayor dificultad para aprovechar en forma óptima la conversión de energía eléctrica en acústica. El capítulo 6 muestra concretamente como este tipo de transductores proporciona imágenes de muy buena calidad, aún en condiciones de mucho ruido de fondo debido a reflexiones indeseadas como es usual en la obtención de imágenes en el cuerpo humano. Por otra parte se demuestra la gran variedad de aplicaciones en las que se puede emplear este desarrollo mostrando transductores realizados con diferentes sustratos y geometrías.

Capítulo 2

Transducción piezoeléctrica impulsiva

2.1 Introducción

Un material piezoeléctrico tiene la propiedad de que si es deformado por una presión mecánica externa, se producen cargas eléctricas sobre su superficie y se lo conoce como efecto piezoeléctrico directo. La piezoelectricidad es un proceso fundamental de interacción electromecánica y es típica del acoplamiento lineal en la conversión de energía. Más de una centuria ha transcurrido desde que Pierre Curie descubrió el efecto piezoeléctrico directo en 1880. El fenómeno inverso fue descubierto muy poco después que el anterior, en 1881, que consiste en la aparición de una deformación del material cuando es sometido a un campo eléctrico, si el mencionado material es colocado entre dos electrodos.

El efecto piezoeléctrico, que está ahora establecido como una rama de la física de cristales debido en gran parte a Woldemar Voigt quien trabajó inicialmente en esta área, es un campo adecuado para aplicaciones de cristalografía, el estudio de la estructura cristalina y simetrías. La piezoelectricidad también encuentra una amplia aplicación en el campo de la ingeniería eléctrica. Los materiales piezoeléctricos han sido abundantemente utilizados como transductores electromecánicos, generadores ultrasónicos, filtros, sensores y actuadores. También han sido usados para otros propósitos como motores, micro-electro-mecanismos (MEMs) [White y otros, 2004], etc. Se puede decir entonces, que la piezoelectricidad enlaza la ingeniería con la

ciencia. Una condición esencial para que exista este efecto es que la celda cristalina no tenga centro de simetría, aunque esta condición es necesaria pero no suficiente.

El comportamiento de un elemento piezoeléctrico real está, por lo tanto, relacionado con características mecánicas como la relación entre la tensión que se le aplica y la deformación resultante por un lado, sus características eléctricas y la relación que se establece entre ellas para dar el comportamiento electromecánico propio de un transductor. Por otra parte el medio en el que está inmerso afecta tanto su componente mecánica o acústica como generador de ondas como la eléctrica, por lo cual es sumamente importante entender su comportamiento electro-acústico para caracterizarlo como generador y receptor de ondas de ultrasonido.

Al mismo tiempo, como queremos estudiar el funcionamiento del transductor en un régimen de pulsos breves, tenemos que considerar la geometría del transductor cuando se lo excita en forma pulsada ya que el mismo no es una fuente puntual y en el futuro nos interesarán las posibilidades que nos brindan las distintas geometrías que podemos realizar para la fabricación de arreglos bidimensionales y su aplicación a la generación de imágenes ultrasónicas.

2.2 Modelo simple unidimensional

En los materiales que se polarizan eléctricamente cuando se deforman, la ley de Hooke no describe totalmente la relación entre la deformación y el esfuerzo. Este comportamiento, el efecto piezoeléctrico directo, se manifiesta en la aparición de cargas de polarización en la superficie de un medio deformado que se neutralizan gradualmente por la acumulación sobre la superficie de cargas libres procedentes de la atmósfera y por conducción dentro del cristal.

La piezoelectricidad es un fenómeno microscópico complejo, asociado a la simetría de las moléculas que constituyen el material o las redes cristalinas,

pero puede plantearse un modelo simple que da información cualitativa del fenómeno.

Los átomos y moléculas en un sólido se apartan de sus posiciones de equilibrio cuando el medio se deforma. Este desplazamiento genera un momento dipolar y dependiendo de la simetría, el promedio por unidad de volumen puede ser distinto de cero. Entonces tenemos una polarización macroscópica resultante de la deformación.

El efecto piezoeléctrico puede incluirse en las ecuaciones constitutivas de la siguiente manera: a la ley de Hooke se le adiciona un término dependiente del campo eléctrico. Como este campo es un vector y el tensor de deformaciones es de rango dos, el término debe ser un tensor de rango tres al que llamamos e . Para la ecuación constitutiva eléctrica tenemos que el desplazamiento es la contracción del tensor dieléctrico con el campo eléctrico, y para agregar un término proporcional a la deformación de nuevo se necesita un tensor de rango tres, cuya contracción con la deformación es un vector. Este tensor es $-e$.

Planteamos un modelo en el cual suponemos una situación unidimensional donde partículas cargadas están ligadas por fuerzas elásticas. Esto es una manera simple de pensar el estado de equilibrio para una molécula. Suponemos que la carga total del sistema es nula, pero las cargas individuales están distribuidas de manera no simétrica con respecto al centro de la molécula (Fig. 2.1). El sistema de referencia está centrado en la carga $+$.

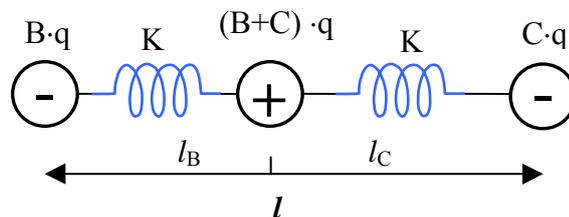


Figura 2.1: Modelo unidimensional

Para obtener la expresión del desplazamiento eléctrico D cuando se deforma el sistema, aplicamos una fuerza F externa al mismo. Como suponemos las

constantes elásticas iguales, tenemos igual desplazamiento mecánico de cada extremo (Fig. 2.2).

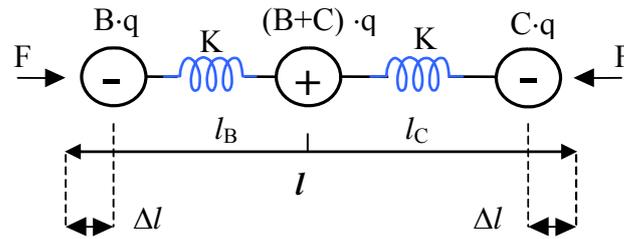


Figura 2.2: Deformación producida por una fuerza externa

Aquí se utiliza:

- $q \cdot (B+C)$ Carga total de la molécula
- n Número de moléculas por unidad de volumen

Cuando el sistema no está deformado, la polarización macroscópica P_e es no nula

$$P_e = \frac{\sum p_i}{\Delta V} = \frac{n \cdot \Delta V}{\Delta V} [B \cdot q \cdot l_B - C \cdot q \cdot l_C]$$

Después de la deformación

$$P_e = n \cdot [B \cdot q (l_B - \Delta l) - C \cdot q (l_C - \Delta l)]$$

Entonces el cambio de polarización entre ambos estados de deformación es

$$\Delta P_e = n [-Bq\Delta l + Cq\Delta l] = n \cdot q \cdot (C - B) \cdot \Delta l$$

Esta variación en la polarización es la producida por la fuerza externa y es proporcional a la deformación. Llamamos e al coeficiente de proporcionalidad entre ambos.

$$e = n \cdot q \cdot (C - B) \cdot l$$

$$\Delta P = e \frac{\Delta l}{l} = e \cdot S$$

El desplazamiento eléctrico clásico en ausencia de deformación es

$$D = \varepsilon_o \cdot E + P$$

$$P = \chi^S \cdot E$$

Se modificará con el aumento de polarización como sigue

$$P = \chi^S \cdot E + \Delta P = \chi^S \cdot E + e \cdot S$$

$$D = \varepsilon_o \cdot E + \chi^S \cdot E + e \cdot S$$

Esto nos brinda la nueva ecuación constitutiva para este caso

$$D = \varepsilon \cdot E + e \cdot S \quad (2.1)$$

Ahora analizaremos lo que ocurre cuando se aplica un campo eléctrico externo

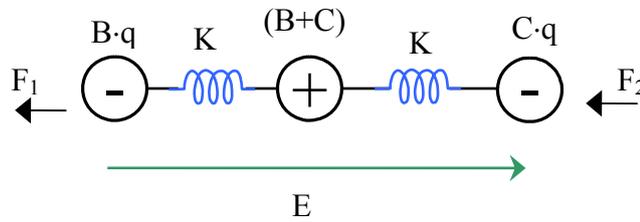


Figura 2.3: Campo eléctrico aplicado

Sobre los extremos aparecen fuerzas debidas al campo eléctrico de manera similar al caso anterior. Como la tensión mecánica es la fuerza normal por unidad de superficie A , podemos escribir:

$$T_1 = -\frac{qBE}{A} nV = -qBEnl \quad \frac{V}{A} = l$$

$$T_2 = \frac{qCE}{A} nV = qCEnl$$

$$\Delta T = T_2 + T_1 = [q(C - B)nl] \cdot E = e \cdot E$$

Utilizando la ley de Hooke, la tensión total debe ser

$$T + \Delta T = c^E \cdot S$$

$$T = c^E \cdot S - e \cdot E \quad (2.2)$$

Obtenemos así la ecuación constitutiva mecánica. Los coeficientes c^E y ε^S son la constante elástica a campo cero y la permitividad a deformación cero.

Vemos en este modelo que la piezoelectricidad está asociada a la falta de simetría respecto al centro y que en este caso puede existir un momento dipolar aún en ausencia de campo externo.

2.3 Ecuaciones constitutivas

La extensión tridimensional del coeficiente piezoeléctrico e es un tensor de rango tres e_{ijk} . Las ecuaciones constitutivas que generalizan las (2.1) y (2.2) se escriben como

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^S E_j + e_{ijk} S_{jk} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Estas ecuaciones representan la aproximación lineal al problema, que es válida para pequeñas deformaciones y campos. En el dominio lineal, se asume que los coeficientes e_{ijk} son constantes que vinculan las magnitudes elásticas con las eléctricas y pueden expresarse teniendo en cuenta las ecuaciones (2.3) como derivadas parciales respecto del campo o el desplazamiento eléctrico [Dieulesaint y otros, 1980].

$$\begin{aligned} e_{ijk} &= \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}} \right)_E \\ e_{ijk} &= - \left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial E_i} \right)_S \end{aligned}$$

Los coeficientes de proporcionalidad de los dos efectos son del signo opuesto. El efecto piezoeléctrico inverso parece ser una consecuencia termodinámica del efecto directo. Dado que los tensores T_{ij} y S_{ij} son simétricos, entonces el tensor e_{ijk} también lo es con respecto a sus dos últimos índices:

$$e_{ijk} = e_{ikj}$$

De las 27 constantes independientes del tensor de rango 3 sobreviven 18 debido a la simetría; el par (j, k) tiene sólo 6 valores distintos (denotados por el índice α de acuerdo con la convención del final del párrafo).

Para modificar el estado del piezoeléctrico se debe realizar trabajo sobre él que involucra el término mecánico más un término eléctrico del trabajo, los cuales consideraremos en un proceso reversible.

$$\begin{aligned}\delta W_M &= T_{ij} dS_{ij} \\ \delta W_E &= E_i dD_i\end{aligned}$$

En una transformación reversible la variación de energía interna por unidad de volumen a temperatura absoluta Θ es

$$\begin{aligned}dU &= \delta Q + \delta W_M + \delta W_E \\ dU &= \Theta \cdot d\sigma + T_{ij} dS_{ij} + E_i dD_i\end{aligned}$$

En la ecuación anterior σ es la entropía. La energía U es una función que depende de la entropía, la deformación y el desplazamiento eléctrico, que se han tomado como las variables independientes del problema. En gran parte de las aplicaciones tenemos control sobre el campo eléctrico en lugar del desplazamiento eléctrico, por lo que introducimos, mediante una transformación de Legendre, el potencial termodinámico Φ para tener una función del campo eléctrico

$$\begin{aligned}\Phi &= U - E_i D_i \\ d\Phi &= \Theta \cdot d\sigma + T_{ij} \cdot dS_{ij} - D_i \cdot dE_i\end{aligned}$$

Las tensiones y el desplazamiento eléctrico son las fuerzas generalizadas que se obtienen como derivadas parciales del potencial en esta última ecuación, que es una diferencial exacta:

$$T_{jk} = \left[\frac{\partial \Phi}{\partial S_{jk}} \right]_{\sigma, E} \quad D_i = - \left[\frac{\partial \Phi}{\partial E_i} \right]_{\sigma, S_{jk}}$$

Tomando las derivadas cruzadas que no dependen del orden de las variables, encontramos la ecuación de Maxwell para este caso

$$\begin{aligned}
-\left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}}\right)_{\sigma,E} &= \left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial E_i}\right)_{\sigma,S} = \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial E_i \partial S_{jk}}\right)_{\sigma} \\
e_{ijk} &= \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}}\right)_{\sigma,E} = -\left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial E_i}\right)_{\sigma,S}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Esto muestra que, si una deformación en el piezoeléctrico a campo eléctrico constante conduce a un desplazamiento eléctrico, un campo eléctrico aplicado al material mantenido rígido (deformación constante) va a generar una tensión mecánica. Los coeficientes son iguales en los dos efectos piezoeléctricos como se había planteado en las ecuaciones constitutivas. Las derivadas anteriores son a entropía, campo eléctrico o deformación constantes.

Si en vez de expresar la tensión mecánica y el desplazamiento eléctrico en términos de la deformación y el campo eléctrico como variables independientes usamos por ejemplo el campo eléctrico y la tensión mecánica como independientes, las ecuaciones de estado de un material piezoeléctrico tienen una forma diferente. Para ello utilizamos el potencial termodinámico Ψ definido como:

$$\begin{aligned}
\Psi &= \Phi - T_{jk} S_{jk} = U - E_i D_i - T_{jk} S_{jk} \\
d\Psi &= \Theta d\sigma - S_{jk} dT_{jk} - D_i dE_i \\
S_{jk} &= -\left(\frac{\partial \Psi}{\partial T_{jk}}\right)_{\sigma,E} \\
D_i &= -\left(\frac{\partial \Psi}{\partial E_i}\right)_{\sigma,T}
\end{aligned}$$

Como antes tomando las derivadas cruzadas obtenemos la ecuación de Maxwell que usamos para definir las nuevas constantes piezoeléctricas

$$\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial E_i \partial T_{jk}}\right)_{\sigma,T} = \left(\frac{\partial S_{jk}}{\partial E_i}\right)_{\sigma,T} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial T_{jk}}\right)_{\sigma,E} = d_{ijk}$$

Utilizando la compliancia s^E , a campo eléctrico constante y la permitividad a tensión mecánica constante ϵ^T se obtiene el nuevo conjunto de ecuaciones constitutivas [Ikeda, 1990]

$$\begin{aligned} S_{jk} &= d_{ijk} E_i + s_{jklm}^E T_{lm} \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^T E_j + d_{ijk} T_{jk} \end{aligned} \quad (2.5)$$

El tensor de cuarto orden s_{ijkl} es el tensor de compliancia y describe la relación lineal más general entre los dos tensores de segundo rango, la deformación S_{ij} y la tensión T_{ij} :

$$S_{ij} = s_{ijkl} T_{kl}$$

2.4 Notación convencional

Un tensor de cuarto rango tiene 81 componentes, pero debido a que T_{ij} y S_{ij} son tensores simétricos, las constantes de compliancia permanecen invariables por la permutación de los índices i y j o k y l . Teniendo en cuenta las simetrías mencionadas retenemos 36 constantes de compliancia independientes: un par de índices sin ordenar (i, j) toma sólo 6 valores distintos, los cuales por convención numeramos del 1 al 6 de la siguiente forma:

$$\begin{array}{lll} (11) \leftrightarrow 1 & (22) \leftrightarrow 2 & (33) \leftrightarrow 3 \\ (23) = (32) \leftrightarrow 4 & (31) = (13) \leftrightarrow 5 & (12) = (21) \leftrightarrow 6 \end{array}$$

De esta manera las constantes de compliancia se enumeran con sólo dos índices α y β del 1 al 6, que pueden ser dispuestos en un arreglo matricial de 6x6:

$$s_{\alpha\beta} = s_{ijkl}, \text{ con } \alpha \leftrightarrow (ij), \beta \leftrightarrow (kl).$$

Las mismas consideraciones son válidas para el módulo elástico c_{ijkl} . Esta notación puede ser extendida a los tensores de tensión y deformación, de modo que podemos escribir la ley de Hooke en la siguiente forma:

$$T_{\alpha} = c_{\alpha\beta} S_{\beta} \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6.$$

Estamos usando la misma convención para la tensión mecánica, es decir $T_\alpha = T_{ij}$ con $\alpha \leftrightarrow (ij)$, y para que la ecuación anterior describa adecuadamente la ley de Hooke debemos considerar las constantes de deformación como:

$$s_1 = s_{11} \quad s_2 = s_{22} \quad s_3 = s_{33} \quad s_4 = 2 \cdot s_{23} \quad s_5 = 2 \cdot s_{13} \quad s_6 = 2 \cdot s_{12}$$

Con esta notación, que tiene en cuenta la simetría, podemos escribir las ecuaciones constitutivas en forma tensorial de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} S_\alpha &= d_{i\alpha} E_i + s_{\alpha\beta}^E T_\beta & i, j = 1, 2, 3 &\leftrightarrow (x, y, z) \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^T E_j + d_{i\alpha} T_\alpha & \alpha, \beta = 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (2.6)$$

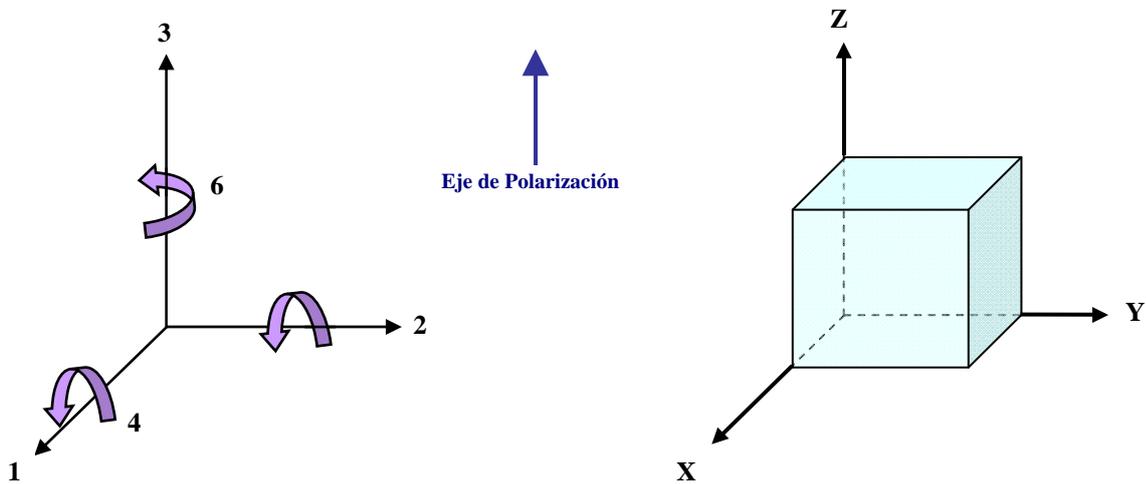


Figura 2.4: Esquema de la notación utilizada

En la Fig. 2.4 se muestra un esquema de la notación que se utiliza. Es posible obtener estas relaciones con otros conjuntos de variables, por ejemplo usando el campo eléctrico E y la deformación S como variables independientes, con la tensión T y el desplazamiento eléctrico D como variables dependientes [Dieulesaint y otros, 1980].

$$\begin{aligned} T_\alpha &= -e_{i\alpha} E_i + c_{\alpha\beta}^E S_\beta & i, j = 1, 2, 3 &\leftrightarrow (x, y, z) \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^S E_j + e_{i\alpha} S_\alpha & \alpha, \beta = 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (2.7)$$

En las ecuaciones anteriores e es conocida como constante piezoeléctrica de tensión y relaciona el campo eléctrico con la tensión mecánica en el material.

2.5 Respuesta acústica y eléctrica

El comportamiento completo de un elemento piezoeléctrico real podemos describirlo a partir de las Ec. (2.7), para lo cual debemos contar con los valores de todos los parámetros mecánicos, eléctricos y piezoeléctricos que intervienen en ella. La medición de todos ellos rara vez es posible por lo que generalmente se apela a relevar un conjunto reducido de las mismas en un material con un cierto grado de simetría o con una dimensionalidad reducida, para el cual el número de constantes que intervienen sea lo bastante pequeño como para medirlos y comparar los resultados teóricos con los experimentales. En este caso, ya que los materiales que utilizaremos no son monocristalinos, nos orientamos a trabajar con estructuras que se adapten a las condiciones que requiere un modelo unidimensional y cuando la situación lo requiere agregamos que la muestra sobre la que se mide tenga simetría axial. Debido a esto, en el trabajo experimental, generalmente utilizamos placas de espesor uniforme y suponemos que las dimensiones laterales de la placa son suficientemente grandes con respecto al espesor para habilitarnos a considerar su comportamiento elástico y piezoeléctrico como un problema unidimensional sin demasiado desacierto.

En esta sección abordaremos algunos temas teóricos como el de propagación de ondas en medios piezoeléctricos y no piezoeléctricos para poder tratar a continuación modelos de funcionamiento del transductor en una dimensión, que utilizaremos en el análisis de sus propiedades como generador y receptor de ondas ultrasónicas. El desarrollo final de los cálculos para los modelos que se utilizan están expuestos en los apéndices A y B para evitar que la presentación principal sea demasiado extensa.

2.5.1 Ondas elásticas en sólidos

En este análisis se considera que el desplazamiento u_i en un punto del medio depende de la posición y del tiempo

$$u_i = u_i[x_k, t]$$

La ecuación de movimiento para un punto del medio continuo se obtiene a partir de la ley de Newton, se aplica a un pequeño volumen del sólido ΔV y se hará específica por unidad de volumen. La fuerza por unidad de volumen proyectada en la dirección i puede escribirse como

$$\frac{\partial T_{ji}}{\partial x_j} + X_i = f_i, \text{ donde } X_i \text{ son las fuerzas de volumen}$$

Podemos despreciar las fuerzas de volumen X_i frente a la derivada de la tensión porque las variaciones de volumen involucradas son muy pequeñas.

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

En la ecuación anterior, ρ es la densidad de equilibrio constante del medio fluido. Ahora sustituimos el tensor de tensiones con la ley de Hooke

$$\begin{aligned} T_{ji} &= c_{ijkl} S_{lk} \\ S_{lk} &= \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \\ \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} &= c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \end{aligned} \quad (2.9)$$

La solución de estas ecuaciones da la propagación de ondas en cada dirección i . Esta solución representa el caso más general de propagación en un medio anisotrópico. Por analogía a la ecuación de ondas en el caso homogéneo se probarán soluciones de la forma

$$u_i(x, t) = u_i^o f \left(t - \frac{\{n\} \cdot \{x\}}{v} \right)$$

Se indica con $\{n\}$ el versor en la dirección de propagación. Se obtiene la velocidad de fase y la polarización de la onda u_i^o derivando y sustituyendo en la ecuación de ondas

$$\rho v^2 u_i^o = c_{ijkl} n_j n_k u_i^o$$

Definimos el tensor de Christoffel como

$$\Gamma_{il} = c_{ijkl} n_j n_k \quad (2.10)$$

Sustituyendo esta definición en la ecuación anterior

$$\Gamma_{il} u_i^o = \rho v^2 u_i^o$$

Esta ecuación nos muestra que existen tres polarizaciones posibles para la onda, que son los vectores propios del tensor de Christoffel. A cada vector propio le corresponde un valor propio $\rho \cdot v^2$.

Resumiendo, una onda plana que se propaga en la dirección \vec{n} tiene en el caso más general tres polarizaciones diferentes, las cuales no necesariamente son longitudinales o transversales, y pueden tener diferentes velocidades según la polarización. Puede demostrarse que el tensor de Christoffel es simétrico, sus valores propios son reales y positivos, lo que implica que las velocidades de fase son reales y las polarizaciones son mutuamente ortogonales [Dieulesaint y otros, 1980].

En general, el vector desplazamiento de las distintas polarizaciones no es perpendicular o tangente a la dirección de propagación $\{n\}$. La polarización con $\{u\}$ más cercano a $\{n\}$ se llama casi-longitudinal, las otras son llamadas casi-transversales. Usualmente estas últimas se propagan más lentamente.

2.5.2 Ondas elásticas en medio piezoeléctrico

En un material piezoeléctrico, la interrelación de las magnitudes eléctricas y mecánicas implica un acoplamiento entre ondas mecánicas y electromagnéticas. La ecuación para la tensión introduce el campo eléctrico en las ecuaciones de la dinámica y la ecuación del desplazamiento eléctrico introduce la deformación mecánica en las ecuaciones de Maxwell. En principio, el problema de propagación de onda no puede ser tratado si no se resuelve simultáneamente las ecuaciones de Newton y de Maxwell. Las soluciones son ondas mixtas elasto-electromagnéticas, es decir ondas elásticas

de velocidad V con un campo eléctrico asociado y ondas electromagnéticas (de velocidad $v \cong 10^5 V$) con una deformación mecánica asociada. Para el primer tipo de onda, el campo magnético creado por el campo eléctrico moviéndose a una velocidad V puede ser despreciado. Debido a que: $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \approx 0$, el campo \vec{E} es derivado de un potencial escalar Φ : $\vec{E} = -\nabla\Phi$ ó $E_k = -\frac{\partial\Phi}{\partial x_k}$.

La energía electromagnética involucrada es despreciable comparada con la energía elástica.

Para el segundo tipo de onda (la onda EM con deformación elástica asociada), la energía elástica es mucho más pequeña que la energía electromagnética.

De esta manera, aún en un material fuertemente piezoeléctrico, la interacción entre las ondas elásticas y las electromagnéticas es débil ya que sus velocidades son muy diferentes ($v/V \cong 10^4$ a 10^5). Por lo tanto, los dos tipos de propagación pueden ser considerados en forma independiente. Nos concentraremos en la propagación de las ondas elásticas, asumiendo que el campo eléctrico puede ser considerado como estático con respecto al fenómeno de propagación electromagnético (aproximación cuasi-estática).

Nuestro objetivo es establecer una ecuación de autovalores para ondas planas, de forma similar a la ecuación de Christoffel para ondas de volumen en un medio ilimitado.

2.5.3 Ecuaciones de propagación

La ecuación para la tensión: $T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k$ se transforma insertando expresiones para la deformación $S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$ y el campo eléctrico

$$E_k = -\frac{\partial\Phi}{\partial x_k} :$$

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$$

La ecuación dinámica $\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$ se transforma en:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} \quad (2.11)$$

Además, el desplazamiento eléctrico sin cargas libres debe obedecer la ecuación de Poisson para un aislador $\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0$:

$$D_j = e_{jkl} S_{kl} + \epsilon_{jk}^S E_k = e_{jkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (2.12)$$

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} = 0 \quad (2.13)$$

La ecuación de propagación para el desplazamiento u_i se obtiene eliminando el potencial eléctrico Φ entre (2.11) y (2.13). En el caso de una onda plana propagándose en la dirección n_j , el desplazamiento y el potencial, u_i y Φ están dados por,

$$u_i = {}^o u_i \cdot F \left(t - \frac{n_j x_j}{V} \right) \quad \Phi = \Phi_0 \cdot F \left(t - \frac{n_j x_j}{V} \right) \quad (2.14)$$

El campo eléctrico es longitudinal en este caso:

$$E_j = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = \frac{n_j}{V} \Phi_0 F'$$

En la ecuación anterior F' es la derivada de F .

Insertando $\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = {}^o u_i F''$, $\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} = \frac{n_j n_k}{V^2} {}^o u_l F''$, $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} = \frac{n_j n_k}{V^2} \Phi_0 F''$ en (2.11) y

(2.13). Definimos además las proyecciones sobre las direcciones n_j y n_k

$$\begin{aligned}
\Gamma_{i\ell} &= c_{ijkl}^E n_j n_k \\
\gamma_i &= e_{kij} n_j n_k \\
\varepsilon &= \varepsilon_{jk}^S n_j n_k
\end{aligned}
\tag{2.15}$$

Logramos ecuaciones independientes del tiempo que nos permiten determinar la polarización de la onda

$$\begin{aligned}
\rho V^2 \cdot {}^\circ u_i &= \Gamma_{i\ell} \cdot {}^\circ u_\ell + \gamma_i \Phi_0 \\
\gamma_\ell \cdot {}^\circ u_\ell - \varepsilon \Phi_0 &= 0
\end{aligned}
\tag{2.16}$$

Podemos también eliminar el potencial eléctrico Φ_0 combinando ambas ecuaciones y obtenemos:

$$\rho V^2 \cdot {}^\circ u_i = \left(\Gamma_{i\ell} + \frac{\gamma_i \gamma_\ell}{\varepsilon} \right) {}^\circ u_\ell
\tag{2.17}$$

Las polarizaciones de ondas elásticas planas ${}^\circ u_i$ se obtienen, como en los materiales no piezoeléctricos, buscando los autovectores de un tensor de segundo rango:

$$\begin{aligned}
\bar{\Gamma}_{i\ell} &= \Gamma_{i\ell} + \frac{\gamma_i \gamma_\ell}{\varepsilon} \\
\bar{\gamma} &= \rho \cdot V^2
\end{aligned}
\tag{2.18}$$

Los autovalores $\bar{\gamma} = \rho \cdot V^2$ dan las velocidades de fase para la correspondiente dirección. Las polarizaciones de las tres ondas planas son siempre mutuamente ortogonales ya que el tensor $\bar{\Gamma}_{i\ell}$ es simétrico.

El efecto de la piezoelectricidad sobre la velocidad de propagación puede verse expresado en el cambio de los coeficientes de rigidez. El tensor de Christoffel puede escribirse, exactamente como para un material no piezoeléctrico, de la forma:

$$\bar{\Gamma}_{i\ell} = \bar{c}_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k$$

Donde

$$\bar{C}_{ijk\ell} = c_{ijk\ell}^E + \frac{(e_{pij} \cdot n_p) \cdot (e_{qkj} \cdot n_q)}{\epsilon_{jk}^S \cdot n_j \cdot n_k} \quad (2.19)$$

El término $\bar{C}_{ijk\ell}$ no representa constantes elásticas verdaderas porque están definidas sólo para ondas planas y dependen de la dirección de propagación [Dieulesaint & Royer, 1980].

Hasta aquí el desarrollo es totalmente general, pero es evidente que los tensores elásticos y piezoeléctricos involucran el conocimiento de un gran número de parámetros que es conveniente reducir utilizando la simetría cristalina del material específico con que se está trabajando.

Los materiales cerámicos que fabricaremos, como veremos en el capítulo 3, no son monocristalinos. Por este motivo la dirección de polarización es generalmente la elegida como eje z . Cualquier otro par de ejes perpendiculares entre sí y al eje z pueden ser elegidos como x e y , pues el material es isótropo en cualquier plano perpendicular al eje de polarización. Al elegir una geometría con simetría axial para la cerámica sólida o la capa gruesa (en forma de cilindro o disco) y la dirección de polarización paralela a su eje de simetría, utilizamos un sistema invariante frente a rotaciones alrededor de ese eje. Una observación similar podemos hacer en relación a las propiedades de simetría piezoeléctrica y elasto-eléctricas de cristales hexagonales del tipo 6 mm que tienen un eje de rotación de orden 6, y también son invariantes ante cualquier rotación alrededor de ese eje. Adicionalmente, este tipo de simetría cristalina tiene un plano especular perpendicular al eje de orden 6 que pasa por el centro de la celda. Este plano, a su vez, es equivalente a la isotropía en el plano perpendicular a la dirección de polarización que encontramos en las cerámicas piezoeléctricas con simetría axial [Dieulesaint & Royer, 1980]. En virtud de esta equivalencia entre las simetrías de ambos sistemas, usamos para describir las propiedades elásticas, eléctricas y piezoeléctricas de la cerámica piezoeléctrica los tensores de la clase cristalina 6mm.

2.5.4 Acoplamiento piezoeléctrico unidimensional.

Los transductores de ultrasonido reales son diseñados de tal manera que un proceso de transducción electromecánico particular tiene preferencia sobre todos los que son posibles, es decir que una constante piezoeléctrica particular es la decisiva. Esto se logra dando la forma y orientación apropiada al cuerpo del transductor y por una adecuada aplicación de los electrodos. Sin embargo, no se puede excluir completamente que otros procesos de transducción, indeseables en este caso, también tengan lugar. A pesar de ello pueden considerarse como efectos secundarios y son despreciados en las discusiones siguientes que consideran el caso de una placa o disco con electrodos en sus caras opuestas. En esta situación siempre vamos a suponer que las dimensiones laterales de la placa son suficientemente grandes con respecto al espesor para habilitarnos a considerar su comportamiento elástico y piezoeléctrico como un problema unidimensional sin demasiado desacierto. Como veremos en § 5.2 el modo fundamental de vibración de la placa piezoeléctrica libre, llamado modo espesor, se logra para un valor de la longitud de onda igual a dos veces el espesor, y sus armónicos son múltiplos impares de este valor [Kino, 1987].

Existen diversas formas de definir los coeficientes de acoplamiento electromecánico k , una de las más directas es

$$\begin{aligned}U_{elastica} &\propto c^E \cdot S^2 \\U_{interaccion} &\propto e \cdot E \cdot S \\U_{electronica} &\propto \varepsilon \cdot E^2 \\k^2 &= \frac{U_{interaccion}^2}{U_{elastica} \cdot U_{electronica}} = \frac{e^2}{c^E \cdot \varepsilon^S}\end{aligned}$$

Siendo el campo eléctrico un vector y la deformación un tensor, el coeficiente k depende de la dirección considerada. Intuitivamente el coeficiente de acoplamiento da una idea de la intensidad del efecto

piezoeléctrico. Es decir que para utilizar el material como transductor electro mecánico debe tener el mayor k posible [Ikeda, 1990].

Consideramos ahora la propagación de ondas en un medio piezoeléctrico unidimensional. El medio es infinito, no hay carga libre en el medio y D es en la dirección z . Como el problema unidimensional sólo depende de z tenemos:

$$\frac{\partial D}{\partial z} = 0 \quad \Rightarrow \quad D_z = cte$$

Todavía D puede depender del tiempo. De modo que la corriente de desplazamiento total en el medio es

$$\frac{\partial D}{\partial t} = i_D$$

Esta corriente debe ser uniforme o cero. En un transductor piezoeléctrico con electrodos en cada cara, la corriente de desplazamiento atraviesa el medio al igual que en un condensador. En un medio infinito esperamos que esta corriente de desplazamiento sea cero; por lo tanto $D = 0$ en el medio. Por otra parte consideramos una placa de material piezoeléctrico de espesor determinado, en el que todas sus dimensiones transversales son muy grandes comparadas con ese espesor. Cuando los electrodos ubicados sobre sus caras laterales están a circuito abierto, el desplazamiento eléctrico D es muy cercano a cero también en este caso. Tomando como referencia las ecuaciones (2.7) podemos escribir

$$D = \varepsilon^S E + eS$$

$$D = 0$$

$$E = -\frac{eS}{\varepsilon^S}$$

En la ecuación anterior, ε^S es la constante dieléctrica del material de la placa con deformación constante, es decir que la misma está sujeta de tal forma que su espesor es forzado a permanecer constante. Sustituyendo en la segunda ecuación constitutiva

$$\begin{aligned}
T &= c^E S - eE \\
T &= c^E S - e \left(-\frac{eS}{\epsilon^S} \right) \\
T &= c^E \left(1 + \frac{e^2}{c^E \epsilon^S} \right) \cdot S = c^D S
\end{aligned}$$

Aquí c^E es una constante elástica, que describe la relación entre la tensión elástica T y la deformación en la placa si la intensidad del campo eléctrico E se mantiene constante, por ejemplo igual a cero. De esta forma el medio piezoeléctrico tiene una constante elástica efectiva c^D llamada constante elástica rígida o rigidizada (suele usarse la palabra “*stiffened*” en la bibliografía). Utilizando la definición de coeficiente de acoplamiento k

$$\begin{aligned}
c^D &= c^E (1 + k^2) \\
k^2 &= \frac{e^2}{c^E \epsilon^S}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Esto significa que la rigidez mecánica del material de la placa también depende de las conexiones eléctricas de los electrodos y es menor cuando los electrodos están en cortocircuito que si estos están abiertos. Además como la constante piezoeléctrica e está realmente especificada por dos índices, lo mismo es válido para el factor de acoplamiento al caracterizar la clase de interacción electromecánica. Entonces, para una placa piezoeléctrica operada en su modo espesor, el factor de acoplamiento hablando estrictamente debiera ser notado como k_{11} o k_{33} .

Consideraremos ahora las propiedades de un medio finito con sección transversal infinita o la placa equivalente con dimensiones transversales mucho mayores que su espesor. En este caso D debe ser finito y podemos definir una constante dieléctrica efectiva en el medio. Ya se ha visto que si la deformación S es cero la constante a considerar es:

$$\epsilon^S = \frac{D}{E}$$

De igual forma podemos encontrar la constante ε^T libre de tensiones suponiendo que estas son cero sobre la placa:

$$\begin{aligned}
 T &= c^E S - eE \quad ; \quad T = 0 \quad \Rightarrow \quad S = \frac{e}{c^E} E \\
 D &= \varepsilon^S E + eS \quad \Rightarrow \quad D = \varepsilon^S E + e \frac{e}{c^E} E \\
 \therefore D &= \varepsilon^S (1+k^2) E \quad \Rightarrow \quad \varepsilon^T = \varepsilon^S (1+k^2)
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Por lo tanto la constante dieléctrica en ausencia de tensiones es más grande que la de la placa que tiene limitados o impedidos los cambios en espesor.

2.5.5 Modelo del transductor

Consideramos un transductor uniforme o un resonador con sección transversal cuya dimensión principal es de varias longitudes de onda, y electrodos de área A como se muestra en la Fig. 2.5. Dado que los electrodos son superficies equipotenciales, es razonable que $E_x = E_y = 0$.

Con esta simetría el transductor está diseñado para vibrar longitudinalmente en espesor y suponemos que no hay movimiento en la dirección x o la y . En este caso los parámetros S , E , D , v , u y T tienen componentes solo en la dirección z , perpendicular a la superficie del transductor.

El transductor se trata como un sistema de tres puertos, uno eléctrico y dos mecánicos (Fig. 2.5). Utilizamos la analogía de identificar la tensión mecánica T con el voltaje eléctrico V , y la velocidad de partícula v como análoga a la corriente [Kino, 1987], que se desarrolla con mayor detalle en el apéndice A.

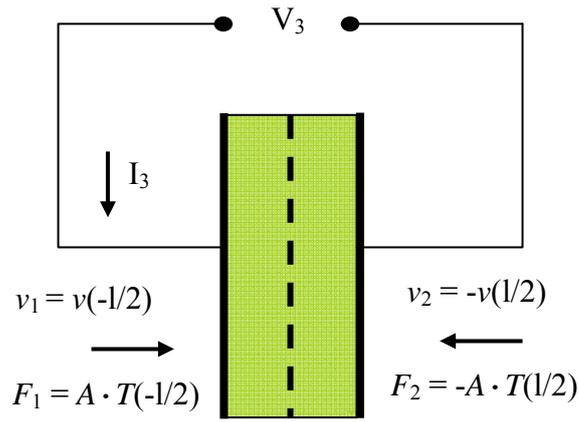


Figura 2.5: Modelo de tres puertos

Las magnitudes son positivas en la dirección del eje z . Esto significa que las condiciones de borde en los puertos acústicos son

$$F_1 = A \cdot T\left(\frac{-l}{2}\right) \quad F_2 = -A \cdot T\left(\frac{l}{2}\right)$$

$$v_1 = v\left(\frac{-l}{2}\right) \quad v_2 = -v\left(\frac{l}{2}\right)$$

Consideramos la propagación de una onda monocromática de frecuencia ω . Todas las magnitudes pueden expresarse como un módulo dependiente de la posición que oscila en forma sinusoidal con el tiempo

$$v(z, t) = v(z) \cdot e^{j\omega t}$$

$$T(z, t) = T(z) \cdot e^{j\omega t}$$

$$S(z, t) = S(z) \cdot e^{j\omega t}$$

$$D(z, t) = D(z) \cdot e^{j\omega t}$$

La ecuación de onda (2.8) se reduce para el caso unidimensional

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ji}}{\partial x_j}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.22)$$

$$j\omega\rho v(z) = \frac{dT(z)}{dz}$$

A partir de la relación entre deformación y desplazamiento

$$\begin{aligned}
 S_{lk} &= \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \\
 \frac{\partial S(z,t)}{\partial t} &= \frac{\partial v(z,t)}{\partial z} \\
 j \cdot \omega \cdot S(z) &= \frac{dv}{dz}
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Para el cálculo de la corriente I_3 se considera positiva entrante al transductor, por eso el cambio de signo con respecto a la ecuación de continuidad

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0 \\
 \int \vec{J} \cdot \vec{n} \, ds + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int \vec{D} \cdot \vec{n} \, ds \right) &= 0
 \end{aligned}$$

La corriente total que atraviesa el transductor es $I_3 = j \cdot \omega \cdot A \cdot D$ y el voltaje a través del mismo esta dado por

$$V_3 = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E \cdot dz$$

Podemos eliminar E de las ecuaciones como en § 2.5.4 obteniendo la ecuación constitutiva en función de D y con el coeficiente c^D que como antes significa a desplazamiento cero:

$$\begin{aligned}
 T &= c^E S - eE \\
 D &= \varepsilon^S E + eS \\
 D = 0 &\rightarrow E = \frac{-e \cdot S}{\varepsilon^S} = h \cdot S
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

En (2.24) h se conoce como *constante de transmisión*, definida como $h = \frac{-e}{\varepsilon^S}$

$$\begin{aligned}
 T &= c^E \cdot S - e \cdot h \cdot S \\
 D &= (\varepsilon^S \cdot h + e) \cdot S \\
 T &= c^D \cdot S - h \cdot D \\
 c^D &= c^E \left(1 + \frac{e^2}{c^E \cdot \varepsilon^S} \right) = c^E (1 + k^2)
 \end{aligned}$$

A partir de las relaciones anteriores deducimos la ecuación diferencial para $v(z)$, considerando que el campo D es constante con z

$$j \cdot \omega \cdot S(z) = \frac{dv}{dz} \quad \rightarrow \quad \frac{d^2v}{dz^2} = j \cdot \omega \cdot \frac{dS}{dz}$$

$$T = c^D \cdot S - h \cdot D \quad \rightarrow \quad \frac{dT}{dz} = c^D \cdot \frac{dS}{dz} - h \cdot \frac{dD}{dz} \quad \rightarrow \quad \frac{dT}{dz} = c^D \cdot \frac{dS}{dz}$$

$$\frac{d^2v}{dz^2} = \frac{j \cdot \omega}{c^D} \cdot \frac{dT}{dz} \quad ; \quad j \cdot \omega \cdot \rho \cdot v(z) = \frac{dT(z)}{dz} \quad (2.25)$$

$$\frac{d^2v}{dz^2} + \frac{\omega^2 \rho}{c^D} \cdot v(z) = 0$$

Las soluciones para T y v son ondas que se propagan en ambas direcciones. El índice F indica la dirección positiva y B la negativa del eje z

$$v(z) = v_F \cdot e^{-j\beta \cdot z} + v_B \cdot e^{j\beta \cdot z}$$

$$T(z) = T_F \cdot e^{-j\beta \cdot z} + T_B \cdot e^{j\beta \cdot z} - h \cdot D$$

Se definen los siguientes parámetros¹,

$$\beta = \omega \cdot \left(\frac{\rho}{c^D} \right)^{1/2} = \frac{\omega}{\bar{V}}$$

$$Z_o = \sqrt{\rho \cdot c^D} \quad C_o = \frac{\varepsilon^S \cdot A}{l} \quad (2.26)$$

$$T_F = -Z_o \cdot v_F \quad T_B = -Z_o \cdot v_B$$

La velocidad \bar{V} es la velocidad de propagación en un medio piezoelectrico en condiciones de cortocircuito. Siempre es más grande que la equivalente en un medio no piezoelectrico V , o en un medio piezoelectrico con $E=0$, y están relacionadas a través del acoplamiento electromecánico $\bar{V} = V \cdot (1 + k^2)^{1/2}$. En cerámicas piezoelectricas como el PZT, o en un cristal como el niobato de litio, k^2 puede ser tan grande como 0,5. Usando las condiciones de borde para este caso la velocidad puede expresarse como [Auld, 1990]

¹ Se utiliza β como número de onda para evitar la confusión con el coeficiente de acoplamiento

$$v(z) = \frac{-v_2 \cdot \text{sen}\left[\beta\left(z + \frac{l}{2}\right)\right] + v_1 \cdot \text{sen}\left[\beta\left(\frac{l}{2} - z\right)\right]}{\text{sen}[\beta \cdot l]} \quad (2.27)$$

Las expresiones anteriores pueden ordenarse en forma matricial para dar la relación entre voltajes y corrientes generalizados

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} A \cdot Z_o \cot(\beta \cdot l) & A \cdot Z_o \cdot \text{sen}^{-1}(\beta \cdot l) & h/\omega \\ A \cdot Z_o \cdot \text{sen}^{-1}(\beta \cdot l) & A \cdot Z_o \cot(\beta \cdot l) & h/\omega \\ h/\omega & h/\omega & 1/\omega \cdot C_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ I_3 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Estas ecuaciones tienen la forma de una red de tres puertos como se ha dicho y el circuito equivalente que resulta puede verse en la Fig. 2.6, conocido como equivalente de Mason. Definiendo las impedancias características para el caso de $I_3 = 0$ resulta

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} = Z_{22} &= -j \cdot A \cdot Z_o \cdot \cot(\beta \cdot l) \\ Z_{12} = Z_{21} &= -j \cdot A \cdot Z_o \cdot \text{sen}^{-1}(\beta \cdot l) \end{aligned} \right\} Z_{11} - Z_{12} = Z_{22} - Z_{12} = j \cdot A \cdot Z_o \cdot \tan\left(\frac{\beta \cdot l}{2}\right)$$

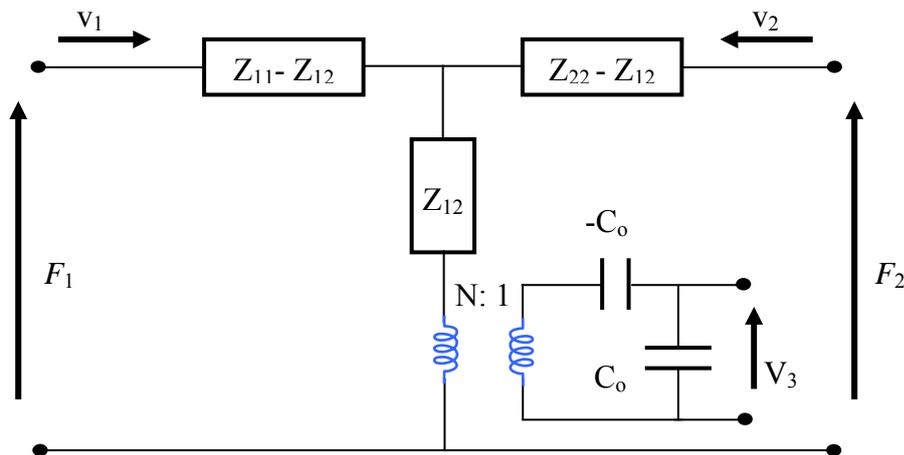


Figura 2.6: Circuito equivalente de Mason

En este modelo los puertos mecánicos son simétricos y hemos considerado el transductor descargado, o sea sus caras están libres [Ferrari y otros, 2001]. El voltaje del puerto eléctrico depende de dos términos

$$V_3 = \frac{j}{j \cdot \omega} (v_1 + v_2) + \frac{I_3}{j \cdot \omega \cdot C_o} \quad (2.29)$$

El segundo término en (2.29) es debido a la capacidad C_o entre los electrodos y el otro es proporcional al movimiento $v_1 + v_2$. La rama eléctrica se acopla al sistema mecánico mediante un transformador ideal de relación de vueltas N

$$N = h \cdot C_o$$

Como el espesor l de la placa del transductor en la (2.28) es arbitrario, puede ser reducido a un diferencial de longitud. En este límite se puede ver que la parte mecánica en forma de T formada por Z_{11} - Z_{12} , Z_{22} - Z_{12} y Z_{12} en la Fig. 2.6 se reduce a una línea de transmisión diferencial de longitud l . La línea de transmisión, de impedancia Z_C , como se muestra en la Fig. 2.7, puede ser vista como un cable coaxial cuya malla exterior está conectada a un transformador [Redwood, 1961], [Sherrit y otros, 1999].

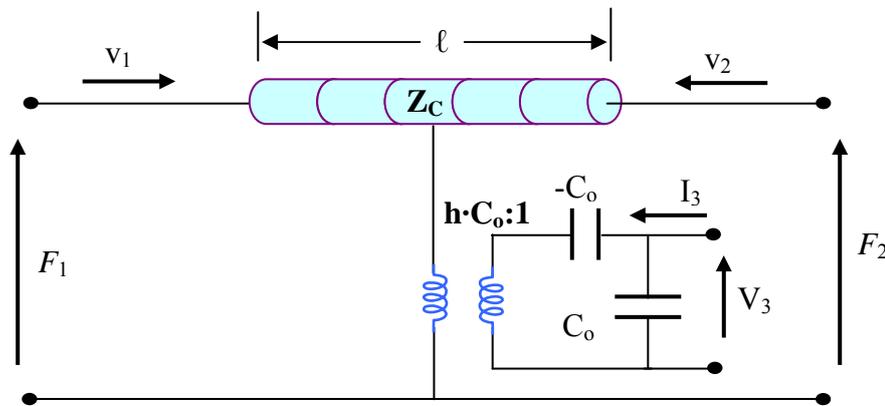


Figura 2.7: Circuito equivalente derivado del modelo de Mason

En el circuito de la Fig. 2.7 es $Z_C = Z_0 \cdot A$ y la relación de transformación $N = h \cdot C_o = \frac{e \cdot C_o}{\epsilon^s} = \frac{e \cdot A}{l}$. En el Apéndice A se desarrolla con más detalle el modelo de línea de transmisión y también el cálculo de la impedancia equivalente vista desde los terminales del transductor.

2.6 Difracción en la respuesta impulsiva

En la evaluación de un transductor de ultrasonido, necesariamente debe tratarse con situaciones en las que el mismo se excita mediante pulsos eléctricos y por lo tanto también debe recibir pulsos de presión y convertirlos a una señal eléctrica. Este tipo de régimen de funcionamiento se ve determinado en gran medida por las dimensiones finitas del transductor ya que generalmente el mismo está lejos de poder ser considerado como una fuente puntual de ondas de ultrasonido.

El modo más simple de diagnóstico usando ultrasonido es el barrido en modo A, que consiste en generar un pulso en el medio de estudio e inmediatamente relevar la señal completa de retorno debida a las reflexiones que ocurren con cada cambio en la densidad acústica del medio, considerando la velocidad de propagación aproximadamente constante. Esto significa que el tiempo de vuelo del pulso, desde el transductor a un reflector y de regreso al transductor, puede ser usado como una medida de la distancia a la que se encuentra ese reflector a lo largo del recorrido del haz de ultrasonido. Si se mueve el haz de ultrasonido, confinando este movimiento a un plano (barrido plano), se puede generar la imagen de un corte de las estructuras que generaron el eco en un plano que las intersecta. Este barrido, que extiende el modo A de diagnóstico a un plano, se conoce como modo B o ecografía B.

Dentro del estudio de los procedimientos de focalización adaptados a la ecografía B para la generación de imágenes ultrasónicas, donde las señales de irradiación son necesariamente breves para poder beneficiarse de una decodificación natural suficientemente precisa de la coordenada z del blanco, los fenómenos transitorios se vuelven preponderantes. El problema de la determinación de la respuesta ecográfica se divide en varias partes: evaluación de la repartición de la presión acústica $p(r,t)$ generada en la apertura de emisión para una excitación eléctrica cualquiera, determinación de la respuesta eléctrica de la pupila de recepción de la señal acústica reflejada por un blanco casi puntual y, en un estado posterior, evaluación global de la respuesta

ecográfica en emisión recepción combinando la elección de una abertura de emisión independiente del procedimiento de decodificación utilizado en la recepción [Hunt y otros, 1983]. Como aclaración vale la pena decir que la pupila de recepción se entiende como la región o área efectiva del transductor que es sensible a la señal de presión que llega a él para su conversión a señal eléctrica.

2.6.1 Respuesta impulsiva en la emisión

En el régimen impulsivo o pulsado, el conocimiento del campo acústico de irradiación se complica porque las variables acústicas, que son función del tiempo y del espacio ya no son separables, como en el caso monocromático, bajo la forma de un producto de una función espacial por otra función que no depende más que del tiempo. De aquí en adelante es necesario, para definir el campo acústico en cada zona de interés, reemplazar la información única de amplitud (y adicionalmente de fase) por una información temporal ligada a la posición del punto que es mucho más compleja [Morse & Ingard, 1968].

Para evaluar la presión acústica $p(\bar{M}, t)$ en todos los puntos del semiespacio $z > 0$ a partir de la distribución de velocidades normales $V_n(\bar{M}, t)$ a la superficie de emisión S_0 (situada en el plano $z=0$), consideramos que esta superficie emisora, que puede estar constituida tanto por un único transductor como por un conjunto de ellos, está encastrada en una pared rígida y estacionaria de velocidad normal nula. Buscando entonces determinar la presión $p(\bar{M}, t)$ partimos de la teoría clásica del sonido en un fluido isótropo, homogéneo y perfectamente elástico, que relaciona la presión en el medio con una función potencial, el potencial de velocidades φ , el cual puede expresarse por [Kinsler y otros, 1999]:

$$p(\bar{M}, t) = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t}(\bar{M}, t) \quad (2.30)$$

En la ecuación anterior ρ es la densidad de equilibrio del medio, mientras que el potencial de velocidades $\varphi(\vec{M}, t)$ está relacionado con la velocidad de las partículas del medio $\vec{V}(\vec{M}, t)$ mediante:

$$\vec{V}(\vec{M}, t) = -\vec{\nabla}\varphi(\vec{M}, t) \quad (2.31)$$

En la condición mencionada antes de tener una superficie de irradiación plana, uniformemente excitada y de área S_0 ubicada en un plano rígido con $z=0$, el potencial $\varphi(\vec{M}, t)$ está dado por la integral de superficie de Rayleigh [Fink & Cardoso, 1984]:

$$\varphi(\vec{M}, t) = \iint_{S_0} \frac{V_n(\vec{M}_0, t-r/c)}{2\pi r} ds_0 \quad (2.32)$$

Esta situación, en la que todas las porciones de una superficie S_0 vibran con la misma amplitud, se la conoce como modo pistón. Tomando como referencia la Fig. 2.8, r es la distancia que separa el punto campo \vec{M} del punto fuente \vec{M}_0 , y c es la velocidad del sonido. La velocidad del pistón está en la dirección normal al plano de fuente y es descrita por la función $V_n(\vec{M}_0, t)$.

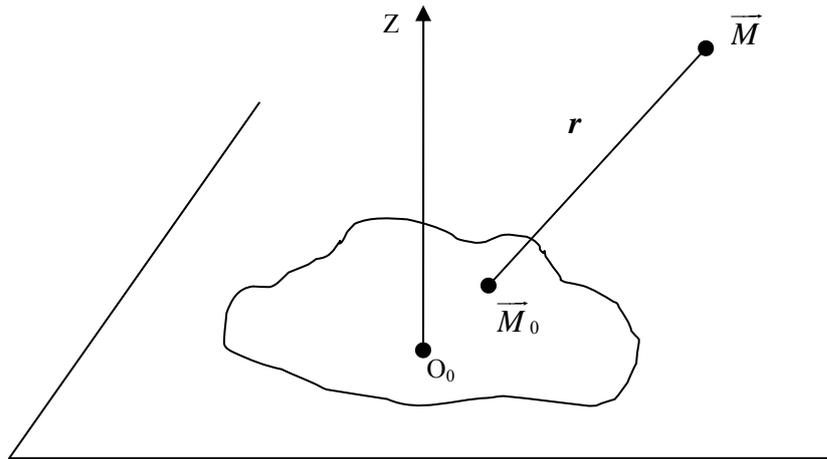


Figura 2.8: Geometría utilizada en la ecuación (2.32)

Cuando consideramos una fuente puntual excitada por un pulso de velocidad infinitamente breve ubicado en \vec{M}_1 , escribimos

$$V_n(\overline{M}_0, t) = \delta(\overline{M}_0 - \overline{M}_1) v(t) \quad (2.33)$$

En la ecuación anterior, $v(t)$ es obviamente la componente de la velocidad normal que depende del tiempo. Usando las propiedades de la función δ la ecuación (2.32) se transforma en:

$$\varphi(\overline{M}, t) = v\left(t - \frac{r_1}{c}\right) 2\pi r_1, \quad r_1 = |\overline{M} - \overline{M}_1| \quad (2.34)$$

Esta ecuación representa una ondita hemisférica viajando desde la fuente \overline{M}_1 , por lo que (2.32) es una expresión del principio de Huygens [Godman, 1996]. En un sistema lineal, invariante en el tiempo, la ecuación (2.34) se puede considerar que describe un sistema cuya entrada es $v(t)$ y su salida $\varphi(\overline{M}, t)$.

Cuando examinamos fuentes pulsadas planas que vibran en un solo modo, generalmente el modo espesor del transductor, la función de la velocidad normal $V_n(\overline{M}_0, t)$ es separable:

$$V_n(\overline{M}_0, t) = O(\overline{M}_0) v(t) \quad (2.35)$$

Con esta condición, que es válida en una gran cantidad de aplicaciones y en particular en los transductores que estamos estudiando, recuperamos una parte de la simplicidad del formalismo monocromático que mencionábamos en el párrafo inicial.

Podemos reemplazar V_n en la ecuación (2.32) de la siguiente manera usando las propiedades de la función delta:

$$V_n(\overline{M}_0, t - r/c) = O(\overline{M}_0) v(t - r/c) = O(\overline{M}_0) \cdot \int v(t_o) \cdot \delta(t - \frac{r}{c} - t_o) dt_o$$

Si esta relación la incluimos en la (2.32) e intercambiamos el orden de integración, queda como resultado lo siguiente:

$$\varphi(\overline{M}, t) = \int v(t_o) \iint \frac{O(\overline{M}_0) \cdot \delta(t - r/c - t_o)}{2\pi r} ds_o dt_o \quad (2.36)$$

Ahora podemos definir una función $h(\bar{M}, t)$ de la siguiente forma:

$$h_E(\bar{M}, t) = \iint \frac{O(\bar{M}_0) \cdot \delta(t - r/c)}{2\pi r} ds_o \quad (2.37)$$

Esta definición nos proporciona el medio de escribir el potencial de velocidades como un producto de convolución de $h(\bar{M}, t)$ y la velocidad del pistón $v(t)$

$$\varphi(\bar{M}, t) = v(t) \otimes h_E(\bar{M}, t) \quad (2.38)$$

Entonces, $h_E(\bar{M}, t)$ es el potencial de velocidades en el punto \bar{M} que resulta de una excitación impulsiva de la velocidad de la fuente. También relaciona el campo acústico con la geometría de la fuente radiante [Hunt, y otros, 1983]. Esta respuesta se la conoce como respuesta impulsiva de difracción y es conveniente remarcar el hecho de que el conocimiento del comportamiento en emisión y recepción de cada apertura está enteramente determinado por el conocimiento de $h_E(\bar{M}, t)$.

Esta función nos da la posibilidad de encontrar, como caso particular, el potencial de velocidades o la distribución de presiones de onda continua. Para una excitación monocromática de la velocidad $v(t)$ expresada como $v_o \exp(j2\pi f_0 t)$ donde f_0 es la frecuencia y v_o la amplitud de la velocidad de la cara frontal de la apertura, se obtiene:

$$\varphi(\bar{M}, t) = v_o e^{i2\pi f_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i2\pi f_0 t'} h(\bar{M}, t') dt' \quad (2.39)$$

Es una función sinusoidal cuya amplitud es proporcional a la transformada temporal de Fourier $\bar{H}(\bar{M}, f)$ de $h(\bar{M}, t)$. Esta función de transferencia relaciona la velocidad monocromática de excitación con el potencial de velocidades. A partir de (2.37) podemos escribir:

$$\bar{H}(\bar{M}, f) = \iint O(\bar{M}_0) \frac{\exp(j2\pi f r/c)}{2\pi r} ds_o \quad (2.40)$$

Adicionalmente la presión $p(\bar{M}, t)$ se obtiene a partir del potencial de velocidades, derivando el producto de convolución entre $h(\bar{M}, t)$ y la velocidad $v(t)$, usando las propiedades de la convolución

$$\begin{aligned} p(\bar{M}, t) &= \rho \frac{\partial}{\partial t} \left[\int v(t_o) \iint \frac{d(\bar{M}_0) \cdot \delta(t-r/c-t_o)}{2\pi r} ds_o dt_o \right] = \rho \frac{\partial}{\partial t} \left[\int v(t-r/c-t_o) \iint \frac{d(\bar{M}_0) \cdot \delta(t_o)}{2\pi r} ds_o dt_o \right] = \\ &= \rho \left\{ \left[\int \frac{\partial}{\partial t} v(t-r/c-t_o) \right] \cdot \iint \frac{d(\bar{M}_0) \cdot \delta(t_o)}{2\pi r} ds_o dt_o \right\} = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} \otimes h(\bar{M}, t) \end{aligned}$$

$$p(\bar{M}, t) = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} \otimes h(\bar{M}, t) \quad (2.41)$$

Ahora supongamos que se aplica al transductor, para excitarlo, una señal eléctrica $E_\ell(t)$. La función de transferencia electroacústica del transductor para la emisión es $i_E(t)$, y en consecuencia podemos expresar la componente temporal de la velocidad de la superficie emisora como la convolución de la excitación eléctrica con la respuesta electroacústica del transductor: $v(t) = E_\ell(t) \otimes i_E(t)$. Por lo tanto la presión $p(\bar{M}, t)$ se expresa de la manera siguiente:

$$p(\bar{M}, t) = \rho \frac{dE_\ell(t)}{dt} \otimes i_E(t) \otimes h_E(\bar{M}, t) \quad (2.42)$$

Recordemos aquí que la función impulso para la emisión $h_E(\bar{M}, t)$ es una función cuya evaluación permite recuperar, como caso particular, la respuesta $\varphi_f(\bar{M})$ a una excitación monocromática de frecuencia f . Reemplazando $v(t)$ por $v_o \exp(j2\pi f t)$ en (2.38) se obtiene:

$$\varphi(\bar{M}, t) \propto e^{j2\pi f t} \otimes h_E(\bar{M}, t) \propto e^{j2\pi f t} \cdot \varphi_f(\bar{M}) \quad (2.43)$$

Es una función sinusoidal cuya amplitud $\varphi_f(\bar{M})$ es proporcional a la transformada de Fourier (TF) $\bar{H}_E(\bar{M}, f)$ de $h_E(\bar{M}, t)$, tomada en la frecuencia f . Recobramos así el formalismo de la respuesta monocromática $\varphi_f(\bar{M})$ y se constata que $h_E(\bar{M}, t)$ se puede escribir bajo la forma de una transformada de Fourier inversa respecto al tiempo:

$$h_E(\bar{M}, t) = TF^{-1}[\varphi_f(\bar{M})] \quad (2.44)$$

2.6.2 Respuesta impulsiva en la recepción

El estudio de la respuesta impulsiva se extiende a la recepción de señales acústicas u ondas de presión, reflejadas por un pequeño dispersor rígido (diámetro $\ll \lambda$) que al llegar al transductor son convertidas en una señal eléctrica. El efecto de ese blanco dispersor, situado en \bar{M}_s , puede ser asimilado a la acción de una fuente puntual de campo acústico $s(\bar{M}, t) = \delta(\bar{M} - \bar{M}_s) s(t)$ cuya evolución temporal depende de las características del campo acústico con que se ilumina y del tipo de inhomogeneidad acústica presentado por el blanco. Esta fuente genera un potencial acústico que como hemos visto varía según:

$$\varphi(\bar{M}, t) = s(t) \otimes \frac{\delta(t - \frac{r'}{c})}{4\pi r'} \quad r' = |\bar{M} - \bar{M}_s| \quad (2.45)$$

A este campo acústico está asociada una onda de presión:

$$p(\bar{M}, t) = \rho \frac{d}{dt}[s(t)] \otimes \frac{\delta(t - \frac{r'}{c})}{4\pi r'} \quad (2.46)$$

Este es el frente de onda acústico detectado por la pupila de recepción. Esta puede ser considerada en general como un conjunto de transductores que genera cada uno una señal eléctrica proporcional a la presión local incidente. Tomando en particular un solo transductor, plano y excitado en un solo modo de vibración, podemos escribir el campo de velocidades normales en la superficie del transductor de la siguiente forma:

$$V_n(\overline{M}_s, t) = O(\overline{M}_s) s(t) \quad (2.47)$$

Por lo tanto en forma similar al apartado anterior definimos una respuesta impulsional del transductor para la recepción de la siguiente manera:

$$h_R(\overline{M}_s, t) = \iint \frac{O(\overline{M}) \cdot \delta(t - r'/c)}{4\pi r} ds_r \quad (2.48)$$

Se puede notar que las expresiones de h_R y h_E son idénticas, a menos de un factor, cuando se utiliza una misma abertura tanto en la emisión como en la recepción. La diferencia en el factor $1/2$ se debe a que en la emisión consideramos ondas hemisféricas ya que el transductor piezoeléctrico está montado en una pared rígida, mientras que en la recepción las ondas consideradas son esféricas. En consecuencia podemos reformular (2.46) para incluir la respuesta impulsional como sigue:

$$p(\overline{M}, t) = \rho \frac{d}{dt} [s(t)] \otimes h_R(\overline{M}_s, t) \quad (2.49)$$

Ahora queremos conocer la señal eléctrica, que designaremos $E_R(t)$, dada por la respuesta temporal del transductor a esa presión de entrada. La función de transferencia acustoeléctrica del transductor para la recepción es $i_R(t)$, y por lo tanto podemos describir la salida eléctrica del mismo como el producto de convolución entre la presión aplicada sobre su superficie y la respuesta acustoeléctrica para la recepción.

$$E_R(\overline{M}, t) = p(\overline{M}, t) \otimes i_R(t) = \rho \frac{d[s(t)]}{dt} \otimes i_R(t) \otimes h_R(\overline{M}_s, t) \quad (2.50)$$

2.6.3 Respuesta impulsiva en emisión-recepción

La combinación de las ecuaciones (2.42) y (2.50) nos permite evaluar la respuesta ecográfica del transductor en emisión-recepción, si se tiene la previsión de conectar el comportamiento de $s(\vec{M}, t)$ a la presión incidente. Esta relación depende por lo tanto de la naturaleza del blanco reflector. Para simplificar el problema se puede asimilar el blanco a una pequeña fuente esférica de velocidad radial $V'(t)$. Asimismo consideramos que esa esfera no perturba la presión acústica incidente y se comporta como una fuente cuya velocidad es directamente proporcional a la presión: $V'(t) \propto P(t)$. En este caso la función de la fuente depende ahora linealmente de la presión:

$$s(\vec{M}, t) \propto P(\vec{M}, t) \quad (2.51)$$

Esta aproximación puede justificarse en la medida en que para la mayoría de los sistemas ecográficos no se conoce a priori la naturaleza de los objetivos que se observan y donde por otra parte la utilización de modelos más sofisticados sólo aportan modificaciones menores a la evaluación global de la respuesta ecográfica [Morse & Ingard, 1968], [Fink M. , 1978].

Agregar la ecuación (2.51) a la combinación anterior nos ayuda a escribir la respuesta ecográfica global para emisión-recepción en la forma siguiente:

$$E_{ER}(\vec{M}, t) \propto \frac{d^2[E_\ell(t)]}{dt^2} \otimes i_E(t) \otimes i_R(t) \otimes h_E(\vec{M}, t) \otimes h_R(\vec{M}, t) \quad (2.52)$$

Como comentario final de esta sección diremos que tanto $i_E(t)$ como $i_R(t)$ quedan determinadas por las propiedades físicas del material piezoeléctrico (acoplamiento electromecánico k , constante dieléctrica ϵ , módulo piezoeléctrico de carga d , constantes piezoeléctricas de tensión e , etc.) y las respuestas impulsivas a la emisión y recepción h_E y h_R , dependen de la geometría de la cara emisora y/o receptora. El primer término de (2.52) que es la derivada segunda de $E_\ell(t)$, la señal eléctrica aplicada realmente al

transductor, sí depende de numerosos parámetros relacionados con el pulso de emisión y las características eléctricas de las diferentes interfases (generador de pulsos, adaptador de impedancia, preamplificadores de recepción, etc.).

Capítulo 3

Tecnología de película gruesa y cerámicos piezoeléctricos

3.1. Introducción

La piezoelectricidad consiste en una interdependencia de las propiedades elásticas y eléctricas en ciertos materiales y está íntimamente relacionada con el estudio de las ondas elásticas. Es causada básicamente por una asimetría bastante común en la estructura del cristal. Debido a esto ciertas deformaciones elásticas del cristal están asociadas con el desplazamiento de los iones cargados positivamente respecto de los negativos, como hemos visto en § 2.2, de tal forma que cada celda elemental adquiere un momento dipolar eléctrico que es proporcional a la deformación.

A pesar de que la piezoelectricidad ocurre en muchos materiales, sólo algunos de ellos han ganado importancia técnica como materiales para transductores en imágenes médicas. Existen materiales piezoeléctricos cristalinos y no cristalinos. Entre estos últimos el de desarrollo más reciente y conocido es el PVDF (Polivinildieno de flúor) que tienen resonancias menos

agudas que los cristalinos y mayor ancho de banda pero muy baja eficiencia de conversión electromecánica para su uso en imágenes. Entre los cristalinos el clásico ejemplo es el cuarzo (Dióxido de silicio, SiO_2), el que generalmente se usa como monocristal con varios tipos de corte que aprovechan distintas orientaciones del cristal. Sus características principales son sus bajas pérdidas eléctricas y mecánicas y su alta resistencia a la rotura dieléctrica, siendo además fácil de cortar y de pulir. Es utilizado como transductor pero no en imágenes debido a su pobre ancho de banda, impedancia eléctrica sumamente alta y su baja eficiencia como receptor de ultrasonido.

Una gran parte del comportamiento de los materiales piezoeléctricos cristalinos se entiende en términos de su estructura cristalina y sus simetrías que implican frecuencias de vibración intrínsecas de sus redes y también en función de las direcciones de propagación acústica definidas por esa estructura. Los materiales policristalinos están formados por regiones que tienen distinta orientación cristalina y por lo tanto aparecen como isótropos sin evidenciar características piezoeléctricas macroscópicas, aunque cada una de las regiones homogéneas del policristal si lo sea. Dentro de este último conjunto están los conocidos como ferroeléctricos que son de gran importancia para nuestro trabajo como el titanato de bario (BaTiO_2), el titanato zirconato de plomo o PZT ($\text{Pb}(\text{ZrTi})\text{O}_3$) y el metaniobato de plomo (PbNb_2O_6). Estos materiales cuentan con un momento dipolar permanente en su estructura. Son difíciles de lograr como grandes cristales simples y en general se obtienen solo en la forma de polvos. La orientación al azar de las distintas regiones del material como un todo aparece sin polarizar, sin embargo los dipolos del material sinterizado, en general, pueden ser reorientados mediante la aplicación de un campo eléctrico intenso [Berlincourt, 1981]. Tienen la ventaja de que el polvo cerámico puede ser conformado en una estructura sólida mediante el sinterizado.

En este capítulo daremos una breve descripción de cómo se obtienen los materiales cerámicos y su conformación para que estén disponibles para su uso en las más habituales condiciones de aplicación del efecto piezoeléctrico, ya que es reversible, tanto en generadores de ultrasonido como en receptores.

3.2. Proceso de fabricación de cerámicos piezoeléctricos

Las composiciones de óxidos cerámicos como el Titanato Zirconato de Plomo (PZT) utilizado en este trabajo, casi siempre puede ser producido mezclando los constituyentes como óxidos, o compuestos tales como carbonatos y nitratos, los cuales fácilmente se descomponen a óxidos, y calcinando la mezcla a una temperatura que permita una interdifusión substancial de los cationes. El calcinado es luego finamente molido y comprimido con el formato deseado, el cual es sinterizado a una temperatura que normalmente se encuentra a algunas pocas centenas de grado por encima de la temperatura de calcinación. El proceso consiste en las etapas que se muestran en la Fig. 3.1. Adicionalmente han sido desarrollados procesos especiales para aplicaciones particulares; prensado en caliente para lograr densidad máxima y, en algunos casos, cerámicas transparentes, y varios métodos para producir películas de cerámica de 20 a 300 μm de espesor como el de película gruesa utilizada en este trabajo.

3.2.1. Selección y Mezclado

Las materias primas necesitan ser de adecuada pureza, estado de subdivisión y reactividad. El tamaño de partícula debe estar en el orden de 1 μm a menos que los constituyentes vayan a estar cerca o por encima del punto de fusión durante la calcinación, que en esa condición pueden estar alrededor de los 50 μm . No deberían estar sujetos a un tratamiento de alta temperatura que podría eliminar defectos en su estructura de red y estados superficiales de alta energía. La cantidad total de impurezas no debe exceder el 1% (excluyendo humedad). El contenido de humedad debe ser conocido y controlado ya que su variación alterará las cantidades requeridas para una dada composición final.

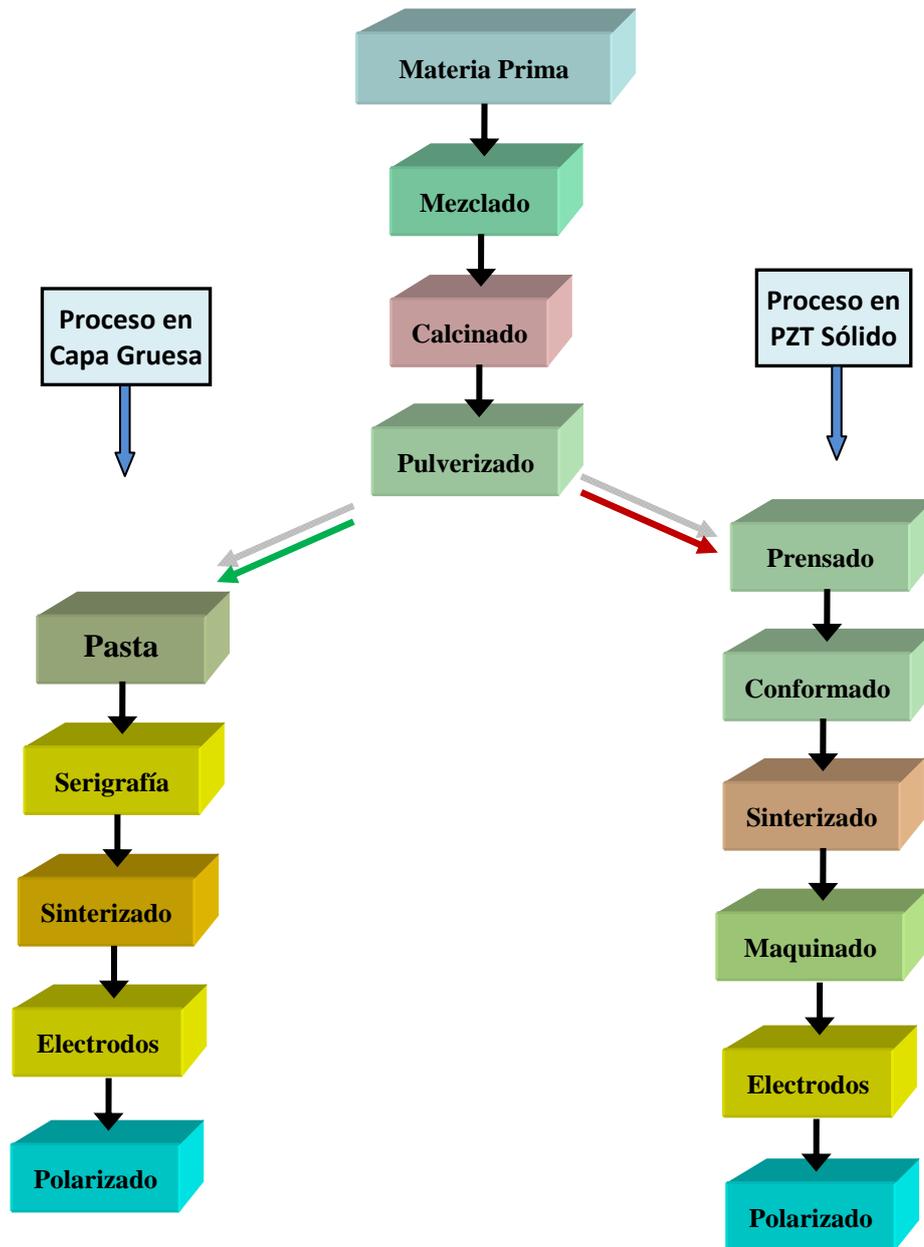


Figura 3.1: *Proceso de fabricación de transductores cerámicos sólidos y de película gruesa.*

El mezclado necesita ser acompañado por una dispersión de los agregados que están siempre presentes en el polvo. La difusión entre dos partículas de 1 μm será mucho más rápida que entre agregados de 100 partículas. Los polvos pueden ser molidos en un molino de bolas para lograr tanto el mezclado como la dispersión. Se puede agregar agua para ayudar al proceso que puede contener agentes dispersantes.

3.2.2. Calcinado y Molienda

La calcinación no conduce necesariamente a un 100% de la fase final. Intenta lograr un polvo el cual, después de la compactación, sinterizará para dar la fase y el tamaño cristalino deseados con un encogimiento consistente. Normalmente se lleva a cabo a una temperatura más baja que la de sinterizado. El éxito y la economía de las etapas subsiguientes de manufactura dependen de la consistencia del procedimiento de calcinación. Detalles como la composición de los moldes de cocción usados para contener el polvo y la profundidad de polvo en ellos son tan importantes como la temperatura y duración del cocido.

Durante la calcinación se forman agregados duros que deben ser separados a un tamaño por debajo de los granos de cristal que se requieren en el estado final. El molino de bolas en fase húmeda es ampliamente utilizado e introduce contaminación adicional en el nivel del 0,2 a 0,3%. Las impurezas, derivadas del medio de molienda, pueden tener efectos significativos. La alúmina (Al_2O_3) es a menudo usada en los molinos, puesto que se gasta menos que otras alternativas, pero puede ser reemplazada por pedernal (SiO_2) si la composición es sensible a la alúmina. En ocasiones el medio de molienda se hace químicamente idéntico a uno de los constituyentes, por ejemplo ZrO_2 , pero generalmente es necesario agregar cantidades apreciables de otros elementos al óxido básico para conferirle la dureza requerida para la molienda. Se realizan usualmente adiciones de tipo orgánico al fluido de molienda para mejorar la dispersión de modo que la cantidad de agua sea minimizada y para que actúe como agente de unión en las etapas siguientes. Para lograr resultados consistentes en la operación siguiente de prensado, el polvo básico calcinado debe ser convertido en agregados uniformes que fluyan libremente.

3.2.3. Conformado

Es importante que los cuerpos con su forma, antes de ser horneados, tengan una densidad por encima de un cierto nivel mínimo cuando el sinterizado se realiza a la presión atmosférica. Este estado previo se conoce como estado “verde” o cerámica verde y la presión que es necesario aplicar para obtener la densidad verde adecuada está generalmente entre 150 y 300 MPa (1,6 a 3,2 Ton/cm²). Por encima de esos valores hay poca ganancia en la densidad de la cerámica luego del horneado, aunque mayor presión permite muchas veces obtener las mismas características con una menor temperatura de sinterizado.

Los métodos para dar forma a la cerámica verde como la extrusión o el moldeado en cinta tienden a lograr una densidad verde algo más baja que la compactación, de modo que pueden resultar densidades menores luego del horneado. Es importante que la densidad final sea tal que los poros residuales sean aislados y no formen una red continua, puesto que esto conduce a propiedades muy sensibles a la humedad.

La compactación de formas complejas de densidad uniforme requiere considerables habilidades técnicas en el diseño de herramientas y el prensado. El movimiento del punzón debe ser tan controlado como para permitir el escape del aire atrapado durante la compresión y el molde debe tener superficies altamente pulidas para evitar la transmisión de la presión siendo atenuada por la fricción.

La mayoría de los métodos aplicables a las cerámicas basadas en arcillas pueden ser usados con sistemas de óxidos simples. El moldeado por deslizamiento requiere la formación de una suspensión estable y densa de un calcinado molido en agua mediante la adición de un material coloidal y ajuste del pH. Las piezas obtenidas por este método son más débiles que las formas preparadas por compactación con un aglomerante y puede fácilmente desarrollar grietas en las primeras etapas del sinterizado.

3.2.4. Sinterizado y Maquinado

El horneado de óxidos cerámicos se lleva a cabo normalmente en aire, algunas veces en oxígeno y sólo raramente en atmósferas neutras o reductoras. La materia orgánica, presente como un aglomerante, puede ser quemada en una operación preliminar a alrededor de 600 °C, ya que las condiciones deben ser tales que no haya materia orgánica presente cuando se alcance la máxima temperatura. Si cualquiera de los componentes fuera volátil (por ejemplo PbO ó Li₂O) puede ser necesario colocar las piezas a ser sinterizadas en contenedores cerrados e incluir con ellos una fuente del constituyente volátil (PbZrO₃ cuando se sinteriza PZT). Una vez que la materia orgánica es eliminada se alcanza una temperatura de aproximadamente de 1200 °C en 3 horas. El sinterizado a la temperatura pico normalmente requiere de 1 a 3 horas y el enfriamiento de 4 a 16 horas. Se utilizan hornos del tipo túnel, a través del cual pasa el material a ser horneado sobre palas refractarias o carritos, dado que el movimiento de aire es restringido de modo que las pérdidas de material volátil son minimizadas. El proceso de sinterizado da una alta densidad, porosidad menor que 10% en volumen, y el tamaño de grano cristalino requerido para este uso. La amplitud de temperaturas que dan un tamaño cristalino específico puede ser considerablemente extendido mediante aditivos adecuados agregados a la composición, pero la temperatura de sinterizado debe ser bien controlada si el producto debe ser reproducible.

Mientras que una de las ventajas de las cerámicas es que se pueden tener formas bastante complicadas mediante procesos simples antes del horneado, no se pueden obtener dimensiones precisas sin realizar un maquinado después del sinterizado. Las variaciones de temperatura en el horno y las variaciones de densidad en la pieza comprimida usualmente resultan en pequeñas distorsiones después que la pieza pasa por la reducción del 10 ó 20% que ocurre en el sinterizado. El pulido y aserrado puede ser realizado mediante herramientas de diamante y el lapidado con los abrasivos usuales.

3.2.5. Electrodo y Polarización

La adhesión íntima de los electrodo es importante ya que la mayoría de los materiales ferroeléctricos tienen alta permitividad y una gran fracción de cualquier potencial aplicado lo será a través de cualquier salto de baja permitividad entre los electrodo y la superficie cerámica. Por lo tanto los electrodo se forman usualmente aplicando una suspensión de plata o Ag_2O conteniendo una pequeña cantidad de vidrio finamente dividido y un agente que ayuda a fluir como Bi_2O_3 . Horneando entre 600 y 800 °C en aire se forma una capa de plata íntimamente adherida a la cerámica. La formulación de la pintura de plata debe ajustarse a la cerámica que va a cubrir puesto que si la parte no metálica es demasiado reactiva será totalmente absorbida por la superficie cerámica y la adhesión será pobre. Si hay mucha proporción de vidrio habrá una capa de baja permitividad entre la plata y la cerámica y el efecto total de sus propiedades no estará disponible. Los electrodo pueden también ser aplicados por deposición en vacío de metales evaporados o por "sputtering" sobre superficies bien limpias. La adhesión de metales altamente conductores como el oro puede ser asegurada por el depósito inicial de metales tales como el cromo que forma un óxido adherente a ambos, el cerámico y el metal.

En las cerámicas, la dirección del eje polar está determinada por la geometría de los electrodo. Para la mayoría de estos compuestos la polarización se realiza aplicando un campo de 2 a 6 MVm^{-1} mientras se mantiene la temperatura por encima de T_C (Temperatura de Curie) o tan alta como la conductividad y las propiedades de ruptura dieléctrica del material lo permitan. El campo puede estar en forma de pulsos unipolares puesto que esto permite aplicar campos más altos sin que se apliquen las condiciones térmicas que hacen poco controlable el proceso. El campo debe ser mantenido mientras se enfría bastante por debajo de T_C o por 10 minutos aproximadamente a temperaturas más bajas. Como los materiales de alta permitividad son particularmente propensos a la ruptura superficial, generalmente deben estar sumergidos en un medio aislante, por ejemplo aceite siliconado, durante la

polarización y si es poroso puede ser necesario impregnarlo con un fluido aislante. También se puede utilizar polarización en corona. En este caso se aplican potenciales de algunas decenas de kilovolt a un conjunto de agujas con sus puntas a algunos milímetros de la superficie cerámica. El lado opuesto de la cerámica es puesto a tierra y se establece un intenso campo en la cerámica siempre que su resistencia de aislamiento sea alta.

La película o capa gruesa se hace a partir de un polvo muy fino con el agregado de aditivos sólidos y líquidos para formar una pasta, como se muestra en el esquema de la Fig. 3.1, que luego se conforma mediante serigrafía y se sinteriza a una temperatura que es varias centenas menor que para la cerámica sólida. El detalle del proceso de fabricación se desarrolla en el párrafo siguiente.

3.3. Tecnología de película gruesa

La tecnología de película gruesa, que data de los años 50 y se utiliza para la fabricación de circuitos electrónicos, está ganando un espacio cada vez mayor para la obtención de sensores y transductores como alternativa de miniaturización, especialmente en los campos en que el silicio presenta fuertes limitaciones. Un circuito electrónico de película gruesa consiste en capas de pastas o tintas depositadas sobre un sustrato aislante que, sumado a circuitos integrados y películas depositadas mediante otras tecnologías, conforman lo que se conoce como un circuito híbrido de película gruesa.

Los orígenes de esta tecnología se remontan a unos 3000 años, cuando los chinos desarrollaron el método de impresión serigráfica mediante “mallas de seda”, en la cual tejidos de hilos de seda muy finos eran ideales para depositar multicapas coloreadas con dibujos. Es interesante notar que aún hoy el método es muy usado en artes gráficas y en decoración. El trabajo más reciente relevante para la tecnología de película gruesa fue hecho por Pulfrich en 1930 [Taylor, 1984]. En ese trabajo, se fabricaron sellos de alto vacío mediante el

pintado de cerámicas con polvos finamente distribuidos de hierro y molibdeno y luego el sinterizado de las muestras a altas temperaturas en atmósfera controlada. A fines de los años 50 con la amplia utilización de los transistores y, en los años 60 con el advenimiento del circuito integrado semiconductor y la aparición de materiales resistivos basados en paladio, se materializó el circuito híbrido de película gruesa. El proceso de película gruesa logra producir, a fines de los años 60, líneas conductoras finas con una alta densidad de componentes en un sustrato simple.

A pesar de que la esencia de la tecnología de película gruesa actual es casi idéntica a la utilizada hace 30 años, la composición moderna de las pastas que se utilizan permite una expansión de la aplicación clásica, tal como es el caso del desarrollo y fabricación de sensores [White, 1994].

Uno de los factores clave que distingue un circuito de película gruesa es el método de deposición serigráfico ("*screen printing*") utilizado, el cual es posiblemente una de las formas más antiguas de reproducción de artes gráficas pero, la principal diferencia yace en los materiales de las mallas y en el grado de sofisticación de los equipos de impresión. Básicamente, un proceso de película gruesa involucra: i) una malla de finos hilos de acero inoxidable (también se usa nylon o poliéster) con el patrón que se desea imprimir montado bajo tensión sobre un marco metálico; ii) la impresión de las capas; iii) el secado y sinterizado de las mismas [Moran, 1984].

A continuación se describen brevemente las propiedades de las pastas y cada una de las etapas del proceso de fabricación de películas gruesas, para pasar luego al problema específico de las pastas piezoeléctricas en base a PZT utilizadas en esta tecnología.

3.4. Pastas de película gruesa

Las pastas de película gruesa tienen tres constituyentes principales [Prudenziati, 1994]:

- **material activo** (metales, aleaciones, óxidos o compuestos cerámicos). Polvo finamente dividido con un tamaño típico de unos pocos micrones.
- **material de unión** ("binder"). Vidrio fritado que mantiene unidas las partículas del material activo y adhiere la película al sustrato. Generalmente se usa para preparar la frita un vidrio del tipo borosilicato de plomo.
- **vehículo orgánico**. Le da a la pasta la viscosidad necesaria para una adecuada impresión. A menudo se utiliza una resina disuelta en un solvente como terpineol (más conocido como aceite de pino), con el agregado de un tensioactivo cuya función es disminuir la tensión superficial para asegurar que las partículas sólidas no se aglutinen.

Las proporciones relativas del material activo y del elemento de unión definen muchas veces las características eléctricas de las pastas, que en general se pueden clasificar en conductoras, dieléctricas y resistivas [Jones, 1982]. Sin embargo, la tecnología de sensores emergente prescribe un nuevo rango de materiales con propiedades adecuadas para la interacción con el mundo exterior [White y otros, 1997]. Estos nuevos materiales naturalmente están menos desarrollados y optimizados que los anteriores, con lo cual tienden a perder alguna de las propiedades más deseadas. Tal es el caso de la adherencia, en donde participa el material de unión, que muchas veces requiere una solución de compromiso con las propiedades de interacción deseadas, generalmente las basadas en parámetros eléctricos.

El *vidrio fritado*, que mantiene las partículas metálicas en contacto y une la película al sustrato. En la mayoría de las pastas incluyendo conductoras, es un vidrio de bajo punto de ablandamiento, el cual no tiene un punto de fusión definido debido a su estructura interatómica desordenada. A medida que aumenta la temperatura, la viscosidad del vidrio disminuye hasta alcanzar fluidez. Si se aumenta la cantidad de vidrio aumenta la resistividad por

unidad de área de la pasta debido a que las partículas están más aisladas. La elección de la composición de vidrios para los componentes de película gruesa está principalmente dictada por los siguientes requerimientos:

1. El coeficiente lineal de expansión térmica (CET) debe concordar lo más ajustadamente posible con el del sustrato, que es generalmente de alúmina con un CET entre 6,5 y 7 ppm/°C, para temperaturas entre 25 °C y 300 °C.
2. La temperatura de ablandamiento T_S debería caer en la región entre 400 °C y 600 °C. En esta situación la viscosidad del vidrio será lo bastante baja a la temperatura pico para formar una matriz vítrea continua en pocos minutos.
3. No debe tener iones móviles bajo polarización eléctrica, para evitar transporte de masa y degradación de las propiedades de la película.

La sílice no cumple estos requerimientos, principalmente debido a su alto T_S y demasiado bajo coeficiente de expansión térmica. El agregado de B_2O_3 disminuye el T_S y aumenta el CET pero hace que la viscosidad cambie muy rápido con la temperatura. El PbO puede ser agregado a la sílice en porcentajes grandes sin producir desvitrificación, y su catión de gran tamaño exhibe una movilidad despreciable. Estas consideraciones revelan la razón de que los silicatos con grandes cantidades de Pb estén tan difundidos en las pastas de película gruesa de resistores y conductores. Un punto importante aquí es que la composición específica del vidrio (es decir las cantidades relativas de SiO_2 , B_2O_3 , PbO) afectan grandemente la cinética de disolución de Al y Be modificando la adhesión al sustrato y con los componentes activos de la pasta.

El *vehículo orgánico*, que es una mezcla de solventes volátiles y polímeros o resinas, provee una suspensión homogénea de las partículas del material funcional y una reología adecuada para la impresión de la película con su configuración definitiva. Por lo tanto, es un componente temporario de sacrificio que debiera ser eliminado completamente en los pasos posteriores del proceso durante el cual se forma la microestructura del depósito. El vehículo determina la velocidad de secado sobre la malla, la resolución de líneas finas, algunas propiedades eléctricas de la película sinterizada y la terminación superficial, como por ejemplo el borrado de las marcas dejadas

por la malla. Los solventes no debieran ser tan volátiles que luego de imprimir, el resto de la pasta alojada en la máscara se endurezca pero, al mismo tiempo, debiera evaporarse rápidamente en la fase del proceso de secado. Las propiedades reológicas del vehículo deberían dificultar la penetración a través de la malla con la pasta en reposo, mientras que debería permitir una veloz impresión bajo la presión de la espátula y un rápido asentamiento de la película en la configuración deseada sobre el sustrato sin correrse ni chorrear. Este comportamiento se logra por las propiedades pseudo-plásticas y moderadamente tixotrópicas de las pastas, dos de los cuatro comportamientos reológicos posibles de los materiales [Prudenziati, 1994]. Para un estudio básico y de factibilidad de preparación de pastas es posible formular vehículos orgánicos muy simples, basados en mezclas de solventes tipo terpineol y resinas tipo celulosa, siendo bien conocida la formulación de α -terpineol y butilcarbitol como solventes y la etilcelulosa como polímero para aumentar la viscosidad.

Las *pastas conductoras* son las más utilizadas en los circuitos híbridos y, generalmente, son utilizadas para interconexión y terminales de componentes. Deben tener fundamentalmente baja resistividad, menor a $10 \text{ m}\Omega/\square$ (la unidad Ω/\square se refiere, en película gruesa, a resistencia por cuadrado de superficie ya que el espesor se considera estandarizado), buena soldabilidad como así también buena definición de línea, compatibilidad con otras pastas y, esencialmente, buena estabilidad durante el proceso. Como elemento activo se utilizan metales preciosos (Au, Ag, Pt, Ag/Pd) y metales base (Al, Cu, Ni, Cr, W, Mo), con un tamaño de partícula menor a $5 \mu\text{m}$ y una proporción del 50 al 70% en peso de la pasta. El tamaño, distribución y forma de las partículas metálicas en el vidrio determinan las propiedades eléctricas y físicas de la pasta. Finalizado el proceso de sinterizado, las partículas metálicas se unen para formar un camino eléctrico continuo a través del vidrio fritado.

La composición de las pastas dieléctricas, debido a que presentan una gran variedad de usos, depende de la aplicación requerida. Son generalmente utilizadas como dieléctricos de capacitores de película gruesa, aislante entre cruces de conductores multicapa, capa de pasivación para la protección de

resistores y, más recientemente, como aislante de sustratos de acero. Esto es particularmente útil para el diseño de sensores que a menudo requieren geometrías diferentes [Fraigi y otros, 1994]. Independientemente de la aplicación, el material debe tener alta resistencia de aislación (mayor a $10^{10} \Omega$), alta tensión de ruptura (mayor a 10 kV/mm), mínima tendencia a formar agujeros y buena propiedad de impresión. Modificando las proporciones del material conductor y del vidrio fritado se obtienen diferentes resistividades, desde aproximadamente $1 \Omega/\square$ a $10 \text{ M}\Omega/\square$ (como el espesor está predeterminado, la unidad se entiende como resistencia superficial por cuadrado de superficie de la película y está dado en ohm).

3.5. Sustratos

Desde un punto de vista estructural, el sustrato, parte importante del proceso de película gruesa, es el soporte mecánico donde se conectan eléctricamente los componentes montados en él. Sus propiedades afectan tanto al proceso utilizado como las características finales del circuito híbrido. En aplicaciones de sensores, en especial en arreglos de sensores, la estructura del sustrato es esencial ya que los varios elementos del arreglo pueden operar a diferentes temperaturas y la alta conductividad térmica de un sustrato convencional limitará su rendimiento. Para transductores piezoeléctricos en particular es importante que el sustrato tenga además baja constante dieléctrica y conductividad eléctrica, así como bajas pérdidas en alta frecuencia para minimizar el acoplamiento eléctrico entre los diversos transductores.

Algunos de los requerimientos básicos que los sustratos deben tener son:

- ❖ Mecánicamente resistentes para resistir tensiones y vibraciones.
- ❖ Buena estabilidad a las temperaturas de sinterizado (hasta 1000°C).
- ❖ Alta conductividad térmica, permitiendo la disipación de los componentes de película gruesa y de los dispositivos discretos.
- ❖ Baja conductividad eléctrica (buen aislamiento eléctrico).

- ❖ Coeficiente de expansión térmica (CET) apareado con la película.
- ❖ Adecuado acabado superficial que permita obtener buena adherencia. impresión uniforme y buena definición.
- ❖ Estar libre de curvaturas o cambios dimensionales durante el proceso.
- ❖ Resistencia a productos químicos, humedad y ser químicamente inerte.

La mayoría de los sustratos utilizados se basan en materiales cerámicos, tales como berilia (BeO), magnesia, circonia, alúmina o combinación de éstos: nitruro de aluminio (AlN) con mayor conductividad térmica, cuarzo y cerámicas verdes. Algunos de ellos que son interesantes para aplicaciones en ultrasonido se describen a continuación:

Aceros esmaltados: Los sustratos de acero esmaltado han cobrado popularidad, particularmente para aplicaciones de alta potencia y sensores. Además de poseer propiedades de alta resistencia mecánica y buenas propiedades térmicas, son excelentes por sus características de blindaje electromagnético y electrostático. Asimismo, el metal se puede maquinar para producir estructuras 3D sin limitación de tamaño. Estos sustratos se basan en aceros de bajo carbono recubiertos por una capa de vidrio o cerámica-vidrio de 100 a 200 μm , de bajo contenido alcalino y se sinteriza a 950-1000°C. A esta temperatura se forma una superficie vítrea, que permite ser re-sinterizada a 850°C sin re-ablandamiento.

Cerámicas LTCC: Estos sustratos son preparados por laminación y posterior prensado y tratamiento térmico de láminas de compuestos vidrio-cerámica (básicamente $\text{MgO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$). La particularidad de estos sustratos es que se sinterizan a bajas temperaturas y por tal motivo son identificadas como cerámicas LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramics). Presentan baja constante dieléctrica, alta resistencia a la fractura y bajo CET. Debido a su baja temperatura de sinterizado permite obtener estructuras multicapas usando pastas conductoras de baja resistividad, tales como Cu, Ag, Au, Pd/Ag para realizar tanto la conexión entre componentes en la misma capa, como las vías de interconexión entre capas diferentes. Teniendo en cuenta que estos

sustratos pueden ser mecanizados con relativa facilidad en estado verde, es decir previamente a ser sinterizados, ya que en ese estado se presentan blandos y maleables, son particularmente interesantes para el área de sensores y transductores [Góngora-Rubio y otros, 2001].

Alúmina (Al_2O_3): La alúmina es el material más utilizado como sustrato de película gruesa, debido a que combina las propiedades físicas y químicas más adecuadas con gran ventaja económica. La composición Al_2O_3 96% es la estándar y aproximadamente el 90% de los circuitos híbridos fabricados en el mundo usan esta composición. Tanto su alto módulo de elasticidad como su alta resistencia mecánica hacen que este tipo de sustrato resulte ideal para la implementación de sensores de presión, celdas de carga y de desplazamiento de película gruesa [Prudenziati, 1994], [Brignell y otros, 1988]. En la Tabla 3.1 se detallan las características más relevantes de la alúmina utilizada como sustrato de película gruesa.

Tabla 3.1: *Propiedades de sustrato de alúmina de película gruesa 96%.*

Propiedades eléctricas		Propiedades mecánicas	
Constante dieléctrica relativa	9.6	Densidad (g/cm ³)	3.8
Tensión de ruptura (kV/mm)	12	Resistencia a la flexión (MPa)	274
Factor de disipación ($\times 10^{-4}$)	3	Módulo de Young (GPa)	314
Resistividad de volumen (Ω .cm)	$>10^{14}$	Coefficiente de Poisson	0.23

3.6. Mallas

Las mallas, que definen tanto la forma como la cantidad de pasta que se deposita, son una parte muy importante del equipamiento de película gruesa. Esencialmente una malla está compuesta por un tejido de finos hilos montada sobre un marco metálico, normalmente de aluminio, por la cual pasa la pasta

cuando se le aplica una fuerza. El tamaño y la densidad de hilos (dado generalmente en términos de líneas por pulgadas), su tensión mecánica, orientación y material son algunos de los parámetros importantes a tener en cuenta en el tipo de malla a utilizar. Asimismo, la definición de línea del patrón a transferir como el tipo de pasta son otros factores que definen el tipo de malla. La Fig. 3.2 muestra una sección transversal de una malla, donde se aprecia que para una cierta densidad de hilos, a menor diámetro de hilo se obtiene mayor apertura de malla y en consecuencia se deposita mayor volumen de pasta.

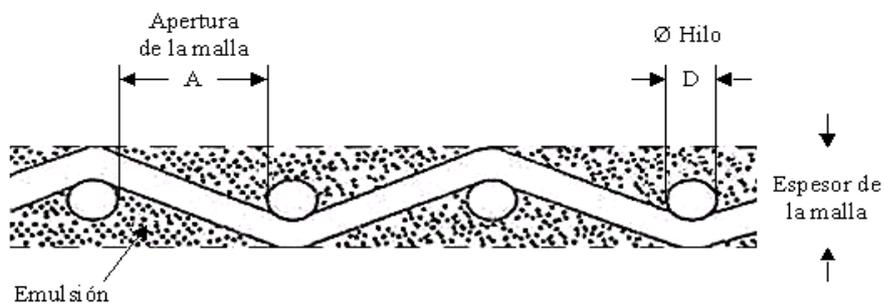


Figura 3.2: Sección transversal de una malla para película gruesa.

Las mallas pueden ser de poliéster, nylon o acero inoxidable, teniendo cada uno de estos materiales sus ventajas y desventajas. Las mallas de poliéster son flexibles y se las puede utilizar para impresiones sobre superficies no uniformes. Son más elásticas que las de acero inoxidable, sin embargo tienen un tiempo de vida menor. Las mallas de nylon son las más elásticas de las tres, pero las áreas abiertas se deforman con el tiempo resultando imágenes deformadas. Otra desventaja es que tienden a pegarse al sustrato con lo cual resulta una pobre calidad de impresión. En cambio, las mallas de acero inoxidable permiten obtener líneas con alta definición, buen registro y control del depósito de la pasta. Son ideales para usar en superficies planas, pero su pobre elasticidad hace que sean difíciles de usar en superficies no uniformes. Generalmente, se recomienda su uso en superficies reducidas en las que se necesita alta resolución.

La transferencia del patrón de interés a la malla se realiza mediante un proceso fotolitográfico. Para ello se aplica sobre la malla una emulsión,

sensible a la luz, de poliacetato de vinilo o alcohol de polivinilo sensibilizado con solución de dicromato, con espesores entre 13 y 23 μm . Se utiliza una fuente de luz de UV para su polimerización, donde el tiempo de exposición es función de la intensidad de la fuente de UV, de la distancia entre la luz y la malla, del tipo y espesor de la emulsión y del tipo de patrón a transferir. El patrón no expuesto se elimina con agua.

3.7. Impresión

El proceso de impresión se realiza utilizando una impresora serigráfica o “*screen printer*”, la cual transfiere la pasta al sustrato mediante la acción de una espátula que fuerza el paso de la pasta a través de las áreas abiertas de la malla. Como se observa en la Fig. 3.3, la espátula se desplaza a través de la malla dejando un depósito de pasta sobre el sustrato cuando la malla se despega del sustrato, con el patrón deseado y transferido previamente en el proceso fotolitográfico. Los parámetros de proceso más relevantes, que definen la calidad del patrón depositado, son:

- “***snap-off***”: distancia entre la cara inferior de la malla y la cara superior del sustrato. Para fijar este parámetro se baja la malla hasta tocar el sustrato y luego se la comienza a separar hasta alcanzar la distancia deseada.

- ***ángulo de ataque***: ángulo entre el borde de la espátula y la superficie del sustrato. Controla la transferencia del material al sustrato.

- ***presión de espátula***: es la requerida para levantar la espátula de su posición más baja en modo impresión.

- ***velocidad de espátula***: velocidad de la espátula a través de la malla.

- ***dureza de espátula***: es un factor a considerar en la duración de la malla. El número de dureza está indicado con diferentes colores dependiendo del fabricante.

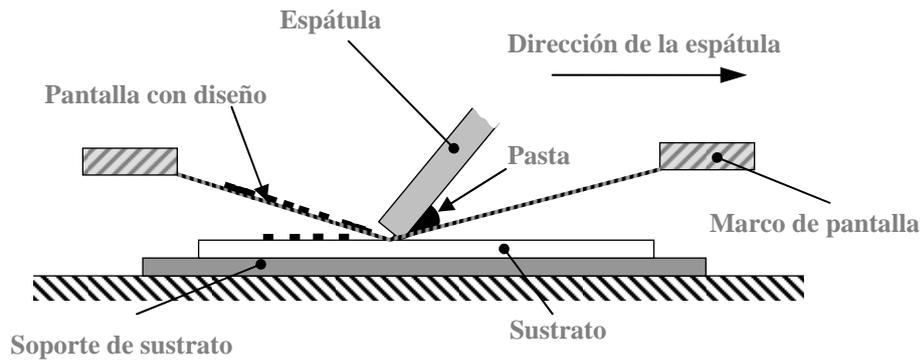


Figura 3.3: Esquema simplificado de la impresión en película gruesa.

La espátula es esencialmente una cuchilla flexible de poliuretano o neopreno y debe ser resistente a los solventes y pastas utilizadas. Tiene usualmente un ángulo de ataque de 45° .

Otro aspecto importante en la impresión, como se mencionó, es la viscosidad de las pastas de película gruesa, la cual debe ser estrictamente controlada si se quiere una película de alta calidad. Cuando la pasta es forzada a atravesar la malla, la viscosidad disminuye; luego de la impresión la viscosidad aumenta de tal manera que la película mantiene su geometría y no se produce un efecto de derrame. Es decir que para una pasta de película gruesa se requiere que la viscosidad cambie con la presión aplicada, en un comportamiento obviamente no newtoniano, como se ve en la Fig. 3.4.

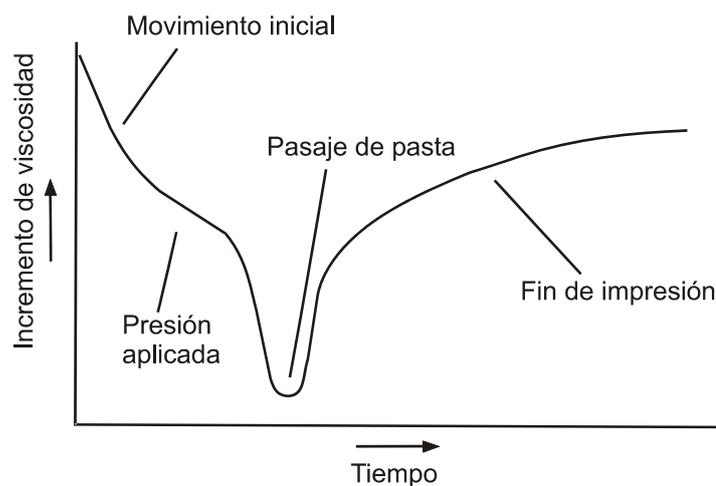


Figura 3.4: Variación de viscosidad de las pastas en diferentes etapas del proceso de impresión de películas gruesas.

El espesor de las películas, luego de la impresión, debe ser cuidadosamente vigilado y controlado. Para ello se utilizan técnicas de medición sin contacto, tales como interferometría o elipsometría.

3.8. Secado y sinterizado

Completada la etapa de impresión, la película es aireada unos minutos a temperatura ambiente con el fin de que la pasta se nivele, pierda las marcas dejadas por la malla y se evaporen lentamente los solventes más volátiles que la componen. Luego la película es sometida a un secado forzado mediante un horno (entre 70° y 150°) para remover los solventes orgánicos restantes. A continuación se puede sobre imprimir otra capa de pasta o bien se procede a la etapa de sinterizado.

El ciclo de sinterizado a alta temperatura (hasta 1000°C) permite remover el material orgánico remanente, alcanzar las características eléctricas de las pastas y adherir éstas al sustrato. Las propiedades eléctricas de las películas son muy sensibles a las condiciones de sinterizado (velocidad de calentamiento, temperatura pico, tiempo de sinterizado, entre otras); por esta razón se necesita tener un control exacto sobre las condiciones del proceso.

Los hornos de sinterizado, generalmente, tienen varias zonas de calentamiento separadas que permiten obtener diferentes perfiles de sinterizado según el tipo de pasta. La primer zona de calentamiento, donde se remueven los solventes orgánicos remanentes (350-400°C) y el vidrio fritado comienza a ablandarse (600-800°C). La segunda zona donde la temperatura permanece constante durante unos 10 minutos y el material activo se sinteriza. Finalmente, la zona de enfriamiento donde el vidrio se solidifica.

Capítulo 4

Fabricación de piezoeléctricos de película gruesa

4.1 Introducción

La película o capa gruesa clásica se refiere a espesores que van desde 10 a 50 μm una vez sinterizados, pero es natural extender esta ventana desde 1 a 100 μm con la aparición de nuevas pastas como las organometálicas. En este trabajo, por otra parte, ampliamos un poco la banda de espesores ya que los encontraremos habitualmente valores un poco más altos, entre 100 y 200 μm , pues nuestro objetivo es realizar películas piezoeléctricas que tengan frecuencias de resonancia en la región de 1 a 10 MHz. Con una cerámica sólida esto implica espesores de alrededor de 0,6-1,5 mm, pero teniendo en cuenta que tenemos una película de diferentes características a la cerámica sólida y además adherida a un sustrato, se espera obtener esas frecuencias de resonancia con un menor espesor de la misma. En particular es esperable también, de acuerdo con la bibliografía, obtener una menor actividad piezoeléctrica, es decir constantes piezoeléctricas en la dirección de polarización más bajas. Por lo tanto es importante determinar la causa de este descenso en los valores de las constantes, si es posible evitarlo y cuanto afecta esta baja actividad piezoeléctrica en la energía que puede utilizarse para inyectar ondas de ultrasonido en un medio dado. Como la propuesta es utilizar los transductores resultantes en sistemas que provean una imagen

ultrasonica de la estructura del medio, es esencial determinar cómo afectan estas diferencias en la capa gruesa respecto de la cerámica sólida, utilizada habitualmente en la obtención de este tipo de imágenes.

El transductor de ultrasonido de película gruesa se realiza a partir de una pasta específica, que se aplica mediante serigrafía y luego se sinteriza sobre un electrodo depositado previamente en el sustrato [De Cicco y otros, 1994]. En la pasta se combina la cerámica PZT (Titanato Zirconato de Plomo) con un vidrio fritado que se sinteriza sin conservar un orden estructural específico, a alta temperatura aunque menor que para la cerámica sólida. Este sinterizado le da características particulares a este tipo de transductores que trataremos en los capítulos que siguen [Kosec & Holc, 2004]. Por supuesto que en esta aproximación se busca lograr una eficiencia similar en los transductores de capa gruesa realizados mediante serigrafía a la que se consigue en los transductores de cerámica sólida tradicionales.

4.2 Elección de materiales

El proceso de selección de materiales para una pasta piezoeléctrica se basa en los conceptos generales desarrollados en el capítulo 3 y en este mismo capítulo ya que la información sobre los materiales y sus características para este proceso particular son escasas y de poca ayuda en la formulación de una pintura que tenga propiedades piezoeléctricas una vez sinterizada. En particular sobre transductores piezoeléctricos basados en PZT los trabajos iniciales de Bowen [Bowen y otros, 1980] y Gouverneur [Gouverneur y otros, 1993] muestran que la técnica llamada “doctor blade” en película gruesa o la aplicación de presión hidrostática luego de la serigrafía, logran una alta densificación de la película, cercana al 95% de la teórica, a temperaturas estándar de sinterizado (850-950°C) con lo que sus características se acercan a la cerámica sólida obtenida por compresión y sinterizado a alta temperatura. También la utilización de las técnicas de “sol-gel” [Schroth y otros, 1997], o “jet

printing” [Barrow y otros, 1997] logran buenos resultados pero con espesores inferiores a 50 μm .

Varios autores han estudiado dispositivos realizados mediante deposición de una capa de PZT en forma de pasta por medio de serigrafía, posteriormente secada y sinterizada. La tecnología de película gruesa mediante serigrafía produce una estructura menos densa que en la cerámica tradicional y la compactación se logra parcialmente con el agregado de una frita de vidrio de baja temperatura. Morten [Morten y otros, 1989 y 1991] estudió algunas características ferroeléctricas de la pintura y su composición, fabricando transductores de torque, presión, aceleración y humedad basados en la misma [Morten y otros, 1992], [De Cicco, 1997]. White, analizó los efectos de la preparación del polvo para fabricar la pasta, el tipo de material de unión y las condiciones de polarización, aplicándolo a dispositivos de ondas superficiales (SAW) [Dargie y otros, 1997], [Torah y otros, 2004], [White y otros, 1995].

Otros autores han estudiado distintas composiciones para la pintura, así como sus características mecánicas y piezoeléctricas en relación al sinterizado de las mismas [Tajan y otros, 1996], [Le Dren y otros, 2000], [Vechembre y otros, 1999], [Walter y otros, 2002]. Estos trabajos evidencian que generalmente se obtiene un valor más bajo de las constantes piezoeléctricas y dieléctrica con respecto a la cerámica sólida tradicional, aunque cada autor asigna este hecho a diferentes causas [Gwirc & Negreira, 2005]. En la película obtenida por serigrafía parece haber un proceso competitivo en el objetivo de lograr características parecidas a la cerámica tradicional: cuando mayor es la temperatura de sinterizado se produce un proceso de densificación de la película que tiende a mejorar sus características, pero a partir de los 960°C aproximadamente se produce la pérdida de PbO [Zhang y otros, 1994] con el consiguiente empeoramiento las mismas características piezoeléctricas. No obstante a pesar de su cantidad, la realización de los dispositivos anteriores aporta poca información sobre las características fundamentales del PZT depositado por serigrafía y su funcionamiento en la emisión y recepción de ondas ultrasónicas.

Como es evidente en este trabajo, el componente principal de la pasta piezoeléctrica de película gruesa es un polvo de PZT para el cual se seleccionó el identificado como PZ 27 de la firma Ferroperm Ltd. [www.ferroperm-piezo.com] con un tamaño medio de partícula de 4 μm , que está perfectamente caracterizado por el fabricante y asegura la repetitividad de este elemento en diferentes formulaciones de la pasta [Jaffe & Berlincourt, 1965]. Sus características principales se dan en la Tabla 4.1 utilizando las constantes definidas en el capítulo 2:

Tabla 4.1: *Parámetros de cerámica PZ 27 extraídos de su hoja de datos.*

ρ	(kg/m ³)	7700	S_{11} (m ² /N)	$17 \cdot 10^{-12}$
K_{T33}^T	(ϵ/ϵ_0)	1800	S_{33} (m ² /N)	$23 \cdot 10^{-12}$
d_{33}	(C/N)	$425 \cdot 10^{-12}$	d_{31} (C/N)	$-170 \cdot 10^{-12}$
k_t		0,47	k_{33}	0,70
V_l	(m/s)	3900	σ (Poisson)	0,39
$Z_c = \rho \cdot V_l$	(MRayl)	~30	Q_M	80

El componente más controvertido en esta selección es sin duda el material de unión, para el cual como se mencionó en § 3.4 es conveniente un vidrio al borosilicato de plomo. Sin embargo la bibliografía menciona como ventajoso la adición de PbO que, como un componente agregado en cantidades del orden del 3% en peso, mejora las propiedades piezoeléctricas de la película sinterizada debido a que promueve el sinterizado y genera una atmósfera local con exceso de PbO que minimiza la descomposición del PZT a alta temperatura [Morten y otros, 1991], [Ringgaard y otros, 2001]. Este dato no se ha confirmado en nuestra experiencia.

Por otra parte el vidrio al borosilicato de plomo puede hacerse con una gran variedad de composiciones. Una característica importante del vidrio que vale la pena mencionar es la de mojado, es decir que pueda mojar las partículas del PZT para realizar una buena unión, pero a su vez esto significa que el vidrio debe disolver parcialmente la cerámica piezoeléctrica. El boro como parte del

vidrio le confiere esta característica aunque también puede, al disolver la cerámica, formar una nueva fase no ferroeléctrica y disminuir o anular las propiedades piezoeléctricas de la película de PZT sinterizada.

4.3 Formulación de la pasta

Inicialmente se prepararon varias muestras de pasta con dos diferentes vidrios al borosilicato de plomo que tienen temperaturas de ablandamiento de 450°C y 650°C respectivamente [Fu, y otros, 1985]. Para controlar los efectos de cada una de las composiciones se empleó el relevamiento de la curva de histéresis para las pastas preparadas con cada vidrio y el óxido de plomo, verificando las características del ciclo a través de la polarización remanente. El ciclo de histéresis por el método de Tower y Sawyer [Sawyer & Tower, 1930] se realizó con una frecuencia de trabajo de 50 Hz y se describe más adelante en § 4.8. En este caso permite lograr valores de campo eléctrico suficientemente alto para saturar el material en forma bastante sencilla por los bajos espesores de la película. Esta no necesita ser polarizada previamente y la saturación se logra utilizando un campo eléctrico de hasta 3000-3500 Volt/mm.

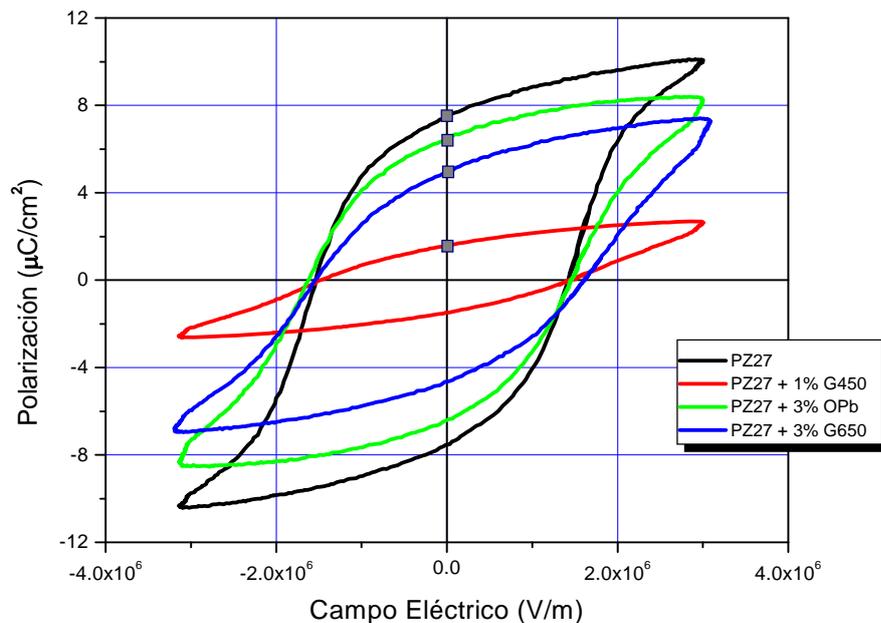


Figura 4.1: Ciclo de histéresis a 50 Hz de distintas pastas sinterizadas.

La Fig. 4.1 muestra el ciclo de histéresis para varias composiciones de la película. Un primer análisis de esta figura nos dice que el vidrio de 450°C (G450) produce, con una mínima cantidad del 1% en peso, casi la desaparición de las propiedades ferroeléctricas de la pasta, debido probablemente a un exceso en el contenido de Boro en su composición. En el otro extremo tenemos el PZT sin ningún agregado que tiene la mayor polarización remanente, pero aún cuando se sinteriza a 900°C su estructura es muy endeble y se desgrana lentamente con el uso. Esta opción también fue desechada ya que se busca utilizar una temperatura estándar entre 850 y 900°C para el sinterizado [Ringgaard y otros, 2001]. Los otros dos tipos de pasta presentan características muy similares con una leve diferencia a favor del PbO que puede ser debida a varias causas: el tipo de pasta usada para los electrodos, las variaciones en porosidad de la película sinterizada, homogeneidad de la pasta, etc. Entre ambas se decidió usar la composición con vidrio debido en primer lugar a que bibliografía adicional descarta la pérdida de plomo en la estructura de la cerámica cuando es sinterizada por debajo de 950°C [Zhang y otros, 1994], y en segundo lugar porque el óxido de plomo puede contaminar el horno de sinterizado para otras aplicaciones.

4.4 Preparación

La preparación de la pasta para serigrafía comienza con el molido de la frita de vidrio, que generalmente tiene partículas más grandes que las del PZT, en un molino de micronizado a chorro de aire (Jet-Mill Fryma modelo JM -80), realizando dos pasadas. El tamaño de partícula obtenido se controló mediante un granulómetro láser por difracción, obteniendo el 85% de la muestra con tamaño de partícula inferior a 32 μm . Se continúa el molido en seco durante una hora en un molino de bolas de tungsteno y luego se agrega el PZ 27 para lograr el mezclado en la forma más homogénea posible durante otras dos

horas [Torah y otros, 2002]. La mezcla de polvo final contiene entre 2-3% en peso de vidrio.

La etapa final de preparación se realiza en un frasco de polipropileno, que contendrá la pasta, en el que se agrega lentamente el vehículo mientras se mezcla con espátula. Obtenida una mezcla más o menos homogénea se agregan varias granallas de Circonia, se cierra herméticamente el frasco y se coloca en el mismo molino utilizándolo ahora para incorporar completamente el polvo al vehículo. El mezclado en el molino se efectúa durante 6-8 horas aproximadamente, a razón de 35-40 vueltas/minuto con revisiones cada hora para verificar si se debe agregar vehículo o algún solvente volátil como xileno para mejorar la reología. El objetivo es obtener una pasta con textura suave, similar a una pintura pero con una viscosidad más alta.

Con el fin de no introducir variaciones en la preparación del vehículo utilizado y tener en este aspecto estabilidad y repetitividad en la preparación de las pastas, se utilizaron componentes comerciales de la firma "Electro-Science Laboratories". El vehículo forma alrededor del 12-15% del peso total de la pasta y para prepararlo se utilizó una mezcla del 75% de ESL 400, formulada particularmente para pastas de componentes resistivos, y 25% de ESL 403, optimizada para realizar pastas dieléctricas [Gwirc, y otros, 2000]. A la pasta final se le realiza vacío con una bomba mecánica para eliminar los componentes más volátiles pero sobre todo las burbujas que quedan atrapadas en el seno de la misma durante el mezclado. Para comprobar que el funcionamiento de la pasta cumplirá con los requerimientos de eliminar todo el vehículo en la primera etapa del sinterizado se realizó un análisis termogravimétrico de la pasta, el cual demostró que a alrededor de los 200 °C se eliminaba una cantidad en peso equivalente al vehículo que contiene.

4.5 Serigrafía, secado y sinterizado

En la etapa de pintado por serigrafía se da forma al futuro transductor siguiendo el proceso general para la película gruesa descrito anteriormente en § 3.7, en tres pasos que son similares para cada uno de los electrodos y la película de PZT. Cada uno de estos pasos incluye la serigrafía, el secado y luego el sinterizado de la capa correspondiente [Kobayashi y otros, 2000]. Para el electrodo inferior, que se deposita sobre el sustrato, se utiliza una malla número 250 con el esquema del electrodo en forma de disco y la salida para la conexión exterior. A continuación se imprime la película cerámica, con un tamaño algo mayor que el electrodo cubriéndolo completamente, empleando una malla 200 que tiene agujeros más grandes para prevenir que se tapen con el vidrio durante el proceso de impresión [Maas y otros, 1997]. Requiere un mínimo de 10 a 15 minutos de reposo a temperatura ambiente para eliminar en lo posible marcas de la malla y el resto de burbujas. El secado se realiza a 140°C durante 15 minutos y luego el sinterizado a una temperatura pico de 860°C con estabilización de 15 minutos y pendientes de ascenso y descenso de 35 °C/min [Gwirc & Negreira, 2005]. Luego de sinterizado el espesor de la capa de película de PZT disminuye aproximadamente en un 30%. En la Fig. 4.2 se puede ver un diagrama esquemático de la película con sus electrodos sobre el sustrato de alúmina a la derecha y una foto del dispositivo sin electrodo superior a la izquierda. A pesar de este cuidadoso proceso no se consiguió que la rugosidad producida por las marcas que deja la malla desapareciera por completo.

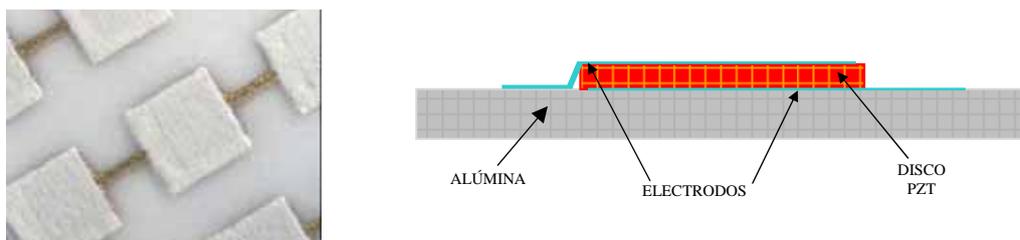


Figura 4.2: A la izquierda un arreglo de transductores con la capa de PZT sin sinterizar y sin electrodo superior. A la derecha el esquema de disposición de las capas para cada transductor.

El espesor que resulta al pintar una capa es de alrededor de 70-80 μm . El valor esperado para una frecuencia de resonancia menor a los 5 MHz implica por lo menos el doble de ese valor, por lo que se realiza una nueva capa por encima de la anterior. Hay que considerar también que con el espesor de una capa la porosidad de la película suele permitir el cortocircuito de los electrodos.

Si bien se puede lograr que la superficie sobre la que se pinta la segunda capa sea bastante suave, la porosidad de la misma hace que absorba rápidamente parte del vehículo de la pasta depositada sobre ella. Esto aumenta bruscamente su viscosidad, lo que evita el alisamiento de la superficie de la capa superior con lo que se obtiene una terminación superficial más rugosa. Esta situación se mejoró con el agregado de unas gotas de [2-(2-Butoxi)etilo] acetato que disminuye un poco la viscosidad y actúa además como defloculante, evitando la aglomeración de partículas y utilizando un secado más lento, aunque este es un tema todavía pendiente para mejorar la preparación de la pasta de acuerdo a los resultados que se muestran en la Fig. 4.3.



Figura 4.3: Superficie de PZT sinterizada sin electrodo superior.

En la aplicación de los electrodos se utilizó una pasta comercial, inicialmente de oro marca Heraeus Cermalloy C5789. Con esta pasta se obtuvieron resultados razonables en cuanto a adhesión al PZT, pero se observó que al estar la película inmersa en agua por períodos de tiempo

prolongados, parte del electrodo superior se desprendía en algunos de los transductores. Debido a esto y a la obtención de medidas poco coherentes en la curva de impedancia, se reemplazó el oro por una pintura de Ag/Pt (Heraeus C1218) en los dispositivos posteriores. En la Fig. 4.4 se ve el dispositivo terminado.

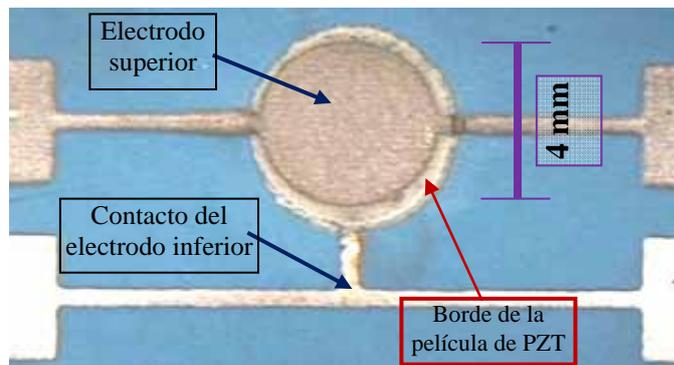


Figura 4.4: *Transductor con las dos capas y los electrodos de plata terminado.*

4.6 Polarización

El último paso para que el transductor cerámico pueda ser utilizado como tal es la polarización de la capa de PZT. En la polarización de la película gruesa piezoeléctrica se utilizó, para establecer el campo eléctrico en la misma, un electrómetro marca Keithley modelo 6517 A, que cuenta con una fuente de tensión variable hasta 1000 Volt y medición de corriente de amplitud menor a 10^{-9} Ampere en el mismo instrumento. El valor del campo para asegurar la polarización esta en el orden de los 3000-3500 V/mm, como muestra el ciclo de histéresis, para que la película llegue a la saturación, que la mayor parte de los dominios ferroeléctricos se reorienten y así lograr los máximos valores posibles en las constantes piezoeléctricas [Dargie y otros, 1997].

La película piezoeléctrica de capa gruesa obtenida por serigrafía presenta una estructura porosa [Maréchal y otros, 2006] que dificulta la polarización y además incrementa la característica de muchas cerámicas ferroeléctricas de cortocircuitarse

durante la polarización con una derivada temporal de la tensión alta. Esto hace que se deba aumentar la tensión en saltos pequeños y controlar la corriente para determinar si el tamaño del salto de tensión no es demasiado grande. Teniendo en cuenta esta característica se armó un sistema de polarización automática de las muestras utilizando el electrómetro controlado mediante una computadora para programar los saltos de tensión y el valor final de la misma, midiendo la corriente luego de cada variación de tensión e incluyendo tiempos de espera periódicos, dando así la oportunidad para que la corriente se estabilice en su mínimo valor. La polarización se realiza sobre una platina caliente a aproximadamente 110°C lo que mejora enormemente la estabilidad durante el proceso y minimiza los cortocircuitos de la película, manteniéndola libre de humedad. El sistema polariza la muestra en dos o tres etapas en las cuales sube la tensión hasta un valor de la mitad o tercera parte de la tensión eléctrica máxima y luego desciende a cero para recomenzar el ascenso hasta llegar al valor final que mantiene durante 30 minutos. Pasado este lapso se apaga la platina caliente y la tensión desciende lentamente a cero.

4.7 Caracterización geométrica y estructural

Desde el punto de vista de la caracterización del funcionamiento de un material piezoeléctrico como generador y receptor de ondas de ultrasonido, es claro que involucra la medición de una cantidad elevada de parámetros que dan cuenta de su funcionamiento tanto teóricamente como en las distintas situaciones que se dan en la práctica. En el caso particular de películas gruesas piezoeléctricas, la gama de elementos que intervienen es mayor aún pues, aunque se parte de un material PZT conocido, tanto la formulación de la pintura como el resto del proceso de secado y sinterizado generan un material compuesto de nuevas características, adherido firmemente a un sustrato y por lo tanto que actúa de manera distinta a como lo hace el material original [Gwirc & Negreira, 2005].

La forma geométrica más sencilla para medir los distintos parámetros es la de un disco cuyas medidas, como el *diámetro* y el *espesor* de la película, están dados básicamente por el dibujo realizado en la malla con la que se imprime la película y los electrodos, el espesor de cada capa depositada y la cantidad de capas con la que se realiza un transductor dado. El *espesor* de la película de PZT se mide mediante un microscopio de intersección de luz en el que dos haces a 45°, uno a cada lado de la perpendicular a la muestra, producen una línea que marca el perfil de la superficie. Esto posibilita medir la distancia entre el sustrato, tomado como superficie de referencia, y un borde de la superficie superior de la película. La medición no da información sobre las variaciones de espesor en todo el disco sino sólo en un borde, por lo que para tener una idea de las variaciones de espesor hay que tomar varias medidas en distintas partes de la circunferencia.

La *densidad* de la película nos indica cuán lejos nos encontramos del sinterizado tradicional, compactado a alta presión y horneado a alta temperatura, comparando su valor con el valor tabulado para el material que usamos como carga de la pasta. Obtener la densidad de la película sinterizada es laborioso ya que generalmente se encuentra adherida al sustrato y hay que obtener la masa del disco sinterizado mediante una pesada diferencial cuidadosa.

La *estructura* que se obtiene mediante la tecnología de película gruesa usando serigrafía tiene un alto grado de porosidad interna, como puede verse en la micrografía obtenida con microscopio electrónico de barrido de la Fig. 3.5. La densidad del material compuesto de la película es aproximadamente un 20% menor que la misma cerámica PZT tradicional sólida. El proceso que incluye la impresión serigráfica produce una estructura porosa porque las partículas de PZT están inicialmente separadas una de otra suspendidas en el vehículo. El secado de la película y luego el sinterizado eliminan los componentes del vehículo, de modo que las partículas se acercan entre sí, pero no hay ningún proceso que las compacte como en el sinterizado clásico con alta presión previa. La película sinterizada es un material compuesto, consistente en una matriz de partículas de PZT aglomeradas y parcialmente

recubiertas por una fina película de vidrio. En la práctica las inhomogeneidades en el mezclado, la falta de compactación y la insuficiente fluidez del vidrio a la temperatura pico resultan en una formación poco densa [Seffner & Gesemann, 1994]. Para bajar la porosidad y mejorar la terminación superficial es posible agregar mayor cantidad de vidrio, pero esto sin duda perjudica las características eléctricas y piezoeléctricas de la misma.

La densidad en la película, lejos de la máxima teórica que casi se alcanza en las cerámicas sólidas tradicionales, tiene importantes implicancias en las propiedades de emisión y recepción del transductor ya que modifica por sí misma no solo las características mecánicas como la velocidad de onda longitudinal, sino también sus propiedades eléctricas y piezoeléctricas [Torah y otros, 2004]. Al definir las características de este material y entender su comportamiento como transductor de ultrasonido es necesario tener en cuenta algunas características básicas de operación del PZT de película gruesa (PG) en comparación con el PZT sólido, que como ya dijimos involucra compresión del polvo y sinterizado a temperaturas por encima de los 1200°C. Los rasgos salientes que consideramos diferencian ambos materiales, además del proceso previo, son los siguientes: la película gruesa obtenida por serigrafía siempre tiene una cara adherida a algún tipo de sustrato más o menos rígido, el material PZT de la película incluye una pequeña proporción de un vidrio u otro material de unión, y la estructura luego del sinterizado contiene un grado de porosidad alto. Estas características son importantes para explicar las diferencias de comportamiento entre ambas cerámicas y son las que hemos tenido en cuenta en el desarrollo de este trabajo para describir el funcionamiento de la película [Simon y otros, 2001].

Hemos caracterizado la porosidad a través de la densidad y su diferencia con la del material en polvo base que se utiliza para preparar la pasta. La densidad media de la película (ρ) se halló realizando una pesada diferencial del disco PZT sinterizado respecto del sustrato para obtener la masa de película involucrada.

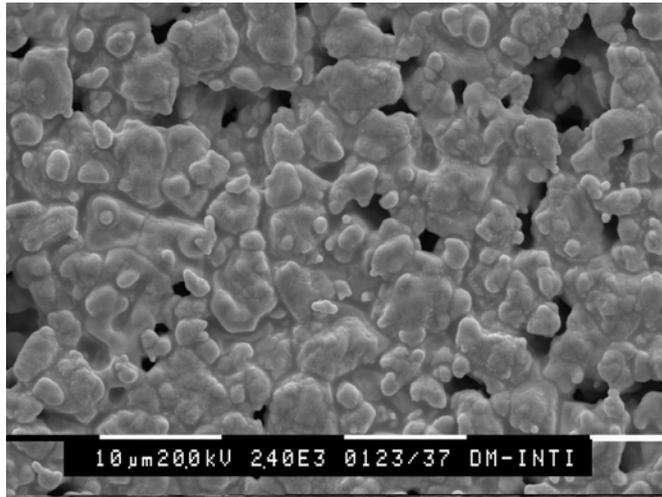


Figura 4.5: Estructura de la superficie sinterizada a 900 °C.

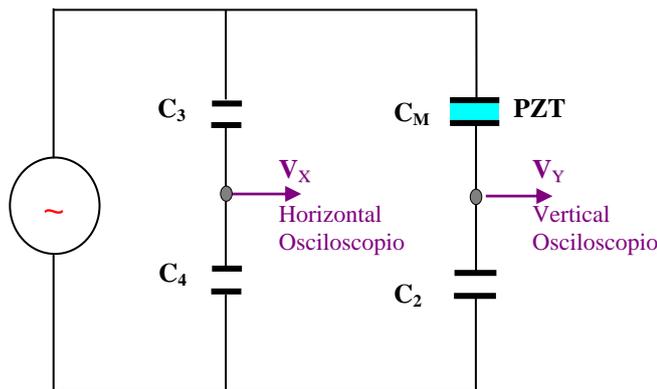
El espesor de la película se midió mediante un microscopio por intersección de haz marca Carl Zeiss y se utilizó un diámetro de 10 mm en la impresión de los discos, para disminuir la incertidumbre en la medición de masa. En esta sección y en adelante, llamaremos P a la fracción en volumen de poros, que se estima a partir de la densidad medida de la película respecto del material sólido y está definida como $P = \frac{(\rho_o - \rho)}{\rho_o}$, donde ρ_o es la densidad del material original. La película con el 3% en peso de vidrio utilizado en este trabajo presenta una porosidad $P = 0,19$.

4.8 Parámetros eléctricos y piezoeléctricos básicos

Parte del objetivo de este trabajo es determinar la influencia que tienen las características de fabricación propias de la serigrafía en la tecnología de película gruesa, sobre la aplicación de estas películas en transductores de ultrasonido. Al mismo tiempo también deseamos precisar el comportamiento elástico y piezoeléctrico que resulta para una determinada composición y proceso de la película. De esta manera se puede predecir su comportamiento en distintos sistemas de los que puede formar parte, en particular el conocimiento de las matrices piezoeléctricas y de compliancia permitirá realizar simulaciones ajustadas de funcionamiento en situaciones complejas.

La *capacidad* eléctrica da una primera idea del estado de la película y permite calcular la *constante dieléctrica* de la misma a baja frecuencia, lo que completa la verificación estática de su calidad. Esta se mide a una frecuencia de 1 kHz utilizando un medidor “LRC meter Philips PM 6304”. En las cerámicas PZT fabricadas por métodos tradicionales la capacidad varía bastante antes y después que el disco ha sido polarizado. En el caso de la película gruesa por el contrario, no se observa una variación significativa debido a que las variaciones dimensionales en espesor son absorbidas por la porosidad de la misma.

El *ciclo de histéresis* cumple un papel similar al evaluar las propiedades ferroeléctricas de la pasta aún antes de pasar por el proceso de polarización que lleva un tiempo considerable. Para caracterizar las propiedades piezoeléctricas del material, se utilizó la medición del ciclo de histéresis por el método de Tower y Sawyer modificado [Sawyer & Tower, 1930], que utiliza un puente capacitivo en el que las medidas se refieren a uno de los extremos del puente utilizándolo como dos divisores capacitivos para graficar uno contra otro. En la Fig. 4.6 se observa un esquema del circuito empleado en el que el generador es un transformador con el que se puede alcanzar una tensión alterna de 50 Hz de 0 a 500 Volt:



Polarización (P):

$$P = \frac{C_2 \cdot V_Y}{A}$$

Campo eléctrico (E):

$$E = \frac{(C_3 + C_4) \cdot C_2}{(C_M + C_2) \cdot C_3} \times \frac{V_Y}{d}$$

A : área del electrodo

d : espesor PZT

Figura 4.6: Circuito para medir el ciclo de histéresis

El gráfico que se obtiene con estos valores presenta una primera caracterización de la muestra que permite la comparación entre distintas composiciones en base al valor de la *polarización remanente*, como en la Fig.4.1.

El valor de la *constante piezoeléctrica de carga* (d_{33}) es importante para caracterizar el funcionamiento piezoeléctrico de la película aunque bastante difícil de medir y además no se puede inferir directamente de otras mediciones ni del modelo unidimensional que se usa para comparar con la curva de impedancia, en el cual interviene de forma indirecta [Lefki & Dormans, 1994]. Esta constante se mide con un medidor tipo Berlincourt de Channel Products, modelo CPDT 3300. Esta medición en particular es una de las dificultades que limitaron las posibilidades de profundizar en las causas de su bajo valor ya que no hay un equipo de estas características en Argentina o Uruguay y las mediciones debieron realizarse con la colaboración de laboratorios en España.

Una discusión particular debe hacerse sobre qué tipo de constante piezoeléctrica es la que se mide, ya que en este caso la película está adherida al sustrato pero no está claro si se encuentra totalmente anclada (“clamped”) por el sustrato o sólo parcialmente. Los valores de las constantes ancladas pueden diferir notablemente de las constantes libres como se desarrolló en § 2.5.4. El término constante anclada o “clamped” se refiere al valor de las mismas con deformación constante o cero en contraposición con las constantes “libres” en las que no se pone restricciones al valor de deformación [ANSI/IEEE Standard 176, 1987].

La medición de *impedancia* eléctrica del transductor ya polarizado es un parámetro que, restringido a sus valores mínimo y máximo en un entorno de la resonancia, da la posibilidad de encontrar los valores de frecuencia de resonancia y antiresonancia y a partir de estas el factor de acoplamiento electromecánico, como se describe en el apéndice A. Por otra parte también está relacionada con las propiedades eléctricas y geométricas de la película, pero también depende de parámetros mecánicos y aún del material que encuentra sobre sus caras externas. En este aspecto, la variación de la impedancia eléctrica con la frecuencia nos puede dar información sobre varios parámetros que definen el comportamiento de la película gruesa de PZT si, con la geometría adecuada, la asociamos con el modelo unidimensional multicapa para obtener de allí varios parámetros del sistema que son difíciles de medir directamente, como por ejemplo la velocidad de

propagación del sonido en la película, el espesor del electrodo, la constante de acoplamiento, etc.

En el relevamiento de la curva de impedancia se utilizó alternativamente un analizador de impedancia Hewlett Packard HP 4194A ó un analizador de redes vectorial marca Rohde & Schwartz ZVRE 1.5, que para las frecuencias de medición entre 1 MHz y 10 MHz utilizadas en este trabajo presentan el mismo resultado. En la Fig. 4.7 se muestra la curva para dos muestras realizadas en la primera etapa de la formulación de la pasta. Se puede observar que en ambas situaciones la impedancia se aparta del comportamiento general netamente capacitivo, que se desprende del modelo visto anteriormente en el capítulo 2. El aumento de impedancia para las altas frecuencias representa un comportamiento inductivo que tiene relación con los cables de medición, sus soldaduras y la unión entre el electrodo y la película de PZT propiamente dicha.

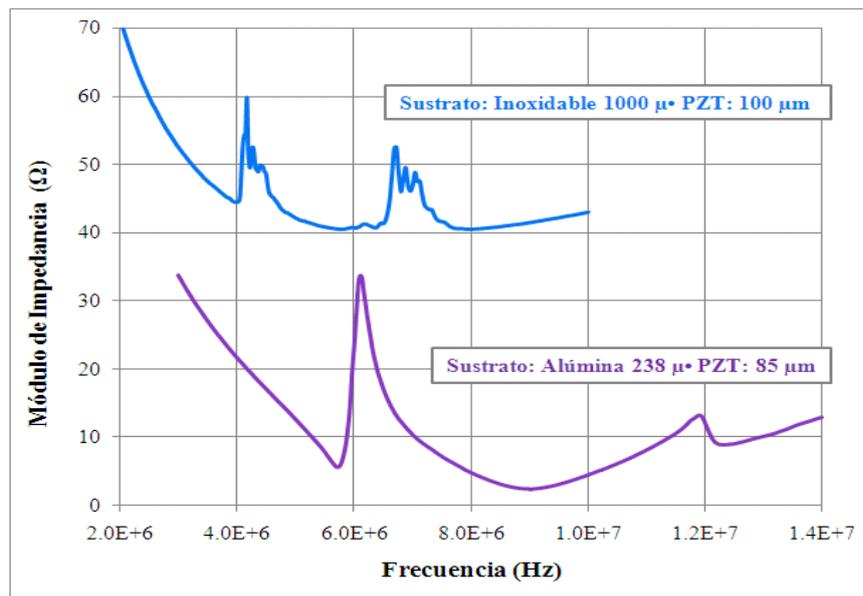
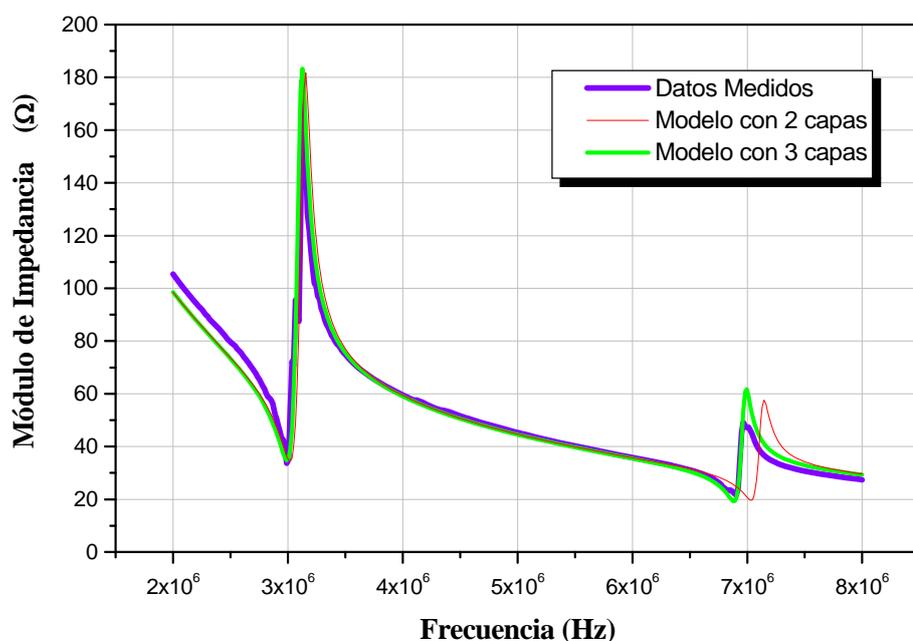


Figura 4.7: Curvas de impedancia de transductores con dificultades en contactos y/o en su estructura interna.

Por otra parte, también se observa en ocasiones que las resonancias no están bien definidas y presentan una estructura de picos en forma de sierra. Esto se asocia a la falta de homogeneidad en la distribución de poros y posiblemente a que varios de

ellos se agrupan en estructuras más o menos grandes, de forma alargada y paralela a los electrodos, que impiden la vibración como un todo de la estructura de la capa piezoeléctrica.

La curva de impedancia típica de un transductor de película gruesa obtenido por serigrafía podemos verla en la Fig. 4.8, que cubre la amplitud de frecuencias en la región con resonancias. En esa figura se superponen con la curva medida otras dos calculadas utilizando el modelo multicapa KLM con los parámetros conocidos de la muestra. Los resultados del ajuste se muestran debajo del gráfico. El modelo multicapa se desarrolla en el Apéndice B. La aplicación del mismo para el caso de película gruesa fue implementada en “matlab” y el programa se puede ver en el Apéndice C.



<u>Substrato</u>	<u>Electrodo</u>	<u>Capa PZT</u>	
$l_S = 0,635\text{mm}$	$l_E = 5 \times 10^{-6}\text{m}$	$l_P = 22 \times 10^{-5}\text{m}$	$D = 8 \times 10^{-3}\text{m}$
$c_S = 9900\text{ m/s}$	$c_E = 3240\text{ m/s}$	$c_P = 2550\text{ m/s}$	$k_t = 0,31$
$\rho_S = 4000\text{kg/m}^3$	$\rho_E = 19700\text{kg/m}^3$	$\rho_P = 6000\text{ kg/m}^3$	$K_{33}^S = 380$

Figura 4.8: Impedancia eléctrica medida y calculada con modelo KLM. Los parámetros debajo del gráfico son los utilizados en el modelo.

Típicamente para la configuración de la Fig. 4.8 (alúmina: 0,635 mm; PZT-PG: 220 μm ; electrodo: $\sim 5\text{-}7\ \mu\text{m}$) vemos que hay dos frecuencias de resonancia en la región que estamos considerando entre 1 y 10 MHz.

El buen ajuste entre el modelo y los valores medidos permite esclarecer la influencia de los electrodos en la frecuencia de resonancia, que generalmente se consideran muy pequeños frente al espesor del cerámico. Resulta imposible con este modelo ajustar correctamente ambas resonancias sin tener en cuenta el espesor del electrodo ($\sim 5 \mu\text{m}$ de oro en este caso), debido al bajo espesor de la película de PZT. Si bien la frecuencia más baja es la que usaremos con mayor asiduidad en este trabajo, como el modo espesor en la emisión y recepción de ultrasonido, conviene tener en cuenta la segunda frecuencia en el caso que se utilicen películas más delgadas, cuando la relación entre espesor del material y el substrato hace que ambos picos estén muy cerca uno de otro o en el diseño de un sistema multifrecuencia. Los parámetros generales que se le suministran al modelo son: los espesores (l_S , l_E y l_P), velocidades de propagación de onda longitudinal (c_S , c_E) y densidades para cada capa (ρ_S , ρ_E y ρ_P); específicamente para la capa de PZT: la constante de acoplamiento electromecánico (k_t), constante dieléctrica ($K^{S_{33}}$), área del transductor y Q_M mecánico, además del número de capas y las frecuencias en que se calcula.

El efecto de la estructura de doble capa, que forma el conjunto del transductor, permite obtener la resonancia principal a una dada frecuencia con un espesor de PZT mucho menor que para una cerámica sólida de similares características. La segunda resonancia no es un armónico impar de la anterior como ocurre en las cerámicas piezoeléctricas tradicionales sino que está relacionada con el espesor y velocidad de propagación en la película de PZT principalmente, pero también en el substrato. Un análisis más detallado se realiza en el capítulo 5.

Los modos radiales del disco de PZT están fuertemente amortiguados por la adhesión de la película al substrato. La impedancia eléctrica en la frecuencia de resonancia más baja es casi tres veces menor que la de un elemento equivalente no poroso, con el mismo material base y para la misma frecuencia de resonancia. Esto se debe principalmente a su menor espesor y también contribuye que la velocidad de propagación es más baja en el PZT poroso

[Craciun, y otros, 1997], lo que obviamente facilita la adaptación de impedancia con el generador eléctrico haciendo más eficiente su funcionamiento.

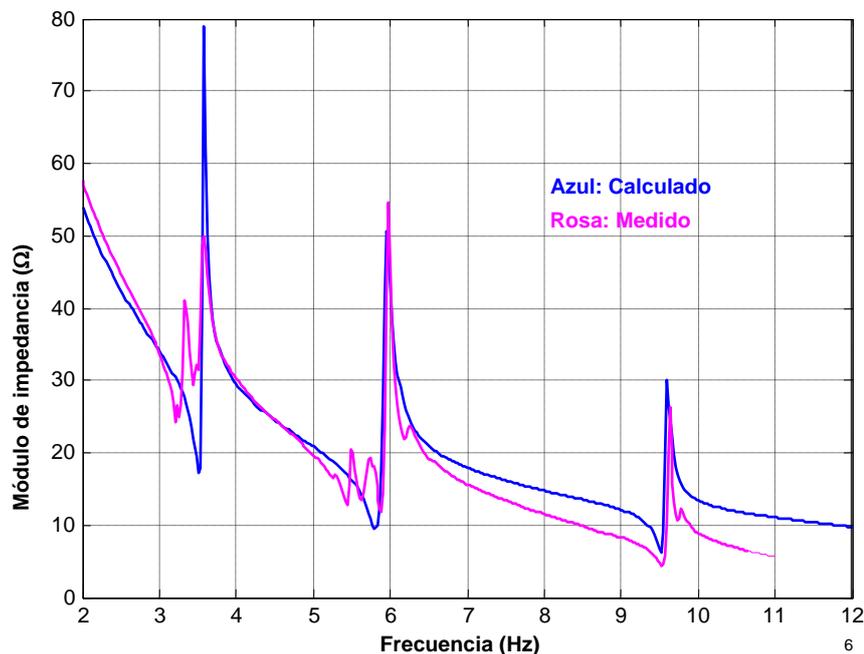


Figura 4.9: Impedancia medida y calculada con modelo KLM

En esta banda de frecuencias aparece una tercera resonancia si se usa un sustrato de alúmina suficientemente grueso. Como veremos a continuación, esto tiene que ver principalmente con el espesor del sustrato y sus propiedades mecánicas y su valor es cercano a un múltiplo impar de la fundamental. Como ejemplo la Fig. 4.9 muestra la curva de impedancia de un transductor con sustrato de alúmina de 1 mm de espesor, la película piezoeléctrica de 137 μm y un electrodo de oro similar al anterior. El ajuste con el modelo es bastante bueno a pesar de que la muestra también presenta una estructura compleja en su curva de impedancia debido a falta de homogeneidad estructural en su composición interna.

En la Tabla 4.2 se dan algunos datos comparativos entre la cerámica PZ 27 sólida y la obtenida mediante el proceso de película gruesa. Estos valores son resultado tanto de la medición directa como extraídos de la comparación con el modelo KLM multicapa.

Tabla 4.2: Características comparativas

PROPIEDAD	UNIDADES	PZ 27	PZ 27 + PG
Densidad	(10 ³) kg/m ³	7,7	6,2
Cte. Dieléctrica K^T_{33}	ϵ/ϵ_0	1800	350 – 450
Módulo de Carga d_{33}	(10 ⁻¹²) C/N	425	123
Acoplamiento EM k_t	-	0,47	0,31
Velocidad del Sonido	m/s	~3900	2550-2650
tang δ (pérdidas eléctricas)	-	0.017	0.06
Impedancia Acústica	MRayl	~30	~16
Q_M	-	80	30 – 40

Es interesante resaltar, en estos primeros resultados, dos temas importantes: el primero es que la impedancia acústica es la mitad que la de la cerámica sólida, lo que genera buenas expectativas para generar ondas en agua o en el cuerpo humano, y en segundo lugar también desciende el valor de la velocidad de propagación de onda longitudinal para este material permitiendo el uso de películas más delgadas que las esperadas para este rango de frecuencias.

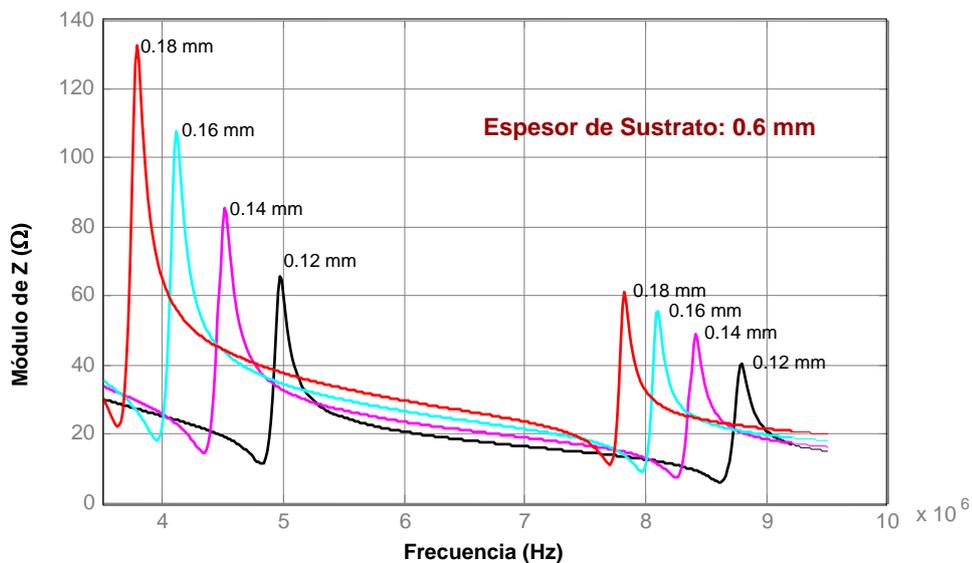


Figura 4.10: Simulación de transductores con diferentes espesores de película de PZT usando KLM.

El modelo multicapa, que ajusta correctamente el comportamiento de un disco, nos permite evaluar los cambios en las frecuencias de resonancia debido a distintos espesores relativos de sustrato y de la película de PZT [Kino, 1987], [Gwirc & Negreira, 2006]. En las Figs. 4.10 y 4.11 se muestran curvas de impedancia típicas, calculadas para un disco de película gruesa obtenido por serigrafía sobre sustrato de alúmina. La primera deja ver que el espesor de la película PZT es importante en ambas frecuencias siendo el factor principal en su determinación, y produciendo variaciones algo mayores en la frecuencia de resonancia más baja. Por otra parte la Fig. 4.11 muestra que la variación en el espesor del sustrato tiene mayor peso en la frecuencia de resonancia más alta para los espesores que estamos utilizando, por lo que se convierte en un factor a tener en cuenta para fijar la separación entre ambas.

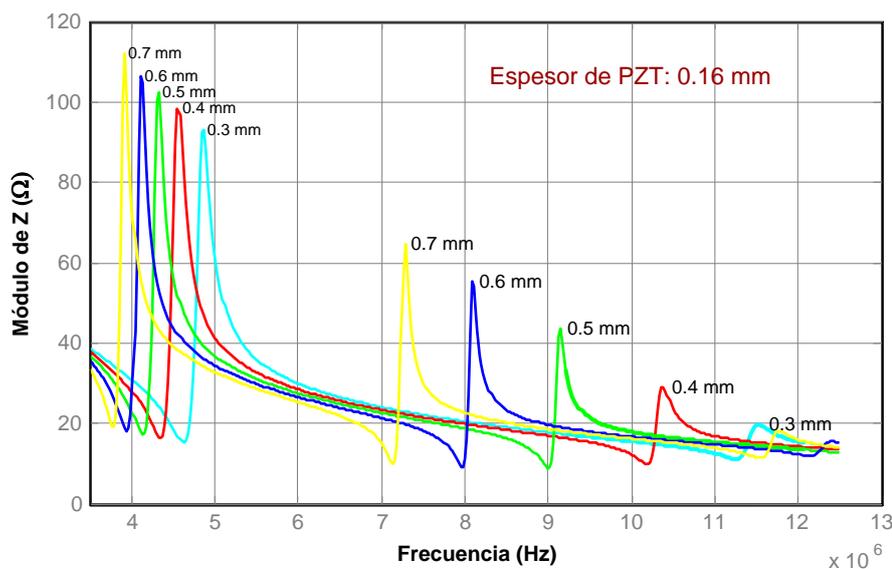


Figura 4.11: Simulación de transductores con diferentes espesores de sustrato usando KLM.

Una idea más concreta de los valores con que estamos trabajando la obtenemos comparando la capacidad en cada tipo de cerámica. La constante dieléctrica relativa del conjunto de muestras preparadas resultó aproximadamente entre 350 y 450, lo que representa una importante diferencia con el valor del componente cerámico sólido PZ27 de 1800. Esto en términos de la frecuencia de resonancia significa que, para una frecuencia de 3,3 MHz,

un disco de PZ 27 de 8 mm de diámetro y un espesor de unos 590 μm presenta una capacidad a 1 kHz de 1,4 nF, y en el de película gruesa es 0,9 nF, que para la misma frecuencia tiene un espesor de 200 μm .

Resumiendo esta primera serie de mediciones podemos decir que la estructura de doble capa habilita dos frecuencias de resonancia en modo espesor que se obtienen con un grosor de PZT mucho menor que en una cerámica sólida. La impedancia eléctrica en la frecuencia fundamental es casi tres veces menor que la de un elemento equivalente no poroso. Esto se debe a su menor espesor, pero también aporta el tener una velocidad de propagación más baja que en la cerámica sólida y por supuesto al substrato de alúmina que participa sólo en la componente acústica de la resonancia.

4.9 Modelo de comportamiento de una película gruesa de PZT

Teniendo a nuestra disposición algunos resultados experimentales acerca del comportamiento de la película gruesa de PZT obtenida mediante serigrafía y un modelo unidimensional que se ajusta bien al comportamiento electromecánico, es momento de elaborar un esquema más amplio que no solo complete la explicación de sus características, sino también permita el cálculo de constantes mecánicas y piezoeléctricas para aplicarlas al diseño y simulación de dispositivos de aplicación práctica.

Como hemos visto en el capítulo 2, el comportamiento piezoeléctrico de un material de PZT puede representarse utilizando las Ec. (2.5) o en forma equivalente (2.7), con las correspondientes constantes eléctricas, piezoeléctricas y de compliancia que detallan su funcionamiento.

En una cerámica PZT piezoeléctrica de película gruesa obtenida por serigrafía hay varios factores que modifican tanto las características elásticas como las piezoeléctricas [Torah y otros, 2004]. Teniendo en cuenta que tanto

los dispositivos PZT tradicionales como los de película gruesa preparada mediante serigrafía utilizan como base para su fabricación el mismo polvo de PZT, es deseable encontrar los parámetros que definen el comportamiento de la cerámica PZT de película gruesa partiendo de las propiedades medidas y ya conocidas de la cerámica piezoeléctrica tradicional realizada con el material de PZT utilizado como base. Con este esquema en mente analizaremos las modificaciones más importantes que se producen al procesar el PZT para ser usado en la tecnología de película gruesa e incluirlas como parte del cálculo de sus parámetros. Para ello tenemos en cuenta tres características fundamentales que alteran las propiedades de la película: 1) el material de unión como la frita de vidrio, que se agrega en la preparación de la pasta para lograr una mayor consistencia luego de sinterizada y mejorar la adhesión al sustrato, lo que es típico en las pastas utilizadas en película gruesa; 2) la porosidad, que surge tanto de la baja cantidad de fase vítrea como del tipo de procesado por falta de compresión y la relativamente baja temperatura de sinterizado; 3) finalmente la adhesión rígida al sustrato, característica de esta tecnología, que en el caso de componentes piezoeléctricos afecta significativamente su comportamiento electromecánico [Gwirc & Negreira, 2006].

4.9.1 Piezoeléctrico libre

En la estructura multicapa que estamos analizando es difícil determinar, por separado, el efecto de cada uno de los factores mencionados sobre los parámetros característicos de la película, ya que cada medición se ve indefectiblemente influenciada por las capas que están en contacto con ella. El método de abordaje propuesto para este problema consiste en realizar un modelo que dé cuenta de las diferencias respecto de la cerámica sinterizada tradicional, comparar los resultados del mismo con valores experimentales, y comprobar finalmente la veracidad del modelo utilizando los parámetros calculados en simulaciones realizadas mediante elementos finitos.

Comenzamos considerando la relación entre algunos de los parámetros de un material cerámico piezoeléctrico clásico, sin agregados particulares y ninguna restricción en su movimiento. Las Ecs. (2.5), que podemos considerar en forma unidimensional para una simetría axial, describen el comportamiento del material piezoeléctrico en las que ϵ es la permitividad, d la constante piezoeléctrica de carga y s la compliancia [Ikeda, 1990].

Para una muestra de PZT en forma de barra o de placa, la constante de acoplamiento se puede hallar utilizando las frecuencias de resonancia (f_r) (o de máxima conductancia en la curva de impedancia) y antiresonancia (f_a) (o máxima impedancia), para un dado modo de resonancia de la siguiente forma [ANSI/IEEE Standard 176, 1987]:

$$k^2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_r}{f_a} \cdot \tan\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_a - f_r}{f_a}\right) \quad (4.1)$$

Esta expresión es válida para calcular de manera similar tanto k_{33} como k_t , la constante de acoplamiento que se identifica con un disco con capacidad de vibración en espesor pero fija radialmente, teniendo presente que se deben usar en el cálculo las frecuencias apropiadas para cada caso.

En un disco delgado suele utilizarse la constante de acoplamiento planar k_p , relacionada con los modos radiales, e indicando que las tensiones o deformaciones perpendiculares a la dirección de polarización son todas iguales, y podemos escribir [Jaffe y otros, 1971]:

$$k_p^2 = \frac{2 \cdot d_{31}^2}{\epsilon_{33}^T \cdot (s_{11}^E + s_{12}^E)} \quad (4.2)$$

En esta ecuación ϵ_{33}^T es la permitividad medida con tensión mecánica constante y la compliancia s_{ij}^E se evalúa a campo eléctrico constante (compliancia de cortocircuito). Los subíndices como antes indican: el primero la dirección de polarización y la aplicación de tensión mecánica o la deformación inducida el segundo, para las constantes ϵ , k y d .

Por otra parte la constante piezoeléctrica de carga d_{33} para un cilindro, polarizado en la dirección de su eje de simetría, podemos hallarla a partir de la siguiente expresión [Jaffe y otros, 1971], [ANSI/IEEE Standard 176, 1987]:

$$d_{33} = k_{33} \cdot \sqrt{\epsilon_{33}^T \cdot s_{33}^E} \quad (4.3)$$

El factor de acoplamiento electromecánico (k_{33}) da una medida de la capacidad del material para convertir la energía de una forma a otra. Se define como la raíz cuadrada del cociente entre la energía que se obtiene en forma eléctrica (mecánica) en condiciones ideales y la energía total almacenada por la fuente mecánica (eléctrica).

En general podemos relacionar las constantes de acoplamiento de forma aproximada de la siguiente forma [Jaffe y otros, 1971]:

$$k_{33}^2 \approx k_i^2 + k_p^2 - k_p^2 \cdot k_i^2 \quad (4.4)$$

La constante piezoeléctrica d_{33} y la permitividad dieléctrica ϵ_{33} (o la relativa K_{33}) han sido medidos directamente con instrumentos diferentes y en forma independiente, por lo que al calcularlos en base a este modelo y compararlos con los medidos, podemos tener una idea de que tan buenos son sus postulados. Además, tienen en cuenta diferentes características de la pasta en forma global: la permitividad está relacionada con la cantidad de vidrio agregada y el grado de porosidad, mientras que la constante piezoeléctrica de carga involucra adicionalmente el comportamiento mecánico y el acoplamiento electromecánico.

El esquema de cálculo que utilizaremos, como puede verse en la Fig. 4.12, se realiza a partir de los datos del PZT tradicional y de las mediciones sobre la curva de impedancia de la película y su porosidad [Gwirc & Negreira, 2005]. Las constantes que tienen una barra superior se refieren a las correspondientes a la película porosa, y al final del proceso se pueden comparar los valores medidos con los calculados de d_{33} y K_{33} .

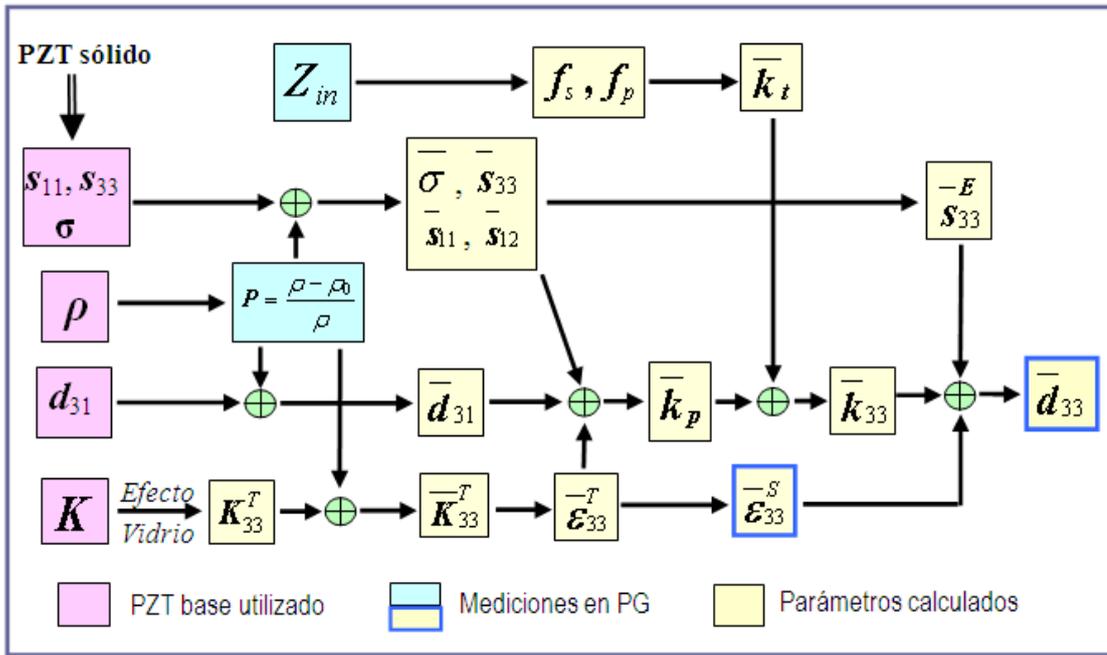


Figura 4.12: Esquema de cálculo de parámetros de la película gruesa piezoeléctrica.

4.9.2 La frita de vidrio como componente

Como primera suposición del modelo diremos que la adición de vidrio a la composición, si las cantidades agregadas son pequeñas, influye esencialmente a la constante dieléctrica del PZT. Por lo tanto se asume que en estas condiciones las propiedades mecánicas no son afectadas, de modo que la compliancia no se modifica por el agregado de vidrio. Queda entendido también que no se incluye ninguna reacción química entre el vidrio y el PZT que podría modificar las propiedades piezoeléctricas de este último o que de origen a nuevas fases.

La fase vítrea, que se ablanda a los 630 °C aproximadamente hasta ser fluida a la temperatura de sinterizado, es importante para el comportamiento mecánico de la película sinterizada y la adhesión al substrato, pero implica también la inclusión de un componente con baja constante dieléctrica, comparado con la del PZT como es el caso del polvo PZ27 manufacturado por Ferroperm que hemos utilizado. Los modelos serie y paralelo para describir la constante dieléctrica de un compuesto de dos materiales son casos extremos y

no siempre representan adecuadamente a un compuesto formado por elementos finamente divididos [Barrow y otros, 1997]. En la evaluación del efecto del vidrio en la constante dieléctrica aparente se adoptó de la bibliografía una ecuación obtenida usando los métodos de Monte Carlo y de elementos finitos con la que se obtienen resultados concordantes con las mediciones experimentales [Wakino y otros, 1993], [Wakino, 1994]. Se utiliza la siguiente aproximación a la constante dieléctrica de la mezcla:

$$K = \exp \left\{ \frac{\ln \left[V_1 \cdot K_1^{(V_1^{-.35})} + V_2 \cdot K_2^{(V_1^{-.35})} \right]}{(V_1^{-.35})} \right\} \quad (4.5)$$

En la ecuación (4.5), K , K_1 y K_2 son las constantes dieléctricas relativas del compuesto, el material 1 y el material 2 respectivamente, y V_1 y V_2 son sus fracciones en volumen. Por lo tanto, la constante dieléctrica relativa aparente depende de la fracción en volumen de frita de vidrio presente en la película. En nuestro caso, con un 3% en peso de un vidrio de silicatos de boro y plomo y una densidad de 5 g/cm³, desciende a aproximadamente 1680 con respecto al PZ27 puro que es de 1800. Si, en base a esta ecuación, consideramos una mezcla con el 10% en peso de vidrio, la constante dieléctrica relativa desciende a 1380, lo cual representa casi un 25% de disminución de su valor. El valor exacto de la constante dieléctrica del vidrio no es muy importante ya que puede variar en un rango bastante amplio, por ejemplo para valores relativos entre 1 y 10, en los vidrios que se utilizan usualmente, sin que se modifiquen significativamente estos valores. Evidentemente, este cálculo supone que la mezcla es uniforme y que también lo es la distribución del vidrio dentro de la matriz de PZT una vez que esta ha sido sinterizada.

4.9.3 La película de PZT porosa

Una diferencia distintiva de las películas gruesas piezoeléctricas obtenidas mediante serigrafía, generalmente poco tenida en cuenta, es su porosidad ya que en el proceso no están presentes los mecanismos habituales de compactación [Lethiecq y otros, 2004]. Efectivamente, debido a la imposibilidad de agregar una cantidad importante de vidrio fritado en la pasta a causa del riesgo de inhibir excesivamente las propiedades piezoeléctricas de la misma, aparece un grado importante de porosidad en la película sinterizada a baja temperatura. La cantidad de frita de vidrio presente varía generalmente entre el 1 y el 10% en peso y la porosidad que se obtiene depende tanto de la cantidad como del tipo de vidrio utilizado. Evidentemente con un mayor tenor de vidrio se baja la porosidad pero como resultado disminuye también la actividad piezoeléctrica y la permitividad [Morten y otros, 1989]. Estos factores son muy importantes en transductores de ultrasonido.

Algunos desarrollos con teorías de campo medio posibilitan derivar las características de un material compuesto en base a sus componentes, pero estas funcionan principalmente cuando la fracción en volumen de piezoeléctrico es relativamente baja, menor al 60%, y la fase piezoeléctrica en la matriz es totalmente rígida [Wong y otros, 2003]. Particularmente en nuestro caso la situación es inversa ya que la matriz es la componente piezoeléctrica y la estructura de la película tiene mayor flexibilidad que el material original debido a los poros y al material de unión.

Para incluir en nuestro modelo la porosidad en la estructura de la capa gruesa y determinar su influencia en las propiedades mecánicas y piezoeléctricas de la película de PZT, tomamos como referencia el modelo de cubos modificado aplicado a cerámicas piezoeléctricas con poros cerrados [Banno, 1987], [Banno & Ogura, 1989]. De esta forma consideramos a la película como un material compuesto de conectividad 0-3, según la notación de Newnham [Newnham, y otros, 1978]. Este modelo de cubos nos permite

cierta libertad en la forma y distribución de los poros de la película, lo que es conveniente porque no los conocemos en detalle [Levassort y otros, 1997].

Suponemos en primera instancia, a pesar de que los poros no son totalmente esféricos, que su forma está orientada aleatoriamente y su distribución es homogénea dentro de la película. Se asume también que tanto el módulo de Young (E) como el cociente de Poisson (σ) de los poros son cero. La ecuación de la constante dieléctrica relativa de una cerámica con poros cerrados, tomando como punto de partida el material sin poros, es la siguiente [Banno, 1989]:

$$\overline{K}_{33}^T = K_{33}^T \cdot \left\{ 1 - (P)^{\frac{2}{3}} + \frac{P^{\frac{2}{3}}}{\left[P^{\frac{1}{3}} \cdot (K_{33}^T - 1) + 1 \right]} \right\} \quad (4.6)$$

En la ecuación anterior P es la porosidad y la constante con barra superior representa al material con poros. Esta nomenclatura, de la barra superior, se utilizará en lo que sigue para indicar los parámetros correspondientes al material poroso. Las relaciones del modelo de cubos para los elementos principales de la matriz de compliancia aplicados a la cerámica de película gruesa son los siguientes [Banno, 1987 y 1989]:

$$\overline{s}_{11} = s_{11} \cdot \left[1 - (P)^{2/3} \right]^{-1} \quad (4.7)$$

$$\overline{s}_{33} = s_{33} \cdot \left[1 - (P)^{2/3} \right]^{-1} \quad (4.8)$$

Ambas presentan la misma corrección cuando la distribución de poros es homogénea y la distribución de su orientación es aleatoria. El modelo elástico que se utiliza infiere que las modificaciones en los valores de la compliancia se deben únicamente al grado de porosidad de la película. Esto es así en este caso, en el que la cantidad de vidrio es pequeña y suponemos que no modifica sustancialmente sus propiedades mecánicas [Kováčik, 1999].

En un elemento con simetría axial como es un disco, el valor de s_{22} de la matriz de compliancia es igual al s_{33} , que ya hemos calculado. El cociente de Poisson (σ) a partir del mismo modelo está dado por la siguiente relación:

$$\bar{\sigma} = \sigma \cdot (1 - P^{2/3}) \quad (4.9)$$

Con estos datos podemos calcular el valor de compliancia fuera de la diagonal s_{12} :

$$s_{12} = -s_{11} \cdot \bar{\sigma} \quad (4.10)$$

Debido a que para encontrar el valor de \bar{k}_{33} necesitamos la constante planar \bar{k}_p según (4.4), es conveniente utilizar para ello el valor de d_{31} que nos proporciona el modelo de cubos. La ecuación que relaciona las correspondientes constantes d_{31} porosa y no porosa está dada de la siguiente forma:

$$\bar{d}_{31} = d_{31} \cdot \left\{ 1 - (P)^{\frac{1}{3}} + \frac{(P)^{\frac{1}{3}} \cdot \left[1 - (P)^{\frac{1}{3}} \right]}{1 - P^{\frac{2}{3}}} \right\} \quad (4.11)$$

Así podemos hallar \bar{k}_p usando (4.2) con los parámetros correspondientes a la cerámica porosa obtenida por serigrafía y a continuación utilizar la ecuación (4.4) para obtener el valor de la constante de acoplamiento k_{33} para la película porosa, utilizando el valor de k_t que nos proporciona la ecuación (4.1).

4.9.4 Piezoeléctrico fijo al sustrato

Todos los parámetros piezoeléctricos y de acoplamiento son afectados, directa o indirectamente, por la permitividad. En consecuencia es importante tener una buena estimación de esta constante y analizar los elementos que participan en su determinación. La sujeción o anclaje de la película, debido a su adhesión al sustrato por una de sus caras, modifica el valor medido ya que

restringe el movimiento propio del PZT y por lo tanto modifica su comportamiento electromecánico [Ferrari y otros, 2001]. Para hallar la permitividad se mide la capacidad a 1 kHz de la película polarizada, que en un disco sin tensiones mecánicas está identificada como $\epsilon^{T_{33}}$ y se relaciona con la misma geometría sin dieléctrico. Al medir la película pegada al sustrato se obtiene la permitividad de la película fija $\epsilon^{S_{33}}$. La relación entre ambas para una cerámica porosa es [Jaffe y otros, 1971]:

$$\overline{\epsilon}_{33}^S \cong \left(1 - \overline{k}_{33}^2\right) \cdot \overline{\epsilon}_{33}^T \quad (4.12)$$

Aquí hay que hacer la salvedad de que en nuestro caso la película no está totalmente fija como requiere la definición de $\epsilon^{S_{33}}$ ya que en una placa o un disco mínimamente tiene posibilidad de movimiento en espesor. La limitación es severa en la dirección radial, para una película gruesa piezoeléctrica en forma de disco, por la adhesión rígida al sustrato. La curva de impedancia medida sobre el disco presenta frecuencias de resonancia y antiresonancia en espesor que tienen en cuenta tanto el espesor del sustrato como la restricción de movimiento radial. Es por lo tanto el coeficiente de acoplamiento k_t el que tenemos en cuenta con las frecuencias correspondientes [ANSI/IEEE Standard 176, 1987]:

$$\overline{k}_t^2 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_r}{f_a} \cdot \tan\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{f_a - f_r}{f_a}\right) \quad (4.13)$$

Finalmente, se compara el valor de la constante piezoeléctrica medida $\overline{d}_{33}^{(efec)}$ con el valor teórico que se desprende de aplicar las correcciones antes mencionadas en un disco de PZT poroso y pegado al sustrato. El valor efectivo se obtiene partiendo de la ecuación (4.3) y considerando todas las constantes que intervienen como pertenecientes a una cerámica porosa y fija al sustrato:

$$\begin{aligned} \bar{d}_{33}^{(\text{efec})} &= \bar{k}_t \cdot \sqrt{\bar{\mathcal{E}}_{33} \cdot \bar{\mathcal{S}}_{33}} = \bar{k}_t \cdot \sqrt{\left(1 - \bar{k}_{33}^2\right)^2 \cdot \bar{\mathcal{E}}_{33} \cdot \bar{\mathcal{S}}_{33}} = \\ &= \bar{k}_t \cdot \left(1 - \bar{k}_{33}^2\right) \cdot \sqrt{\bar{\mathcal{E}}_{33} \cdot \bar{\mathcal{S}}_{33}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

4.9.5 Resultados del modelo

En virtud de que el modelo de cubos utilizado [Banno, 1989] requiere que los poros sean cerrados, nos interesa determinar en alguna medida el tipo de poros que tenemos en nuestras muestras. Una forma de hacerlo es impregnar una muestra en aceite al vacío, eliminando el aire residual, y medir la resonancia antes y después de impregnarlo para verificar si se corre o amortigua, mostrando evidencias de la absorción de aceite [Gwirc & Negreira, 2006]. Parece más apropiado mostrar este desplazamiento de una manera gráfica, a través de la potencia suministrada a la muestra, que incluye la información de fase, en lugar del modulo de la impedancia solamente. Usamos la ecuación (4.15) en la que W es el potencia proporcionada a la muestra, V es el voltaje de amplitud constante, Z la impedancia y φ la fase entre ellos.

$$\frac{|W|}{|V|^2} = |Z| \cdot \cos(\varphi) \quad (4.15)$$

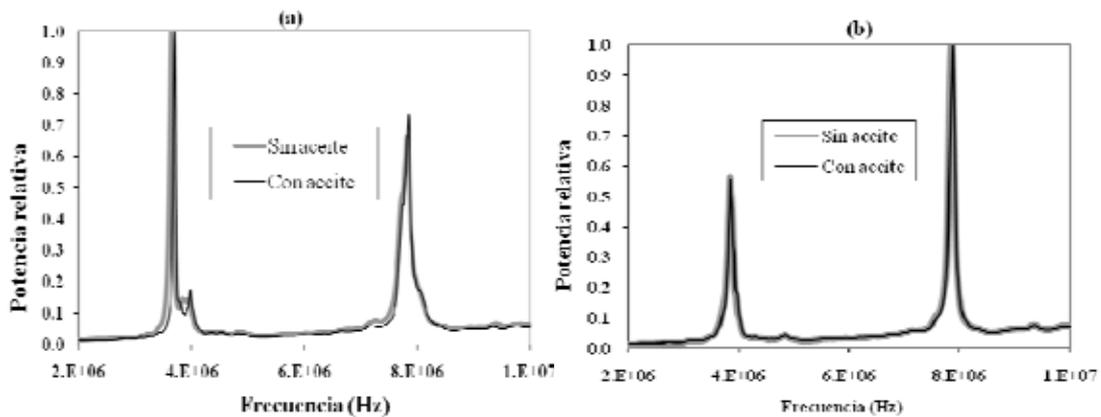


Figura 4.13: Potencia consumida en una placa cuadrada (a), y en un disco (b) de PZT de película gruesa, antes y después de sumergirlo en aceite al vacío.

La Fig. 4.13 muestra una curva típica de la potencia media consumida por el PZT, realizada en cuatro muestras, en las que se puede observar muy poca o ninguna variación por la impregnación con aceite.

Al evaluar en forma primaria los resultados obtenidos con el modelo, usamos las constantes K_{33} y d_{33} para comprar los valores calculados con los medidos puesto que tenemos mediciones directas de ambos para la película con vidrio, porosa y pegada al sustrato. El primero es muy sensible a la falta de homogeneidad estructural en la película y el segundo involucra además, directa o indirectamente, a la mayoría de las constantes que describen el comportamiento electromecánico. Para ello debemos tener calculados esos valores en base al desarrollo de nuestro modelo [Gwirc & Negreira, 2006].

Según hemos visto, el agregado de vidrio en nuestro modelo hace descender K_{33} del valor de la hoja de datos del PZ27 de 1800 hasta 1680 aproximadamente. La influencia de este descenso sobre d_{33} es muy baja ya que varía de $425 \cdot 10^{-12}$ a $410 \cdot 10^{-12}$ m²/N, pero en cuanto pasamos a analizar lo que sucede con la porosidad las variaciones en los valores de estas constantes se hace evidente.

Siguiendo el procedimiento descrito para la película porosa podemos hallar el valor de la constante dieléctrica relativa para el material poroso usando la ecuación (4.6) e incluyendo la corrección por el vidrio \overline{K}_{33}^T es de 1125 aproximadamente. Para calcular el valor de d_{33} utilizamos la expresión (4.3) considerando los valores correspondientes al elemento poroso. Entonces:

$$\overline{d}_{33} = \overline{k}_{33} \cdot \sqrt{\overline{\varepsilon}_{33}^T \cdot \overline{s}_{33}^{-E}} = 300 \cdot 10^{-12} \frac{C}{N}$$

Si queremos realizar la comparación entre medido y calculado nos falta agregar la adhesión de la película al sustrato que reduce la permitividad y consecuentemente influye en el resto de los parámetros electromecánicos. La constante dieléctrica relativa para esta situación se obtiene a partir de la ecuación (4.12). Por lo tanto, siendo \overline{K}_{33}^T el valor calculado en (4.6), resulta que el valor de la constante dieléctrica relativa para la película adherida al sustrato es $\overline{K}_{33}^S = 826$ para una composición con 3% de vidrio. En

consecuencia, para un disco de PZT pegado al sustrato el $d_{33}^{(\text{efec})}$ que tiene en cuenta los tres efectos que consideramos en nuestro modelo se obtiene como:

$$d_{33}^{(\text{efec})} = \bar{k}_t \cdot \left(1 - \bar{k}_{33}^2\right) \cdot \sqrt{\frac{-T}{\epsilon_{33}} \cdot \frac{-E}{s_{33}}} = 110 \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$$

Este valor está en buen acuerdo con los medidos y los que se registran en la bibliografía. Cabe mencionar que no queda claro si el grado de fijación de la película es completo y por lo tanto estos resultados pueden variar dependiendo de la relación espesor/diámetro de la misma. Cuando **espesor/diámetro** $\rightarrow 0$ la película está completamente anclada, como en una película delgada, mientras que si **espesor/diámetro** $\rightarrow 1$ puede considerarse parcialmente anclada ya que sólo está restringida en la cara adherida al sustrato. La película gruesa está en una situación intermedia, dependiendo del espesor y el tamaño del elemento impreso. Varios de los parámetros hallados mediante estas relaciones se pueden encontrar en la Tabla 4.3.

La constante dieléctrica relativa \bar{K}_{33}^s calculada presenta, a diferencia de la constante piezoeléctrica de carga, una discrepancia importante con respecto a los valores medidos [Gaillard-Groleas, y otros, 1990]. Esta discrepancia está relacionada por un lado con la falta de homogeneidad de la película, especialmente cuando se imprime más de una capa y no hay buen acoplamiento entre las mismas, y también debido a que los poros si bien no son abiertos tampoco son completamente esféricos. Desde el punto de vista de la constante dieléctrica el hecho de que los poros sean alargados de alguna manera, trastorna el concepto de isotropía que conlleva el pensar que están distribuidos al azar, pues un pequeño agrupamiento local con orientación más o menos paralela a los electrodos, como es la zona entre capas, puede modificar bastante el valor de la capacidad del dispositivo que se mide. Adicionalmente, no es imprescindible que los poros formen una capa continua dividiendo el dispositivo en dos o más capas pues el vidrio que contiene la mezcla juega casi el mismo papel en esta situación por su baja constante dieléctrica relativa. Los poros alargados horizontales pueden estar separados por regiones de PZT en las que el vidrio también está dispuesto

predominantemente en una capa horizontal, con lo que la matriz de alta permitividad queda dividida por una delgada capa de permitividad baja.

Tabla 4.3: Comparación de constantes que caracterizan al material PZT comparando valores medidos (negro) con valores calculados con el modelo (rojo).

	PZ 27	PG- PZ27 Porosa	PG- PZ27 efectiva calculada	PG- PZ27 efectiva medida
ρ (kg/m ³)	7,7·10 ³	5,9-6,2·10 ³	-	5,9-6,2·10 ³
K_{33}^T (ϵ/ϵ_0)	1800	1070	-	-
K_{33}^S (ϵ/ϵ_0)	-	-	800	350 – 450
d_{33} (C/N)	425·10 ⁻¹²	294·10 ⁻¹²	110· 10 ⁻¹²	123· 10 ⁻¹²
d_{31} (C/N)	-170·10 ⁻¹²	-128·10 ⁻¹²	-107·10 ⁻¹²	-
k_{33}	0,70	0,50	-	-
k_p	0,59	0,42	0,42	-
k_t	0,47	-	0,3	0,28-0,31
s_{11} (m ² /N)	17·10 ⁻¹²	27·10 ⁻¹²	25·10 ⁻¹²	-
s_{33} (m ² /N)	23·10 ⁻¹²	36·10 ⁻¹²	27·10 ⁻¹²	-
σ	0,39	0,25	-	-
V_l (m/s)	3900	2680	2550-2650	-
tang δ	0,017	0,06	-	0,06
Z_c (MRayl)	~31	~16	~16	~16
Q_M	80	-	-	30 – 40

En principio deberíamos incluir un coeficiente de acoplamiento dieléctrico entre el vidrio y el PZT para analizar este efecto [Gómez Alvarez-Arenas & Montero de Espinosa, 1996 y 1997], pero en forma más sencilla puede modificarse la ecuación (4.6) para incluir un parámetro L_s que da cuenta de la

forma de los poros y su distribución en la matriz cerámica [Banno, 1987 y 1993]. De esta manera el cálculo de la constante aparece de la siguiente forma:

$$\bar{K}_{33}^T = K_{33}^T \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{P}{L_s} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{P^{\frac{2}{3}}}{\left[P^{\frac{1}{3}} \cdot (K_{33}^T - 1) \cdot L_s^{\frac{2}{3}} + 1 \right] \cdot L_s^{\frac{2}{3}}} \right\} \quad (4.16)$$

Considerando para esta constante que la densidad es 5900 kg/m³, algo menor que la medida pero aumenta levemente la porosidad, y L_s vale 0,40 el valor de la constante $\bar{K}_{33}^S = 420$ está dentro de los valores medidos para las muestras preparadas mediante serigrafía. La porosidad y la adhesión al sustrato son las causas más importantes en la disminución de la eficiencia piezoeléctrica y por lo tanto del valor medido de las constantes [Torah y otros, 2004].

4.9.6 Simulación usando los parámetros calculados

La correcta caracterización de la película en base a los coeficientes de las matrices elástica, piezoeléctrica y dieléctrica brinda la posibilidad de predecir su comportamiento en diversas situaciones y aplicaciones de gran interés como el diseño de arreglos piezoeléctricos matriciales para la obtención de transductores para imágenes de ultrasonido en tres dimensiones en tiempo real. Debido a la gran cantidad de parámetros que incluye el modelo para llegar a determinar una de las constantes medidas y los varios pasos que incluye el cálculo, se estimó que una forma de comprobar la cercanía de la predicción del modelo con la realidad es utilizar los parámetros hallados con él para simular una situación geométrica particular y comparar sus resultados con una medición de un transductor real similar [Roberts & Garboczi, 2000]. Esta comparación se realizó tomando la presión acústica medida por un hidrófono en función de la frecuencia, en el centro de un disco de PZT realizado con la tecnología de película gruesa sobre un sustrato de alúmina.

La simulación se realizó con un programa que calcula por el método de elementos finitos (MEF), el ANSYS, en el cual por simplicidad se implementó una geometría con simetría axial de doble capa en la que el sustrato de alúmina tiene una superficie un poco mayor que la película de PZT. Los resultados de la comparación se ven para dos muestras en las Fig. 4.14 y 4.15.

El ANSYS requiere para el cálculo que se le suministre el tensor piezoeléctrico y el de rigidez mecánica de la película. Al elegir la geometría de la misma en forma de disco con la dirección de polarización paralela a su eje de simetría encontramos que en el plano ortogonal las propiedades elasto-eléctricas son invariantes frente a cualquier rotación alrededor del eje. Esta isotropía la encontramos también en un cristal hexagonal del tipo 6mm como se explicó en § 2.5.3 y como es usual en las simulaciones realizadas sobre cerámicas piezoeléctricas de este tipo, describimos las propiedades elásticas, eléctricas y piezoeléctricas de nuestro material en el ANSYS usando esta simetría. Aquí el tensor piezoeléctrico tiene tres componentes independientes, y cinco componentes para el tensor de rigidez [Dieulesaint & Royer, 1980]. El sustrato se considera isótropo y se describe utilizando su módulo de Young y el cociente de Poisson de la alúmina. La matriz de rigidez mecánica C y el tensor piezoeléctrico e para el material poroso, que utiliza el ANSYS, se obtienen de las matrices de compliancia y del tensor piezoeléctrico de carga utilizando las siguientes relaciones [Auld, 1990]:

$$\bar{C} = \bar{S}^{-1} \quad \text{y} \quad \bar{e} = \bar{d} \cdot \bar{S}^{-1}$$

Los valores de los parámetros principales en cada una de las matrices fueron hallados mediante el procedimiento descrito, utilizando los valores de la Tabla 4.3 para armar las matrices de rigidez y piezoeléctricas. Estos valores fueron modificados en no más del 5% respecto de los valores originales para obtener un mejor ajuste en las comparaciones entre la curva medida con el hidrófono y la obtenida mediante simulación.

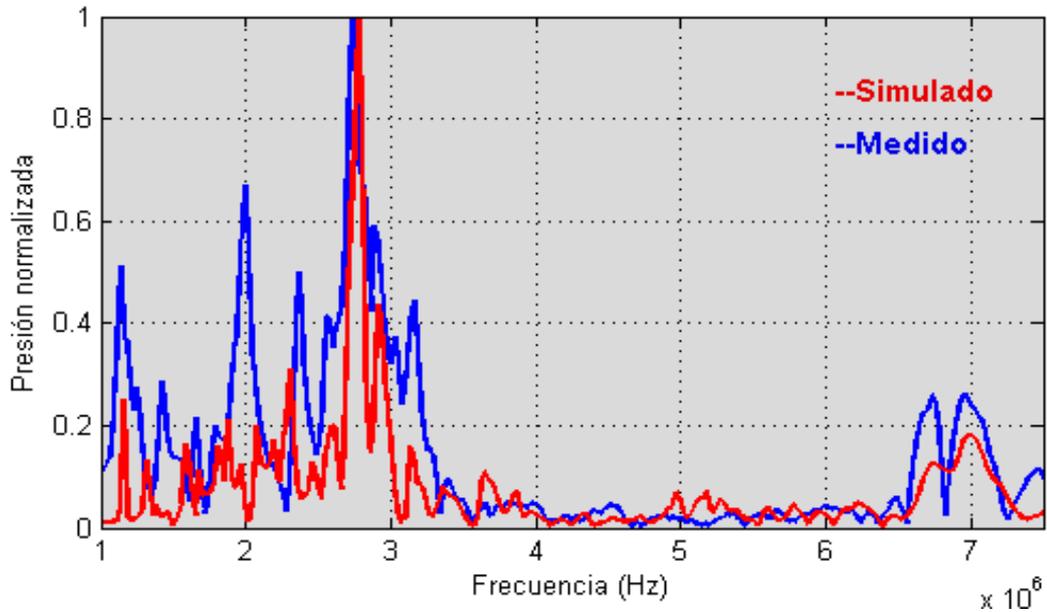


Figura 4.14: Comparación entre la respuesta vibratoria medida con hidrófono (azul) y la amplitud simulada con ANSYS (rojo)

La simulación puede ajustar muy bien el modo principal aunque se nota en general un ensanchamiento de los picos medidos con el hidrófono. Este ensanchamiento se puede deber, sobre todo en el pico principal, a no colocar la atenuación acústica adecuada en la simulación y a la falta de homogeneidad de la película que permite zonas con constantes algo diferentes y hace que el movimiento de algunas regiones estén levemente desfasadas o con distinta frecuencia, reforzando modos que deberían ser mucho más pequeños. Sin embargo, como se observa en el gráfico de la Fig. 4.14, los modos de menor amplitud aparecen con la frecuencia correcta, pero no son totalmente resueltos por el hidrófono. Asimismo puede verse que también refleja correctamente la existencia del modo superior alrededor de los 7 MHz. Parte de la discrepancia entre ambas curvas tiene que ver con la relación de amplitud entre el pico principal y los secundarios, la cual no es similar en las dos respuestas, por lo que hay que trabajar con más detalle en el ajuste de los elementos no diagonales de la matriz de compliancia que tienen mayor incertidumbre en su elección. Esto requiere muestras preparadas con mayor precisión en su geometría y minimizar los problemas de rugosidad e inclinación durante la medición con el hidrófono de modo que se pueda hacer coincidir con mayor precisión la estructura de las muestras con los parámetros de la simulación.

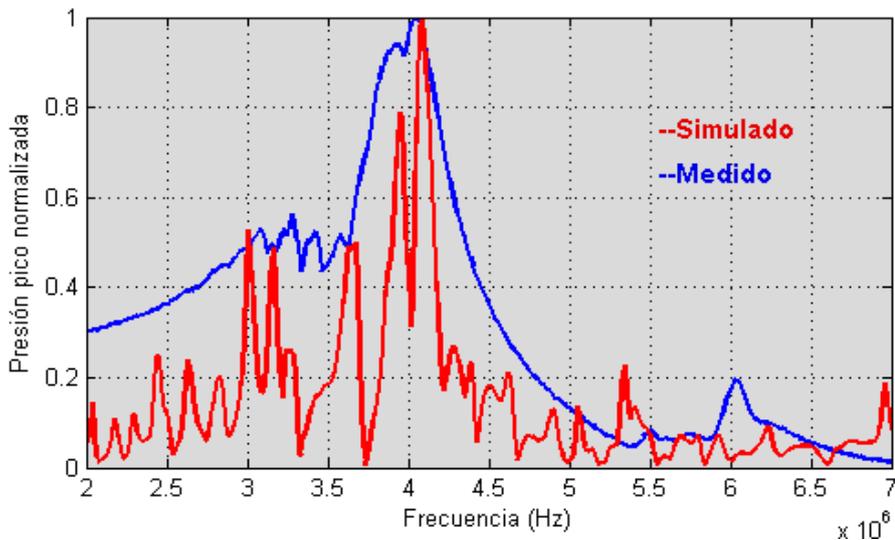


Figura 4.15: Comparación entre la respuesta vibratoria medida con hidrófono (azul) y la amplitud simulada con ANSYS (rojo).

Conclusiones parciales

Uno de los objetivos de este trabajo es determinar la influencia que tienen las características de fabricación de esta tecnología, sobre la aplicación de películas gruesas en transductores de ultrasonido. El material piezoeléctrico fabricado tiene un adecuado comportamiento desde el punto de vista eléctrico y piezoeléctrico para los fines que pretendemos, y una impedancia acústica más adecuada para convertirse en transductor para imágenes médicas que el material original. Esto se ha logrado a pesar de los esperados bajos valores en las constantes piezoeléctricas.

- Como uno de los efectos positivos de la estructura de doble capa, que forma el conjunto transductor, podemos mencionar la de lograr la resonancia principal para una dada frecuencia con un espesor de PZT mucho menor que para una cerámica sólida sinterizada con el mismo material base. La segunda resonancia, bastante cercana a la primera, no es un armónico impar de la anterior como ocurre en los discos de cerámica piezoeléctrica tradicionales sino que está relacionada principalmente con las diferentes características acústicas y dimensionales de la película y el sustrato. Este hecho resulta una buena alternativa para el uso de estos transductores en aplicaciones multifrecuencia, tanto para ensanchar la banda

si las frecuencias son próximas como para usar las dos frecuencias por separado en el mismo sistema.

- El modelo de poros junto con las consideraciones sobre el anclaje de la película sobre el sustrato por una de sus caras y el agregado de vidrio explica bien los valores medidos de las constantes piezoeléctricas. También ubica en primer término a la porosidad como factor importante de sus características electroacústicas y en segundo término a la sujeción de la película al sustrato y conduce a valores razonables de las principales constantes elásticas y piezoeléctricas. Sin embargo este modelo no termina de explicar el bajo valor que se obtiene en la constante dieléctrica, a menos que se suponga una distribución no homogénea de los poros o una orientación sesgada en el caso de poros alargados. Esta suposición está sostenida por la observación de que la falta de homogeneidad se produce en el proceso de impresión de la pasta. Una posible verificación consistiría en obtener una constante dieléctrica acorde con los valores calculados al cambiar la formulación de la pasta solamente en la relación en peso entre el vehículo y el material activo.
- Los modos radiales del disco de PZT están fuertemente amortiguados por la adhesión de la cara inferior de la película al sustrato. La impedancia eléctrica en la frecuencia fundamental es casi tres veces menor que la de un elemento equivalente no poroso, con el mismo material base, que tenga la misma frecuencia de resonancia. Esto se debe principalmente a su menor espesor, pero también colabora el tener una velocidad de propagación en la película más baja que en la cerámica sólida y por supuesto al sustrato de alúmina que participa sólo en la componente acústica de la resonancia. Esto obviamente facilita la adaptación de impedancia con el generador eléctrico haciendo más eficiente su funcionamiento.
- Tanto el espesor para obtener una frecuencia de resonancia en modo espesor como la impedancia eléctrica del transductor dependen de las características del material piezoeléctrico que se utiliza en su construcción. En los transductores de película gruesa fabricados mediante serigrafía contamos además con el sustrato para definir la frecuencia de resonancia usando una película piezoeléctrica más delgada para la misma frecuencia. Esta ventaja se refleja en la componente eléctrica de la impedancia, logrando que esta sea menor que en el caso de la cerámica sólida, pero

es evidente la conveniencia de lograr un aumento en la constante dieléctrica del material, ya que esto aumenta la eficiencia tanto en la emisión como en la recepción del ultrasonido en su interacción con los componentes electrónicos asociados a este proceso.

A partir de la cerámica piezoeléctrica fabricada y descrita en este capítulo, en el capítulo 5 se analizará el comportamiento vibratorio de las mismas y en consecuencia su funcionamiento como emisor y receptor de ultrasonido.

Capítulo 5

Generación y recepción de ultrasonido con capa gruesa

5.1. Introducción

El comportamiento dinámico de una estructura vibrante es generalmente bastante complejo de resolver salvo en los casos más sencillos con un alto grado de simetría. En el caso de placas piezoeléctricas, los modos de vibración de la misma son una indicación tanto de las diversas formas en que puede funcionar como radiador de ultrasonido como de sus limitaciones debido a modos de vibración no deseados que interfieren o se superponen con el que se desea estudiar o utilizar en una situación dada. Algunos de los parámetros que tienen que ver con la capacidad de un transductor de definir correctamente una imagen están asociados con estos modos de vibración espurios como los modos radiales en un disco o los modos laterales en un arreglo compuesto de piezoeléctricos con epoxi.

En este capítulo trataremos con varias formas de poner en evidencia la vibración y la emisión de ultrasonido del sistema bicapa utilizando distintos métodos. Algunos de ellos incluyen variantes novedosas como la visualización del espectro de vibración mediante la espectroscopia acústica de superficie.

5.2. Dinámica de vibración: Espectroscopia Acústica de Superficie

La espectroscopia acústica de superficie (SAS: Surface Acoustic Spectroscopy) es una técnica desarrollada para medir vibraciones en la superficie de una muestra que es muy útil en el diseño de transductores piezoeléctricos para ultrasonido [Pérez & Negreira, 1998]. En estos transductores es importante conocer los modos de vibración espaciales de la estructura que da forma al dispositivo y más aún en la situación de la película gruesa, en la cual tenemos como mínimo dos capas [Pérez & Negreira, 1999]. Ciertas propiedades, como la focalización espacial, están ligadas a estos modos de vibración espaciales. El SAS compite con los métodos ópticos, que determinan desplazamientos en la superficie de un transductor, con mayores ventajas en cuanto a que efectivamente mide vibración con un montaje simple de gran resolución. Como desventaja podemos señalar que las medidas son relativas, por lo que se necesita una referencia para determinar el orden de magnitud real. Sin embargo, lo que realmente interesa en nuestro caso es obtener el perfil de vibración de la cara emisora y no valores absolutos de desplazamiento de la misma. Por otra parte debemos señalar que la rugosidad de la superficie juega un rol importante en la medición de la homogeneidad de la vibración.

El sistema utilizado está formado por un arreglo bidimensional de motores paso a paso que permite barrer la muestra con un hidrófono de 0,6 mm de diámetro que se mantiene sobre ella durante el barrido, y un analizador de ganancia y fase con su propio generador de frecuencia. El analizador HP4194A se utiliza como analizador de transferencia entre la señal de excitación del piezoeléctrico y la respuesta del hidrófono. Sobre la superficie del transductor se coloca una gota de aceite que forma una delgada capa para facilitar el acoplamiento acústico con el hidrófono que se posiciona sin tocar la muestra.

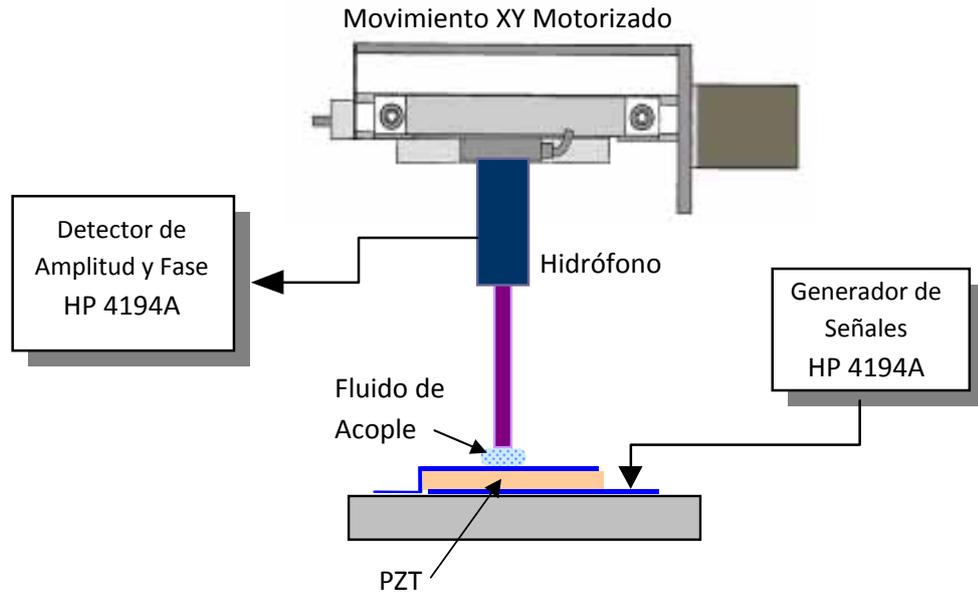


Figura 5.1: Esquema de medición utilizado en la espectroscopia acústica de superficie para visualizar los modos de vibración.

La respuesta acústica de la cerámica se obtiene recorriendo la superficie de la muestra con el hidrófono controlado por computadora, la cual lo ubica sobre la misma e inicia el barrido en frecuencia. La muestra se excita mediante un generador senoidal que varía entre 1 y 10 MHz. La medida de la amplitud se puede realizar con una amplitud de 0 a 120 dB con una resolución de 0,001 dB mientras que la fase se determina con $0,01^\circ$. Internamente el equipo realiza una detección sincrónica que posibilita detectar señales muy pequeñas en un ambiente con mucho ruido. El gran rango dinámico de detección del analizador permite al sistema utilizar el hidrófono sin amplificar la señal. El esquema de medición se muestra en la Fig. 5.1.

La Fig. 5.2 a), muestra un gráfico de la respuesta tomada por el hidrófono en un barrido realizado sobre un disco de PZT de $130 \mu\text{m}$ de espesor y 9,5 mm de diámetro, con electrodos de 8 mm sobre un sustrato de alúmina de 0,635 mm de espesor. El hidrófono recorre el disco por uno de sus diámetros y toma el valor de la amplitud cada 0,15 mm. El gráfico muestra que la vibración es básicamente en modo espesor del tipo pistón, aunque se nota que el borde del disco tiene muy poca amplitud de vibración, pues no puede moverse libremente debido que tiene una de sus caras adherida al sustrato.

La amplitud de vibración comienza a decaer suavemente antes de llegar al borde del electrodo, llega a un mínimo en el borde o muy cerca de él y luego se observa un incremento de la amplitud de vibración que es más grande en las cercanías de la frecuencia de resonancia [Penttinen & Luukkala, 1976]. El barrido en frecuencia se ha restringido a una región alrededor del pico principal para que se vea con detalle solamente la frecuencia fundamental y un entorno de ella.

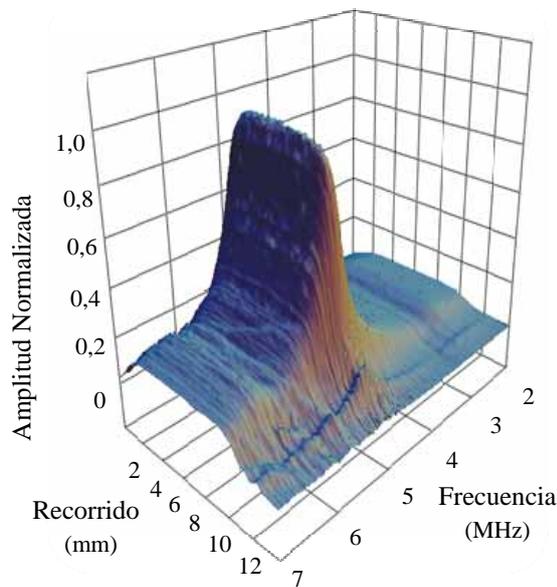


Figura 5.2 a): Respuesta acústica de disco PZT sobre sustrato de alúmina.

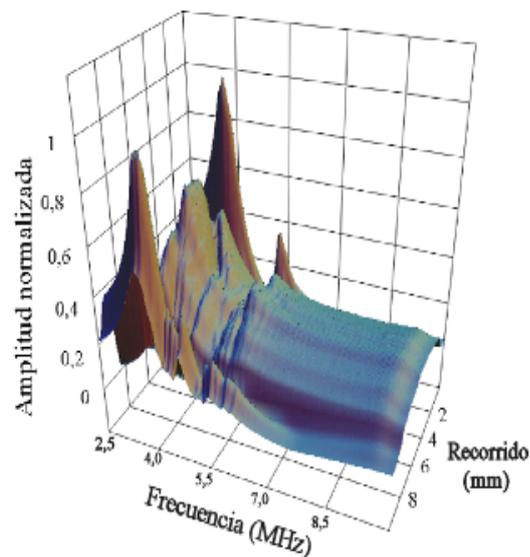


Figura 5.2 b): Respuesta acústica de disco PZT sobre sustrato de inoxidable.

La Fig. 5.2 b) representa la medición de un disco de PZT similar al anterior de la Fig. 5.2 a), pero que ha sido realizado sobre un sustrato de acero inoxidable de 0,5 mm de espesor. En ella se puede apreciar como la flexibilidad del sustrato hace más pronunciada la vibración en el borde del PZT. Luego de que esta pasa por un mínimo en la amplitud de vibración, aproximadamente en el borde del electrodo, vuelve a incrementarse y en el caso del sustrato de acero inoxidable la amplitud llega a ser mayor que en el centro del disco.

En la Fig. 5.3 se puede ver un corte de la Fig. 5.2 a) en el máximo de vibración de menor frecuencia, donde se indica los límites del electrodo y

queda claro que el aumento de vibración se produce por fuera del mismo, en el pequeño borde de película de PZT que se deja fuera para prevenir cortocircuitos en la etapa de polarización. La magnitud de esta vibración depende de las características mecánicas del sustrato, principalmente de su flexibilidad como hemos visto. El transductor parece vibrar como un disco sujeto por una circunferencia que en este caso se encuentra en el borde del electrodo. Si el disco total del transductor es más grande que el electrodo, lo que queda por fuera del mismo vibra en contrafase con la parte central.

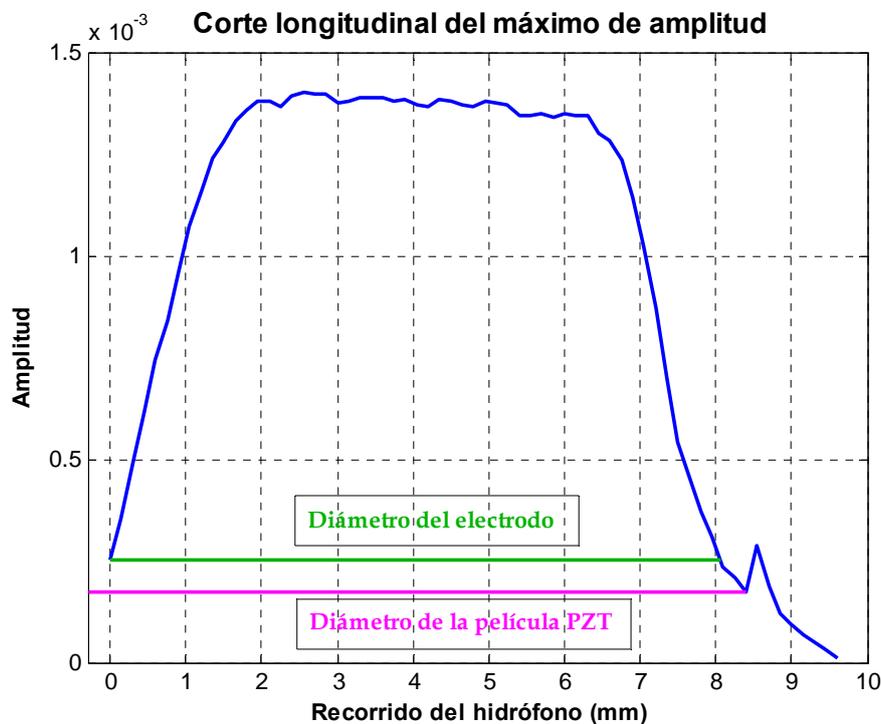


Figura 5.3: Señal acústica sobre un diámetro del transductor

Si bien esta novedosa técnica de medición es de gran utilidad en la caracterización de transductores piezoeléctricos de ultrasonido, debe tenerse en cuenta que una buena terminación superficial de la muestra sobre la que se realiza el barrido es muy importante. Sobre cerámicos sólidos generalmente los inconvenientes son menores ya que su procesamiento incluye la terminación superficial antes de colocar los electrodos, pero presenta dificultades cuando se utiliza para caracterizar cerámicos piezoeléctricos de película gruesa obtenidos mediante serigrafía. En el primer caso se trabaja, la

mayor parte de las veces, con superficies lapidadas paralelas de muy baja rugosidad, mientras que en nuestra situación la terminación superficial depende de un número de factores que van desde la reología de la pasta hasta la presión de la espátula con que fue aplicada y aún la separación entre malla y sustrato. En esta situación no es poco habitual que las muestras de transductores tengan la película con diferencias de espesor a lo largo de un diámetro y/o una rugosidad superficial mucho más alta que la habitual en las cerámicas tradicionales. Un pequeño desnivel o inclinación en la película introduce una diferencia de fase, en la presión que detecta el hidrófono, que se incrementa rápidamente a medida que este recorre la superficie, de modo que deforma las curvas de amplitud. De la misma manera el hidrófono, que integra un área de emisión, puede recibir señales de igual amplitud pero diferente fase de regiones dentro de su zona de integración debido a la rugosidad superficial de la muestra. Estos corrimientos de fase relacionados con la distancia entre la superficie que vibra y el hidrófono pueden llegar a ser dos órdenes de magnitud más importantes que los que se producen en el sistema debido a la variación de frecuencia, por lo que deforman en forma visible los gráficos obtenidos utilizando el SAS.

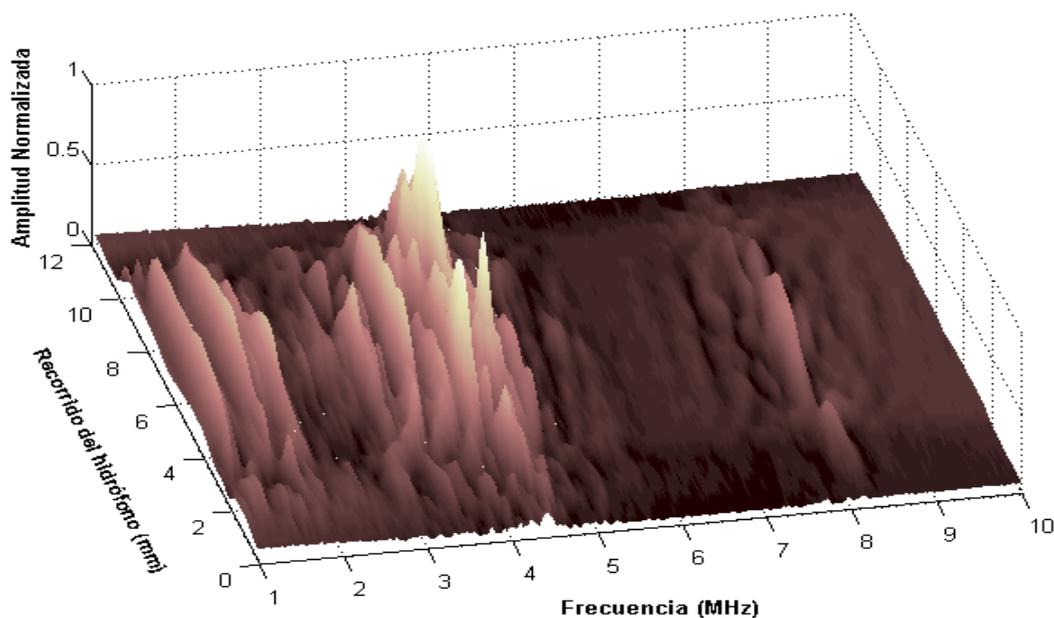


Figura 5.4: Respuesta acústica de disco PZT sobre sustrato de alúmina.

Esto puede verse claramente en las Fig. 5.4 donde se presentan los resultados del barrido de un disco de las mismas características de fabricación que en la Fig. 5.2 a), cuya terminación superficial tiene las dificultades señaladas anteriormente, y marcan la diferencia en el SAS. En ella se observa la frecuencia fundamental de vibración, más vibraciones de menor amplitud a frecuencias más bajas, probablemente modos de vibración relacionados con ondas superficiales y con la geometría de la muestra. En la Fig. 5.5 se muestra una ampliación del modo de vibración en alta frecuencia, separado por el de baja frecuencia por un amplio valle con mínimas variaciones entre ambas frecuencias. Aunque las variaciones superficiales son leves, las diferencias de fase que introducen alcanzan para mostrar los máximos de vibración fragmentados y a veces curvados, lo que también contribuye a esa fragmentación.

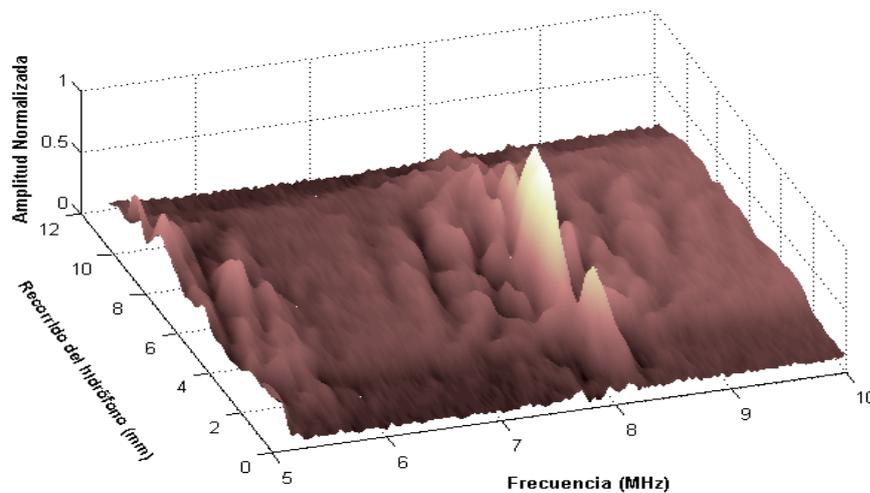


Figura 5.5: Ampliación de la región del modo de alta frecuencia.

Debido a que la variación de los parámetros mencionados tales como rugosidad, inclinación de la superficie, ondulación superficial y otros, alteran los resultados obtenidos en las mediciones de Espectroscopia Acústica de Superficie en este tipo de películas piezoeléctricas, se debería realizar un estudio más sistemático para la cuantificación de sus efectos. Esto tendría que ser analizado a través de la construcción de un modelo que contemple la

importancia de cada uno de esos parámetros. En la bibliografía existente no se ha encontrado referencia alguna a esta situación y por lo tanto su desarrollo habría de hacerse en un contexto de investigación específico, lo cual queda fuera del marco de esta tesis.

5.3. Generación y recepción pulsada

La utilización del ultrasonido como herramienta diagnóstica incluye tanto la posibilidad de detectar fallas internas en materiales industriales utilizando la respuesta de interacción del medio con las ondas acústicas, como la identificación de estructuras biológicas registrando barridos temporales como en la ecografía. Ambos casos requieren la resolución adecuada: la axial que depende de la brevedad del pulso acústico y la lateral que depende del diagrama de difracción y de la frecuencia de resonancia.

Las publicaciones que existen sobre el estudio y realización de diferentes tipos de transductores de película gruesa, en general sólo analizan las propiedades piezoeléctricas y de transducción y no investigan el comportamiento de este tipo de transductores como emisores-receptores de ultrasonido [Lethiecq y otros, 2004], [Walter y otros, 2002], [Ferrari y otros, 2001]. En este capítulo desarrollaremos el estudio de las características de emisión y recepción de este tipo de transductores en régimen pulsado y algunas alternativas para optimizarlas, así como la forma del campo acústico en el agua.

5.3.1. Resonancias en el Transductor Bicapa

En general, cuando se considera el comportamiento de un cerámico de PZT en un medio cuya impedancia acústica es muy diferente a la del transductor, se deben tener en cuenta todas las capas que se encuentran entre él y el medio.

Esto es, la carga acústica que representa los materiales de respaldo y el electrodo en la superficie trasera, y las impedancias de las capas intermedias entre el transductor y el medio, en la superficie frontal [Auld, 1981].

Con este propósito podemos volver a considerar el circuito equivalente de una placa con forma de disco del modelo de Mason con una sola fuente que genera la tensión mecánica $T=e \cdot E$, donde e es la constante piezoeléctrica de tensión y E el campo eléctrico, y sus correspondientes cargas acústicas Z_1 y Z_2 en las superficies exteriores, cuyas líneas generales vimos en el capítulo 2. Si suponemos que se aplica una señal que varía sinusoidalmente a un disco piezoeléctrico, cuyo diámetro sea mucho mayor que su espesor, sumergido en un medio de impedancia característica Z_1 , la fuerza que actúa sobre las superficies de la placa fluctuará de acuerdo con $T = T_0 \cdot e^{j\omega t}$ por lo que la velocidad de los puntos de la superficie será:

$$v(t) = \frac{T_0 \cdot e^{j\omega t}}{Z_1 - j \cdot Z_0 \cdot \text{ctg}\left(\frac{\omega \cdot \tau}{2}\right)} \quad (5.1)$$

En la expresión anterior Z_0 es la impedancia característica de la placa y con ella podemos calcular la potencia acústica radiada al medio por un lado de una placa de área A y espesor l a la que se aplica una tensión eléctrica sinusoidal de amplitud V [Kuttruff, 1991]:

$$P_t = \frac{A \cdot Z_1}{2 \cdot l} \times \frac{e^2 \cdot V^2}{Z_1^2 + Z_0^2 \cdot \text{ctg}^2\left(\frac{\omega \cdot \tau}{2}\right)} \quad (5.2)$$

Los máximos de esta función se obtienen cuando la cotangente en el denominador se anula, y esto ocurre cuando $\frac{\omega \tau}{2}$ es un múltiplo impar de π y por lo tanto el espesor de la placa l lo es de media longitud de onda. Esto nos da las frecuencias de máxima radiación de potencia:

$$f_n = (2n+1) \frac{V_L}{2 \cdot l} \quad [n = 0, 1, 2, \dots] \quad (5.3)$$

Estas resonancias son las más pronunciadas ya que los armónicos pares se anulan debido a que todas las contracciones y expansiones en la placa se compensan en las reflexiones internas por la simetría que presenta el sistema.

Una situación que nos interesa en especial es aquella en que las caras de la placa están sometidas a cargas acústicas diferentes y una es completamente rígida actuando como respaldo del transductor ($Z_2 = \infty$). La velocidad a la cual la cara libre del transductor oscila cuando es excitado con un voltaje sinusoidal es similar a la situación anterior:

$$v(t) = \frac{T_0 \cdot e^{j\omega t}}{Z_1 - j \cdot Z_0 \cdot \text{ctg}(\omega \cdot \tau)} \quad (5.4)$$

La expresión se corresponde con la (5.1) y nos dice que ahora las resonancias del transductor son excitadas a las frecuencias:

$$f_n = (2n+1) \frac{V_L}{4 \cdot l} \quad [n = 0, 1, 2, \dots] \quad (5.5)$$

Estas frecuencias son sólo la mitad de la frecuencia de resonancia de la placa con carga simétrica, y la resonancia en espesor de la placa piezoeléctrica es un múltiplo impar de $\lambda/4$ en el material del transductor.

Particularmente, en el caso de los transductores de película gruesa que estamos analizando, la propia construcción implica la existencia de un substrato que actúa como carga trasera de la capa de PZT y que forma parte integral del transductor, afectando tanto la forma de oscilación como la frecuencia de resonancia del mismo [Ursic y otros, 2008]. La alúmina es mucho más rígida que la capa de PZT por lo que podríamos, en primera aproximación, esperar que las frecuencias de resonancia que presenta sean cercanas a la de una placa con una carga infinita en una de sus caras. No debemos olvidar, sin embargo, que el sustrato no es absolutamente rígido y tiene además un espesor finito, sólo un poco más grande que el de la película piezoeléctrica que estamos considerando. Forma por lo tanto un sistema integrado con características multicapa cuya oscilación difiere en cierta medida del tipo pistón considerado como básico en el caso del disco de PZT cerámico clásico [Freedman, 1970], [Stepanishen, 1971].

5.3.2. Transductor de capa gruesa en régimen pulsado

Cuando el transductor se excita con un pulso breve (medio período de la onda acústica por ejemplo), uno espera que en la respuesta acústica del transductor estén presentes tanto la frecuencia fundamental de resonancia como sus armónicos, de acuerdo al análisis que hemos realizado en § 5.3.1. En un transductor cerámico con su impedancia acústica frontal coincidente con el medio en que genera la onda y su superficie trasera en el aire, al ser excitado con un pulso emitirá a su vez tres pulsos. El primero en la superficie delantera. El segundo en la superficie trasera, y de doble amplitud que el primero, llega a la superficie frontal con un retardo $\tau = (l/v)_{\text{PZT}}$. Su amplitud es doble porque corresponde a las ondas hacia delante y atrás que se suman por el cambio de fase en π que experimenta la reflexión de la onda hacia atrás en la interfase con el aire. El tercer pulso es el emitido hacia atrás en la superficie frontal y llega con un retardo de 2τ después del primer pulso. Si la superficie frontal no está perfectamente adaptada al medio, habrá también reflexiones en esta superficie y la salida del transductor será similar a una senoide decreciente cuya velocidad de caída dependerá de la desadaptación acústica y eléctrica con que está cargado el transductor. En función de esto, para lograr un óptimo funcionamiento, habrá que adaptar la cara de emisión al medio y atenuar la reflexión trasera [Zemanek, 1971].

Se llama respuesta acustoeléctrica a la función que representa la conversión de energía eléctrica en acústica o viceversa en el transductor, es decir la función de transferencia del elemento transductor teniendo en cuenta sus cargas eléctricas y acústicas. Para determinar la respuesta acustoeléctrica del transductor (RAE), se utilizó el método pulso-eco [Erikson, 1979]. El mismo se basa en emitir y recibir ondas de ultrasonido con el transductor colocado frente a un blanco reflector de acero inoxidable perfectamente plano, cuyas dimensiones son mucho mayores que la del haz del transductor que está siendo medido [Bass, 1958]. La terminación superficial del plano tiene una rugosidad menor a $1 \mu\text{m rms}$ y es plano en $\pm 0,025 \text{ mm}$. El acero tiene un

espesor mayor a 3 cm, suficiente para evitar la interferencia de reflexiones múltiples provenientes de la superficie trasera. El transductor no focalizado se ubica a una distancia $R=D^2/4\lambda$ del bloque de acero, donde D es el diámetro del disco emisor y λ la longitud de onda del sonido en el agua a la frecuencia central del transductor (Para $f = 4$ MHz; $D = 8$ mm $R \approx 40$ mm; Si $D = 4$ mm, $R \approx 10$ mm). Esta distancia es la de transición del campo cercano al campo lejano, y el haz del transductor es una onda plana colimada con un perfil que varía suavemente en amplitud y fase [Robinson y otros, 1974]. Cuando la onda es reflejada hacia la cara del transductor, ahora a $2R=D^2/2\lambda$, la presión promedio recibida es un 75% de la emitida en la superficie radiante [Brendel & Ludwig, 1975] [Williams, 1970]. Como el haz está bien colimado, el espectro de frecuencia de los ecos del bloque de acero es esencialmente independiente del rango. Un esquema del sistema de medida se muestra en la Fig. 5.6.

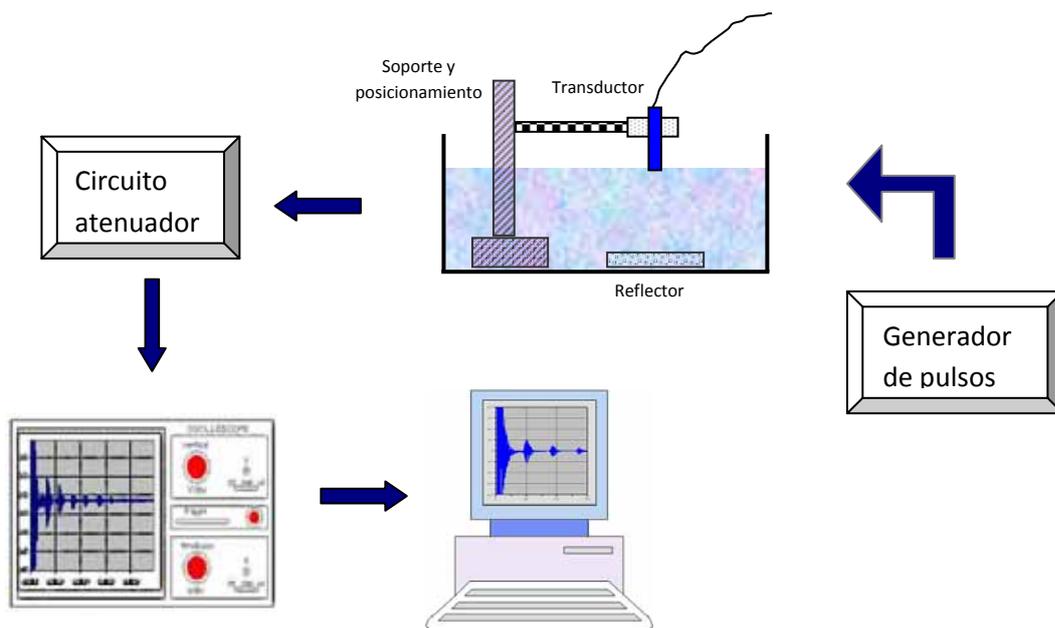


Figura 5.6: Sistema para la determinación de la respuesta acustoeléctrica.

De acuerdo a lo desarrollado en § 2.6, si tenemos la respuesta eléctrica $E_{ER}(\bar{M}, t)$ medida en los terminales del transductor, luego de haberle aplicado una excitación eléctrica $E_{\ell}(t)$ determinada, la función de transferencia de ida

y vuelta en el campo de la frecuencia, puede ser definida como el cociente $\hat{E}_{ER}(\vec{M}, f) / \hat{E}(f)$ donde las dos funciones $\hat{E}_{ER}(\vec{M}, f)$ y $\hat{E}(f)$ son respectivamente las transformadas de Fourier de $E_{ER}(\vec{M}, t)$ y $E_\ell(t)$. Asumimos por supuesto que el sistema es lineal en la transducción y en la acústica.

Si tenemos en cuenta que la distancia entre el transductor y la pared reflectora es relativamente corta en el agua, podemos despreciar los efectos de atenuación y dispersión por lo que la señal en modo pulso eco se escribe como:

$$\hat{E}_{ER}(\vec{M}, f) = \hat{E}(f) \cdot \hat{I}_E(f) \cdot \hat{I}_R(f) \cdot \hat{H}^2(\vec{M}, f) \quad (5.6)$$

En la ecuación anterior $\hat{I}_E(f)$ y $\hat{I}_R(f)$ son funciones de transferencia acustoeléctrica en emisión y recepción, es decir las transformadas de Fourier de $i_E(t)$ e $i_R(t)$ respectivamente, vistas en § 2.6.3. La $\hat{H}^2(\vec{M}, f)$ es la función de transferencia de difracción combinada de ida y vuelta, o la autoconvolución de $\hat{H}(\vec{M}, f)$ [Fink & Cardoso, 1984].

Usualmente se utiliza el mismo transductor para emitir la señal acústica y medir el eco que resulta de reflejar la señal emitida en una pared infinita, perpendicular a la emisión del transductor y ubicada en el plano focal del mismo. Por ello consideramos al sistema como recíproco y por lo tanto $\hat{I}_E(f) = \hat{I}_R(f) = \hat{I}(f)$. Midiendo con la cara anterior del transductor paralela a la superficie reflectora aseguramos que la medición se realiza sobre el eje del un transductor, que tiene simetría axial [Stepanishen, 1981]. En estas condiciones y ubicando el plano reflector en el plano focal a la distancia L_o , como hemos mencionado, aseguramos que la función de transferencia de difracción es una delta. También utilizamos una función delta $\delta(t)$ para $E(t)$ para simplificar totalmente el problema y entonces podemos calcular en el dominio de la frecuencia la respuesta acustoeléctrica como:

$$\hat{I}(f) = \sqrt{\hat{E}_{ER}(\bar{M}, f)} \quad (5.7)$$

En la práctica $E(t)$ es muy breve pero rara vez se la puede considerar realmente una delta, pero el transductor responde sólo a la pendiente de ascenso o descenso del pulso de excitación que por lo tanto si debe ser suficientemente abrupto [Levassort y otros, 2004]. Por lo tanto, generalmente en los cálculos podemos tomar para $E(t)$ una delta.

En la Fig. 5.7 se muestra la respuesta obtenida con el método descrito precedentemente. El transductor de película gruesa considerado como una capa de PZT que tiene un respaldo de alúmina, mientras su cara frontal está en contacto con el agua, genera una señal con rebotes sucesivos en la respuesta eléctrica y acústica. Comparado con un disco cerámico de PZT cuya impedancia acústica específica es de 34 MRayl, los rebotes son menores en cantidad y su atenuación más rápida debido a que la diferencia de impedancia acústica entre transductor y agua (1,5 MRayl) es más pequeña para la película gruesa, cuya impedancia es de aproximadamente 16 MRayl. Paralelamente, en este caso la impedancia eléctrica en la frecuencia de resonancia es muy cercana a la del generador, lo que contribuye a la rápida atenuación de los rebotes. La medición se realizó utilizando un generador y receptor "Sonic" modelo FTS Mark IV y el resultado para un transductor en forma de disco de 4 mm de diámetro puede verse en la Figura 5.7 a).

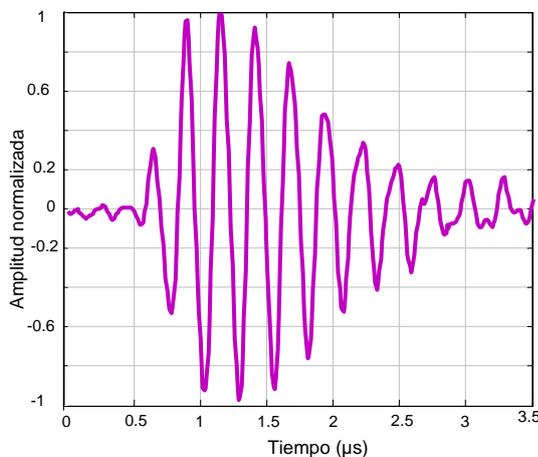


Figura 5.7 a): Pulso transductor.

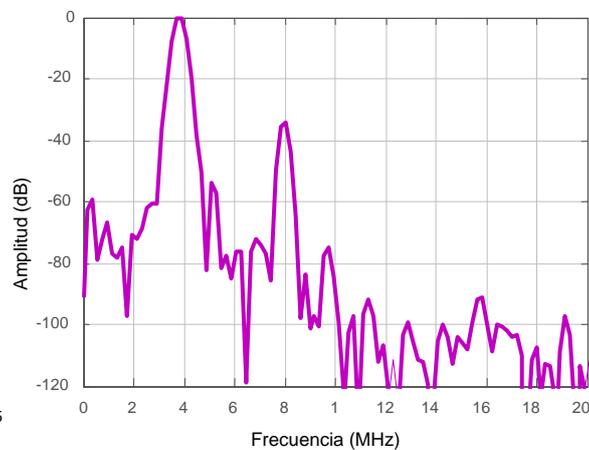


Figura 5.7 b): Espectro de Fourier.

La respuesta espectral puede observarse en la Figura 5.7 b), donde aparecen claramente definidas dos frecuencias de resonancia importantes en 3,8 (Ancho de Banda a 6 dB de 0,6 MHz) y 7,8 MHz y posiblemente una tercera frecuencia, aproximadamente en 11 MHz, aunque esta última frecuencia está enmascarada por el ruido de fondo del espectro. Las frecuencias de 3,8 y 11 MHz coinciden con la película resonando en un cuarto de la longitud de onda en su modo fundamental, considerando su respaldo completamente rígido y su primer armónico impar, pero aparece también la resonancia en 7,8 MHz que corresponde aproximadamente con la resonancia en que el espesor es media longitud de onda del material de la capa gruesa con carga simétrica. Esta característica de poder excitar modos en los dos tipos de comportamiento se debe a que a pesar de que la alúmina, utilizada como respaldo, es bastante más rígida que la película misma, su espesor limitado le otorga la posibilidad de deformarse levemente. Por lo tanto la película gruesa se encuentra en una situación intermedia respecto a los modos de resonancia explicados antes en § 5.3.1, aunque son una buena aproximación, quedando descripta en forma más acabada con el modelo que considera capas múltiples, desarrollado en el apéndice B e implementado en “matlab” en el apéndice C.

El hecho de que sean accesibles dos frecuencias de resonancia de tipo espesor, bastante cercanas entre sí, no es el comportamiento usual de los PZT cerámicos tradicionales que cuentan con un modo espesor y sus armónicos impares, generalmente alejados varios MHz para frecuencias en este rango. En principio este comportamiento es indeseado ya que puede ser más complicado dirigir la energía a una sola de estas frecuencias en una excitación pulsada, pero la habilidad de tener dos frecuencias bien definidas y cercanas posibilita su utilización como transductor multifrecuencia [Saitoh, y otros, 1995]. Por otra parte, estas dos frecuencias colaboran en lograr un amplio ancho de banda cuando se le agrega el respaldo atenuador y a su vez este hecho mejora la resolución axial del transductor. Analicemos un poco más en detalle estas características.

El foco del transductor es el punto del eje principal donde obtenemos un máximo de presión acústica y el plano perpendicular al eje que pasa por ese punto es el plano focal. Para un transductor no enfocado, por ejemplo el clásico disco plano, ese punto está ubicado en la transición entre las zonas de campo cercano o de Fresnel y de campo lejano o de Fraunhofer.

La respuesta temporal del transductor, representada por la longitud del pulso acústico, está determinada en gran medida por las propiedades del material piezoeléctrico y del substrato. Un factor importante para destacar, sobre todo en transductores que se van a emplear en sistemas de obtención de imágenes, es la capacidad del mismo para distinguir entre dos reflectores próximos entre sí. Según sea la dirección en que se analiza la resolución con respecto a la del haz ultrasónico podemos distinguir la resolución axial y lateral [Hunt y otros, 1983].

En la Fig. 5.8 se muestra un esquema del campo acústico de un transductor enfocado y los parámetros que se utilizan comúnmente para definir la calidad de enfoque del transductor y su resolución.

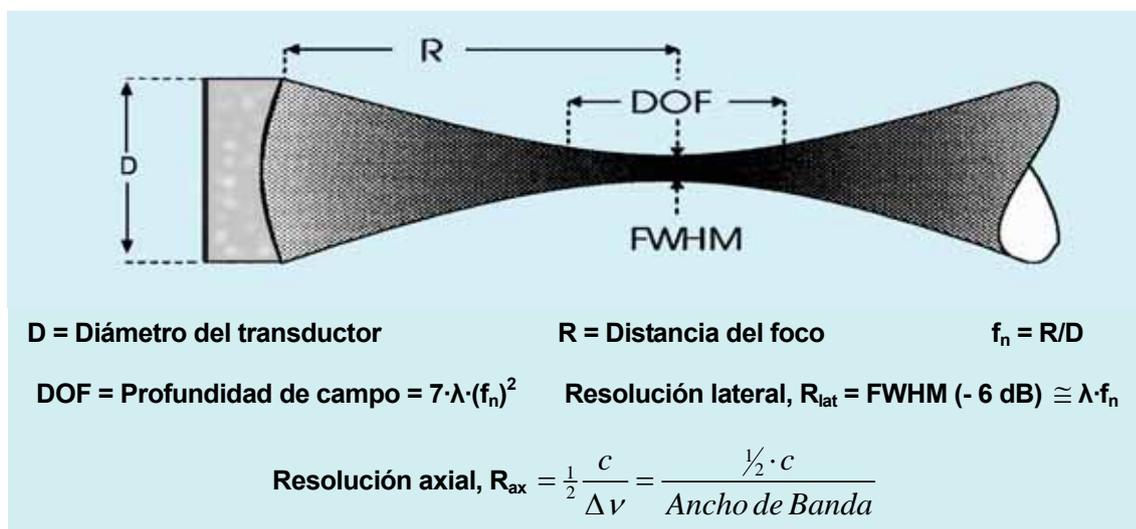


Figura 5.8: Esquema del campo de un transductor enfocado y sus parámetros.

La resolución lateral se determina en el plano transversal a la dirección de propagación y para una cerámica circular plana este valor está establecido por la geometría del transductor (difracción) y su frecuencia de emisión, ya que

conforman la manera en que el campo de radiación diagrama la distribución de presiones acústicas que genera. Por otra parte, la resolución axial considera la propagación del haz de ultrasonido sobre el eje del transductor. Tanto en este caso, a través del ancho de banda, como en lo que concierne a la resolución lateral, la resolución depende de la longitud temporal del pulso emitido y en general para los transductores piezoeléctricos cerámicos también del amortiguamiento.

En un transductor cilíndrico plano se puede ver que el campo a lo largo del eje del transductor varía rápidamente, y podemos definir una distancia entre puntos donde el campo sobre el eje es 3 dB menor que en el punto focal. Esta zona alrededor del foco se conoce como la profundidad de campo.

En transductores cerámicos la forma natural de mejorar estos parámetros es aumentar el ancho de banda del transductor, obteniendo un pulso de emisión más angosto, amortiguando el transductor, a costa de tener una menor sensibilidad. El transductor de película gruesa ofrece, con su segunda frecuencia de emisión, la posibilidad de generar un sistema de dos frecuencias, con una profundidad de campo y resolución aumentada, sin la pérdida de sensibilidad que introduce el respaldo atenuador clásico [Yeh, y otros, 2008].

5.3.3. Transductor de capa gruesa con respaldo atenuador

En un transductor destinado a la obtención de imágenes de ultrasonido es imprescindible lograr la mejor definición temporal posible. Esta determina inicialmente la posición de cada punto del medio donde se refleja el pulso emitido y como acabamos de ver, una buena resolución axial requiere que el transductor emita pulsos breves. Agregar a la superficie trasera del transductor una carga adaptada que tenga su misma impedancia acústica es una buena técnica que se suele utilizar para obtener el pulso más corto posible. Para que la carga adaptada no sea infinita o muy grande, debe poder atenuar fuertemente la onda que se propaga en ella [Chou, y otros, 1980]. Esta

característica es válida aún si el transductor no está terminado con una carga adaptada al medio de emisión en su superficie frontal, porque no hay reflexión de la onda en la superficie trasera. Adaptar la superficie trasera tiende a dar un ancho de banda más amplio, pero no la mayor eficiencia ya que por lo menos la mitad de la potencia eléctrica suministrada al transductor se pierde por allí [Desilets y otros, 1978].

En un esquema clásico de transductor de ultrasonido, la cerámica piezoeléctrica lleva en su parte posterior un material de respaldo (conocido en la jerga como “backing”) cuya función es absorber la onda que viaja hacia atrás y atenuarla para que no contribuya a incrementar y/o prolongar las oscilaciones propias de la excitación del piezoeléctrico. La forma de implementarlo es colocar un material atenuador de la misma impedancia acústica del PZT para que la onda no se refleje e incluir centros de dispersión con la doble función de aumentar el recorrido de la onda y al mismo tiempo la impedancia acústica para llegar a los valores requeridos según el piezoeléctrico que se está utilizando. Un esquema como el mencionado para el transductor de película gruesa se puede ver en la Fig. 5.9 a).

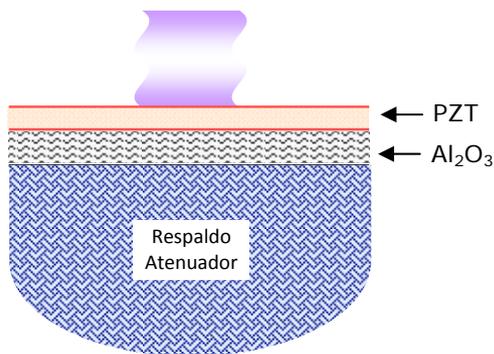


Figura 5.9 a): Esquema de transductor de 2 capas y respaldo atenuador.

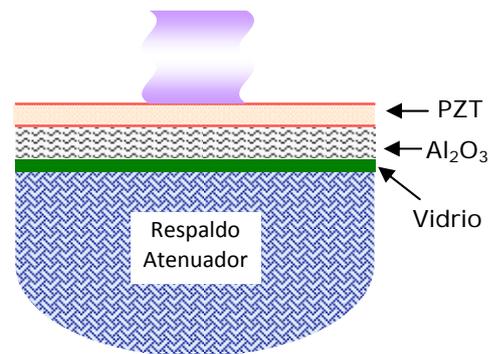


Figura 5.9 b): Esquema del transductor de 3 capas y respaldo atenuador.

Lograr un amortiguamiento importante para obtener un pulso bien breve, lo cual se requiere en aplicaciones como medición de espesores delgados y particularmente en obtención de imágenes ecográficas de buena calidad, presenta bastante dificultad debido al substrato de alúmina. Al formar ésta la parte trasera del transductor con una impedancia acústica alta (~37 MRayl),

representa un escollo importante para lograr un medio atenuador con una impedancia acústica similar, que a la vez atenúe la onda para eliminar los rebotes. En las cerámicas de PZT (~32-34 MRayl) el respaldo utilizado usualmente es una resina epoxi como atenuador, mezclada con una cantidad importante, cercana al 50% en volumen, de un material de alta densidad como el polvo de tungsteno para llegar a la impedancia acústica adecuada. Las partículas de polvo funcionan también como centros dispersores.

Para lograr el máximo aprovechamiento de las características del transductor de película gruesa y superar la dificultad mencionada de encontrar y fabricar un respaldo adecuado para este transductor se propusieron e implementaron dos métodos:

- 1) En la misma línea del transductor multicapa, se agrega una capa extra muy delgada de pintura de vidrio, del tipo utilizada en tecnología híbrida como esmaltado protector ("*overglaze*"), sobre la cara libre de la alúmina [Gwirc, 1994]. Se usa la misma tecnología con un espesor inferior a los 100 μm para no alterar la resonancia del sistema como puede verse en la Fig. 5.9 b). Esta última capa se aplica durante el proceso de fabricación, antes de polarizar la película, con un vidrio comercial, IP 9025 de la firma Heraeus Cermalloy, y es horneada a 600 °C. Sobre esta capa de vidrio luego se coloca el respaldo atenuador tradicional, mediante el procedimiento usual, formado por una resina epoxi cargada con 45% en volumen de ferrotungsteno, usando un tamaño de partícula dado por una malla ASTM 80 (ISO 180 micrones). La capa de vidrio forma con la alúmina una estructura que vibra conjuntamente y el espesor tan delgado no modifica sustancialmente la frecuencia de resonancia. El vidrio tiene una impedancia acústica bastante más baja que la alúmina, de alrededor de 12-15 MRayl dependiendo del vidrio, lo que permite la adaptación de un respaldo más fácil de implementar.

- 2) El segundo método integra varios pasos del primero y consiste en incorporar a la pasta de vidrio utilizada anteriormente, una carga de polvo de tungsteno del 10% en volumen aproximadamente con tamaño de

partícula de 12-14 μm . Esta preparación se deposita en forma de gota sobre la alúmina y se sinteriza a la misma temperatura de 600 $^{\circ}\text{C}$. Esta opción evita la preparación previa y el proceso de serigrafía que implica una nueva capa de pasta en la fabricación del transductor. Ambos procedimientos dieron resultados similares en las características del pulso obtenido con esos transductores que puede verse en la Fig. 5.10.

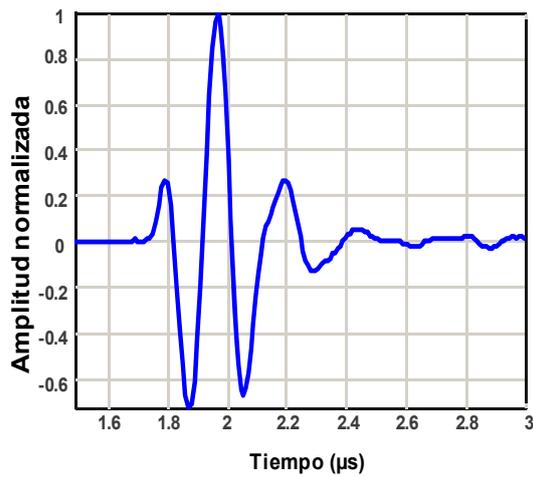


Figura 5.10 a): Transductor con respaldo.

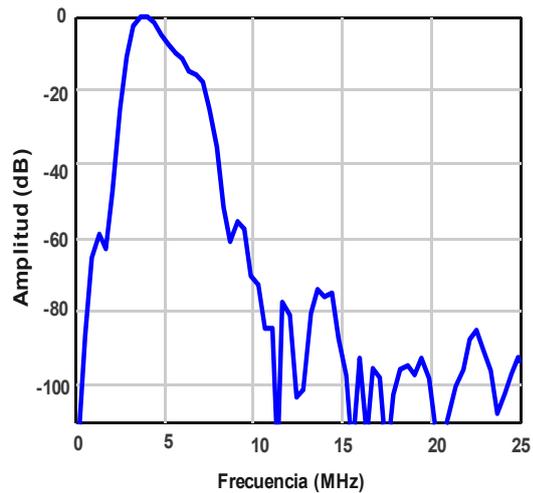


Figura 5.10 b): Espectro de Fourier.

De esta manera se logra un ancho de banda de casi 2 MHz (50%) con una caída de la señal de 6 dB, como puede observarse en las Fig. 5.10 para un transductor de f_r : 3,9 MHz cuya impedancia también fue adaptada eléctricamente a 50 Ω para la frecuencia de resonancia. El diagrama esquemático de la red de adaptación, que mejora la amplitud de los ecos, se muestra en la Fig. 5.11. Los valores de módulo y fase de la impedancia del transductor, sin adaptar y adaptado, se obtuvieron con el analizador vectorial de redes [Selfridge, y otros, 1981].

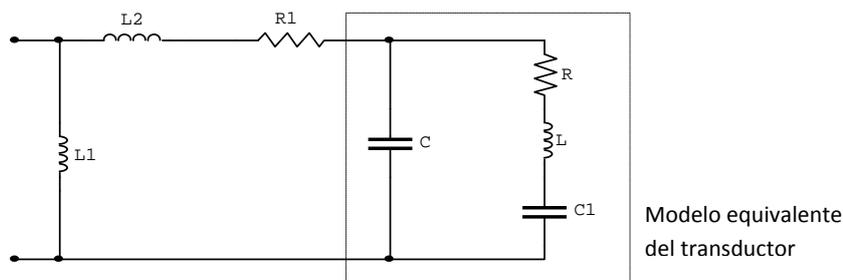


Figura 5.11: Circuito eléctrico del transductor con red de adaptación.

5.4. Campo de Radiación

5.4.1. Medida acústica del campo de radiación

Como hemos visto en § 2.6, las características de emisión medidas en régimen impulsivo pueden diferir bastante de la medición en modo continuo y depende fundamentalmente de la geometría del transductor así como de la forma de excitación y de su función de transferencia acustoeléctrica. Esto nos lleva a realizar una medición del campo acústico real en el modo pulsado ya que por otra parte esta medición no asume la existencia de una simetría de revolución como veremos en la siguiente sección para las imágenes obtenidas por métodos acustópticos.



Figura 5.12: Banco acústico de precisión para medición del campo acústico

El campo acústico impulsivo fue medido en un banco acústico de precisión excitando el transductor con un pulso y midiendo la señal mediante un hidrófono del tipo aguja de 0,6 mm de diámetro el cual puede verse en la foto de la Fig. 5.12. El hidrófono se mantiene fijo y horizontal en un extremo de la cuba mientras el transductor puede moverse sobre tres ejes lineales que tienen 10 μm de resolución y dos angulares con resolución de 0,1°. El transductor se alinea con el hidrófono logrando obtener un máximo de la señal al coincidir

ambos en el mismo eje en posición y orientación. La Fig. 5.13 presenta los datos del campo acústico en un plano horizontal que contiene al eje del transductor hasta 5 mm a cada lado del mismo y a partir de 3 y hasta 34 mm de distancia del transductor. Hay un mínimo aproximadamente a los 4 mm sobre el eje y un máximo cerca de la distancia focal a los 9,5 mm, lo cual está en acuerdo con la forma de emisión de la radiación de un pistón circular plano. A partir de allí se observa la clásica caída de la amplitud con la inversa de la distancia al transductor.

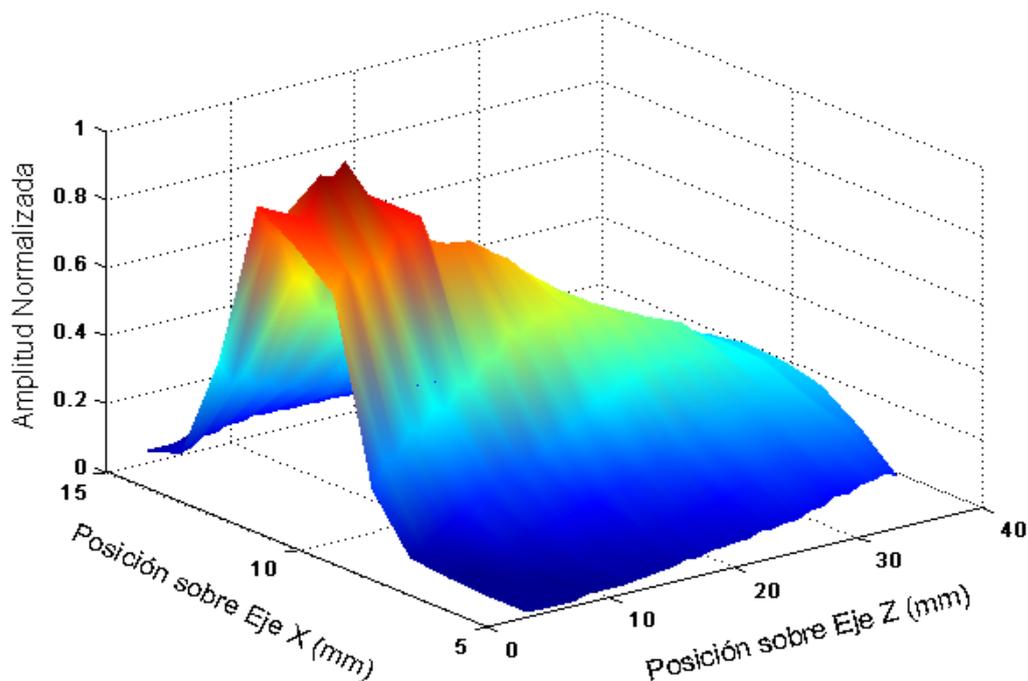


Figura 5.13: Campo acústico medido sobre un plano que contiene al eje z del transductor.

Partiendo de los datos graficados en la figura anterior es posible determinar algunas características del haz ultrasónico que emite el transductor estudiando un plano que corta a la figura en un cierto nivel de amplitud. Esto nos da por ejemplo el ancho del haz en el foco y como se amplía a partir de ese punto. En la Fig. 5.14 se muestra la variación del ancho del haz en el foco indicado aproximadamente por la doble flecha, para una caída en amplitud de 6 dB y para otra de 20 dB. Se ve que en la primera el haz en el foco tiene algo menos de 1 mm, mientras que para -20 dB es de casi 6 mm. Esto muestra que el transductor, a pesar de estar hecho con una película plana, tiene una cierta

capacidad de enfoque concentrando el haz desde los 4 mm de diámetro en la salida del transductor hasta el foco.

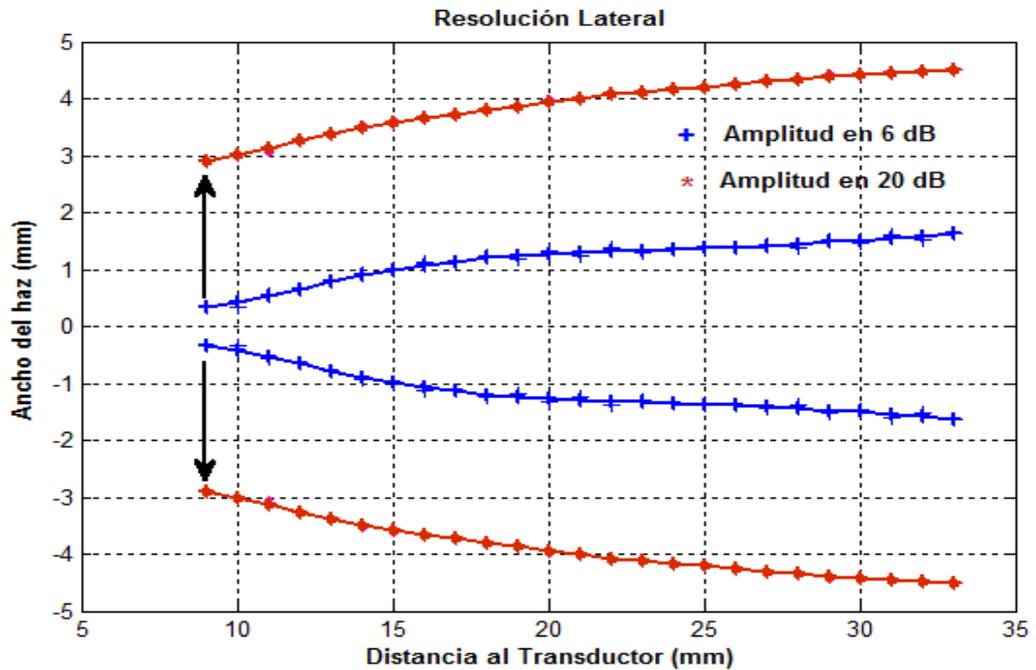


Figura 5.14: Medida acústica de la resolución lateral a -6dB y -20dB.

La Fig. 5.15 fue tomada en forma similar a la 5.13, con la diferencia que el barrido anterior es realizado en un plano vertical, paralelo al transductor y a una distancia de 9,5 mm del mismo, es decir en el plano focal del mismo.

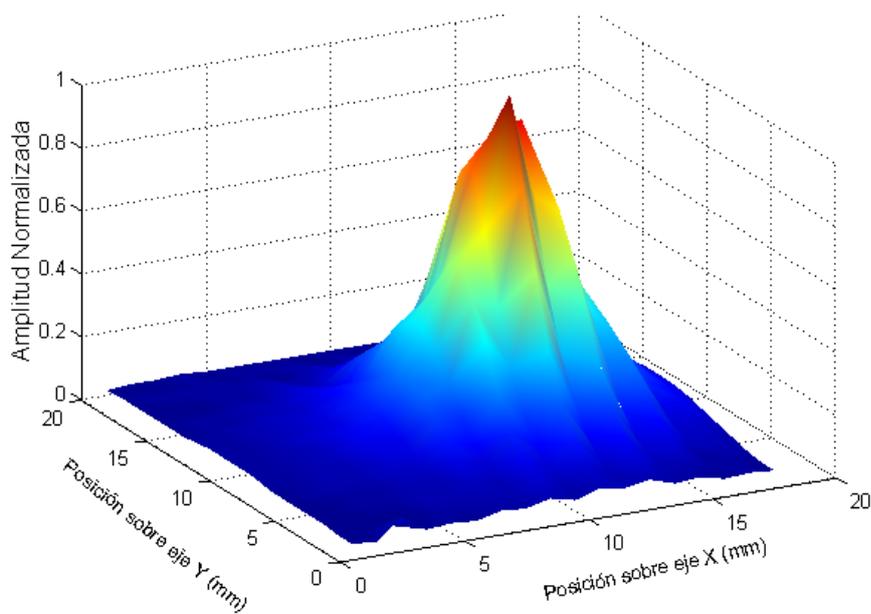


Figura 5.15: Campo acústico medido con hidrófono sobre el plano focal.

5.4.2. Campo de radiación por schlieren

La medida del campo acústico descrita en el párrafo anterior es importante para lograr una representación del comportamiento del campo con el transductor en régimen pulsado pero, con un número limitado de puntos medidos, no alcanza a dar una idea del comportamiento general del haz de ultrasonido continuo y tampoco ofrece una visión de la forma y evolución temporal del frente de onda de un haz o un pulso emitidos por el mismo.

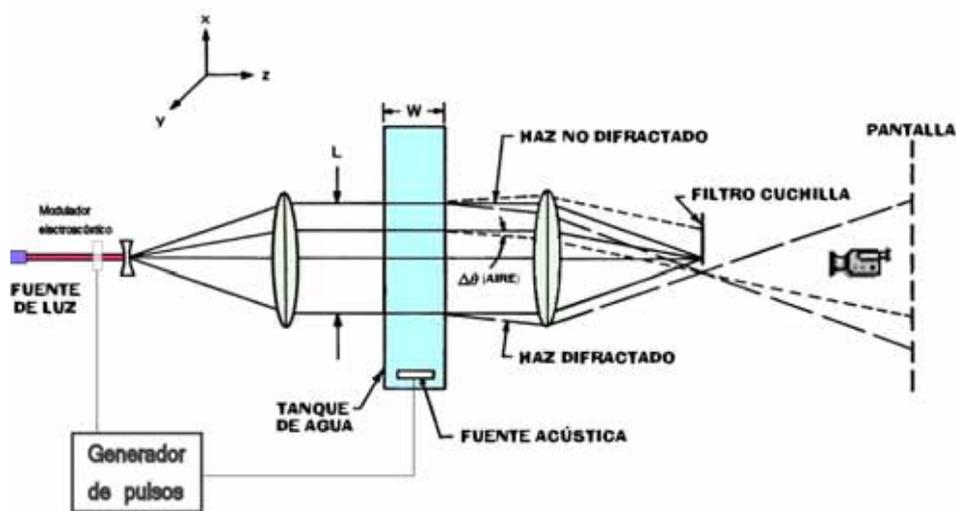


Figura 5.16: Esquema del dispositivo para schlieren

Una forma de visualizar el comportamiento del haz emitido por un transductor es utilizar un método de formación de imágenes, que recolecta de una vez toda la luz perturbada en fase por el haz de ultrasonido en la región que se desea analizar. El método consiste esencialmente en utilizar el patrón de difracción de Fraunhofer del campo óptico cuya variación de fase se desea observar. Una posible configuración experimental para la implementación del método se esquematiza en la Fig. 5.16, donde un haz de luz monocromático es ensanchado y colimado a partir de un laser de HeNe. El haz atraviesa una cuba de agua donde el haz de ultrasonido se propaga en dirección perpendicular al haz luminoso. Un filtro elimina el orden cero de difracción en el foco de la segunda lente convergente y una cámara transforma el resultado

en una imagen en el plano del CCD de la misma. Si la modulación de fase es pequeña, es decir que $\varphi(x,y) \ll 1$, la intensidad de la luz en el plano imagen (en este caso el CCD) es proporcional a φ^2 . Debido al efecto acústico, la fase φ es proporcional a la presión sonora en el medio de propagación. Este procedimiento de medición es usualmente conocido como “*schlieren*” y una descripción más detallada del mismo se desarrolla en el Apéndice D.

Esta disposición cuenta además con la ventaja de que el simple agregado de un modulador acústico, en el trayecto del haz del laser, que lo habilite en forma sincrónica con el generador de pulsos al mismo tiempo que excita el transductor en el régimen pulsado, o con un desfase fijo, permite visualizar el comportamiento de las ondas emitidas en un momento determinado de su propagación [Hanafy & Zanelli, 1991]. En la Fig. 5.17 se muestra una foto del dispositivo experimental utilizado en las mediciones.

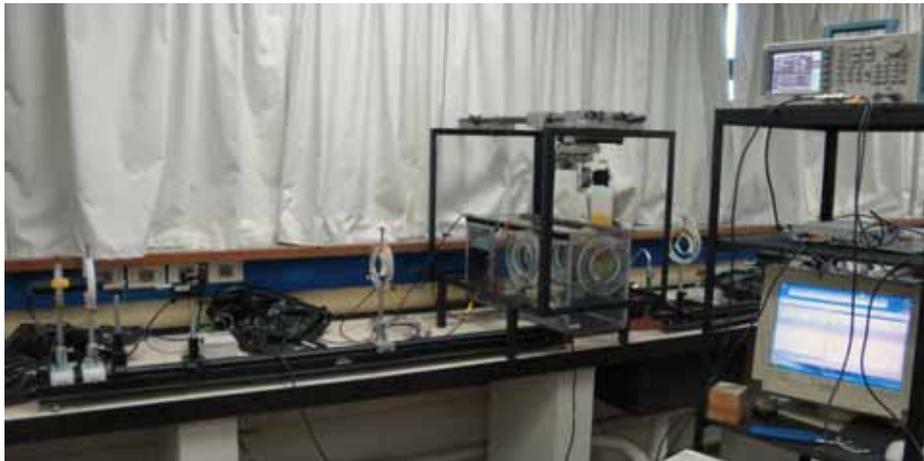


Figura 5.17: Foto del dispositivo experimental de schlieren.

Este estudio fue realizado excitando al transductor con una onda continua (OC) y registrando la imagen con una cámara de baja resolución de 244x753 pixeles y un laser de HeNe de 10 mW para iluminar el campo acústico. En la excitación pulsada se agrega una celda de Bragg Neos N21080 como modulador acústico, disparada por un generador de funciones arbitrarias Textronix AFG 3021 acoplado a un amplificador de potencia de radiofrecuencia marca ENI modelo 240L para excitar al transductor.

5.4.3. Imágenes de emisión con excitación continua

En este modo de funcionamiento suponemos que la emisión se realiza con simetría axial ya que el registro de la imagen es la proyección del haz de ultrasonido sobre el plano de la cámara. En la Fig. 5.18, a la izquierda, vemos una imagen de la emisión de un transductor de 8 mm de diámetro y 3,55 MHz. La imagen es lo suficientemente detallada como para mostrar a simple vista la estructura del campo cercano del transductor y hasta se logra distinguir la característica de convergencia del haz en esa primera parte, así como un máximo de intensidad a la distancia equivalente a 36,8 mm en la figura, que es el límite entre campo cercano y lejano (foco).

Un análisis algo más detallado del campo acústico puede hacerse estudiando la variación de densidad de píxeles sobre una línea que cruza el haz de la imagen a distancias seleccionadas del transductor. La imagen de campo oscuro de la izquierda de la Fig. 5.18 se realizó con contraste invertido en la serie de la derecha de la misma figura, para dar una visión de mayor claridad del campo acústico [Nuñez, y otros, 2003].

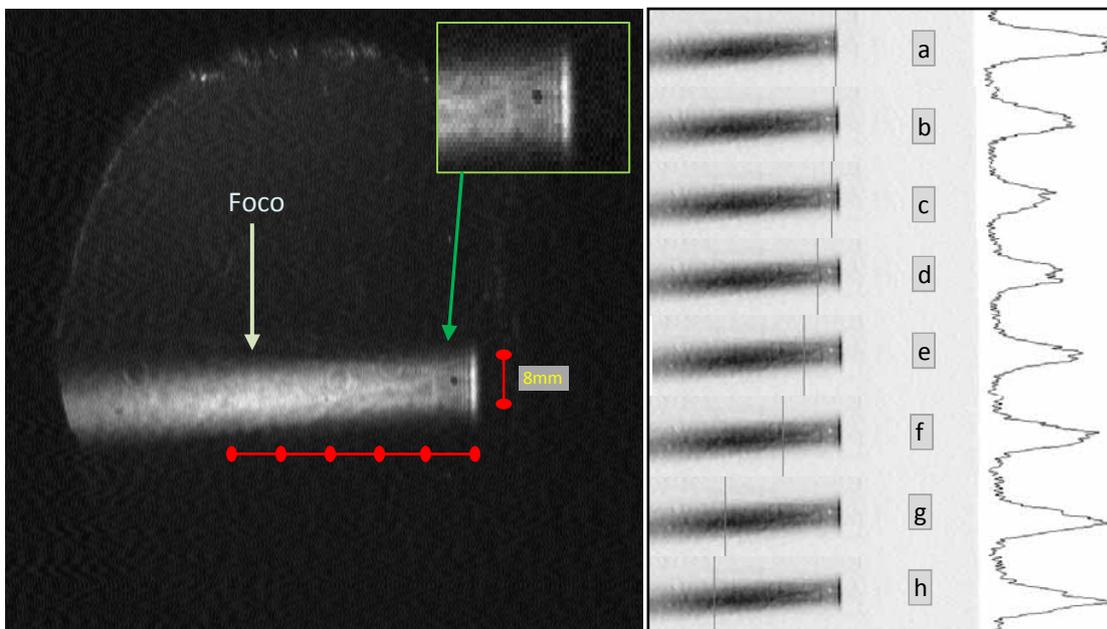


Figura 5.18: Imagen "schlieren" de emisión e intensidad en cortes transversales al haz.

Cada imagen muestra una línea para indicar dónde fue hecho el análisis gráfico de campo, que se observa a la derecha de la misma imagen. Puede observarse en (a) un máximo de intensidad pegado al transductor, y su variación a medida que recorre la zona de campo cercano en (b), (c) y (d) y (e), tomando nuevamente un valor máximo en el foco en (g) o (h).

Un caso particular que puede ser de interés ocurre cuando la película gruesa es depositada sobre un sustrato delgado de acero inoxidable. Este sustrato tiene mucho mayor flexibilidad que la alúmina y tanto la diferencia entre coeficientes de dilatación térmica durante el sinterizado, como la polarización generada entre electrodos de diferente tamaño, puede resultar en películas con un pequeño radio de curvatura.

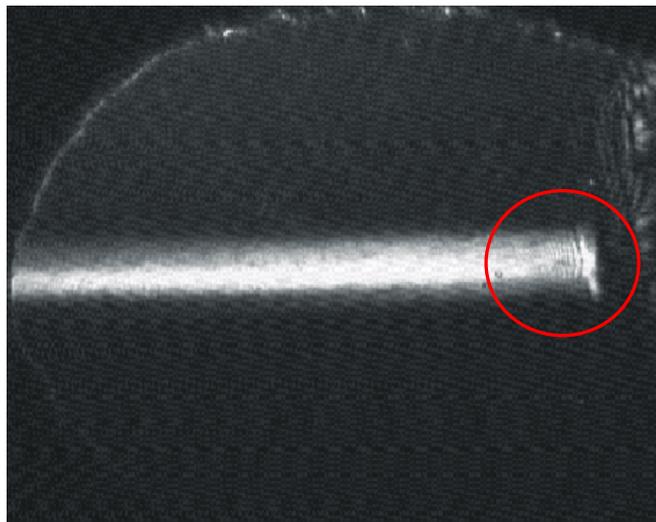


Figura 5.19: *Transductor con sustrato de acero inoxidable.*

En la Fig. 5.19 se muestra el campo de emisión de un transductor de este tipo. Puede observarse que tiene la misma característica general del transductor con sustrato de alúmina pero en el campo cercano puede verse claramente que los frentes de onda son cóncavos. Esto se traduce en un frente de onda convergente, con lo que el enfoque del transductor es equivalente al de un transductor plano con una ventana de enfoque. Es evidente entonces que una de las características importantes de esta tecnología, que debe estudiarse más profundamente en el futuro, es la de habilitar la realización de

transductores pre-enfocados durante el mismo proceso de fabricación. Esto se logra modificando solamente la forma de la superficie de la película antes que sea sinterizada.

5.4.4. Emisión con excitación pulsada: pulsos largos

Un aumento en la resolución del sistema de registro de imágenes schlieren nos permitiría mayor detalle en el análisis del campo acústico que emiten los transductores. Es posible obtener imágenes más claras si en lugar de excitación senoidal continua se utilizan pulsos sinusoidales largos, de entre 30 y 100 ciclos, que ofrecen una imagen del campo completo para una excitación equivalente a la continua en la región observada. Las Figs. 5.20 y 5.21 muestran el resultado para el mismo transductor (4 mm de diámetro y 9,5 mm de distancia focal) utilizando el sistema de pulsos largos y el continuo respectivamente.

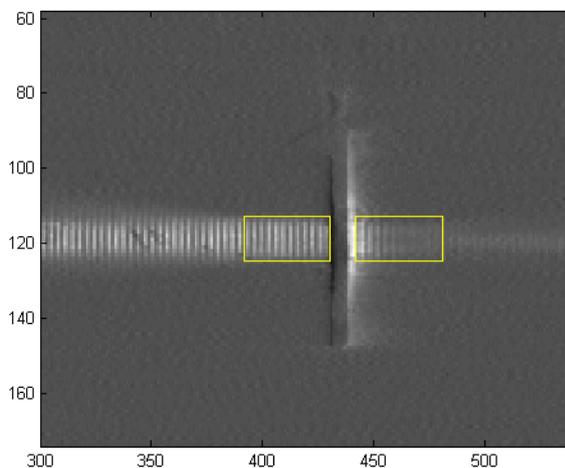


Figura 5.20: Excitación pulso largo $D: 4\text{ mm}$

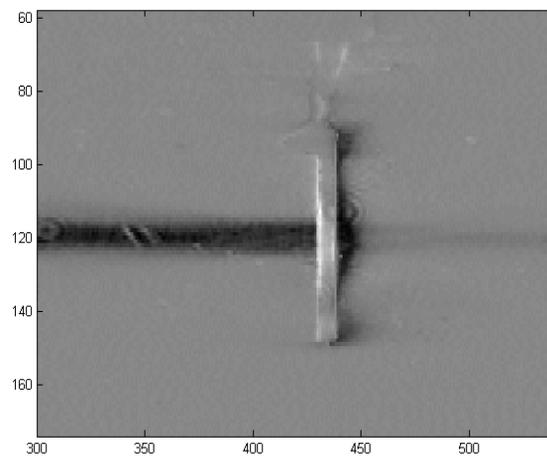


Figura 5.21: Excitación continua $D: 4\text{ mm}$

A pesar de que en la imagen no se logra una buena saturación de la escala de grises, se nota claramente que el transductor bicapa emite en ambas direcciones y, a diferencia de una cerámica sólida, la emisión es de distinta intensidad dependiendo de si es hacia delante (cara de la película PZT) o hacia

atrás (cara de la alúmina). Esto se debe a que ambos tienen diferente coeficiente de transmisión acústica en el agua a causa de que la impedancia acústica específica de cada uno también es diferente como ya lo hemos mencionado en § 5.3.3.

La relación entre ambos coeficientes de transmisión puede calcularse, para verificar la diferencia delante atrás en la intensidad de campo acústico, teniendo en cuenta la transmisión en intensidad PZT-Agua y Alúmina-Agua de la siguiente manera:

$$R_T = \frac{T_{PG-H_2O}}{T_{Al_3O_2-H_2O}} = \left(\frac{Z_{PG}}{Z_{Al_3O_2}} \right) \cdot \left[\frac{1 + \frac{Z_{Al_3O_2}}{Z_{H_2O}}}{1 + \frac{Z_{PG}}{Z_{H_2O}}} \right]^2 \cong 2.1 \quad (5.8)$$

En la ecuación anterior Z_{PG} , $Z_{Al_3O_2}$ y Z_{H_2O} son las impedancias acústicas específicas de la Película Gruesa, la Alúmina y el Agua respectivamente. El valor calculado para R_T significa que, de la energía eléctrica suministrada al transductor y convertida en mecánica, se transmite al agua aproximadamente el doble por la cara del PZT que la introducida a través de la alúmina. Esta característica es muy importante porque generalmente la energía hacia atrás se desperdicia y como ya comentamos, en los transductores se absorbe mediante respaldos adecuados. Entonces tenemos incrementada la eficiencia energética hacia delante y debemos realizar un menor gasto al atenuar o absorber las ondas hacia atrás.

El valor de la relación de energías transmitidas entre una cara y otra se puede evaluar sobre la imagen, teniendo en cuenta que la intensidad luminosa es directamente proporcional a la potencia acústica en el medio. A su vez la intensidad luminosa en un punto de la imagen está representada por el nivel en la escala de grises de la misma. Entonces, integrando áreas iguales a ambos lados del transductor y haciendo el cociente entre ellas nos da una idea del valor de R_T en la imagen, siempre y cuando las condiciones en que se haya tomado la misma lo permitan, ya que suponemos linealidad entre el nivel de gris y la intensidad. En las Figs. 5.20 y 5.22, por ejemplo, los rectángulos en amarillo son las áreas utilizadas para realizar el cálculo.

El valor de R_T para las imágenes anteriores está entre 1,8 y 1,95 que es bastante cercano al valor teórico. En general esta es sólo una estimación de las impedancias relativas ya que las imágenes son de baja resolución y no están optimizados la saturación en algunos casos o el contraste en otros, pues el sistema no estaba preparado para realizar este tipo de cálculo sobre las imágenes. Por otra parte se nota claramente en las figuras anteriores que el transductor emite frentes de onda planos en su parte central, y los efectos de borde son muy leves para notarlos en la imagen [Fink & Cardoso, 1984]. La Fig. 5.22 muestra también con mucha claridad la divergencia del haz a partir del plano focal del transductor que en este caso se encuentra aproximadamente a 9,5 mm del mismo.

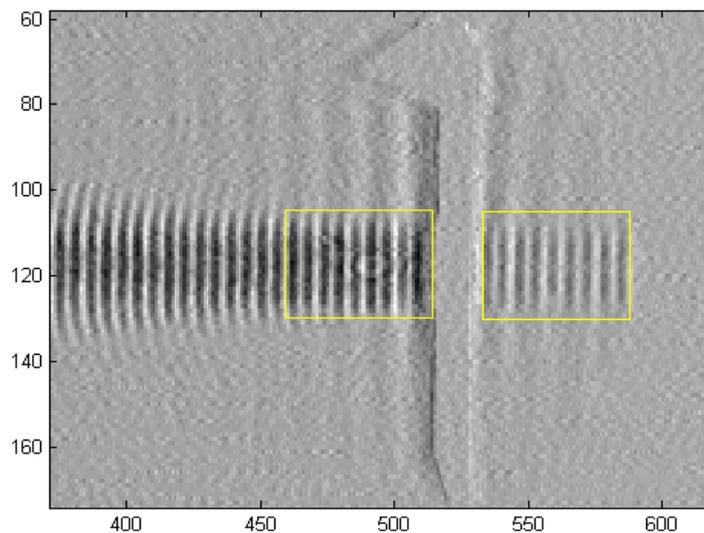


Figura 5.22: Emisión de un transductor de 4 mm de diámetro.

En esta etapa podemos hablar también del ancho de banda, pero en esta ocasión se trata del ancho de banda en intensidad que estimamos ópticamente a través de imágenes "schlieren". Esta consiste en tomar una serie de imágenes en las mismas condiciones, variando la frecuencia de emisión del transductor y midiendo luego la intensidad relativa en la región del foco del transductor de cada una de esas imágenes. El 100% de intensidad se asigna a la frecuencia de resonancia y el tiempo de exposición se elige de modo que las imágenes estén bien contrastadas y no se saturan con la intensidad máxima. La Fig. 5.23 muestra el gráfico resultante de esta serie de mediciones realizada sobre

película gruesa y una cerámica sólida de aproximadamente la misma frecuencia de resonancia. Como está indicado sobre la misma figura las resonancias son de 3,05 MHz para la película gruesa y de 3,15 MHz para el cerámico sólido. Ambas muestras, además, fueron excitadas con la misma tensión en el generador y usando el mismo amplificador de potencia de radiofrecuencia. Entonces, ambas muestras difieren sólo en el área de emisión ya que la primera tiene 8 mm de diámetro mientras que la segunda es de 20 mm.

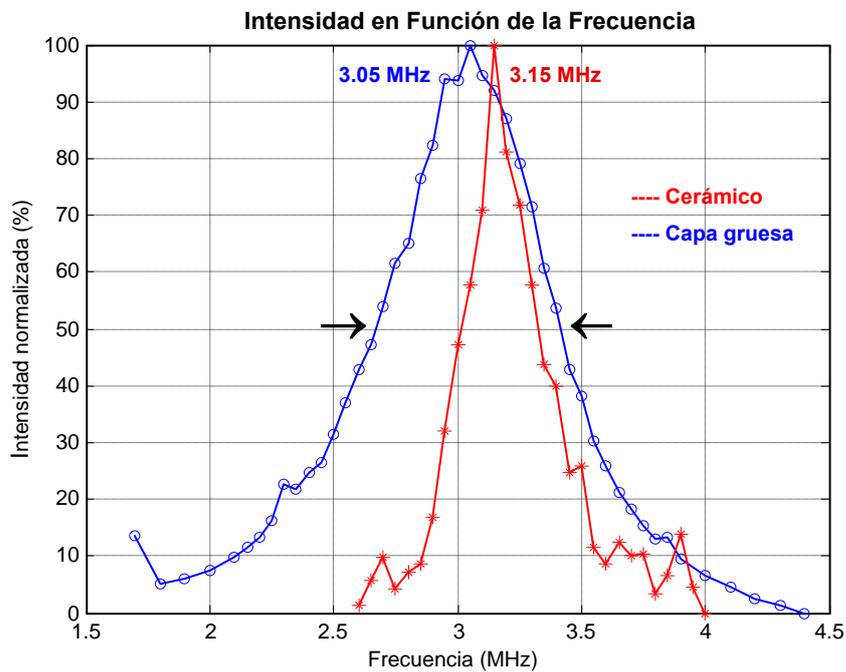


Figura 5.23: Comparación de ancho de banda en intensidad

La respuesta se obtuvo integrando cada imagen "schlieren", usando siempre una ventana de integración del mismo tamaño, y normalizando la respuesta para obtener una comparación realista del ancho de banda en el mismo gráfico. Este nos muestra que para la misma frecuencia de emisión si consideramos una caída del 50% en la intensidad, el ancho de banda en potencia acústica es notoriamente mayor en el disco de película gruesa que en la cerámica sólida. El valor para la película gruesa es de 0,76 MHz, casi igual al hallado en el párrafo anterior usando la respuesta pulsada del transductor, mientras que el de la cerámica tradicional es de 0,31 MHz, casi tres (2,5) veces

menor. Esta característica le da una ventaja interesante en la mejora que se obtiene en el ancho de banda para tener buena resolución axial y como ya hemos mencionado en sistemas confocales o de varias frecuencias.

En las Figs. 5.24 y 5.25 se cambiaron el sistema óptico de registro por uno de mayor resolución (2208x3000 pixeles). Se puede observar con mucha mayor definición la zona de emisión cercana al transductor en la que la película gruesa piezoeléctrica se comporta en la emisión básicamente como un pistón, de la misma manera que un disco piezoeléctrico cerámico sólido, en el que los frentes de onda que genera en su parte central son prácticamente planos. Esto confirma las medidas realizadas con hidrófono usando el SAS en § 5.2 En la última figura también se ven los rectángulos que indican la zona de cálculo del coeficiente R_T que en este caso es de 1,82 cumpliendo como los anteriores con la ecuación (5.8).

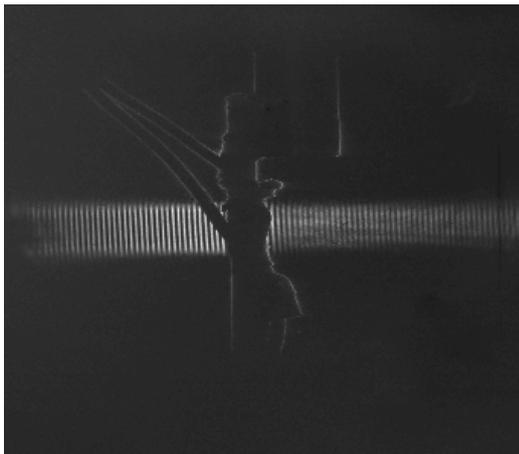


Figura 5.24: Imagen de emisión hacia adelante y atrás.

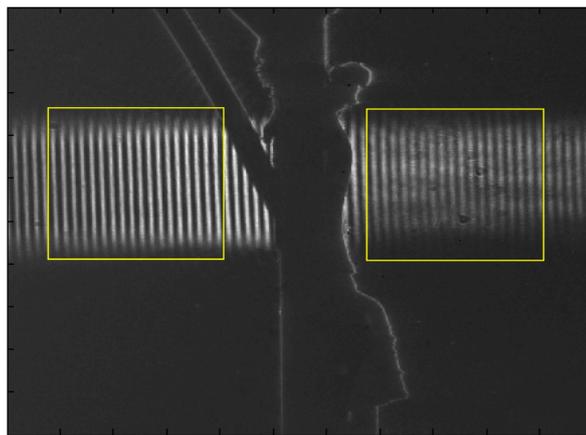


Figura 5.25: Ampliación de zona central de Fig. 5.24

5.4.5. Excitación por pulsos cortos: evolución temporal del campo acústico

El sistema schlieren que estamos utilizando permite también, como hemos comentado, estudiar los pulsos de ultrasonido emitidos por el transductor con cierto detalle al utilizar la máxima resolución que admite el sistema. Lo habitual es excitar con pulsos de unos pocos ciclos a la frecuencia de

resonancia del transductor. Idealmente se utiliza un solo ciclo, pero muchas veces la onda generada es de muy baja amplitud para visualizar bien los detalles de la perturbación generada. En la Fig. 5.26 se puede observar las características y la evolución temporal de un pulso emitido por un transductor de película gruesa de 4 mm de diámetro, con respaldo atenuador y adaptación eléctrica en la frecuencia de resonancia de aproximadamente 3,6 MHz. En la imagen a los 2 μ s se observa la perturbación emergiendo del transductor con frente prácticamente plano y una extensión que es algo menor que el tamaño del electrodo, que está representado por la línea vertical azul. La longitud de onda se identifica con la pequeña línea horizontal roja (aproximadamente 400 μ m). Se observa también, en esta primera imagen, una leve perturbación en el borde del frente.

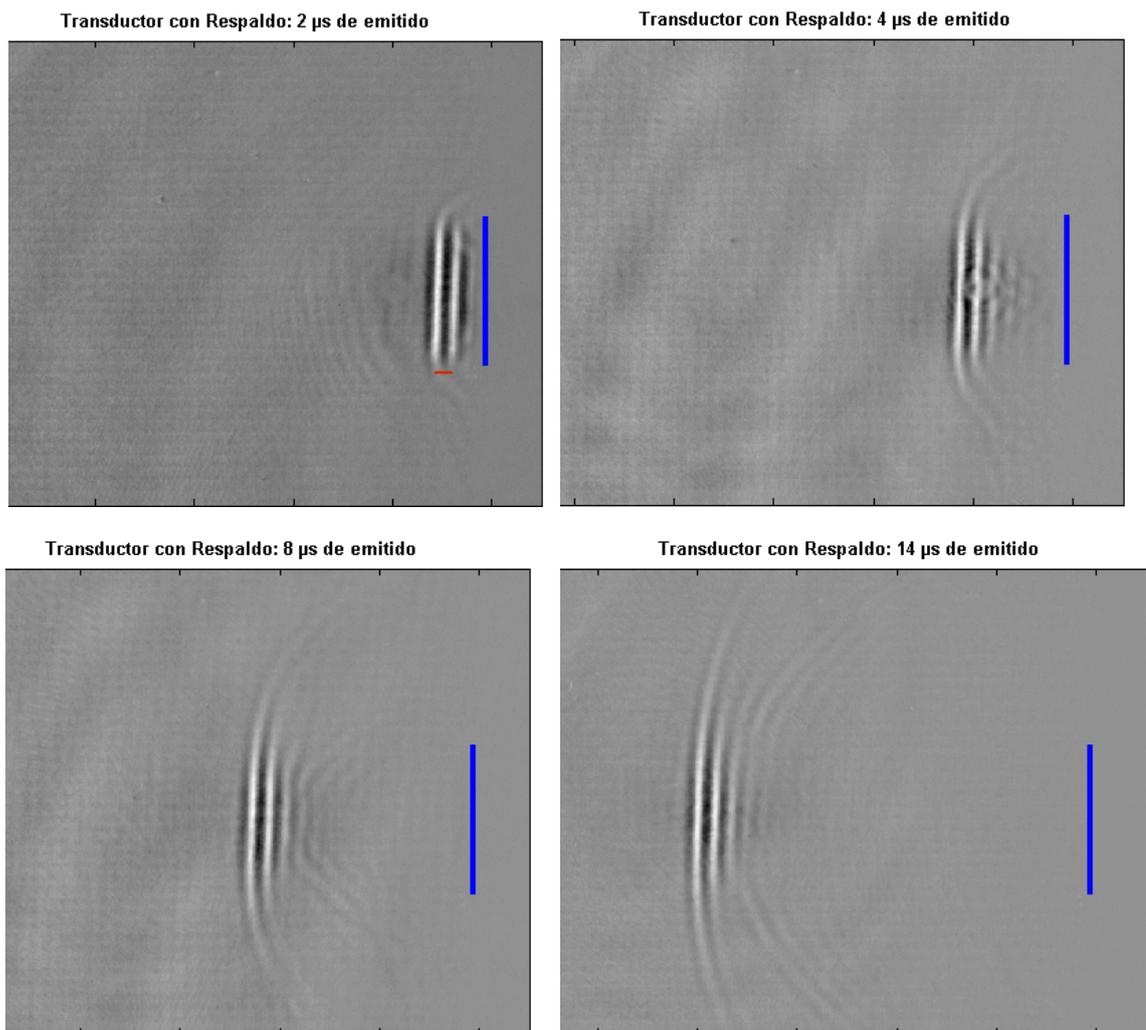
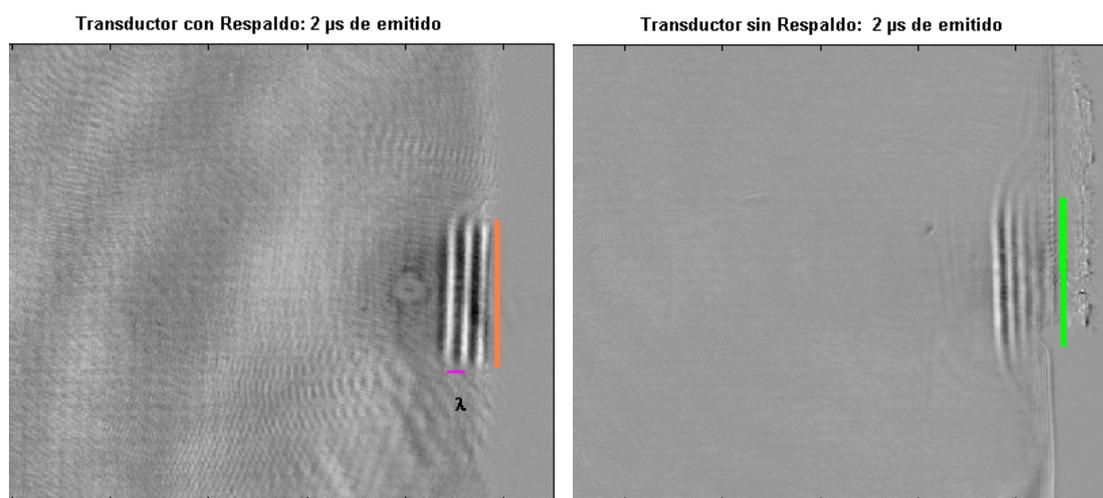


Figura 5.26: Evolución del pulso emitido por transductor de 3,6 MHz

En la segunda imagen, a los 4 μs , tenemos el pulso completamente desprendido del transductor, la perturbación en el borde bien visible, con la forma circular como si fuera emitida por una fuente puntual que en este caso sería un anillo en el borde del transductor. A continuación del pulso principal aparece una pequeña cola de perturbación de menor amplitud y bastante corta, debida a los rebotes en el transductor que no han sido totalmente atenuados. En las figuras siguientes de 8 y 14 μs , esta cola se desarrolla como una onda secundaria de pequeña amplitud que sigue a la principal mientras esta última va adoptando la forma esférica del campo lejano debido a una fuente puntual.

De la misma manera en que hemos tratado el comportamiento pulsado en el aspecto de señal eléctrica, aquí es inevitable la comparación entre el transductor que tiene respaldo atenuador y adaptación eléctrica con el transductor de película gruesa básico formado sólo por dos capas: la película piezoeléctrica y el sustrato. Esta comparación se realiza con una excitación de cinco ciclos para que la imagen de la perturbación sea clara en ambos transductores y se puede ver en la serie de imágenes de la Fig. 5.27, donde las que se encuentran a la izquierda corresponden al transductor con respaldo y a la izquierda sin él:



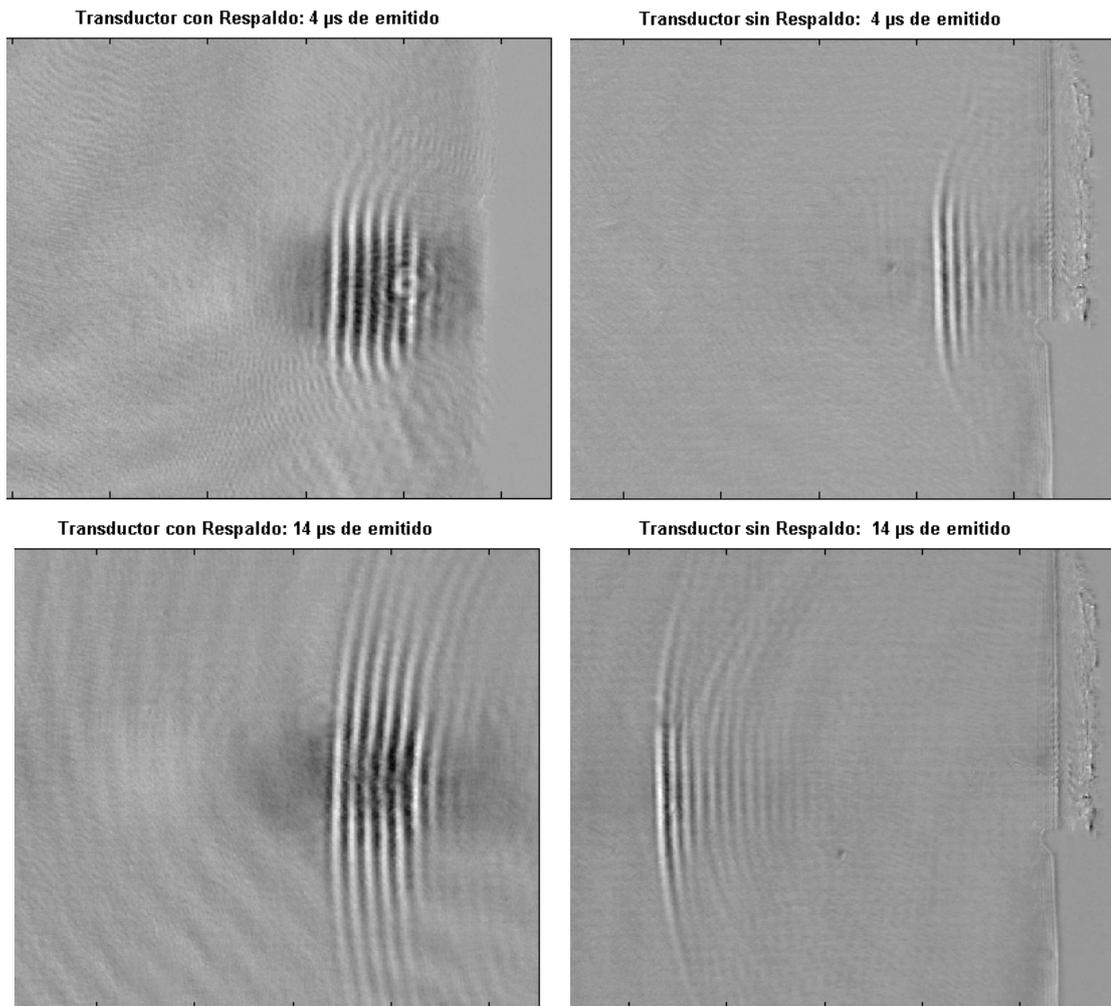


Figura 5.27: Imágenes de la evolución del pulso de ultrasonido

En las imágenes correspondientes a 2 μ s se ve la perturbación abandonando el transductor, cuya posición aproximada está indicada para cada transductor por las líneas naranja y verde respectivamente. Debido a la falta de adaptación eléctrica las imágenes del transductor sin respaldo presentan una menor intensidad y debido a ello aparecen con menor contraste. A los 4 μ s los 5 ciclos de cada pulso se hallan completamente separados del transductor. Sin embargo en la imagen de la derecha puede observarse una cola compuesta de una serie grande de onditas de menor amplitud pero cuyo decaimiento es tan lento que por lo menos duplican el largo del pulso. Posteriormente en los 14 μ s ambos pulsos están totalmente desarrollados y es notoria la diferencia entre ambos ya que el transductor con respaldo, a pesar de lo contrastado de la imagen, sólo revela un ciclo extra mientras el que no tiene respaldo lleva

adherido una larga serie de ciclos que se diferencian poco del excitado inicialmente.

Conclusiones parciales

- *Resumiendo lo que aparece en este capítulo podemos decir que el funcionamiento del transductor de película gruesa no repite exactamente el modo pistón de los cerámicos sólidos ya que la deformación en espesor en el borde es casi nula. Esto se observa tanto en el SAS como en las imágenes “schlieren” de las ondas generadas en los bordes, pero no afecta su rendimiento en la zona central. El ancho de banda del transductor es muy amplio, aún sin respaldo, lo que se observa tanto en el análisis de la señal eléctrica como lo registrado en forma óptica. Esta característica casi triplica el valor de una cerámica sólida y le otorga una ventaja interesante en la mejora que se obtiene en la resolución axial y en sistemas confocales o de varias frecuencias.*
- *El transductor sin respaldo presenta dos frecuencias de resonancia cercanas entre sí que posibilitan su uso como transductor multifrecuencia y colaboran en lograr un gran ancho de banda al usar el respaldo mejorando su resolución axial. Esta situación debida a las diferencias de impedancia acústica, tanto entre las dos capas como con el medio en que está inmerso el transductor, le permite dirigir mayor energía hacia delante, con menor esfuerzo al atenuar o absorber las ondas hacia atrás. Tenemos así dos alternativas para la misma estructura que no existen en un transductor tradicional: 1) El transductor sin respaldo atenuador permite aprovechar las dos frecuencias de emisión, teniendo como desventaja que es poco amortiguado; 2) Agregar un respaldo atenuador obteniendo un mayor ancho de banda pero pierdo la segunda frecuencia de emisión.*
- *Para optimizar el acoplamiento entre transductor y respaldo se utiliza una técnica novedosa mediante el agregado de una capa extra de vidrio. Esta innovación importante en la implementación del respaldo se hace utilizando la misma tecnología que para realizar el resto del transductor.*

- *Una ventaja importante en relación a la tecnología de capa gruesa es que habilita la realización de transductores pre-enfocados durante el mismo proceso de fabricación, ampliando las posibilidades geométricas de 2D a algunas importantes posibilidades en 3D.*

Capítulo 6

Aplicaciones de transductores de capa gruesa por serigrafía

6.1. Introducción

La particularidad de las ondas ultrasónicas de tener una longitud de onda relativamente corta en el frecuencias del orden de 10^6 Hz, que conduce a la formación del haces angostos, aunque la onda sea radiada de fuentes comparativamente pequeñas, son responsables por la propagación casi óptica a estas frecuencias elevadas. Este hecho, junto a las posibilidades que brindan los transductores piezoeléctricos, es la base de importantes aplicaciones como por ejemplo el ensayo no destructivo de materiales y el diagnóstico médico.

Como cualquier tipo de sonido –en contraste con las ondas electromagnéticas- puede sólo propagarse en un medio material y es influenciado fuertemente por ese medio. La velocidad del sonido, así como su atenuación, dependen en una forma característica de la naturaleza del medio. Por lo tanto, si esas cantidades son conocidas mediante la medición, se pueden inferir conclusiones respecto a las características físicas del medio.

La capacidad de las ondas de ultrasonido de propagarse en cuerpos ópticamente opacos e indicar interfases entre diferentes medios como así también pequeños objetos mediante ecos, ha sido también utilizada en el diagnóstico médico con gran éxito. Hoy en día, ellos son un suplemento extremadamente importante a los rayos X y otras técnicas de diagnóstico.

En diagnóstico médico, los métodos de reflexión de ultrasonido son usados en forma casi excluyente, principalmente en la forma del método impulso-eco el cual también juega un rol central en el ensayo no destructivo de materiales. Por lo tanto, las dos aplicaciones de diagnóstico son básicamente la misma. En el campo médico, sin embargo, sólo las ondas longitudinales pueden ser usadas puesto que la mayoría de los tejidos humanos tienen propiedades mecánicas similares a las de un fluido, es decir, ellas no pueden transferir fuerzas de corte a ninguna porción extensa del medio.

En este capítulo veremos brevemente las posibilidades de fabricación de transductores de película gruesa y algunos ejemplos de aplicaciones en estos campos.

6.2. Otros transductores de película gruesa

Si bien hasta el momento hemos desarrollado este trabajo en base a películas depositadas sobre alúmina como sustrato, las posibilidades de fabricación de este tipo de transductores no se circunscriben sólo a este material ya que los únicos requerimientos que debe cumplir son:

- 1) Ser capaz de soportar las temperaturas de sinterizado sin sufrir alteraciones importantes (como oxidación, deformación, etc.).
- 2) Lograr buena adhesión película-sustrato luego del sinterizado.
- 3) No ser demasiado masivos para poder seguir la curva de temperatura del horno, ni demasiado gruesos para poder ser introducidos en la impresora serigráfica. Este punto depende desde luego del equipamiento utilizado.

En las Fig. 6.1a y 6.1b podemos ver un ejemplo de la facilidad con que se pueden implementar distintas geometrías, en este caso una circular y otra cuadrada. Al mismo tiempo el sustrato sobre el que fueron realizadas es una cerámica verde (Green Tape®), llamada así porque se obtiene sin sinterizar en hojas flexibles y se utilizan para realizar en tecnología híbrida circuitos multicapa. Este tipo de cerámica tiene una impedancia acústica bastante menor que la de la alúmina ya que se encuentra a alrededor de los 21 MRayl. En este caso tiene un espesor de 100 μm pero este material puede apilarse y sinterizarse en forma compacta en espesores múltiples de ese valor.

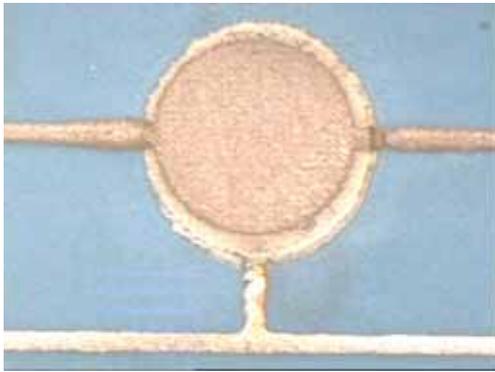


Figura 6.1a: *Transductor circular sobre sustrato de cerámica verde*

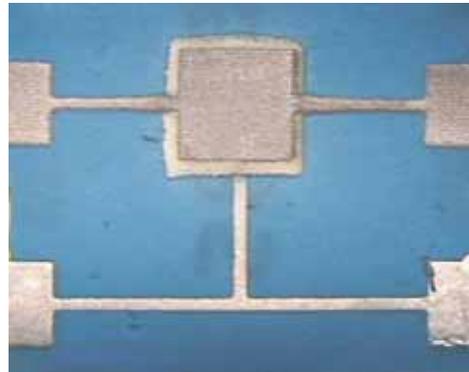


Figura 6.1b: *Transductor cuadrado sobre sustrato de cerámica verde*

La utilización de un sustrato metálico como el acero inoxidable puede verse a modo de ejemplo en las Fig. 6.2a y 6.2b, en las que se utilizó una lámina de 0,25 mm de espesor para depositar directamente la película de PZT usando asimismo el acero como el electrodo inferior de la estructura.



Figura 6.2a: *Transductor circular y en anillo sobre sustrato de acero inoxidable*

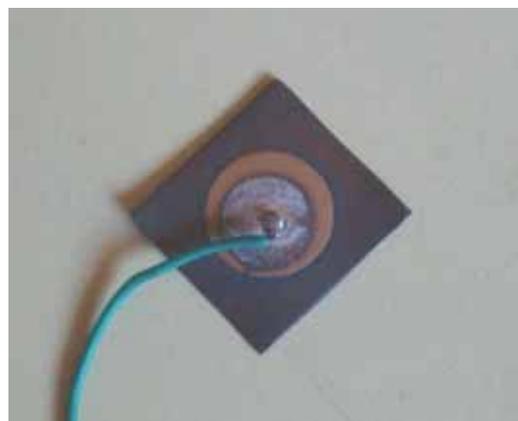


Figura 6.2b: *Transductor circular sobre sustrato de acero inoxidable*

Puede verse también otra variación en la geometría en la Fig. 6.2a en la que se realizaron dos elementos, un anillo de 20 mm de diámetro externo y un disco concéntrico con el anillo de 5 mm de diámetro. Este tipo de estructuras son útiles en la preparación de transductores en los cuales se puede generar espacialmente una función de vibración tipo Bessel [Hsu, y otros, 1989], [Cheng & Lu, 2006].

Como hemos comentado en los capítulos 4 y 5, los transductores de película gruesa tienen dos modos de emisión en espesor que pueden ser de gran utilidad en diversas aplicaciones relacionadas tanto con ensayos no destructivos como en imágenes médicas. En las Fig. 6.3 se muestra la imagen “*schlieren*” que produce el mismo transductor en su emisión continua en cada uno de los modos espesor que le son propios.

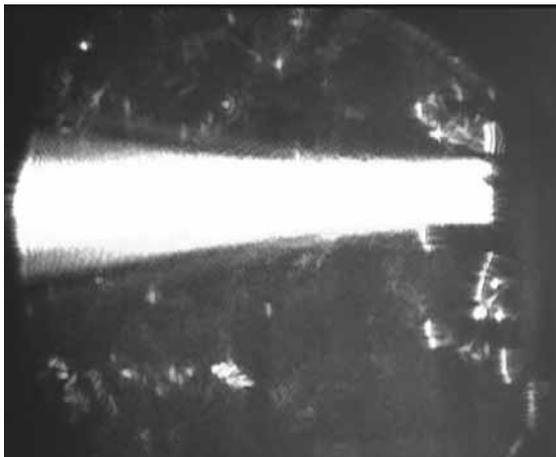


Figura 6.3a: Transductor de PG emitiendo a 3,17 MHz. Foco a 33 mm del disco.

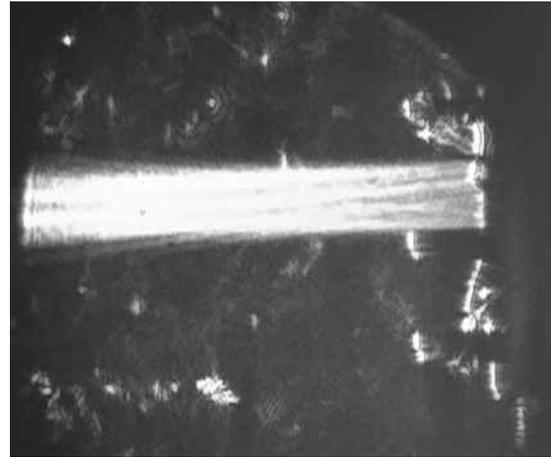


Figura 6.3b: Transductor de PG emitiendo a 7,12 MHz. Foco a 74 mm del disco.

En las figuras anteriores puede verse como el mismo transductor genera un haz cuya enfoque es diferente dado que el foco del mismo o límite de campo cercano depende de la longitud de onda en el medio.

Finalmente en la Fig. 6.4 se presenta el montaje interno de un transductor sobre un conector del tipo SMA para obtener un elemento de muy pequeño tamaño del tipo utilizado en ensayos no destructivos.

En la parte posterior del transductor puede verse adherido el respaldo atenuador para aumentar el ancho de banda y limitar la cantidad de oscilaciones debidas a la onda trasera reflejada del piezoeléctrico.

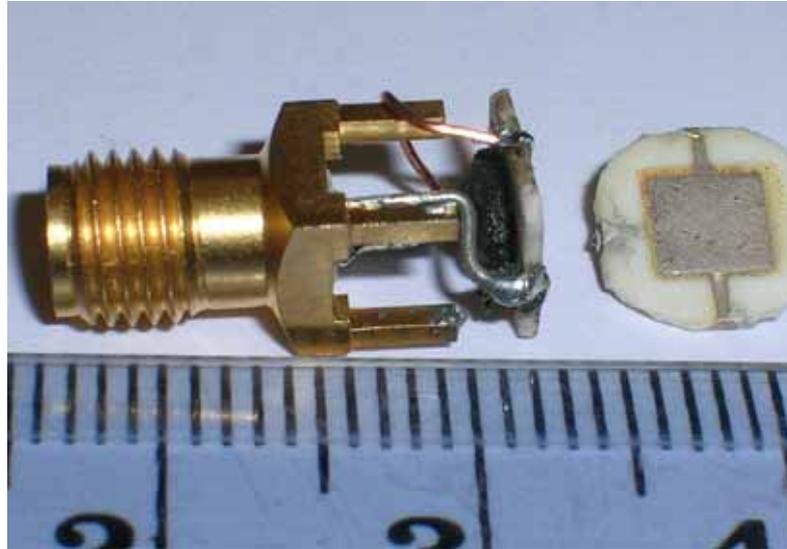


Figura 6.4: Transductor con respaldo montado sobre conector SMA.

6.3. Eco modo A de defecto en acero

En ensayos no destructivos la utilización del ultrasonido como herramienta de diagnóstico de fallas estructurales internas en estructura de acero tiene gran desarrollo y es de amplia utilización en la industria. Para probar el comportamiento del transductor en este tipo de aplicaciones se utilizó un cilindro de acero de 50 mm de diámetro y 57 mm de altura. Este cilindro tiene un agujero 1,25 mm en su eje desde un extremo hasta aproximadamente $2/3$ de su altura. Un esquema con la disposición del agujero en el cilindro y la ubicación de los transductores en las dos posiciones medidas se ve en la parte superior de la Fig. 6.5.

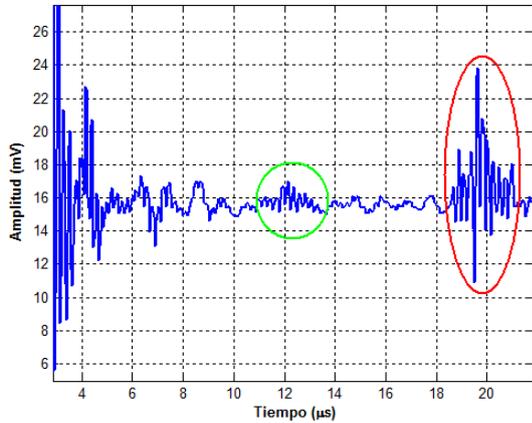
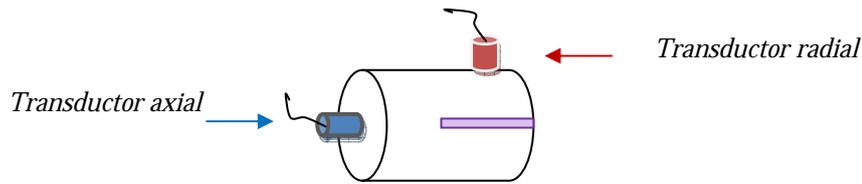


Figura 6.5a: *Detección axial de poro.*

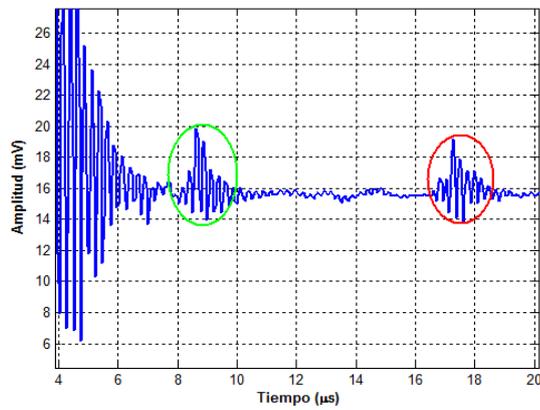


Figura 6.5b: *Detección radial de poro.*

En la Fig. 6.5 se muestran los resultados de medir el agujero en la dirección axial, desde el centro de la cara superior del cilindro en a) como se muestra a la derecha con el transductor en azul, y en la dirección radial del cilindro en b) con el transductor marrón, por debajo de la media altura del mismo. Rodeada en rojo se muestra la señal que se refleja en la cara opuesta a la de emisión, y en verde la reflexión en el poro en cada caso. En la detección desde arriba en a) la señal es muy baja ya que la sección que presenta el agujero esta casi en el límite de lo que puede detectar ya que la longitud de onda es de aproximadamente 1,7 mm y además el ruido es relativamente alto debido a que el transductor no está bien aislado. En la dirección radial se detecta muy bien el pequeño agujero en el acero ya que en esa dirección presenta una mayor sección para la reflexión del pulso de ultrasonido. Sin embargo, debido a la superficie de apoyo curvada el acoplamiento es pobre por lo que se genera una mayor zona muerta con múltiples rebotes que llegan cerca de la ubicación del poro.

6.4. Imágenes por barrido mecánico

La aplicación de ultrasonido a la obtención de imágenes tanto en el área de materiales en general como en la de imágenes para diagnóstico médico es, como hemos mencionado, de gran importancia. Una característica importante del ultrasonido está dada por el hecho de que mediante el método del pulso eco, los objetos no sólo son detectados por la medición de tiempo de tránsito, sino que cada señal de eco recibido puede ser atribuida a cierta profundidad espacial del objeto en el cual se originó. La precisión de la localización del objeto está solo limitada por la longitud de onda y por la exactitud con la cual es conocida la velocidad del sonido. En contraste, los rayos X que atraviesan cierta parte del cuerpo no conservan información sobre la profundidad de las estructuras observadas; muy a menudo estas últimas no pueden ser distinguidas una de otra puesto que son proyectadas una sobre la otra. Una localización exacta de un objeto no fue posible hasta el desarrollo de la tomografía de rayos X.

En este sentido, para demostrar la capacidad del transductor de película gruesa para generar imágenes de la calidad se preparó un fantasma o “*phantom*” en la jerga, imitando las propiedades acústicas del tejido humano con agar. El *phantom* de gel agar tiene dos inclusiones de 2 mm de diámetro realizadas con el mismo material pero de distinta densidad simulando estructuras internas. El que se encuentra a mayor profundidad es aproximadamente un 20% más denso que el valor medio del gel y el otro, más cercano a la superficie donde apoya el transductor es un 30% más denso que el anterior. Están ubicados casi en línea para dificultar la identificación de los rebotes más débiles de la inclusión menos densa. La matriz de gel no es totalmente homogénea sino que incluye leves variaciones de densidad que simula el ruido de fondo de un medio real. En el lado izquierdo de la Fig. 6.6 se muestra un esquema del gel, con la ubicación de las dos inclusiones. La zona muerta es la región del campo cercano y donde se producen

fluctuaciones en la señal debido al pulso de excitación que impide lograr información confiable [Lu, y otros, 1994].

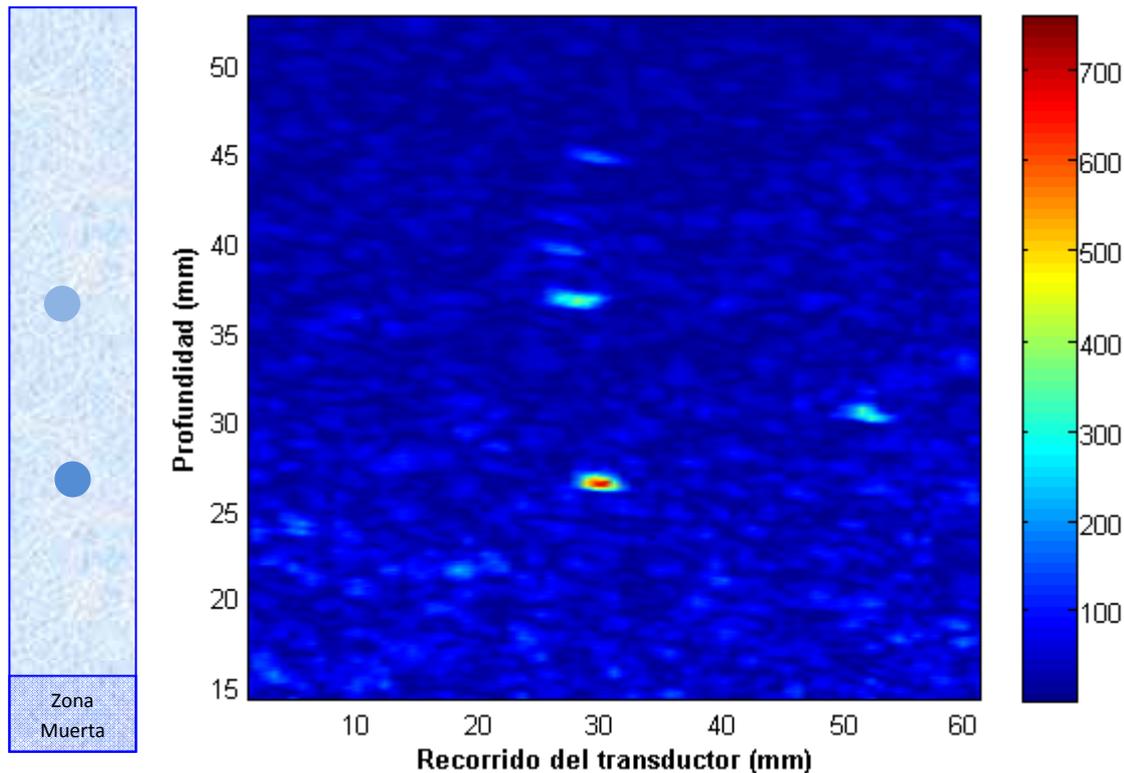


Figura 6.6: *Imagen obtenida con el transductor de película gruesa de un fantasma con inclusiones que simulan el tejido humano*

La obtención de la imagen se hace realizando un barrido con el transductor sobre una línea que recorre la superficie del gel acoplado el transductor con agua, en forma similar al realizado en § 4.2 para relevar la vibración de la superficie con un hidrófono. Se toma un barrido temporal de la reflexión (conocido como scan A) cada 0,75 mm, y cada barrido se procesa tomando la envolvente en amplitud de la señal. Las dos inclusiones se detectan perfectamente sobre el fondo del gel, como así también la diferencia de densidad entre ambas. El tamaño de las inclusiones coincide con la parte central en rojo de la imagen, en la inclusión de mayor densidad, mientras que en la otra queda algo difusa pero mostrando buena resolución en ambos casos, teniendo en cuenta que el transductor no está totalmente optimizado. También se ven otras imágenes débiles que tienen que ver con una pobre disolución del polvo de agar durante la preparación del fantasma.

6.5. Arreglos matriciales sobre alúmina

Hemos comentado en anteriores oportunidades las facilidades que presenta la tecnología de película gruesa para realizar distintas geometrías de transductores, pero una de las más importantes en la actualidad es la de realizar arreglos bidimensionales de transductores destinado a obtener imágenes en tres dimensiones en ambas áreas, la de ensayos no destructivos y la de imágenes médicas o biológicas [Goldberg & Smith, 1994]. La Fig. 6.7, muestra a la izquierda un arreglo matricial de 16x15 transductores con frecuencia de emisión en alrededor de los 4 MHz, formado por cuadrados de de 1,5 mm de lado, en el que los electrodos inferiores están conectados por una línea que sale por la parte inferior de la foto, mientras que los electrodos superiores están conectados por una línea horizontal que sale del lado izquierdo de la foto [Von Ramm & Smith, 1983].



Figura 6.7: Fotos de arreglos bidimensionales de transductores sobre alúmina

A la derecha de la misma figura se presenta una foto de un arreglo de las mismas características que el anterior pero con menor cantidad de elementos por lo que se puede ver con mayor detalle sus características. Ambos arreglos de transductores están depositados sobre alúmina.

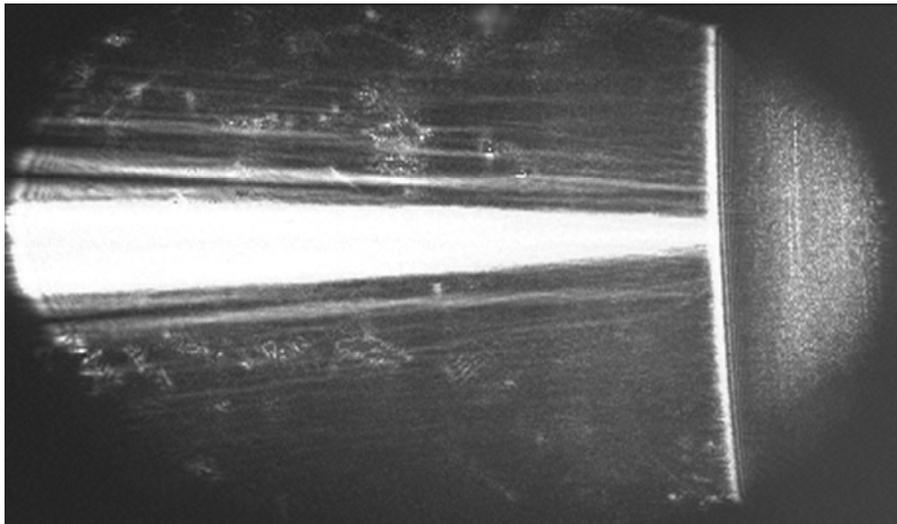


Figura 6.8: Imagen de la emisión del un elemento de la matriz de PZT.

En la Fig. 6.8 vemos una imagen *schlieren* de la emisión del primer arreglo en el que se ha excitado un solo elemento del mismo. Puede observarse que además del elemento excitado hay otros elementos de la matriz que están emitiendo debido al acoplamiento capacitivo entre los mismos y posiblemente también al acoplamiento mecánico a través del sustrato. Este es un serio inconveniente que no es sencillo de resolver y debe ser estudiado con mayor detenimiento en trabajos futuros.

Para terminar se muestra una imagen de varios transductores encapsulados para realizar las mediciones realizadas en este capítulo y una vista frontal de uno de ellos, donde a través de la ventana transparente puede verse el transductor dentro del encapsulado.

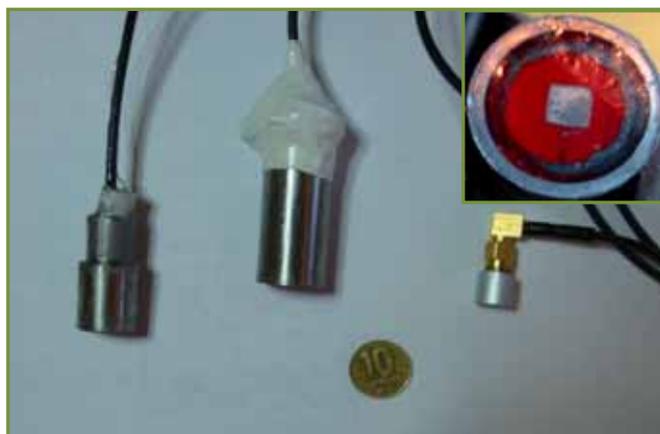


Figura 6.9: Imagen de transductores encapsulados.

Capítulo 7

Conclusiones

- El primer resultado que podemos mencionar es la realización de un nuevo tipo de transductor para ultrasonido. El transductor de dos capas realizado con tecnología de película gruesa sobre sustrato de alúmina mediante serigrafía, funciona sorprendentemente bien teniendo en cuenta los bajos valores que resultan en las constantes piezoeléctricas y dieléctricas. Esto es así especialmente en medios de baja impedancia acústica, lo que ubica bien al transductor en aplicaciones de imágenes médicas.
- El modelo de poros junto con las consideraciones sobre el anclado de la película al sustrato por una de sus caras, y el agregado de vidrio explica bien los valores medidos de las constantes piezoeléctricas. También ubica en primer término a la porosidad como factor preponderante de sus características electroacústicas y en segundo término a la sujeción de la película al sustrato. Este modelo, además, conduce a valores razonables de las principales constantes elásticas y piezoeléctricas. Sin embargo, el mismo no termina de explicar el bajo valor que se obtiene en la constante dieléctrica, a menos que se suponga una distribución no homogénea de los poros o una orientación sesgada en el caso de poros alargados. Esta suposición, no comprobada, está sostenida por la observación de que la falta de homogeneidad se produce en el proceso de impresión de la pasta de película gruesa en varias capas. Una posible verificación consistiría en obtener una constante dieléctrica acorde con

los valores calculados al cambiar la formulación de la pasta, solamente en la relación en peso entre el vehículo y el material activo.

- Como uno de los efectos positivos de la estructura de doble capa que forma el conjunto transductor, podemos mencionar la de lograr la resonancia principal para una frecuencia dada con un espesor de PZT mucho menor que para una cerámica sólida sinterizada con el mismo material base. La segunda resonancia, bastante cercana a la primera, no es un armónico impar de la anterior como ocurre en discos de cerámica piezoeléctrica tradicionales sino que está relacionada principalmente con las diferentes características acústicas y dimensionales de la película y el sustrato. Esta característica convierte al transductor de doble capa en una buena alternativa para utilizarlo en aplicaciones multifrecuencia, tanto para ensanchar la banda mejorando su resolución axial como para usar las dos frecuencias por separado en el mismo sistema.

- La doble capa también le permite dirigir mayor energía hacia delante, con menor esfuerzo al atenuar o absorber las ondas hacia atrás. Esto se debe a las diferencias de impedancia acústica, tanto entre las dos capas como con el medio en que está inmerso el transductor. Entonces encontramos aquí dos alternativas que no existen en un transductor tradicional: 1) Podemos usar el transductor sin respaldo atenuador en una estructura que permite aprovechar las dos frecuencias de emisión y 2) Es posible agregar un respaldo atenuador a la estructura obteniendo un mayor ancho de banda pero en este caso pierdo la segunda frecuencia de emisión.

- El acoplamiento entre transductor y respaldo se optimizó utilizando una técnica novedosa, mediante el agregado de una capa extra de vidrio. Esta importante innovación en su implementación se hace utilizando la misma tecnología que para realizar el resto del transductor.

- Otro efecto de esta estructura de doble capa, en la cual sólo una de ellas es piezoeléctrica, es que los modos radiales del disco de PZT están fuertemente amortiguados por la adhesión de la cara inferior de la película al sustrato. Este hecho presenta al transductor de doble capa con una ventaja importante

en la fabricación de arreglos matriciales respecto de los transductores llamados compuestos o “*composites*” y formados por bastones de cerámica piezoeléctrica en una matriz de epoxi. En estos tiene gran importancia la excitación parásita de los llamados modos laterales, relacionada con la emisión radial o lateral de cada bastón que llega al siguiente a través del epoxi cuando se lo excita en el modo espesor.

- Tanto el espesor para obtener una frecuencia de resonancia en modo espesor como la impedancia eléctrica del transductor dependen de las características del material piezoeléctrico que se utiliza en su construcción. En los transductores de película gruesa fabricados mediante serigrafía contamos además con el substrato para definir la frecuencia de resonancia usando una película piezoeléctrica más delgada para la misma frecuencia. Esta ventaja se refleja en la componente eléctrica de la impedancia, logrando que sea menor que en el caso de la cerámica sólida. Es evidente, por otra parte, la conveniencia de lograr un aumento en la constante dieléctrica del material, ya que esto aumenta la eficiencia tanto en la emisión como en la recepción del ultrasonido, sobre todo para elementos pequeños, en su interacción con los componentes electrónicos asociados a este proceso.

- Mirando al transductor emisor-receptor desde el punto de vista de la instrumentación necesaria para excitarlo y amplificar la recepción, una baja impedancia eléctrica, igual al generador normalizado a 50 ohm, es fundamental para que la señal obtenida sea máxima. En los arreglos lineales o matriciales el tamaño del PZT es pequeño y por lo tanto su impedancia eléctrica basada en su capacidad es grande y difícil de adaptar al generador. El transductor bicapa, en la frecuencia fundamental, tiene una impedancia casi tres veces menor que la de un elemento equivalente no poroso, con el mismo material base, y la misma frecuencia de resonancia. Esto se debe principalmente a su menor espesor, pero también colabora el tener una velocidad de propagación en la película más baja que en la cerámica sólida y por supuesto también al substrato de alúmina que participa sólo en la componente acústica de la resonancia. Esto obviamente facilita la adaptación

de impedancia con el generador eléctrico haciendo más eficiente su funcionamiento.

- El comportamiento del transductor de película gruesa en forma de disco no repite exactamente el modo pistón de los cerámicos sólidos, ya que la deformación en espesor en su borde es casi nula. Esto se observa tanto en el SAS como en las imágenes “*schlieren*” de las ondas generadas en los bordes, pero no afecta su rendimiento en la zona central. El ancho de banda del transductor es muy amplio, aún sin respaldo, lo que se observa tanto en el análisis de la señal eléctrica como lo registrado en forma óptica. Esta característica casi triplica el valor de una cerámica sólida y le otorga otra ventaja interesante en la mejora que se obtiene para la profundidad de campo en sistemas confocales o de varias frecuencias.

- Adicionalmente, la película tiene una impedancia acústica de aproximadamente la mitad que la de un cerámico sólido. Esto facilita la introducción directa de energía en un medio de baja impedancia acústica como el agua o el cuerpo humano y también en sentido inverso. Se obtiene así un aumento en la sensibilidad del transductor para utilizarlo en imágenes médicas. Esto sucede tanto al usar un respaldo atenuador para aumentar el ancho de banda u opcionalmente al dirigir la energía disponible a más de una frecuencia. En cambio en los transductores tradicionales para imágenes médicas es necesario establecer un compromiso entre la sensibilidad requerida y el ancho de banda dada la alta impedancia acústica del material cerámico utilizado.

- Una ventaja importante en relación a la tecnología es que posibilita realizar variaciones en la geometría del transductor con relativa facilidad. Esto vale tanto para transductores individuales como para arreglos matriciales en los que la conformación y ubicación de los elementos individuales suele ser muy problemática en la tecnología tradicional. Además de implementar diversas geometrías, esta tecnología habilita la realización de transductores pre-enfocados durante el mismo proceso de fabricación, ampliando las posibilidades geométricas de 2D a algunas valiosas posibilidades en 3D.

- En cuanto a los aspectos teóricos y experimentales que quedan por analizar e investigar podemos citar:
 - a) Profundizar en el estudio de modelos teóricos de poros para películas gruesas piezoeléctricas.
 - b) Aumentar la constante dieléctrica, lo que mejoraría el acoplamiento eléctrico tanto en la emisión como en la recepción.
 - c) Estudiar el acoplamiento mecánico a través del sustrato que no ha sido analizado en profundidad.
 - d) Implementar en esta tecnología de fabricación de transductores la colocación de capas de adaptación de impedancia acústica.
 - e) Adicionalmente se debe optimizar el diseño y realización del respaldo atenuador.
- Posibles líneas de trabajo que pueden apoyarse en el trabajo de esta Tesis:
 1. Desarrollo y estudio de arreglos bidimensionales con elementos dispuestos en estructuras periódicas diversas.
 2. Transductores no difractantes: tipo Fresnel y Bessel.
 3. Transductores de alta frecuencia, hasta 50 MHz, ya que la actual tecnología electrónica posibilita la instrumentación para este rango.
- Por último, cabe mencionar que el desarrollo de esta Tesis posibilitó implementar técnicas de caracterización de materiales piezoeléctricos y radiación de campos ultrasónicos, lo que permite generar nuevas líneas de trabajo dentro del Centro de Electrónica e Informática del INTI.

Apéndice A

Modelo de línea de transmisión

En este apéndice trataremos con un poco más de detalle el modelo de línea de transmisión de Redwood [Redwood, 1961] para sólidos isotrópicos que se menciona en el capítulo 2 de esta tesis. También se da un breve resumen de cómo se llega con el modelo a calcular la impedancia del transductor teniendo en sus extremos una carga acústica

A.1. Ecuaciones para una placa piezoeléctrica

El problema que trataremos es el de la excitación de ondas por fuentes distribuidas. Como en electromagnetismo este problema de una onda propagándose en un medio piezoeléctrico se trata convenientemente con un modelo eléctrico de línea de transmisión.

El material considerado es isótropo por lo que la dirección de propagación se toma en el eje z en forma arbitraria pero sin pérdida de generalidad [Auld, 1990]. Inicialmente no se tiene en cuenta el amortiguamiento acústico, que será introducido más adelante. Resumimos a continuación las ecuaciones del campo acústico (2.8) y (2.9)

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + X_i$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial T_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} + X_z$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{\partial T_3}{\partial z} + X_z$$

u_i : desplazamiento en la dirección i .

v_z : velocidad de partícula en dirección z

ρ : densidad

X_i : Fuerza en la dirección i

$i, j = x, y, z$

A partir de ellas podemos obtener la representación matricial de la primera ecuación para un medio isótropo de la siguiente forma [Ballato, 2001]:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} X_x \\ X_y \\ X_z \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

La segunda ecuación también la podemos expresar en este caso en forma matricial así:

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$c_{11} - c_{12} = 2c_{44}$$

Las derivadas $\frac{\partial}{\partial x}$ y $\frac{\partial}{\partial y}$ son cero en (A.1) y (A.2) porque los campos uniformes de una onda plana propagándose a lo largo de z son funciones solamente de z . Por la misma razón las fuerzas X_i en (A.1) se asumen como funciones de z solamente. Pueden obtenerse tres sistemas de ecuaciones independientes para T_5 , T_4 y T_3 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_5}{\partial z} &= \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} - X_x & \frac{\partial T_4}{\partial z} &= \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} - X_y & \frac{\partial T_3}{\partial z} &= \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} - X_z \\ c_{44} \frac{\partial v_x}{\partial z} &= \frac{\partial T_5}{\partial t} & c_{44} \frac{\partial v_y}{\partial z} &= \frac{\partial T_4}{\partial t} & c_{11} \frac{\partial v_z}{\partial z} &= \frac{\partial T_3}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Adicionalmente, hay tres ecuaciones individuales que especifican las tres componentes de tensión restantes:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = c_{12} \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad \frac{\partial T_2}{\partial t} = c_{12} \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad \frac{\partial T_6}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.4})$$

Estas ecuaciones son formalmente análogas a las ecuaciones de una línea de transmisión eléctrica con capacidad C e inductancia L

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial z} &= -L \frac{\partial I}{\partial t} + v_s \\ \frac{\partial I}{\partial z} &= -C \frac{\partial V}{\partial t}\end{aligned}\tag{A.5}$$

Entre ambos modelos puede identificarse la analogía

Stress negativo	$-T_j$	Voltaje	V
Velocidad de partícula	v_i	Corriente	I
Fuerza de volumen	X_i	Fuente de voltaje	v_s
Densidad	ρ	Inductancia	L
Inverso de la rigidez	$(c_{jj})^{-1}$	Capacidad	C

Esta equivalencia nos lleva a una representación de una onda acústica plana mediante el circuito equivalente de la Fig. A.1 (a), que corresponden a las ecuaciones acústicas escritas como

$$\begin{aligned}\frac{\partial(-T_j)}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + X_i \\ \frac{\partial v_i}{\partial z} &= -c_{jj}^{-1} \frac{\partial(-T_j)}{\partial t}\end{aligned}$$

Estas ecuaciones son similares en forma a las (A.5). Si queremos considerar un medio real, la disipación de la onda puede incluirse como un término con una derivada primera respecto del tiempo haciendo el reemplazo:

$$\begin{aligned}c_{jj} &\rightarrow c_{jj} + \eta_{jj} \frac{\partial}{\partial t} \\ \left(c_{jj} + \eta_{jj} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial v_i}{\partial z} &= -\frac{\partial(-T_j)}{\partial t} \\ \frac{\partial(-T_j)}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + X_i\end{aligned}\tag{A.6}$$

Estas ecuaciones se modelan eléctricamente introduciendo una conductancia $G \cdot \delta z$ en serie con el capacitor. El circuito equivalente que se utiliza se puede ver en la Fig. A.1 (b)

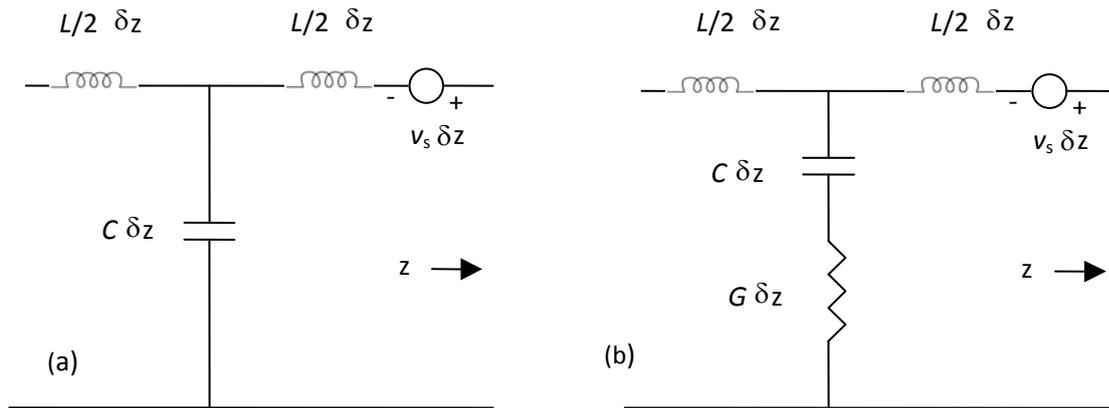


Figura A.1: Línea equivalente de transmisión: (a) sin disipación y (b) con disipación

Las ondas que se propagan en la línea de transmisión, en el caso de no tener fuente distribuida tienen la forma

$$V = A \cdot e^{i(\omega t \pm \kappa \cdot z)} \quad I = \pm \frac{A}{Z_o} \cdot e^{i(\omega t \pm \kappa \cdot z)}$$

$$\kappa = \omega \left(\frac{L \cdot C}{1 + i \cdot \omega \cdot \frac{C}{G}} \right)^{1/2}$$

Se define la impedancia característica de la línea como la relación entre el voltaje y la corriente

$$Z_o = \left(\frac{L}{C} \right)^{1/2} \left(1 + i \cdot \omega \cdot \frac{C}{G} \right)^{1/2}$$

Por analogía, las soluciones de la onda acústica viajera plana, para las Ec. (A.6), son entonces

$$-T_j = A e^{i(\omega t \mp k \cdot z)} \quad v_i = \pm \frac{A}{Z_a} e^{i(\omega t \mp k \cdot z)}$$

$$k = \omega \left(\frac{\frac{\rho}{c_{jj}}}{1 + \frac{i \cdot \omega \cdot \eta_{jj}}{c_{jj}}} \right)^{1/2}$$

Donde se define la impedancia acústica característica para un medio que puede tener pérdidas como:

$$Z_a = -\frac{T}{v}$$

$$Z_a = (\rho \cdot c_{jj})^{1/2} \left(1 + \frac{i \cdot \omega \cdot \eta_{jj}}{c_{jj}} \right)^{1/2}$$

A.2. La impedancia eléctrica

Cuando el transductor se somete a carga mecánica en sus caras, el modelo se extiende colocando las impedancias acústicas correspondientes. Designamos estas impedancias por Z_1 y Z_2 respectivamente y se determinan como

$$Z_1 = -\frac{F_1}{v_1} = \frac{A \cdot T \cdot (-l/2)}{v \cdot (-l/2)}$$

$$Z_2 = -\frac{F_2}{v_2} = \frac{-A \cdot T \cdot (l/2)}{v \cdot (l/2)}$$

Despejando de las ecuaciones para el modelo de Mason, puede obtenerse la impedancia eléctrica vista en los terminales 3. Este dato es muy útil ya que es uno de los parámetros más fáciles de medir en un transductor de ultrasonido. De la ecuación:

$$Z_3 = \frac{V_3}{I_3} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o} \left[1 + k^2 \frac{j(Z_1 + Z_2) A \cdot Z_o \cdot \sin(\beta \cdot l) - 2(A \cdot Z_o)^2 (1 - \cos(\beta \cdot l))}{\left[\left((A \cdot Z_o)^2 + Z_1 \cdot Z_2 \right) \cdot \sin(\beta \cdot l) - j \cdot (Z_1 + Z_2) A \cdot Z_o \cdot \cos(\beta \cdot l) \right] (\beta \cdot l)} \right]$$

$$k^2 = 1 - \frac{c^E}{c^D} = \frac{e^2}{c^E \cdot \varepsilon}$$

Para el caso de un transductor descargado, es decir sin carga en sus caras externas, la expresión se simplifica

$$Z_1 = 0 \quad Z_2 = 0$$

$$Z_3 = \frac{V_3}{I_3} = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o} \left[1 + k^2 \frac{\tan\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)}{\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)} \right] \quad (\text{A.7})$$

Esta ecuación muestra que el circuito equivalente anterior puede ser representado por la capacidad anclada (*clamped capacity*) del transductor, en serie con la impedancia equivalente del movimiento Z_{eq} . Esta última impedancia es la contribución acústica a la impedancia eléctrica, definida por

$$Z_{eq} = -\frac{k^2}{j \cdot \omega \cdot C_o} \frac{\tan\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)}{\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)} \quad (\text{A.8})$$

El transductor se presenta como una inductancia en paralelo con una capacidad. En frecuencias donde el largo del transductor es un número impar de medias longitudes de onda la impedancia es infinita, $\beta \cdot l = (2n+1)\pi$. La frecuencia de resonancia correspondiente ω_{on} está dada por

$$\omega_{on} = \frac{\pi(2n+1)V_L}{l} \quad V_L = \sqrt{\frac{c^D}{\rho}} \quad (\text{A.9})$$

Por simplicidad llamaremos ω_o a la frecuencia de resonancia paralelo de menor orden, con $n = 0$. También existen resonancias cuando el largo del transductor es un número par de media longitud de onda, pero el campo eléctrico asociado con esos modos tiene simetría impar respecto al centro del resonador, no hay potencial eléctrico neto aplicado en estas resonancias por lo que no son excitables eléctricamente, no hay acoplamiento eléctrico en los modos pares. La frecuencia del modo fundamental se determina por

$$f_o = \frac{V_L}{2 \cdot l}$$

El transductor exhibe una impedancia eléctrica cero a la frecuencia ω_1 cercana a $n = 0$ de la resonancia paralelo. En el entorno de esta frecuencia ω_1 el transductor se comporta como un condensador en serie con una inductancia, y de esta forma se dice que tiene una resonancia serie. A esta frecuencia ω_1 , la impedancia del transductor Z_3 es cero y entonces:

$$\frac{1}{k^2} = \frac{\tan\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)}{\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)}$$

Con las siguientes sustituciones puede determinarse k midiendo ω_1 y ω_o :

$$\beta = \frac{\omega}{V_L} \quad \omega_o = \frac{\pi \cdot V_L}{l}$$

$$\frac{1}{k^2} = \frac{\tan\left(\frac{\omega_1 \cdot l}{2V_L}\right)}{\left(\frac{\omega_1 \cdot l}{2V_L}\right)} \quad \text{ó} \quad \frac{1}{k^2} = \frac{\tan\left(\frac{\pi\omega_1}{2\omega_o}\right)}{\left(\frac{\pi\omega_1}{2\omega_o}\right)} \quad (\text{A.10})$$

Obtendremos ahora el circuito eléctrico equivalente para el transductor en la cercanía de la frecuencia de resonancia. Para ello se desarrolla primero la expresión de la tangente en los puntos donde diverge, esto es

$$\begin{aligned} \tan(\alpha) &\rightarrow \infty \quad \text{si} \quad \alpha \rightarrow n \cdot \pi + \frac{\pi}{2} \\ \tan(\alpha) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 \cdot \alpha}{\left(n \cdot \pi + \frac{\pi}{2}\right)^2 - \alpha^2} \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Aplicando este desarrollo al cálculo de la impedancia acústica

$$\begin{aligned} Z_{eq} &= -\frac{k^2}{j \cdot \omega \cdot C_o} \frac{\tan\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)}{\left(\beta \cdot \frac{l}{2}\right)} \\ Z_{eq} &= -\frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{eff}^2}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{on}^2}} \\ \omega_{on} &= \frac{\pi(2n+1) \cdot V}{l} = \omega_o(2n+1) \end{aligned}$$

Donde se ha definido el coeficiente de acoplamiento efectivo para cada modo k_{eff} . Es conveniente notar que este coeficiente decrece con el orden del modo:

$$k_{eff}^2 = \frac{8k^2}{\left(n\pi + \frac{\pi}{2}\right)^2} \quad (\text{A.12})$$

Sustituyendo ahora en la expresión de la impedancia eléctrica del transductor

$$Z_3 = \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o} \left[1 - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{eff}^2}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{on}^2}} \right] \quad (A.13)$$

$$Z_3 = \frac{1 - k_T^2}{j \cdot \omega \cdot C_o} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{j \cdot \omega \cdot k_{eff}^2}{(\omega_{on}^2 - \omega^2) \cdot C_o}$$

Aquí puede verse que la impedancia equivalente del circuito está formada por un condensador en serie con n circuitos tanque LC , cada uno de los cuales representa un armónico

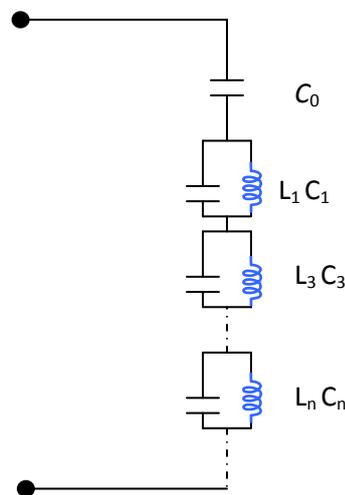


Figura A.2: Circuito equivalente para n armónicos

La expresión anterior (A.13) incluye todos los modos de resonancia y puede aproximarse para el primer modo como

$$Z_3 = \frac{1 - k^2}{j \cdot \omega \cdot C_o} + \frac{j \cdot \omega \cdot k^2}{(\omega_o^2 - \omega^2) \pi^2 C_o} \quad (A.14)$$

En esta expresión pueden identificarse dos frecuencias características, ω_o que es la frecuencia a la que la impedancia se hace infinita y ω_1 que es la frecuencia a la que la impedancia se hace cero. A partir del cociente entre estas frecuencias puede estimarse el factor de acoplamiento

$$Z_3(\omega_1) = 0 \rightarrow \frac{1-k^2}{j \cdot \omega_1 \cdot C_o} = - \frac{j \cdot 8 \cdot \omega_1 \cdot k^2}{(\omega_o^2 - \omega_1^2) \cdot \pi^2 \cdot C_o}$$

$$(1-k^2) \cdot (\omega_o^2 - \omega_1^2) = \frac{8 \cdot \omega_1^2 \cdot k^2}{\pi^2}$$

$$\frac{\omega_o^2}{\omega_1^2} = 1 + \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{k^2}{(1-k^2)}$$

Como k^2 es del orden de 0,5 puede aproximarse sin cometer un gran error respecto a la expresión exacta (A.10), mediante un desarrollo en serie [Kino, 1987]:

$$\frac{\omega_1}{\omega_o} \approx \left(1 - \frac{8 \cdot k^2}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.15})$$

El comportamiento de la impedancia en torno a la frecuencia fundamental puede ser representado por un circuito equivalente de la forma

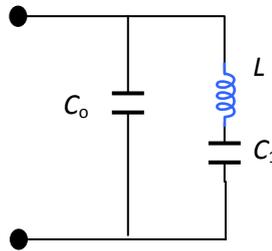


Figura A.3: Circuito equivalente en el modo espesor

De la impedancia de este circuito calculamos los valores de L , C_o y C_1 .

$$Z_3 = \frac{\left(\frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o}\right) \left(j \cdot \omega \cdot L + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_1}\right)}{\left(\frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o}\right) + \left(j \cdot \omega \cdot L + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_1}\right)} \quad (\text{A.16})$$

$$Z_3 = \frac{1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_1}{j \cdot \omega \cdot C_1 + (1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_1) j \cdot \omega \cdot C_o}$$

$$Z_3(\omega_1) = 0 \rightarrow L = \frac{1}{\omega_1^2 \cdot C_1}$$

Debe cumplirse que en ω_o la impedancia sea infinita, en este caso

$$\begin{aligned}
 j \cdot \omega_o \cdot C_1 + (1 - \omega_o^2 \cdot L \cdot C_1) j \cdot \omega_o \cdot C_o &= 0 \\
 C_1 + \left(1 - \frac{\omega_o^2}{\omega_1^2}\right) C_o &= 0 & \left(\frac{\omega_1}{\omega_o}\right)^2 &= 1 - \frac{8 \cdot k^2}{\pi^2} \\
 \frac{C_o}{C_1} &= \frac{\pi^2}{8 \cdot k^2} - 1
 \end{aligned} \tag{A.17}$$

Elegimos C_o como la capacidad entre los electrodos sin acoplamiento piezoeléctrico, esto es cuando $k=0$ la impedancia vista es C_o . El modelo se completa considerando la carga del medio en los terminales mecánicos. Se toma el valor de $\beta \cdot l$ en modo fundamental por lo que

$$\sin(\beta \cdot l) = 0 \quad \cos(\beta \cdot l) = -1$$

$$Z_3 = \frac{V_3}{I_3} = \frac{1}{j \cdot \omega_o \cdot C_o} \left[1 + k^2 \frac{-4(A \cdot Z_o)^2}{[j(Z_1 + Z_2)A \cdot Z_o](\beta \cdot l)} \right] = \frac{1}{j \cdot \omega_o \cdot C_o} + k^2 \frac{4(A \cdot Z_o)}{(Z_1 + Z_2)\pi \omega_o C_o}$$

Aquí el segundo término es una resistencia, representa la disipación de potencia hacia los terminales mecánicos. A partir del modelo calculamos incluyendo esa resistencia

$$\begin{aligned}
 Z_3 &= \frac{\left(\frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o}\right) \left(j \cdot \omega \cdot L + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_1} + R\right)}{\left(\frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_o}\right) + \left(j \cdot \omega \cdot L + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot C_1} + R\right)} \\
 Z_3 &= \frac{1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_1 + j \cdot \omega \cdot C_1 \cdot R}{j \cdot \omega \cdot C_1 + (1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_1 + j \cdot \omega \cdot C_1 \cdot R) j \cdot \omega \cdot C_o}
 \end{aligned}$$

$$\omega = \omega_o \rightarrow j \cdot \omega_o \cdot C_1 + (1 - \omega_o^2 \cdot L \cdot C_1) j \cdot \omega_o \cdot C_o = 0$$

$$Z_3 = \frac{j \cdot \omega_o \cdot C_1 \cdot R - \frac{C_1}{C_o}}{-\omega_o^2 \cdot C_1 \cdot C_o \cdot R} = \frac{1}{j \cdot \omega_o \cdot C_o} + \frac{1}{\omega_o^2 \cdot C_o^2 \cdot R}$$

Comparando con la expresión obtenida

$$\frac{1}{\omega_o^2 \cdot C_o^2 \cdot R} = k^2 \frac{4(A \cdot Z_o)}{(Z_1 + Z_2)\pi \cdot \omega_o \cdot C_o} \quad (\text{A.18})$$

$$R = \frac{(Z_1 + Z_2)\pi}{4(A \cdot Z_o)\omega_o \cdot C_o \cdot k^2}$$

El circuito equivalente para un resonador cargado con impedancias Z_1 y Z_2 en cada extremo puede verse en la Fig. A.4.

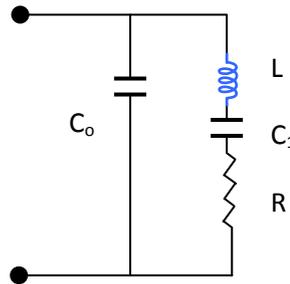


Figura A.4: Circuito equivalente en el modo espesor con carga

En resumen, este es un modelo eléctrico simple que permite estudiar el comportamiento del transductor en un entorno de la frecuencia fundamental de resonancia. Obtuvimos el comportamiento visto desde los terminales eléctricos, por lo que podemos calcular la constante de acoplamiento a partir de la curva de impedancia y también podemos estudiar la adaptación del transductor a un circuito eléctrico, considerando inclusive el efecto de la carga mecánica. Además podemos calcular cuanta potencia se entrega a la carga mecánica suponiendo que toda la energía disipada se entrega como trabajo mecánico en la superficie del transductor.

Por otro lado, en el modelo no hay nada que permita estudiar vibraciones locales en la superficie del transductor, todo lo que tenemos es un comportamiento global como un pistón de movimiento homogéneo. Aún así es el modelo más usado para el estudio de transductores piezoeléctricos.

Apéndice B

Modelado de transductores piezoeléctricos multicapa

B.1. Introducción

Inicialmente, usando el modelo anterior, el equivalente para película gruesa es como se muestra en la Fig. B.1:

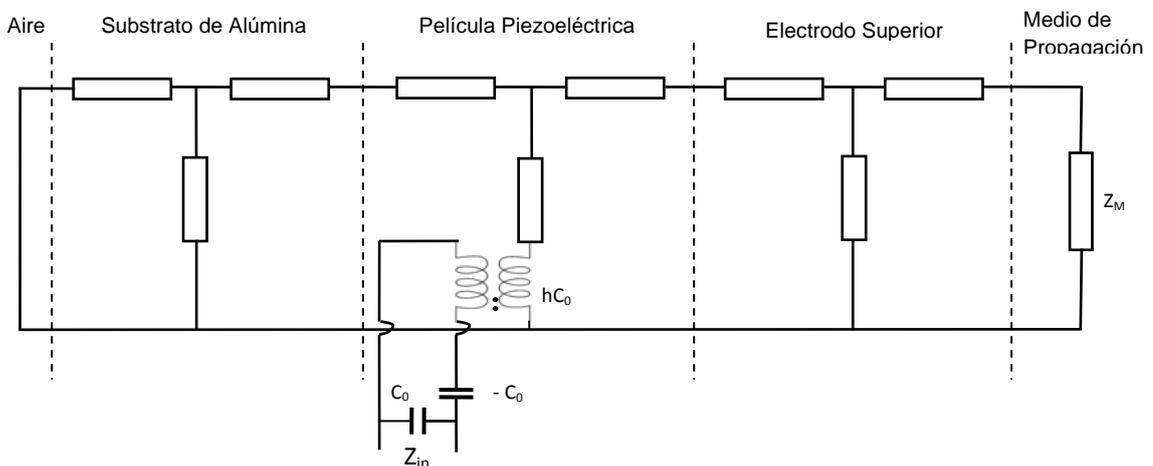


Figura B.1: Circuito equivalente del transductor de película gruesa

Si consideramos la operación del transductor para excitar una onda en un medio acústico, es conveniente mantener la excitación eléctrica en el centro del material piezoeléctrico siendo capaz de propagar ondas hacia delante y hacia atrás como en el modelo de Redwood [Redwood, 1961] de la Fig. 2.7. Podemos derivar un modelo más convencional con una fuente eléctrica en el centro de la

línea de transmisión, considerando luego el equivalente eléctrico de las capas adheridas al piezoeléctrico como cuadripolos [Sherrit y otros, 1999].

Para poder utilizar bloques de cuadripolos conectados en serie, usamos la matriz ABCD que nos permite llegar a la equivalente del modelo completo con sólo multiplicar las matrices de los cuadripolos individuales. Las ecuaciones de un cuadripolo con parámetros ABCD [Leedom y otros, 1971]:

$$\begin{aligned} v_1 &= A \cdot v_2 - B \cdot i_2 \\ i_1 &= C \cdot v_2 - D \cdot i_2 \end{aligned}$$

$$A = \left. \frac{v_1}{v_2} \right|_{i_2=0} \quad B = - \left. \frac{v_1}{i_2} \right|_{v_2=0} \quad C = \left. \frac{i_1}{v_2} \right|_{i_2=0} \quad D = - \left. \frac{i_1}{i_2} \right|_{v_2=0} \quad \text{Siendo } i \text{ corriente y } v \text{ tensión.}$$

En relación con los parámetros de la matriz de impedancias:

$$A = \frac{Z_{11}}{Z_{21}} \quad B = \frac{Z_{22}Z_{11} - Z_{12}Z_{21}}{Z_{21}} \quad C = \frac{1}{Z_{21}} \quad D = \frac{Z_{22}}{Z_{21}}$$

B.2. Material no piezoeléctrico

Como ya hemos visto en § 2.5.5 tenemos las ecuaciones [Kino, 1987]:

$$\begin{aligned} F_1 &= v_1 Z_1 + (v_1 + v_2) Z_3 \\ F_2 &= v_2 Z_2 + (v_1 + v_2) Z_3 \end{aligned}$$

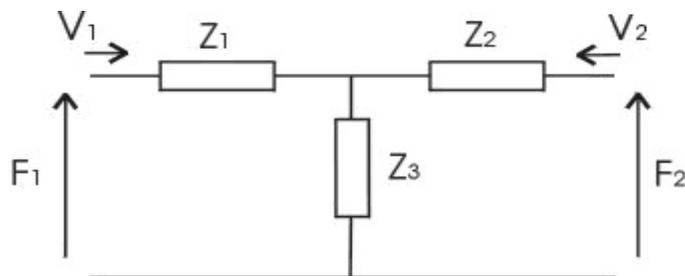


Figura B.2: Modelo equivalente del material

En las ecuaciones anteriores v es la velocidad de la partícula, F la fuerza aplicada y A , el área. En consecuencia si seguimos los lineamientos del párrafo § 2.5.5 obtenemos el siguiente resultado:

$$T = c^D \cdot S \quad \bar{Z}_o = (c^D \rho_o)^{1/2} \quad Z_C = \bar{Z}_o \cdot A \quad \beta = \omega \left(\frac{c^D}{\rho_o} \right)^{-1/2}$$

$$F_1 = -A \cdot T \left(\frac{-l}{2} \right) = -jv_2 Z_C \operatorname{cosec}(\beta l) - jv_1 Z_C \operatorname{cotg}(\beta l)$$

$$F_2 = -A \cdot T \left(\frac{l}{2} \right) = -jv_2 Z_C \operatorname{cotg}(\beta l) - jv_1 Z_C \operatorname{cosec}(\beta l)$$

Por lo tanto la matriz ABCD se arma así:

$$\begin{pmatrix} \cos(\beta l) & jZ_C \operatorname{sen}(\beta l) \\ \frac{j}{Z_C} \operatorname{sen}(\beta l) & \cos(\beta l) \end{pmatrix}$$

B.3. Modelo para transductor piezoeléctrico

Aquí utilizamos el modelo KLM [Krimholtz y otros, 1970] donde después de algunas modificaciones en el módulo (o cuadripolo) del PZT, el transformador cambia la relación entre primario y secundario a $1:\phi$ y las capacidades C_o y $-C_o$ por una equivalente C_o más una impedancia jX_1 , en una situación más fácil de implementar en el cálculo. La ventaja de este modelo es el uso de un punto de acoplamiento central entre las cantidades eléctricas y acústicas a costa de tener que usar una reactancia en serie y una relación de transformación que son variables con la frecuencia. Los valores de X_1 y ϕ son los siguientes de acuerdo con la Fig. B.3:

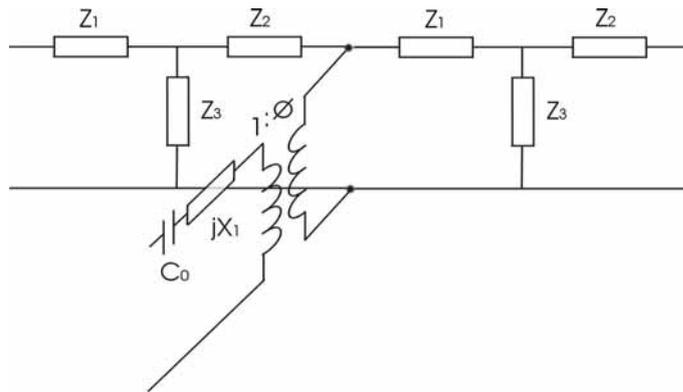


Figura B.3: Modelo equivalente del material PZT

$$X_1 = \frac{h^2}{\omega^2 \cdot Z_c} \text{sen}(\beta \cdot l)$$

Cálculo de las matrices ABCD

$$ABCD_1 = \begin{pmatrix} 1 & jX_1 + \frac{1}{j\omega C_0} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

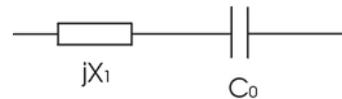


Figura B.4: Impedancia de entrada

$$A = \phi \quad B = 0 \quad C = 0 \quad D = \frac{1}{\phi}$$

$$ABCD_2 = \begin{pmatrix} \phi & 0 \\ 0 & \frac{1}{\phi} \end{pmatrix}$$

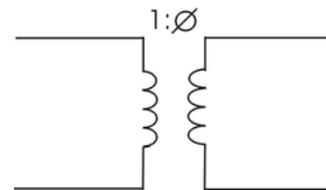


Figura B.5: Transformador

Los cuadripolos de impedancias en forma de T del modelo del transductor piezoeléctrico se calculan igual que en materiales no piezoeléctricos, salvo que el espesor de cada lado del transformador se toma como la mitad del espesor total del piezoeléctrico.

Por otro lado, no se puede usar el método de multiplicación de las matrices ABCD si tengo un nodo con tres terminales. En este caso lo que se hace es

reducir lo que ve el transformador hacia alguno de los dos lados a una impedancia equivalente entre esos terminales.

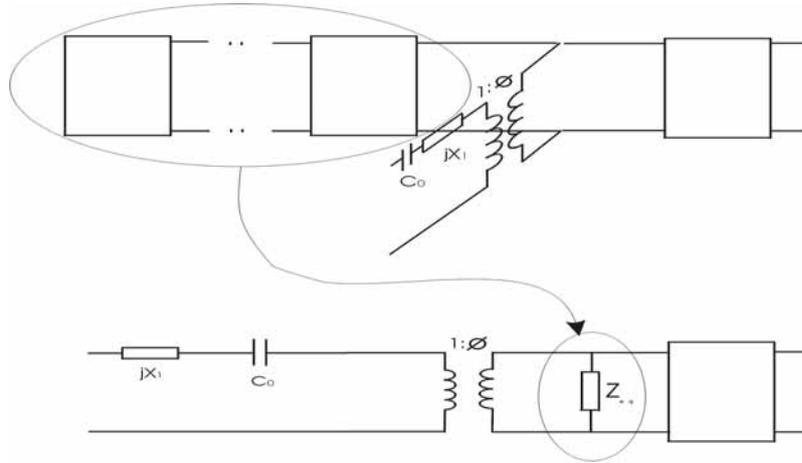


Figura B.6: Reducción de cuatripolos de un lado

Para calcular la Z_{eq} necesito la impedancia que se ve desde el transformador hacia la izquierda. Si conozco la matriz ABCD de los cuatripolos de la izquierda, entonces puedo calcular esa impedancia de la siguiente manera:

$$Z_{eq} = \frac{Z_L A + B}{Z_L C + D}$$

Siendo Z_L la impedancia del medio hacia la izquierda del transductor.

$$\begin{aligned} A &= 1 \\ B &= 0 \\ C &= \frac{1}{Z} \\ D &= 1 \end{aligned}$$

$$ABCD_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z & 1 \end{pmatrix}$$

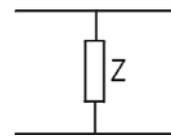


Figura B.7: Impedancia equivalente

Finalmente para obtener la matriz $ABCD_{eq}$ multiplico todas las matrices obtenidas desde la entrada hacia la salida. Y luego para calcular la impedancia de entrada:

$$Z_{in} = \frac{Z_L A_{eq} + B_{eq}}{Z_L C_{eq} + D_{eq}}$$

Siendo Z_L la impedancia del medio donde quiero propagar la onda.

B.4. Funciones de transferencia en emisión y recepción

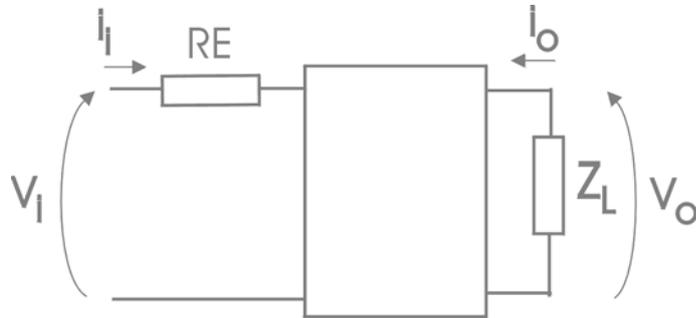


Figura B.8: *Transferencia en emisión*

$$T_{emision} = \frac{Z_L}{A_{eq} Z_L + B_{eq} + RE(C_{eq} Z_L + D_{eq})}$$

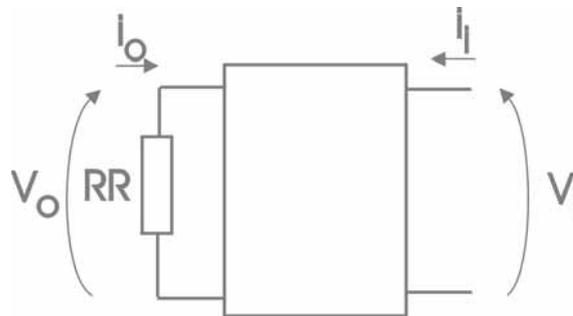


Figura B.9: *Transferencia en recepción*

$$T_{repcion} = \frac{(A_{eq} D_{eq} - B_{eq} C_{eq}) RR}{D_{eq} \cdot RR + B_{eq}} \quad AD - BC = 1$$

Este modelo multicapa se implementó en “matlab” [Montero Espinosa, 2002], con las modificaciones necesarias para que represente correctamente las características del transductor de película gruesa. Una versión del mismo se encuentra en el Apéndice C.

Apéndice C

Programa de cálculo en Matlab

El siguiente programa de cálculo ha sido implementado en matlab basado en el modelo desarrollado en los apéndices A y B, y en la referencia [Montero Espinosa, 2002].

```
%CAPAS es el número de secciones que calculo.
%-----
%DATOS DEL PZT
%-----
Qe=10; %Qe inverso de tangente de pérdidas eléctricas
Qm=input('Qm= '); %Q mecánico. Dato de entrada
AREA=1.256e-5; %4mm diámetro %Está en m²
E33s=400*8.85e-12*(1-j/Qe); %Cte. dieléctrica y pérdidas con
frecuencia
kt=input('kt='); %acoplamiento mecánico(variable)
kt=kt*sqrt((1-j/Qe)/(1+j/Qm)); %acoplamiento con la frecuencia
DENSIDAD=6200; %del PZT
VtD=2550*sqrt(1+(1/Qm)*j); %velocidad de propagación
h33=kt*sqrt(VtD^2*DENSIDAD/E33s);
ESPESOR=0.16e-3; % del PZT
C0=E33s*AREA/ESPESOR; %Capacidad
Z0=DENSIDAD*AREA*VtD; %Impedancia acústica
%-----
%DATOS DEL BACKING (Los RO son densidades. B=Backing)
%-----
ROB=40; %Backing (aire)
VELB=300; %velocidad propagación en Backing
ZB=ROB*VELB*AREA; %impedancia acústica
%-----
%DATOS DEL MEDIO DE PROPAGACIÓN
%-----
QL=10000; %QL: pérdidas en medio de emisión
```

```

VL0=300*sqrt(1+(1/QL)*j);           %veloc. propagación medio de emisión
DENM=10;                             %densidad del medio donde se emite
ZL0=DENM*VL0;                         %impedancia acústica específica
ZL=ZL0*AREA;
%-----
%DATOS DE LAS CAPAS QUE SE AGREGAN (1,2,3) AL PZT
%-----
% los RO son densidades, Ci capas (ROi)
ROC1=3800; %alúmina
ROC2=19700; %oro
ROC3=1100; %polímero
ROC4=2329; %Silicio
Q1=10000; %pérdidas mecánicas
Q2=10000;
Q3=10000;
VELC1=10000*sqrt(1+(1/Q1)*j);         %vel. prop. medio 1 (alúmina)
VELC2=3240*sqrt(1+(1/Q2)*j);         %vel. propagación medio 2 (oro)
VELC3=2700*sqrt(1+(1/Q2)*j);         %veloc. prop. capa de polímero
ESPESORC1=0.635e-3;                   %de la capa de Alúmina
ESPESORC2=5e-6;                       %del electrodo de oro
ESPESORC3=0.1E-3;                     %de capa polímero
ES1=ESPESORC1;
ES2=ESPESORC2;
ES3=ESPESORC3;

%-----
%DATOS PARA ACOPLAMIENTO ELÉCTRICO EN EMISIÓN Y RECEPCIÓN
%-----
RE=0.01;                               %RE resistencia del generador pulser
RR=1e6;                                 %RR resistencia electrónica de recepción
LA=1e6;                                 %Inductancia matching del transductor.
%-----
% INICIO EL BUCLE DE CÁLCULO
%-----
FINI=2e6;                               %frecuencia inicial
FFIN=10e6;                              %frecuencia final
INCF=(FFIN-FINI)/800;                   %este incremento calcula No. puntos.
F=FINI-INCF;

NF=801;                                 %número de frecuencias calculadas
FTE=zeros(1,NF);                       %Preallocating variable
FTR=zeros(1,NF);                       %Preallocating variable
FTER=zeros(1,NF);                      %Preallocating variable
Z=zeros(1,NF);                         %Preallocating variable
Y=zeros(1,NF);                         %Preallocating variable
f=zeros(1,NF);                         %Preallocating variable

for I=1:NF;                             % I es parámetro para la frecuencia.
F=F+INCF;
OM=2*pi*F;

%datos de las capas-----
ZC1=VELC1*AREA*ROC1;                   %alúmina
ZC2=VELC2*AREA*ROC2;                   %oro

```



```

%-----
%Cálculo de módulo, fase, etc. para graficar
MODY=abs(Y);
FASY=angle(Y);
MODZ=abs(Z);
FASZ=angle(Z);
Rin=real(Z);
Xin=imag(Z);
Gin=real(Y);
Bin=imag(Y);

% ri son las respuestas impulsivas. DOMINIO DEL TIEMPO
rie=real(iff(FTE));
rir=real(iff(FTR));
ri=real(iff(FTER));
riceros=[0 0 0 0 0 0 ri];
%-----
%Para graficar los resultados
figure
i=1:Nf;
plot(i,rie)
axis([1,100,-1.5e-4,1.5e-4])
grid on

%logF=20*log(abs(FTER));
figure
subplot(2,1,1),plot(f,MODZ);
title('Impedancia')
grid on
zoom on
subplot(2,1,2),plot(f,FASZ);
title('Fase')
grid
zoom
%plot(f,MODZ,f,mb1);
%subplot(322);
%plot(f,Xin);
%subplot(323);
%figure (2)
%plot(f,Gin);
%subplot(324);
%plot(f,Bin);
%subplot(325);
%figure (3)
%plot(f,abs(FTR));
%subplot(326);
%figure (4)
%plot(f,angle(FTR));

```

APÉNDICE D

Difracción de la luz por ondas sonoras

D.1. Acoplamiento acusto-óptico

La relación entre la condensación de un medio elástico y las variaciones del índice de refracción óptico es la que nos permite vincular los fenómenos ópticos con los acústicos. Si consideramos un medio fluido, esto es líquido o gas, en el que sólo se propagan ondas de compresión obtendremos una única velocidad de propagación para el medio.

La condensación s es una propiedad local de los medios elásticos que mide las variaciones de densidad relativas a la densidad del medio en equilibrio.

$$s = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \quad (\text{D.1})$$

Este resultado puede expresarse también en función del número de moléculas por unidad de volumen N , suponiendo todas las moléculas de igual masa y llamado N_0 a la densidad de moléculas en equilibrio (ausencia de campo acústico)

$$s = \frac{(N - N_0)}{N_0} = \frac{\Delta N}{N_0} \quad (\text{D.2})$$

Para campos acústicos de pequeña amplitud se cumplen las siguientes aproximaciones lineales

$$p = B \cdot s \quad \nabla \cdot \vec{v} + \frac{\partial s}{\partial t} = 0 \quad \nabla p + \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0 \quad (\text{D.3})$$

Aquí p es la presión acústica definida como la diferencia entre la presión media y la presión instantánea, \vec{v} es la velocidad de partícula de un punto del medio y B es el modulo de rigidez adiabático. La primera ecuación es la ecuación constitutiva, la segunda representa la ecuación de continuidad y la tercera es la ley de Newton para un punto del medio. A partir de ellas se deduce que la condensación cumple la ecuación de ondas

$$\nabla^2 s = \frac{1}{V_c^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (\text{D.4})$$

La velocidad $V_c = \sqrt{\frac{B}{\rho}}$ es la velocidad de las ondas acústicas en el medio.

Teniendo en cuenta volúmenes apropiados para considerar el que corresponde a un diferencial dN con la suficiente cantidad de moléculas como para que sea continuo, las derivadas de s son iguales a las derivadas de N , por lo que puede escribirse

$$\nabla^2 N = \frac{1}{V_c^2} \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} \quad (\text{D.5})$$

De esta forma vemos que al propagarse una onda acústica en un fluido el número de moléculas por unidad de volumen es modulado por los frentes de onda acústicos. Ahora a partir de un modelo simple se puede mostrar la dependencia entre el índice de refracción y la densidad de moléculas en el caso de un fluido.

Utilizando los resultados de la teoría electromagnética para el cálculo de la velocidad de la luz en un medio, el índice de refracción se define como

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{\mu_0 \epsilon_0}} \cong \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} \quad (\text{D.6})$$

Aquí c_0 es la velocidad de la luz en el vacío y c lo es en cierto medio material, mientras que μ es la permeabilidad magnética del medio y ϵ es su permitividad eléctrica. Supondremos el medio en que se generan las ondas no es magnético por lo que la permeabilidad magnética es esencialmente constante lo que justifica la última igualdad.

La permitividad eléctrica de un medio determina la polarizabilidad de las moléculas del mismo cuando se aplica un campo eléctrico. Sea P la polarización eléctrica (número de dipolos por unidad de volumen). En electromagnetismo se utiliza una relación constitutiva de los medios dieléctricos que establece una dependencia lineal entre la polarización y el campo eléctrico aplicado (cuando éste no es muy grande). Esta relación es

$$P = \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) \epsilon_0 E = (n^2 - 1) \epsilon_0 E \quad (\text{D.7})$$

Si N es el número de moléculas por unidad de volumen en el medio, y estas presentan momento dipolar medio $\langle p \rangle$, entonces la polarización será

$$P = \frac{1}{\Delta V} \sum_1^N p_i = N \langle p \rangle \quad (\text{D.8})$$

Por otra parte, el momento dipolar de una molécula que tiene sus centros de cargas positivas (q) y negativas ($-q$) separados una distancia x , es $p = qx$. Substituyendo tenemos para la densidad de polarización

$$P = Nq \langle x \rangle \quad (\text{D.9})$$

Razonablemente la distancia media entre los centros de cargas + y - de la molécula no varía con una onda acústica de baja intensidad (esto es más notorio en los gases que en los líquidos), por lo que esta dependencia de la distancia media con el número de moléculas puede plantearse como un desarrollo en torno a la situación de equilibrio

$$x(N) = x(N_0) + \frac{\partial x}{\partial N} (N - N_0) + \dots \quad (\text{D.10})$$

En la anterior solo mantenemos el término de orden cero. De esta forma suponemos que la polarización P se ve afectada por la onda acústica en forma lineal. Si ahora se aplica un campo eléctrico externo, la separación entre cargas varía con dicho campo. Adoptemos, como es usual en primera aproximación, un modelo de molécula “elástica” lineal con constante elástica k_e . Entonces, bajo la acción de una fuerza elástica F_e la separación x obedece a la ley lineal $F_e = -kx$. Interpretando la molécula o el átomo como un oscilador sin amortiguación, la fuerza $F = qE$ que el campo eléctrico vibratorio de la luz con frecuencia ω le aplica (en este caso la frecuencia del laser), conduce a la ecuación del oscilador armónico

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -k_e x + qE \quad (\text{D.11})$$

En la ecuación anterior m es la masa de los electrones y q su carga. Como el campo es de la forma $E = E_0 \cos(\omega t)$, sustituimos en esta ecuación una solución estacionaria de la forma $x = x_0 \cos(\omega t)$ y obtenemos la relación

$$(k_e - m\omega^2)x_0 \cos(\omega t) = qE_0 \cos(\omega t) \quad (\text{D.12})$$

Esta ecuación podemos volverla a escribir como:

$$x = \frac{q}{k_e - m\omega^2} E = f(\omega) qE \quad (\text{D.13})$$

Aquí hemos definido un factor que sólo depende de la frecuencia $f(\omega) = \frac{1}{k_e - m\omega^2}$. Sustituyendo en (D.9)

$$P = f(\omega) q^2 N E \quad (\text{D.14})$$

Reemplazando la ecuación anterior en (D.7) obtenemos

$$(n^2 - 1)\epsilon_0 = f(\omega) q^2 N \quad (\text{D.15})$$

De esta última resulta la dependencia del índice de refracción con el número de moléculas por unidad de volumen para un fluido excitado por un haz de luz monocromática de frecuencia ω

$$n = \sqrt{1 + \frac{f(\omega)q^2}{\epsilon_0} N} \quad (\text{D.16})$$

Desarrollando este resultado en torno a la situación de equilibrio:

$$\sqrt{1 + \frac{f(\omega)q^2}{\epsilon_0} N_0} + \frac{1}{2} \frac{f(\omega)q^2}{\epsilon_0 \sqrt{1 + \frac{f(\omega)q^2}{\epsilon_0} N_0}} (N - N_0) + \dots \quad (\text{D.17})$$

$$n(N) = n_0 + \frac{1}{2} \frac{f(\omega)q^2}{\epsilon_0 \cdot n_0} \Delta N$$

Se obtiene de esta manera la dependencia del índice de refracción con la variación de la densidad local de moléculas que, como ya se mencionó, se propaga como una onda acústica en un fluido. También podemos expresarlo en función de las variaciones de la densidad de masa:

$$\Delta n(\rho) = \frac{1}{2} \frac{f(\omega)q^2 N_0}{\epsilon_0 \cdot n_0} \Delta \rho \quad (\text{D.18})$$

D.2. Método “schlieren” para medir variaciones de fase.

Generalmente el sistema de registro de una onda luminosa es sensible sólo a la intensidad de la luz. Para registrar la modulación de fase es necesario apelar a sistemas interferométricos que requieren por lo menos dos haces para que sea posible retener la información de fase. El método “*schlieren*” permite extraer la modulación de fase ϕ de una onda luminosa de forma sencilla desde

el punto de vista constructivo y de gran utilidad en la aplicación que nos interesa de visualizar ondas de ultrasonido [Klein & Cook, 1967].

En una onda luminosa plana que se propaga en la dirección z , la amplitud del campo eléctrico puede expresarse como la parte real de

$$E(z, t) = E_0 \exp(ikz - i\omega t) \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{D.19})$$

La situación que queremos analizar es la detección de la variación de fase debida a un índice de refracción dependiente de la posición $n = n(x, y, z)$, producido a su vez por una onda viajera de número de onda K y pulsación Ω que viaja en la dirección x . Esto introduce un retardo de fase dependiente de la posición y el tiempo $\phi(x, y, t)$ en el campo óptico que se puede describir en todos los puntos x, y de un plano perpendicular a z como

$$E(x, y, z = z_0) = E_0 \exp[i\phi(x, y, t) + ikz_0] \quad (\text{D.20})$$

La intensidad de este campo es proporcional a la amplitud al cuadrado

$$I \propto \langle E(x, y, z_0, t) \cdot E^*(x, y, z_0, t) \rangle = |E(x, y, z)|^2 = E_0^2 \quad (\text{D.21})$$

Vemos que en (D.21) se pierde la información de fase $\phi(x, y, t)$ que deseamos que deseamos conservar para observar fenómenos relacionados con ella. Supongamos que la modulación de fase ϕ es armónicamente periódica, de período espacial Λ en la dirección x (para modulaciones no periódicas puede utilizarse una transformada de Fourier con suma de infinitos armónicos), de forma que tenemos

$$\phi(x, y, t) = a(y) \cdot \sin(Kx - \Omega t) \quad K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (\text{D.22})$$

El campo óptico incidente en el medio material tomando $z_0 = 0$ resulta entonces

$$E(x, y, t) = E_0 \exp[i a(y) \sin(Kx - \Omega t)] \quad (\text{D.23})$$

La función $f(\phi) = \exp(ib \sin \phi)$, donde b es constante, es periódica de período 2π . Se puede entonces expandir usando funciones de Bessel, obteniéndose el resultado

$$e^{ib \sin \phi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(b) \cdot \exp(in \phi) \quad (\text{D.24})$$

Las funciones J_n son las funciones de Bessel de primera especie de orden n .

$$E(x, y, t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n[a(y)] \cdot \exp\{in(Kx - \Omega t)\} \quad (\text{D.25})$$

Esta expresión se interpreta como la descomposición en ondas planas del campo óptico E , de forma que cada término de la sumatoria representa una componente de onda plana. Obsérvese que cada componente E_n del campo óptico tiene un vector de propagación $\mathbf{k}_n = \mathbf{e}_x n K + \mathbf{e}_z k$ en el plano (x, z) , siendo $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z$ los versores sobre los ejes respectivos.

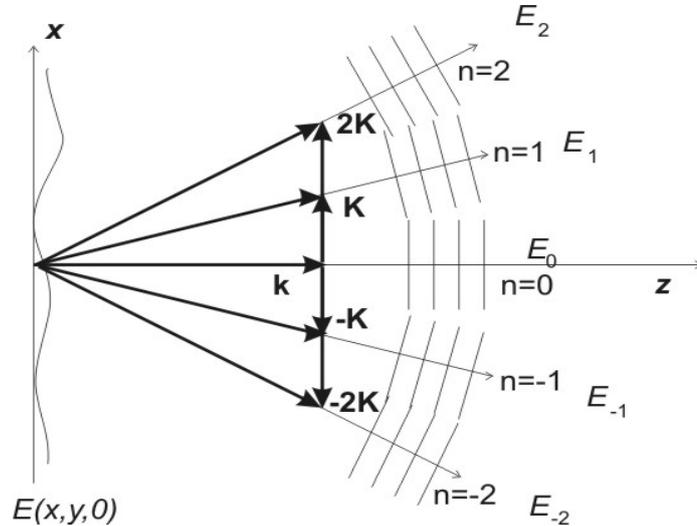


Figura D.1: Descomposición de un campo óptico modulado en fase en ondas planas que viajan en distintas direcciones. Se muestran los primeros órdenes (0, ±1, ±2) de las componentes de E .

La colocación de una lente convergente perpendicular al eje z hará converger los haces de ondas planas en diversos focos contenidos en el plano focal de la misma, como ilustra la figura D.2. Los diferentes ángulos de

incidencia de las componentes de onda plana sobre la lente determinarán la focalización de cada una a una altura distinta en el plano focal, a lo largo del eje x . Este hecho permite separar las componentes y hacer un *filtrado espacial*, que consiste en dejar pasar algunas y bloquear otras.

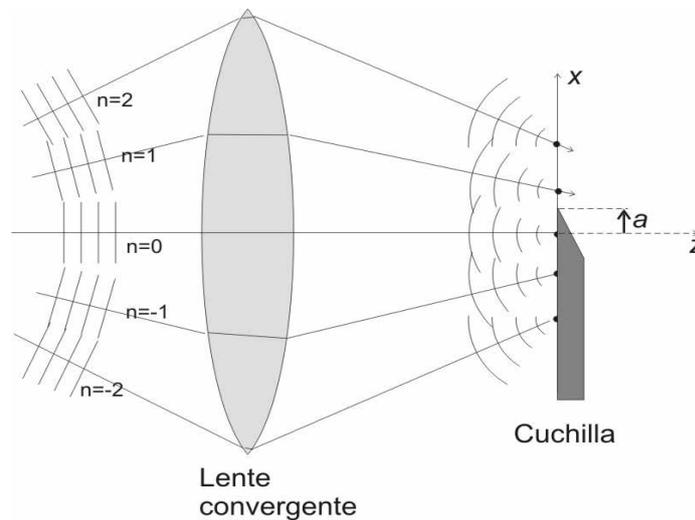


Figura D.2: La lente focaliza cada componente plana n en un punto diferente del plano focal. La cuchilla en el plano focal, bloquea componentes negativas y orden cero.

En el método “*schlieren*” este filtrado se realiza colocando un borde agudo o “cuchilla” en el plano focal, con su borde paralelo al eje x . Si el extremo de la cuchilla corta el eje x en el punto a , serán bloqueadas todas las componentes que se focalicen en los puntos $x < a$.

La ausencia de modulaciones en la fase del campo óptico hace que la única componente existente sea el orden cero. Si se utiliza el método tradicional ubicando la cuchilla de forma que elimine los órdenes negativos y el cero, el único orden existente será bloqueado y no pasará luz hacia la derecha de la cuchilla en la figura D.2. La imagen obtenida no contendrá luz, por lo que este se llama *método de campo oscuro*.

Para reconstruir la imagen se utiliza otra lente convergente luego de la cuchilla, como se muestra en la figura D.3. Esta lente proporciona una imagen del campo de entrada $E(x, y, 0)$ situado en $z = 0$, aunque modificado por el efecto de la cuchilla. En la práctica esta segunda lente es la óptica de una

cámara CCD y el plano donde se enfoca la imagen es el plano de los sensores de la cámara. Veremos que esto permite observar la variación de fase óptica $\phi(x, y)$ del campo de entrada.

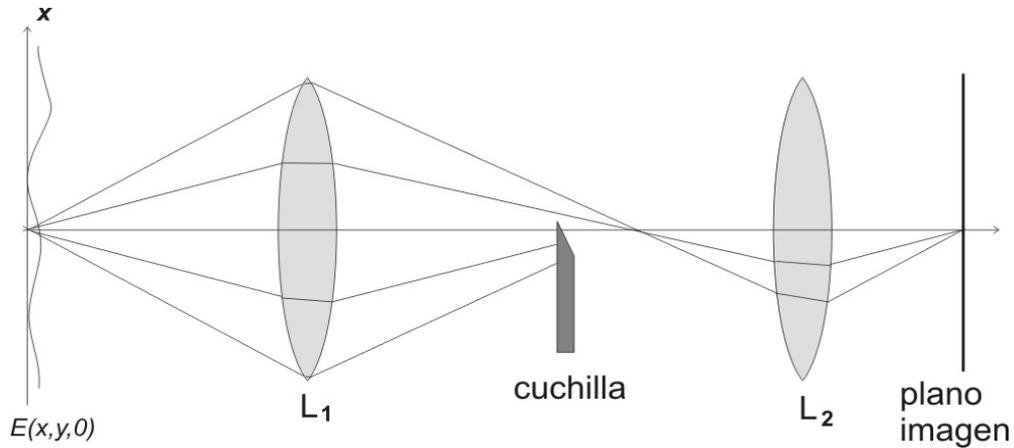


Figura D.3: Esquema “schlieren” para observar en el plano imagen la variación de fase óptica del campo de entrada.

El campo óptico de salida $E(x, y, z_i)$, donde z_i es la posición del plano imagen (CCD) en la figura D.3, es una superposición de las ondas planas que la cuchilla permite pasar. Este filtro espacial da como resultado que la suma de la Ecu. (D.25) comience en $n = 1$, produciendo una imagen en el plano del CCD

$$E(x, y) = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n [a(y)] \cdot \exp\{in(Kx - \Omega t)\} \quad (\text{D.26})$$

Calcularemos la intensidad luminosa en el plano imagen. Si llamamos $I_0 \propto E_0^2$ a la intensidad luminosa uniforme del campo de entrada e $I(x, y)$ a la intensidad de salida en el plano imagen obtenemos

$$\frac{I(x, y)}{I_0} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} J_n(a) J_m(a) \exp\{in(Kx - \Omega t)\} \quad (\text{D.27})$$

Utilizando las propiedades de ortogonalidad de las funciones de Bessel vemos que los productos cruzados se anulan. Consideramos también la aproximación en que la amplitud $a(y)$ de la variación de fase es pequeña

(desarrollo en potencias de a), y tomamos la función de Bessel de primer orden que representa la amplitud del primer orden de difracción ya que los demás suelen ser eliminados por el lente de la cámara y debido a que la variación del índice de refracción con la variación de presión es muy pequeña, rara vez se observa más de $n=2$.

$$\frac{I_1(x, y)}{I_0} \cong \{J_1[a(y)]\}^2 \cdot \{\exp[i(Kx - \Omega t)]\} \approx \left\{ \frac{[a(y)]^2}{4} \right\} \cos(Kx - \Omega t) \quad (\text{D.28})$$

Esto muestra la dependencia de la intensidad relativa de la luz, medida en el plano del **CCD**, luego de filtrarla espacialmente con la cuchilla (“*schlieren*”), con la modulación de fase propuesta en (D.22).

Publicaciones del autor

Gwirc, S., García, F., Pérez, N., & Negreira, C. (2002). New Thick Film Piezoelectric Ultrasonic Transducer. *EUROSENSORS XVI The 16th European Conference on Solid-State Transducers*, (pág. M3A4). Praga.

Gwirc, S., Pérez, N., García Morillo, F., & Negreira, C. (2002). Thick Film PZT arrays vibration modes. *Ultrasonics Symposium, 2002, IEEE, 2*, págs. 1189-1191. Munich.

Gwirc, S. N., & Negreira, C. (2005). Characterization of porous thick film PZT composite for bilayer ultrasonic transducers. *Ferroelectrics* , 321, 41-52.

Gwirc, S. N., & Negreira, C. A. (2006). Evaluation of the effect of porosity and substrate on the piezoelectric behaviour of thick-film PZT elements. *Journal of Physics D: Applied Physics* , 39, 4215–4221.

Gwirc, S., García Morillo, F., & Negreira, C. (2007). Ultrasonic Response of Screen Printed Thick Film Transducers. *Ultrasonics Symposium, 2007, IEEE*, págs. 1452-1455. New York.

Gwirc, S. N., & Negreira, C. A. (2009). Two Layers PZT Ultrasonic Transducer with Thick Film Technology. *ICU 2009 International Congress on Ultrasonics*, (en prensa). Santiago de Chile.

Bibliografía

ANSI/IEEE Standard 176, 1987. «1988 IEEE Standard on Piezoelectricity.» *Standards Committee of the IEEE Ultrasonics, Ferroelectric Frequency Control Society*. IEEE Standards Board, 1987.

Auld, B. A. *Acoustic Fields and Waves in Solids*. Malabar: Krieger Publishing Company, 1990.

Auld, B. A. «Wave propagation and resonance in piezoelectric materials.» *Journal of the Acoustical Society of America* 70, nº 6 (Dec. 1981): 1577-1585.

Ballato, A. «Modeling Piezoelectric and Piezomagnetic Devices and Structures via Equivalent Networks.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 48, nº 5 (September 2001): 1189-1240.

Banno, H. «Effects of porosity on dielectric, elastic, and electromechanical properties of Pb(Zr,Ti)O₃ ceramics with open pores: A theoretical approach.» *Japanese Journal of Applied Physics* 32, nº 9B, Part 1 (1993): 4214-4217.

Banno, H. «Effects of shape and volume fraction of closed pores on dielectric, elastic, and electromechanical properties of dielectric and piezoelectric ceramics- A theoretical approach.» *American Ceramic Society Bulletin* 66 (1987): 1332-1337.

Banno, H. «Theoretical equations for dielectric, piezoelectric and elastic properties of flexible composite consisting of polymer and ceramic powder of two different materials.» *Ferroelectrics* (Gordon and Breach Science Publisher SA) 95 (1989): 111-115.

Banno, H., y K. Ogura. «Dielectric and piezoelectric properties of flexible a composite consisting of polymer and mixed ceramic powder of PZT and PbTiO₃.» *Ferroelectrics* 95 (1989): 171-174.

Barrow, D. A., T. E. Petroff, R. P. Tandom, y M. Sayer. «Characterization of thick lead zirconate titanate films fabricated using a new sol gel based process.» *Journal of Applied Physics* 81, nº 2 (1997): 876-881.

Bass, R. «Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source.» *Journal of the Acoustical Society of America* 30 (1958): 602-605.

Berlincourt, D. «Piezoelectric ceramics: characteristics and applications.» *Journal of the Acoustical Society of America* 70, nº 6 (Dec. 1981): 1586-1595.

Bowen, L. J., T. Shrout, W. A. Schulze, y J. V. Biggers. «Piezoelectric Properties of Internally Electroded PZT Multilayers.» *Ferroelectrics* 27 (1980): 59-62.

Brendel, K., y G. Ludwig. «Measurement of ultrasonic diffraction loss for circular transducers.» *Acustica* 32 (1975): 110.

Brignell, J. E., N. M. White, y A. Cranny. «Sensor applications of thick film technology.» *Communications, Speech and Vision, IEE Proceedings I*. IEEE, 1988. 77-84.

Cheng, J., y J. Lu. «Extended high frame rate imaging method with limited diffraction beams.» *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, Frequency Control* 53, nº 5 (2006): 880-899.

Chou, C. H., J. E. Bowers, A. R. Selfridge, B. T. Khuri-Yakub, y G. S. Kino. «The design of broadband and efficient acoustic wave transducers.» *Ultrasonics Symposium, 1980. IEEE*. 1980. 984-988.

Craciun, F., G. Guidarelli, C. Galassi, y E. Roncari. «Critical behavior of ultrasonic wave velocities in porous piezoelectric ceramics.» *Ultrasonics Symposium, 1997, IEEE*. 1997. 573-576.

Dargie, P. G., N. R. Harris, N. M. White, Atkinson J. K., y R. P. Sion. «Characterization of Screen Printable Piezoelectric Thick Films.» *Proceedings of Sensors and their Applications VIII*. Glasgow, 1997.

Dargie, P.G., J. K. Sion, Atkinson, y N.M. White. «An Investigation of the Effect of Binder Type, Concentration and Poling Conditions upon the Characteristics of Screen Printed Piezoelectric Materials.» *Proceedings of Eurosensor XI, The 11th European Conference on Solid State Transducers*. Warsaw, 1997. 1287-1289.

De Cicco, G. Morten, B. and Prudenziati, M. «A New Ultrasonic Composite Transducer Implemented with Thick Film Technology.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 44 (1997): 992-995.

De Cicco, G., B. Morten, y M. Prudenziati. «Piezoelectric thick-film sensors.» En *Handbook of Sensors and Actuators: Thick film Sensors*, de M. Prudenziati (ed.), 209-228. Amsterdam, 1994.

Desilets, C. S., J. D. Fraser, y G. S. Kino. «The Design of Efficient Broad-Band Piezoelectric Transducers.» *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-25, nº 3 (May 1978).

Dieulesaint, E., y D. Royer. *Elastic Waves in Solids*. New York: Wiley, 1980.

- Erikson, K. R. «Tone-Burst Testing of Pulse-Echo Transducers.» *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-26, nº 1 (January 1979).
- Ferrari, V., D. Marioli, y A. Taroni. «Theory, modeling and characterization of PZT-on-alumina resonant piezo-layers as acoustic-wave mass sensors.» *Sensors and Actuators A* 92 (2001): 182-190.
- Ferroperm, Piezoceramics. *Ferroperm Piezoceramics Data*. www.ferroperm-piezo.com (2005).
- Fink, M. A., y J. F. Cardoso. «Diffraction Effects in Pulse-Echo Measurement.» *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-31, nº 4 (July 1984): 313-329.
- Fink, M. «La Focalisation de Fresnel en Echographie Ultrasonore.» *Tesis de Doctorado. Universidad de Paris VII*. 1978.
- Fraigi, L. B., D Lupi, y L. Malatto. «A thick film pressure transducer for car propelled by natural gas.» *Sensors and Actuators A*, 1994: 439-441.
- Fraigi, L. «Sensores de CO(g) basados en óxido de estaño nanoestructurado.» *Doctorado en Ingeniería. Universidad de Buenos Aires*. Marzo de 2006.
- Freedman, A. «Sound Field of Plane or Gently Curved Pulsed Radiators.» *The Journal of the Acoustical Society of America* 48, nº 1 (Part 2) (1970): 221-227.
- Fu, S., J. K. Chung, y S. Y Cheng. «Properties and Applications of Screen Printed Piezoelectric Films.» *Japanese Journal of Applied Physics* 24, nº Supplement 24-2 (1985): 416-418.
- Gaillard-Groleas, G., M. Lagier, y D. Sornette. «Critical Behavior in Piezoelectric Ceramics.» *Physical Review Letters* 64, nº 13 (March 1990): 1577-1580.
- Goldberg, R. I., y S. W. Smith. «Multilayer Piezoelectric Ceramics for Two-Dimensional Array Transducers.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 41, nº 5 (September 1994): 761-771.
- Gómez Alvarez-Arenas, T. E., y F. Montero de Espinosa. «Characterization of porous piezoelectric ceramics: The length expander case.» *Journal of the Acoustical Society of America* 102, nº 6 (December 1997): 3507-3515.
- Gómez Alvarez-Arenas, T. E., y F. Montero de Espinosa Freijo. «New constitutive relations for piezoelectric composites and porous piezoelectric ceramics.» *Journal of the Acoustical Society of America* 100, nº 5 (November 1996): 3104-3114.

Góngora-Rubio, M. R., P. Espinoza-Vallejos, L. Sola-Laguna, and J. Santiago-Avilés. "Overview of low temperature co-fired ceramics tape technology for meso-system technology (MsST)." *Sensors and Actuators A*, 2001: 222-241.

Goodman, J. W. *Introduction to Fourier Optics*. New York: MacGraw-Hill, 1996.

Gouverneur, S., C. Lucat, F. Ménil, y J. L. Aucouturier. «New Densification Process of Thick Films.» *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology* 16, nº 5 (1993): 505-510.

Gwirc, S. N. «Glass Modified Sensitive Surface Thick Film Humidity Sensor.» *Sensors & Actuators: B. Chemical* 18, nº 1-3 (1994): 107-110.

Gwirc, S., S. Tropea, C. Negreira, N. Pérez, y F. Montero de Espinosa. «Fabrication and Characterization of Piezoelectric Thick Film Elements and Arrays.» *Ultrasonics Symposium, 2000, IEEE*. San Juan, Puerto Rico, 2000. 1121-1124.

Gwirc, S., N. Pérez, F. García Morillo, y C. Negreira. «Thick Film PZT arrays vibration modes.» *Ultrasonics Symposium, 2002, IEEE*. Munich, 2002. 1189-1191.

Gwirc, S., F. García, N. Pérez, y C. Negreira. «New Thick Film Piezoelectric Ultrasonic Transducer.» *EUROSENSORS XVI The 16th European Conference on Solid-State Transducers*. Praga, 2002. M3A4.

Gwirc, S. N., y C. A. Negreira. «Characterization of porous thick film PZT composite for bilayer ultrasonic transducers.» *Ferroelectrics* 321 (2005): 41-52.

Gwirc, S. N., y C. A. Negreira. «Evaluation of the effect of porosity and substrate on the piezoelectric behaviour of thick-film PZT elements.» *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006): 4215-4221.

Gwirc, S., F. García Morillo, y C. A. Negreira. «Ultrasonic Response of Screen Printed Thick Film Transducers.» *Ultrasonics Symposium, 2007, IEEE*. New York, 2007. 1452-1455.

Gwirc, S. N., y C. A. Negreira. «Two Layers PZT Ultrasonic Transducer with Thick Film Technology.» *ICU 2009 International Congress on Ultrasonics*. Santiago de Chile, 2009. (en prensa).

Hanafy, A., y C. I. Zanelli. «Quantitative Real-Time Pulsed Schlieren Imaging of Ultrasonic Waves.» *Ultrasonics Symposium, 1991, IEEE*. 1991. 1223-1227.

Herbert, J. M. *Ferroelectric Transducers and Sensors*. New York: Gordon and Breach, 1982.

- Hsu, D. K., F. J. Margetan, y D. O. Thompson. «Bessel beam ultrasonic transducer: fabrication method and experimental results.» *Applied Physics Letter* 55, nº 20 (Nov. 1989): 2066-2068.
- Hunt, J. W., M. Arditì, y F. S. Foster. «Ultrasound Transducers for Pulse-Echo Medical Imaging.» *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* BME-30, nº 8 (August 1983): 453-481.
- Ikeda, T. *Fundamentals of Piezoelectricity*. Oxford: Oxford University Press, 1990.
- Jaffe, B, W R Cook, y H Jaffe. *Piezoelectric Ceramics*. Academic Press, 1971.
- Jaffe, H., y D. A. Berlincourt. «Piezoelectric Transducer Materials.» *Proceedings of the IEEE* 53, nº 10 (1965): 1372-1386.
- Jones, R. D. *Hybrid circuit design and manufacture*. New York: Marcel Dekker, Inc., 1982.
- Kino, G. *Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1987.
- Kinsler, L. E., Frey A. R., Coppens A. B., y J. V. Sanders. *Fundamentos de Acústica*. México DF: Limusa, 1999.
- Klein, W. R., y B. D. Cook. «Unified Approach to Ultrasonic Light Diffraction.» *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-14, nº 3 (July 1967): 123-134.
- Kobayashi, M., T. R. Olding, L. Zou, M. Sayer, C. K. Jen, y A. U. Rehman. «Piezoelectric Thick Film Ultrasonic Transducers Fabricated by a Spray Technique.» *Ultrasonics Symposium, 2000, IEEE*. 2000. 985 - 989.
- Kosec, M., y J. Holc. «Ferroelectric Thick Films: Composition, Fabrication Processes and Structural Characterization.» *Material Technology and Design of Integrated Piezoelectric Devices*. Courmayeur, 2004. 1-14.
- Kováčik, J. «Correlation between Young's modulus and porosity in porous materials.» *Journal of Materials Science Letters* 18 (1999): 1007-1010.
- Krimholtz, R., D. A. Leedom, y G. L. Matthaei. «New Equivalent Circuits for Elementary Piezoelectric Transducers.» *Electronic Letters*. 1971. 398-399.
- Kuttruff, H. *Ultrasonics Fundamentals and Applications*. Essex: Elsevier Applied Science, 1991.

Le Dren, S., L. Simon, P. Gonnard, M. Troccaz, y A. Nicolas. «Investigation of factors affecting the preparation of PZT thick films.» *Materials Research Bulletin* 35 (2000): 2037-2045.

Leedom, D. A., R. Krimholtz, y G. L. Matthaei. «Equivalent Circuits for Transducers Having Arbitrary Even- or Odd-Symmetry Piezoelectric Excitation.» *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* SU-18, nº 3 (July 1971).

Lefki, K., y G. J. M. Dormans. «Measurement of piezoelectric coefficients of ferroelectric thin films.» *Journal of Applied Physics* 76, nº 3 (August 1994): 1764-1767.

Lethiecq, M., Levassort, F., Tran-Huu-Hue, L., Alguero, M., Pardo, L., Bove, T., Ringgaard, E., Wolny, W. «New Low Acoustic Impedance Piezoelectric Material for Broadband Transducer Applications.» *Ultrasonics Symposium, 2004, IEEE*. 2004. 1153-1156.

Levassort, F., L. Tran-Huu-Hue, J. -M. Grégoire, y M. Lethiecq. «High-Frequency Ultrasonic Transducers: Fabrication, Characterisation, Performance.» *Material Technology and Design of Integrated Piezoelectric Devices*. 2004. 53-69.

Levassort, F., M. Lethiecq, D. Certon, y F. Patat. «A Matrix Method for Modeling Electroelastic Moduli of 0-3 Piezo-composites.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 44, nº 2 (March 1997): 445-452.

Levinson, L. M. *Electronic Ceramics*. New York: Marcel Dekker, 1987.

Lu, j., H. Zou, y J. F. Greenleaf. «Biomedical ultrasound beam forming.» *Ultrasound in Medicine and Biology* 20, nº 5 (July 1994): 403-428.

Maas, R., M. Koch, N. R. Harris, N. M. White, y A. G. R. Evans. «Thick-film printing of PZT onto silicon.» *Materials Letters (Elsevier)* 31 (May 1997): 109-112.

Maréchal, P., F. Levassort, J. Holc, L. Tran-Huu-Hue, M. Kosec, y M. Lethiecq. «High-Frequency Transducers Based on Integrated Piezoelectric Thick Films for Medical Imaging.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control (IEEE)* 53, nº 8 (August 2006): 1524-1533.

Montero Espinosa, F. «Implementación del KLM en matlab.» *Comunicación personal*. Editado por Instituto de Acústica. Madrid, 2002.

Morse, P. M., y K. U. Ingard. *Theoretical Acoustic*. New York: MacGraw-Hill, 1968.

Morten, B., G. De Cicco, A. Gandolfii, y C. Tonelli. «Advances in ferroelectric thick-film materials and sensors.» *Proceedings of 8th European Hybrid Microelectronics Conference*. Rotterdam, 1991. 392-399.

Morten, B., G. De Cicco, y M. Prudenziati. «Piezoelectric properties of PZT-Thick films.» *Proceedings of 7th European Hybrid Microelectronics Conference*. Hamburgo, 1989.

Morten, B., G. De Cicco, y M. Prudenziati. «Resonant pressure sensor based on piezoelectric properties of ferroelectric thick films.» *Sensors and Actuators A* 31 (1992): 153-158.

Newnham, R. E., D. P. Skinner, y L. E. Cross. «Connectivity and piezoelectric-pyroelectric composites.» *Materials Research Bulletin* 13 (1978): 525-536.

Nuñez, I., A. Arzúa, y C. Negreira. «Improving Pulsed Dark Field Method to Study Ultrasonic Phenomena.» *Ultrasonics Symposium, 2003. IEEE*. 2003. 2049-2052.

Penttinen, A., y M. Luukkala. «The impulse response and pressure nearfield of a curved ultrasonic radiator.» *Journal of Physics D: Applied Physics* 9 (1976): 1547-1557.

Pérez, N., y C. A. Negreira. «Caracterización de transductores piezoeléctricos (PZT) en forma automática.» *VI Jornadas de Jóvenes Investigadores Grupo Montevideo*. Universidad Nacional del Litoral - Argentina, 1998.

Pérez, N., y C. A. Negreira. «Estudio y Relevamiento de la Vibración de la Superficie en Transductores Piezoeléctricos.» *Reunión anual de la Sociedad Uruguaya de Física*. Sociedad Uruguaya de Física, 1999.

Prudenziati, M. *Handbook of Sensors and Actuators: Thick Film Sensors*. Vol. 1. Amsterdam: Elsevier, 1994.

Prudenziati, M. «Pastes, Inks and Slurries.» En *Handbook of Sensors and Actuators: Thick film Sensors*, de M. Prudenziati (ed.), 113-124. Amsterdam, 1994.

Redwood, M. «Transit Performance of a Piezoelectric Transducer.» *The Journal of the Acoustical Society of America* 33, nº 4 (1961): 527-536.

Ringgaard, E., E. R. Nielsen, y W. W. Wolny. «Optimisation of New Liquid-Phase Sintering Aid for PZT.» *Proceedings of the 2000 12th IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, 2000. ISAF 2000*. 2001. 451 - 454.

Roberts, A. P., y E. J. Garboczi. «Elastic Properties of Model Porous Ceramics.» *Journal of the American Ceramic Society* 83, nº 12 (December 2000): 3041-3048.

Robinson, D. E., S. Lees, y L. Bess. «Near Field Transient Radiation Patterns for Circular Pistons.» *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing* ASSP-22, 6 (1974): 395-403.

Saitoh, S., M. Izumi, y Y. Mine. «A dual frequency ultrasonic probe for medical applications.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 42, nº 2 (March 1995): 294 - 300.

Sawyer, B., y C.H. Tower. «Rochelle salt as a dielectric.» *Phys. Rev.* 35, nº Feb. (1930).

Schroth, A., M. Ichiki, R. Maeda, y J. Akedo. «Characterization and application of Jet-Printed Thin PZT Layers for Actuation of MEMS.» *SPIE* 3242 (1997): 380-387.

Seffner, L., y H. J. Gesemann. «Preparation and Application of PZT Thick Films.» *Proceedings of the 4th International Conference on Electroceramics and Applications, Electroceramics IV.* 1994. 317-320.

Selfridge, A. R., R. Baer, B. T. Khuri-Yakub, y G. S. Kino. «Computer-optimized design of quarter-wave acoustic matching and electrical matching networks for acoustic transducers.» *Ultrasonics Symposium, 1981, IEEE.* 1981. 644-648.

Sherrit, S., S. P. Leary, y B. P., Bar-Cohen, Y. Dolgin. «Comparison of the Mason and KLM equivalent circuits for piezoelectric resonators in the thickness mode.» *Ultrasonics Symposium, 1999, IEEE.* 1999. 921-926.

Simon, L., S. Le Dren, y P. Gonnard. «PZT andPT screen-printed thick films.» *Journal of the European Ceramic Society* 21 (2001): 1441-1444.

Stepanishen, P. R. «Acoustic transients from planar axisymmetric vibrators using the impulse response approach.» *Journal of the Acoustical Society of America* 70, nº 4 (1981): 1176-1181.

Stepanishen, P. R. «Pulsed transmit/receive response of ultrasonic piezoelectric transducers.» *Journal of the Acoustical Society of America* 69, nº 6 (1981): 1815-1827.

Stepanishen, P. R. «Transient Radiation from Pistons in an Infinite Planar Baffle.» *Journal of the Acoustical Society of America* 49, nº 5 (Part 2) (1971): 1629-1638.

Tajan, V., P. Gonnard, y M. Troccaz. «Elaboration of PZT thick films by screen printing.» *Proceedings of the SPIE Conference on International Materials.* 1996. 380-387.

Taylor. «Basic thick film processing.» En *Hybrid Microelectronic Technology*, de P. Moran (editor), 19-40. Gordon and Breach Science Publishers, 1984.

Torah, R. N., S. P. Beeby, y N. M. White. «Experimental investigation into the effect of substrate clamping on the piezoelectric behaviour of thick-film PZT elements.» *Journal of Physics D: Applied Physics* (Institute of Physics Publishing) 37 (2004): 1074-1078.

Torah, R. N., S. P. Beeby, y N. M. White. «Improving the piezoelectric properties of thick film PZT: the influence of paste composition, powder milling process and electrode material.» *Sensors and Actuators A* 110 (2004): 378–384.

Torah, R., N., S., P. Beeby, y N., M. White. «A study of the effect of powder preparation and milling process on the piezoelectric properties of thick-film PZT.» *Proceedings of Eurosensors XVI, The 16th European conference on Solid State Transducers*. Praga, 2002. 190-191.

Ursic, H., Hrovat, M., Belavic, D., Cilensek, J., Drnovsek, S., Holc, J., Zarnik, M. S., Kosec, M. «Microstructural and electrical characterisation of PZT thick films on LTCC substrates.» *Journal of the European Ceramic Society* 28 (March 2008): 1839–1844.

Vechembre, J., L. Sagalowicz, y N. Setter. «Screen Printed PZT Layer-Fabrication and Properties.» *Ferroelectrics* 224 (1999): 145-152.

Von Ramm, O. T., y S. W. Smith. «Beam Steering with Linear Arrays.» *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* BME-30, nº 8 (August 1983): 438-452.

Wakino, K. «A New proposal on Mixing Rule of the Dielectric Constant of Mixture.» *Proceedings of the Ninth IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, 1994. ISAF '94.* . 1994. 33-38.

Wakino, K., T. Okada, y N., Tomono, K. Yoshida. «A new equation for predicting the dielectric constant of mixture.» *Journal of the American Ceramic Society* 76, nº 10 (1993): 2588-2594.

Walter, V., P. Delobelle, P. Le Moal, E. Joseph, y M. Collet. «A piezo-mechanical characterization of PZT thick films screen-printed on alumina substrate.» *Sensors and Actuators A* 96 (2002): 157-166.

White, M. N. «Thick film technology.» En *Handbook of Sensors and Actuators: Thick film Sensors*, de M. Prudenziati (ed.), 3-33. Amsterdam, 1994.

White, N. M., R. N. Torah, N. R. Harris, y S. P. Beeby. «Piezoelectric Thick-Films: Devices and Applications.» *Material Technology and Design of Integrated Piezoelectric Devices*. Courmayeur, 2004. 115-124.

White, N. M., y G. R. Leach. «Fabrication of a thick film sensor employing an ultrasonic oscillator.» *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.* 42, n° 3 (1995).

White, N. M., y J. D. Turner. «Thick-film sensors: past, present and future.» *Measurement Science and Technology*, 1997: 1-20.

Williams, A. O. Jr. «Integrated signal on circular piston receiver centered in a piston beam.» *Journal of the Acoustical Society of America* 48 (1970): 285-289.

Wong, C. K., Y. M. Poon, y F. G. Shin. «Explicit formulas for effective piezoelectric coefficients of ferroelectric 0-3 composites based on effective medium theory.» Editado por American Institute of Physics. *Journal of Applied Physics* 93, n° 1 (2003): 487-496.

Yeh, Chih-Kuang, Shin-Yuan Su, Che-Chou Shen, y Meng-Lin Li. «Dual high-frequency difference excitation for contrast detection.» *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectrics, and Frequency Control* 55, n° 10 (October 2008): 2164-2176.

Zemanek, J. «Beam Behavior within the Nearfield of a Vibrating Piston.» *Journal of the Acoustical Society of America* 49, n° 1 (1971): 181-191.

Zhang, H. X., A. Uusimaki, S. Leppavuori, y P. Karjalainen. «Phase transition revealed by Raman spectroscopy in screen-printed lead zirconate titanate thick films.» *Journal of Applied Physics* 76, n° 7 (1994): 4294-4300.