



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
CIUDAD UNIVERSITARIA

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL CAMPO ACÚSTICO
DENTRO DE UN DUCTO CILÍNDRICO CON TAPAS DE
DISTINTOS ESPESORES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

PRESENTA:

SARA CLEMENTINA SBERRO PORTILLA

TUTOR:

DR. PABLO LUIS RENDÓN GARRIDO

Ciudad Universitaria, CD.MX., 2022





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Sustentante:

Sberro
Portilla
Sara Clementina
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
411002398

2. Presidenta:

Dra.
Patricia
Goldstein
Menache

3. Vocal:

Dra.
Lucía
Medina
Gómez

4. Secretario (TUTOR):

Dr.
Pablo Luis
Rendón
Garrido

5. 1er Suplente:

Dr.
Pablo
Padilla
Longoria

6. 2o Suplente:

Dr.
José Federico
Hernández
Sánchez

7. Datos del trabajo escrito:

Estudio experimental del campo acústico dentro de un ducto cilíndrico con tapas de distintos espesores
Caracterización acústica de un tubo cilíndrico con terminación cerrada
100p
2022

A mi abuela Clementina quien hubiera soñado con llegar aquí.

Agradecimientos

En esta página quiero agradecer a quienes estuvieron para lograr la culminación de este trabajo y de mi carrera.

A mi padre Stéphan, quien valora los logros académico más que nadie.

A mi madre Pilar, por acompañarme con compasión y por respetar y entender mis procesos.

A mi tutor, el Dr. Pablo Luis Rendón Garrido, por hacer éste proyecto posible, por orientarme y tenerme la paciencia y la confianza necesarias que se necesitaron de principio a fin en la elaboración de esta tesis.

A mis sinodales por sus aportaciones y por tener la mejor disposición de sacar adelante este proyecto. A la Dra. Patricia Goldstein cuyo apoyo fue absoluto desde un inicio, a la Dra. Lucía Medina cuyas respuestas llegaron en tiempo y fueron concisas, al Dr. Federico Hernández que me ayudó a montar el experimento y siempre estuvo dispuesto a responder mis dudas y al Dr. Pablo Padilla por su orientación y por creer en mi proyecto al grado de invitarme a exponerlo con sus alumnos.

A Iván Paz, mentor y gran amigo desde el inicio de la carrera, por apoyarme, creer en mí, y siempre estar dispuesto para asesorarme y guiarme.

A la Dra. Andrea Aburto, por su confianza para impartir cursos con ella y cuyo apoyo se tornó esencial para concluir la carrera y la titulación, siempre lo voy a recordar con cariño.

A la Dra. Catalina Stern, a Carlos Echeverría, a David Porta y al Laboratorio de Hidrodinámica y Fluidos que me acogieron y me hicieron parte de su equipo. Gracias a eso pude dar un nuevo significado a mi estancia en la facultad cuando ya no podía más.

Al Dr. Jorge Vázquez, quien primero fue mi profesor y luego, como Coordinador de la Licenciatura de Física, se involucró para que pudiera llegar a recibirme.

A mis compañeros Rafael Márquez , Luis Castañeda, Clementina Castañares, María Erandi Flores , Diana Cortés , Sebastián Blank, Daniela Ramírez, Fernanda Pérez, Ale-

jandro Alarcón , Abril Amezcua, Jorge Vega, Andrea Ferreiro, Paulina Guzmán, Erandi Madrigal, Roberto Juárez y todos aquellos con los que cursé materias porque fueron mis compañeros y cómplices en un sin fin de tareas, preparaciones de exámenes, proyectos, desveladas y días enteros de estudio.

A Nuvola y Noisette que nunca me dejaron enfrentarme sola con este proceso mientras escribía y se desvelaron conmigo cada noche que fue necesario; y a Chloé que me acompañaba mientras hacía tareas.

A Edith, Anaid, Yoalli, Clara y Stef mis amigas de toda la vida y para toda la vida, hemos crecido juntas y seguiremos creciendo así. A Héctor por impulsarme en no rendirme y ser un ejemplo.

Finalmente, a David, por ser el compañero que necesitaba durante la culminación de esta etapa y el que estará en el inicio de la siguiente.

Resumen

La propagación de ondas en cilindros puede ser de interés en áreas de estudio como la acústica, la hidrodinámica, incluso en la industria o en aplicaciones musicales. El siguiente trabajo, pretende demostrar que en la propagación no lineal de una onda donde se puede observar por un empujamiento de acuerdo a la intensidad de la señal, viene acompañada de un enriquecimiento en las altas frecuencias del espectro. Para lograr este propósito, se realizó e instrumentó un experimento en un laboratorio, en el que se mide la propagación de ondas sonoras bajo condiciones controladas que delimitan el problema. En el Laboratorio de Acústica y Vibraciones del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM, se montó dentro de la cámara anecoica un tubo cilíndrico de aproximadamente 3m de longitud que por un lado está acoplado a un *driver* quien reproduce las ondas al interior, y por el otro, permite la inserción de un micrófono de sonda al inicio y a la mitad para hacer mediciones así como la colocación de tapas de distintos grosores en uno de sus extremos por enroscamiento. Se hicieron múltiples mediciones aumentando la intensidad de los pulsos y los grosores de las tapas para luego estudiar la distribución energética en el espectro frecuencial de las medidas obtenidas utilizando como parámetro el centroide espectral. Los resultados que se obtuvieron demostraron que, en efecto, la presencia de tapas y la propagación en altas intensidades se pueden relacionar con la aparición de altas frecuencias. Las altas frecuencias que se relacionan con una cualidad que se describe como el brillo del sonido de instrumentos de metal también llamado “Brassy sound”.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	v
1 Introducción	1
2 Consideraciones teóricas	13
§2.1 Intensidad Acústica	13
§2.1.1 Unidades de la Presión Sonora	13
§2.1.2 Presión RMS	16
§2.2 Características de los pulsos cuadrados	17
§2.3 Corrección de la terminación abierta	18
3 Métodos numéricos	21
§3.1 Teorema de Muestreo	21
§3.2 Transformada de Fourier	22
§3.2.1 Transformada Discreta de Fourier	24
§3.3 Ventanas Y FFT	25
§3.4 Centroide espectral	29
4 Procedimiento experimental	30
§4.1 Arreglo Experimental	31
§4.2 Generación de pulsos	35
§4.3 Ajuste del Amplificador	37
§4.4 Micrófonos y Calibración	38

§4.4.1	Propiedades de los micrófonos	38
§4.4.2	Calibración	40
5	Procesamiento de las señales	42
§5.1	Etapas del Procesamiento	42
§5.1.1	Ruido de piso	42
§5.1.2	Cortes para aislar los pulsos	43
§5.1.3	Obtención y resultados de la presión RMS	49
§5.1.4	Estudio en el dominio frecuencial	63
§5.1.5	Obtención del Centroide espectral	64
6	Discusión de resultados	69
§6.0.1	Resultados del centroide espectral en Posición 1	69
§6.0.2	Resultados del centroide espectral en Posición 2	73
§6.1	Propagación de incertidumbres	76
7	Conclusiones	77
A	Rutina A_aislarpicos	80
B	Rutina B_RMS	83
C	Rutina C_FFTyHSC	86
D	Coeficientes del ajuste polinomial	90
E	Desviaciones estándar	92
F	Limpieza del ruido de fondo por cortes de frecuencias	96

Índice de figuras

1.1	Representaciones gráficas de una onda sonora. (A) Aire en equilibrio en ausencia de una onda sonora; (B) compresiones y rarefacciones que conforman la onda sonora; (C) representación transversal de una onda, mostrando amplitud (A) y longitud de onda (λ) [2]	3
1.2	Representación gráfica de la reflexión y transmisión de una onda que incide sobre una normal [3].	4
1.3	Representaciones gráficas de las velocidades de las ondas con sus primeros tres armónicos en una columna de aire con terminaciones abiertas a la izquierda y terminación cerrada a la derecha, donde A representa los antinodos y N los nodos [2].	6
1.4	Reflexión de un pulso cuadrado sobre una superficie de incidencia completamente rígida [3]. a) Pulso cuadrado en una secuencia por tiempos b) Diagrama de características	8
1.5	Reflexión de un pulso cuadrado sobre una superficie de liberación de presión [3]. a) Pulso cuadrado en una secuencia por tiempos b) Diagrama de características	10
2.1	Gráfica del nivel de intensidad sonora en dB_{SPL} en función de la presión sonora en Pa	16
2.2	Representación gráfica de las series de Fourier tendiendo a una onda cuadrada [14].	17
3.1	Ejemplo de señal correctamente muestreada (arriba) y de una señal submuestreada (abajo)	22

3.2	Ventanas Hann, Hamming y Blackman calculadas con Matlab a partir de [15] mediante la aplicación integrada "Window Designer". A la izquierda se muestra la amplitud contra las muestras en el dominio temporal y a la derecha, la magnitud en dB contra la frecuencia normalizada en el dominio frecuencial.	28
4.1	Material e instrumentos de medición empleados en el montaje experimental	33
4.2	Diagrama de montaje experimental y conexiones	34
4.3	Posiciones para el micrófono a lo largo del tubo	35
4.4	Diagrama de los puntos que conforman el pulso programado	37
5.1	Señal de presión del ruido de piso	43
5.2	Lectura y notación de los picos a analizar	45
5.3	Diagrama de corte de picos	46
5.4	Picos cortados para una señal tomada en Posición 1	47
5.5	picos cortados posición 2	48
5.6	Gráfica de las amplitudes registradas en [Pa] y su equivalencia en [dB] contra amplitud en voltaje del pulso de entrada programado para el pico principal	51
5.7	Gráficas del aumento de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del voltaje inducido al pulso programado que reproduce la bocina correspondientes al caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 1	52
5.8	Gráficas de la evolución de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del pico principal en comparación con sus reflexiones en el que el micrófono se encuentra en Posición 1	53
5.9	Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está abierto con el micrófono en posición 2 y Voltaje inducido al pulso programado de 0.1 V	55
5.10	Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está cerrado por 2 hojas de aluminio con el micrófono en posición 2 y Voltaje inducido al pulso programado de 0.07 V	56

5.11 Gráfica de las amplitudes registradas en [Pa] y su equivalencia en [dB] contra amplitud en voltaje del pulso de entrada programado para el pico principal en posición 2 57

5.12 Gráficas del aumento de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del voltaje inducido al pulso programado que reproduce la bocina correspondientes al caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 2 58

5.13 Gráficas de la evolución de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del pico principal en comparación con sus reflexiones para el caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 2 59

5.14 Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está abierto con el micrófono en posición 3 y voltaje inducido al pulso programado de 0.01 V 60

5.15 Gráficas de una señal original correspondiente la medición en posición 3 sin tapa con 0.01 V inducidos en el pulso programado junto con sus 3 picos principales separados 61

5.16 Gráfica de la señal correspondiente a la medición en posición 3 con el extremo cerrado por una hoja de aluminio con 0.5 V inducidos en el pulso programado 62

5.17 Señal temporal para los pulsos de baja intensidad y alta intensidad en posiciones 1 (azul) y 2 (rojo), alineadas al inicio de la subida del primer pico con el extremo del tubo cerrado por la tapa 3 para el régimen de baja intensidad y la tapa 5 para el régimen de alta intensidad 63

5.18 Onda senoidal de frecuencia de 440 Hz junto con su espectro frecuencial y centroide espectral obtenido con distintas ventanas 65

5.19 Señal temporal con su respectivo espectro frecuencial y centroides espectrales obtenidos por distintas ventanas a) Señal temporal tomada en P2 resultante del pulso programado con 0.75V de amplitud y cerrado con la Tapa6 b) Espectro frecuencial de la señal temporal obtenido por la Transformada de Fourier c) Centroides espectrales de la señal senoidal obtenidos con distintas ventanas 67

5.20	Picos aislados de la señal temporal con sus respectivos centroides espectrales obtenidos por distintas ventanas	68
6.1	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con distintas ventanas en función de la amplitud inducida en las señales de referencia capturadas al principio del tubo abierto para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	70
6.2	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hann en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	71
6.3	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hamming en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	72
6.4	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Blackman en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	72
6.5	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con distintas ventanas en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo abierto para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	73
6.6	Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hann en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente	74

6.7 Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hamming en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente 75

6.8 Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Blackman en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente 75

D.1 Coeficientes obtenidos con ajuste polinomial de grado 1 en Posición 1 para las líneas de tendencia 91

D.2 Coeficientes obtenidos con ajuste polinomial de grado 1 (y grado 2 marcados en azul) en Posición 2 para las líneas de tendencia 91

E.1 Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Hann por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales 93

E.2 Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Hamming por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales 94

E.3 Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Blackman por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales 95

F.1 Señales y sus espectros comparados con la señal y el espectro respectivos filtrados de mayor a menor frecuencia 98

Capítulo 1

Introducción

En la búsqueda para entender de dónde proviene el timbre que distingue a cada instrumento musical de otro, se estudia de qué manera la energía acústica se comporta dentro de cada uno de ellos. De manera general, los instrumentos musicales se describen como un sistema compuesto por un generador de ondas no lineal y un resonador lineal, en el cual, el músico tiene el control sobre la frecuencia y el volumen de las notas que emite. Particularmente, para los instrumentos de viento y aquellos que se conocen como metales, el resonador es la columna de aire al interior del instrumento y el generador es la boquilla; la vibración se produce a través de un mecanismo de retroalimentación para una perturbación audible y las distintas notas se producen alterando la longitud de la columna de aire. La no-linealidad de la fuente se puede notar en los armónicos radiados, que a su vez dependen de la amplitud inicial con la que se toca y de la longitud del resonador, pues determina la frecuencia de la nota emitida. Añadido a esto, algunos instrumentistas emplean accesorios conocidos como sordinas que se colocan en el pabellón del instrumento con la finalidad de atenuar e incluso cambiar el timbre del sonido del instrumento. Todos estos factores juntos, contribuyen a que se obtenga un sonido muy característico en los metales conocido como “brassy sound”, que se ha descrito como muy brillante refiriéndose a que tiene las frecuencias altas del espectro armónico acentuadas al tocar el instrumento en un rango dinámico *fortissimo*.

Para comprender el fenómeno, partamos de la definición de una onda mecánica que es una transferencia de energía de un punto a otro en el espacio sin desplazamiento neto de

materia a través de un medio material de propagación. Dicho medio debe ser elástico, es decir que se deforma tras experimentar una fuerza y es capaz de volver a su forma inicial; por ejemplo el aire que conforma la columna confinada dentro del tubo. Esto último permite que en cualquier posición, los cambios en la presión debidos a la perturbación sonora viajante puedan variar en relación a la presión atmosférica externa. Para este caso, la perturbación es provocada por una fuente capaz de ocasionar un cambio en la presión dentro del tubo en una posición inicial $x = 0$ generando una onda. Esta perturbación va a hacer que las moléculas de aire comiencen a vibrar en la posición inicial p_0 haciendo que la densidad del medio alrededor de p_0 varíe. Cuando la densidad aumenta en una región, se le conoce como región de compresión y cuando la distancia promedio entre las moléculas es mayor al camino libre medio, se le conoce a la región de baja densidad como región de rarefacción. Estas moléculas a su vez, al estar en movimiento empujarán y provocarán cambios de presión en el aire conformado por las moléculas en su proximidad transmitiendo los aumentos y disminuciones en la densidad teniendo como resultado una propagación longitudinal. En la figura 1.1 se muestra una representación de lo aquí descrito junto con la representación de la distribución de las moléculas de aire en reposo antes de que ocurra la perturbación. De igual modo, la figura 1.1 permite ilustrar la distribución de la presión para un medio atravesado por una onda sinusoidal, cuya forma se puede representar por una función sinusoidal que ocurre debido al carácter oscilatorio ya mencionado, en la que se muestran la longitud de onda λ que representa la distancia que un ciclo ocupa en el espacio y la amplitud A que se traduce en la intensidad de la onda.

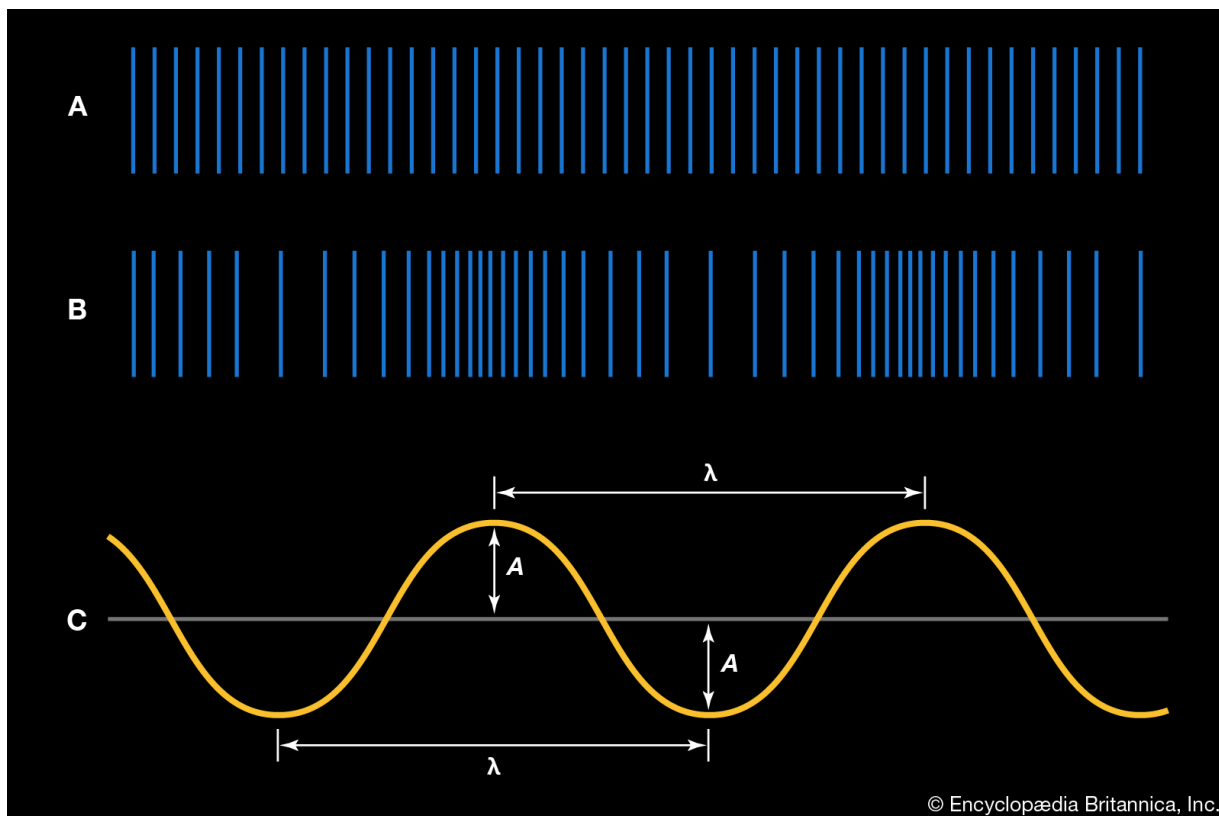


Figura 1.1: Representaciones gráficas de una onda sonora. (A) Aire en equilibrio en ausencia de una onda sonora; (B) compresiones y rarefacciones que conforman la onda sonora; (C) representación transversal de una onda, mostrando amplitud (A) y longitud de onda (λ) [2]

Luego, cuando se asume que la propagación de la onda es plana - que es el caso para este problema en el que la propagación ocurrirá en un tubo estrecho -, las condiciones de frontera se establecen a partir de que la onda propagada descrita va a incidir en un plano normal a la dirección de propagación. Esta modificación en el trayecto de la onda hará que parte de la energía de la onda se refleje con el plano y otra parte logrará atravesarlo. Dichas propiedades se conocen como reflexión y transmisión, respectivamente.

Por otra parte, es necesario introducir el concepto de impedancia que está directamente relacionado con el medio de propagación. Al incidir sobre una superficie o sobre otro medio, el sonido se enfrenta con un obstáculo que se opone a que la propagación transcurra tal y como lo había estado haciendo, en otras palabras, lo impide. La impedancia nos indica qué tan fácilmente puede propagarse la onda en un medio o dicho de otro modo, qué tanto

se opone el medio a la propagación. Como analogía, la impedancia en acústica es similar a la resistencia en electricidad y se define como la razón de la presión acústica entre la velocidad del volumen desplazado.

La impedancia se define como

$$Z = \frac{P}{U}, \quad (1.1)$$

donde P es la presión sonora, U es la velocidad de las partículas en el medio material. Mientras que la impedancia característica del medio es

$$Z_0 = \rho_0 c_0, \quad (1.2)$$

donde ρ_0 es la densidad del medio y c_0 la velocidad del sonido.

Ahora bien, siendo p^+ la onda incidente sobre la interfaz entre dos medios M_1 y M_2 cuyas impedancias son Z_1 y Z_2 respectivamente. En la interfaz, p^{tr} será la onda transmitida y p^- la onda reflejada como se muestra en la siguiente figura:

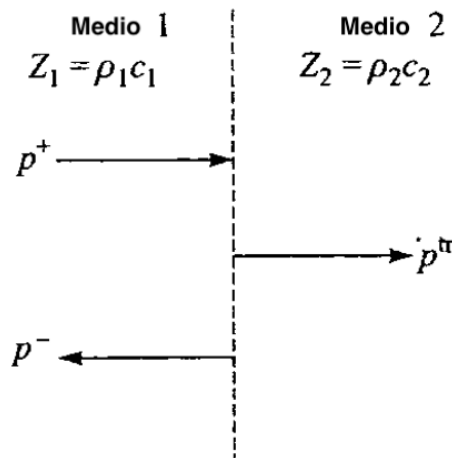


Figura 1.2: Representación gráfica de la reflexión y transmisión de una onda que incide sobre una normal [3].

Como es necesario que la presión sea la misma en ambos lados de la interfaz en la incidencia de una onda sobre una superficie, se establece que

$$p^+ + p^- = p^{tr}. \quad (1.3)$$

Se pide también que la componente ortogonal de la velocidad de las partículas sea constante a lo largo de la interfaz

$$u^+ + u^- = u^{tr}. \quad (1.4)$$

Podemos entonces definir los coeficientes de transmisión (T) y de reflexión (R) de modo que:

$$R = \frac{p^-}{p^+}, \quad (1.5)$$

$$T = \frac{p^{tr}}{p^+}. \quad (1.6)$$

Seguido de esto, si la onda que se propaga lo hace dentro de un ducto estrecho, su modo de propagación principal será el de una onda plana, que es aquella que es invariante sobre cualquier plano normal a la dirección de propagación. Ilustraremos el caso partiendo del ejemplo de ondas planas estacionarias en una columna de aire confinada en un ducto estrecho. No obstante, para profundizar en la distribución de dichos nodos y antinodos es necesario separar tres casos: cuando una terminación del tubo se encuentra abierta y la otra cerrada, cuando ambas terminaciones se encuentran abiertas y cuando ambas terminaciones se encuentran cerradas. Retomando el concepto de impedancia, estos casos corresponden a los casos extremos en la frontera de dos medios con distintas impedancias; la terminación abierta se puede considerar como la incidencia sobre un medio infinitamente suave es decir que la impedancia del segundo medio es mucho menor a la del primero y la terminación cerrada como aquella sobre un medio infinitamente rígido donde el segundo medio tiene una impedancia mucho mayor.

Cabe mencionar que las ondas estacionarias se dan a partir de que una perturbación que se refleja con la terminación de la columna provocando así dos ondas simultáneas idénticas desplazándose en sentidos opuestos sobre una misma dirección. La distribución de la onda estacionaria, para el caso del tubo con ambas terminaciones abiertas, se da de tal manera

que si la longitud de la columna de aire mide media longitud de onda de la onda sonora, la vibración obtenida tiene una longitud de onda de $\lambda = 2L$, que se conoce como modo fundamental o primer armónico; para las columnas de aire, la distribución se conforma por nodos y antinodos igualmente espaciados y repitiéndose de una distancia igual a la mitad de la longitud de onda en el aire ($\frac{\lambda}{2} = L$).

Por otra parte, cuando se tiene una terminación cerrada y una abierta, la terminación cerrada provoca la formación de un nodo de velocidad (anti-nodo de presión) en esta posición y un anti-nodo de velocidad en la terminación abierta, por consecuencia, la longitud de la onda formada es $\lambda = 4L$. Agregado a lo anterior, una terminación cerrada solamente permite los armónicos impares.

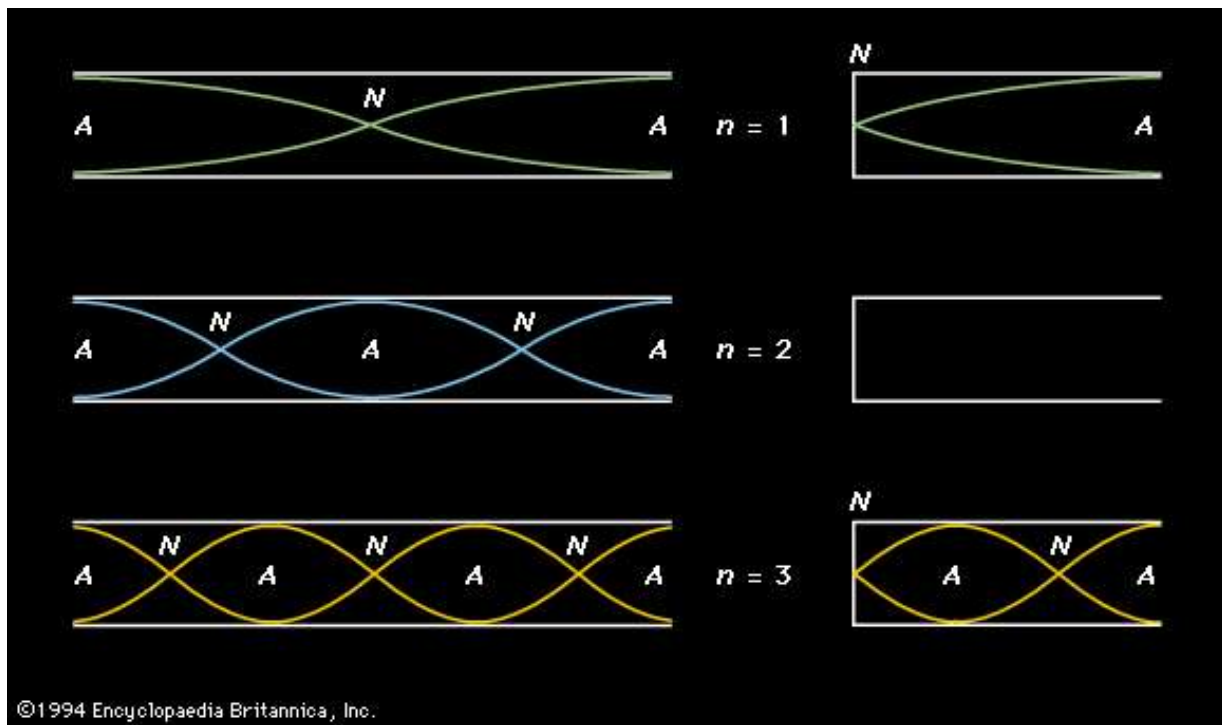


Figura 1.3: Representaciones gráficas de las velocidades de las ondas con sus primeros tres armónicos en una columna de aire con terminaciones abiertas a la izquierda y terminación cerrada a la derecha, donde *A* representa los antinodos y *N* los nodos [2].

En términos de impedancia, se considera que el sonido incide sobre una interfaz rígida,

por lo que el coeficiente de reflexión en términos de impedancias es dado por:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = 1. \quad (1.7)$$

Debido a que se resuelve un sistema de ecuaciones para T y R resultante de dividir la ecuación (1.3) por p^+ , se obtiene $1 + R = T$ (dadas las ecuaciones 1.5 y 1.6). La segunda ecuación de dicho sistema se obtiene si usamos para la onda reflejada la ecuación (1.3), y tomando en cuenta su dirección obtenemos la relación característica de impedancias $1 - R = \frac{Z_1}{Z_{12}}$. Esto implica que la onda reflejada es idéntica a la onda emitida.

Ahora, para simplificar el problema tomaremos como onda incidente un pulso cuadrado de una amplitud A dada, para el campo de presión enfrente de la terminación rígida. Suponiendo que en lugar de tener solamente una superficie en $x = x_r$ tenemos un cambio de medio (de aire a uno mucho más denso) a partir de $x > x_r$, la condición de frontera implica que la rapidez de la onda en $x = x_r$ se desvanece y una onda imagen se construye de tal modo que se propaga en dirección opuesta, conservando todas sus propiedades. En la frontera misma la presión se duplica pues se suman la presión de la onda incidente con la presión de la onda reflejada:

$$p_{superficie} = p^+ + p^- = p^+ + Rp^+ = p^+ + (1)p^+ = 2p^+. \quad (1.8)$$

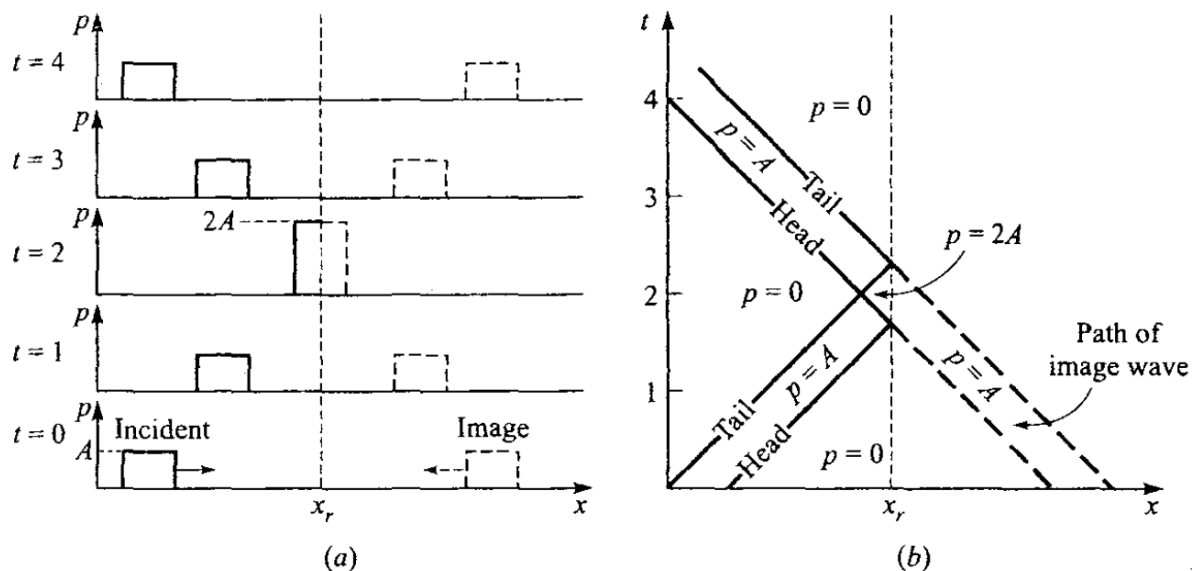


Figura 1.4: Reflexión de un pulso cuadrado sobre una superficie de incidencia completamente rígida [3].

- a) Pulso cuadrado en una secuencia por tiempos
- b) Diagrama de características

Por su parte, en la terminación abierta, las moléculas de aire tienen libertad para oscilar en las frontera de la superficie de incidencia transversal ya que no hay barreras que limiten el movimiento oscilatorio, sin embargo, esto provoca que las moléculas al centro del tubo tiendan a estar inmóviles puesto que se encuentran en la posición en la que las oscilaciones tanto de un extremo del tubo como del otro se compensan al desplazarse en sentidos opuestos. El resultado es que la frecuencia más baja posible para la longitud L del tubo (la fundamental) tiene antinodos de velocidad en cada terminación y un nodo de velocidad en el centro. Esto significa que el tubo abierto-cerrado tiene por longitud una mitad de longitud de onda λ .

Las perturbaciones de presión en dichos extremos son nulas o casi nulas para empatar con la presión atmosférica fuera del tubo, mientras que en las paredes del tubo, como las condiciones de frontera se da en términos de la componente normal de la velocidad tal como es descrito aquí seguido en coordenadas cilíndricas son:

$$u_r = \phi_r = 0 \text{ donde } r = a,$$

$$u_z = \phi_z = 0 \text{ donde } z = 0, L;$$

con ϕ como la solución de la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas a el radio del tubo y L la longitud del tubo, por lo que ahí la presión no es forzosamente cero.

En el extremo del tubo que está abierto, aunque el medio de propagación sea el mismo de ambos lados de la sección transversal, se esperaría que las impedancias en ambos lados también fueran las mismas $Z_1 = Z_2$ y se creería que la transmisión sea total y sin reflexión. No obstante, éste no es el caso de una superficie de aire en la terminación de un tubo abierto porque la onda incidente confinada en el tubo, se encuentra de repente sin confinamiento y se crea el mismo efecto que una frontera infinitamente suave. Lo que ocurre es que se da una caída de presión para el caso extremo opuesto al de una pared completamente rígida que se conoce como superficie infinitamente suave o superficie de liberación de presión donde $R = -1$, $T = 0$, y sus impedancias se ven como $Z_1 \ll Z_2$. En este caso:

$$p_{superficie} = p^+ + p^- = p^+ + Rp^+ = p^+ + (-1)p^+ = 0 \quad (1.9)$$

La consecuencia de que el coeficiente de reflexión sea -1 es que en la superficie de incidencia, la onda incidente se refleja totalmente con fase invertida y conservando amplitud y forma de onda.

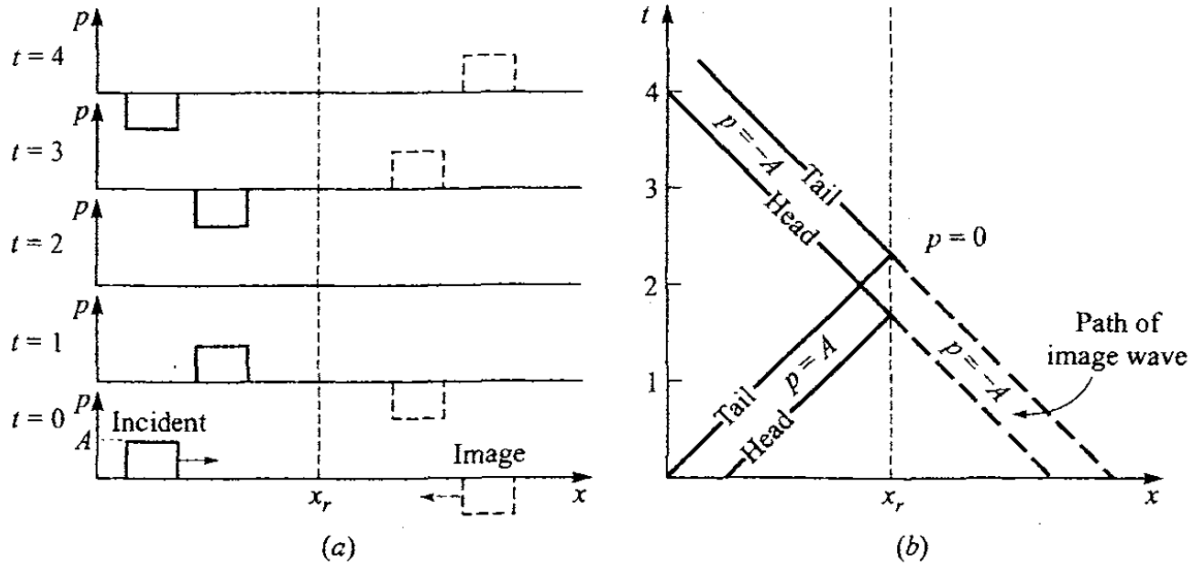


Figura 1.5: Reflexión de un pulso cuadrado sobre una superficie de liberación de presión [3].

- a) Pulso cuadrado en una secuencia por tiempos
- b) Diagrama de características

En resumen, la reflexión se da de tal modo que la onda incidente se propaga longitudinalmente a lo largo del tubo a la velocidad del sonido (estimada como constante) y se refleja en el extremo por efecto del nodo de presión, superponiéndose consigo misma con la misma amplitud y frecuencia pero en sentido contrario, es decir cancelándose.

Para este trabajo de tesis, se buscará a partir de las señales medidas, establecer el criterio más adecuado para discernir la onda incidente de la reflejada, analizar la evolución de las formas de onda para determinar si se ha producido una distorsión no lineal para diferentes amplitudes de señal así como evaluar la repartición energética observando el enriquecimiento armónico en las frecuencias más altas del espectro característico del “brassy sound”, al igual que determinar en qué medida la terminación cerrada y su grosor influyen en la propagación y en la repartición de la energía sobre el espectro armónico. Este enriquecimiento armónico en las altas frecuencias viene acompañado por un empinamiento no lineal cuando el pulso viaja sobre una distancia considerada como larga y la amplitud de la señal es suficientemente grande. Por otra parte, está siendo sometido a efectos atenuantes

que hacen que los valores de la pendiente máxima vayan disminuyendo conforme el pulso avanza sobre la distancia, y distinguir un efecto del otro plantea un problema que tenemos que resolver.

Con esta finalidad, realizaremos una serie de mediciones haciendo viajar pulsos de distintas amplitudes dentro de un tubo cilíndrico de sección transversal constante lo suficientemente largo como para que la onda pueda viajar y reflejarse completa, permitiendo también que ocurran los efectos no lineales buscados. Además, para evaluar la influencia del grosor de la terminación cerrada, se harán las mediciones de presión con la terminación del tubo abierta como referencia y cerrada para tapas de diferentes grosores, y para cada una de las intensidades del pulso se espera poder determinar a partir de qué grosor se puede considerar que la tapa funge como una pared rígida con reflexión idealmente total y si tiene alguna influencia sobre el espectro armónico.

Con los resultados obtenidos, buscaremos distinguir la señal incidente y la reflejada para posteriormente obtener sus espectros y compararlos observando qué tanto varían y en qué rango de frecuencias se encuentran los picos más altos utilizando herramientas como ventanas y el centroide espectral (frecuentemente asociado con el brillo del sonido). Las ventanas son una herramienta complementaria a la Transformada de Fourier que consiste en descomponer una señal en ondas sinusoidales de diferentes amplitudes y frecuencias proporcionándonos una buena percepción del espectro de la señal. Sin embargo, esta transformada está limitada a dominios discretos que el uso de ventanas puede mejorar al minimizar los errores al calcular dicha transformada, como por ejemplo no tomar en cuenta que se está haciendo este procedimiento sobre un conjunto finito de datos y que la señal medida no tiene forzosamente un número entero de periodos, teniendo por consecuencia transiciones bruscas que posteriormente darán lugar en el espectro a altas frecuencias que en realidad no existen (fenómeno de Gibbs). A la par, el centroide espectral es un descriptor físico empleado en el procesamiento de señales digitales que indica el punto en el espectro armónico donde se localiza la posición relativa ponderada de la energía acústica distribuida, es decir donde se concentra la mayoría de dicha energía y servirá para detectar si existe alguna diferencia perceptible en los registros armónicos provocada por la presencia

de las terminaciones que cierran el tubo. El espectro también sirve para establecer una escala para la distorsión armónica no lineal que atañe a los pulsos viajantes en un régimen de altas amplitudes. El origen del sonido “brassy” se debe entonces al régimen en el que el instrumento es tocado y a la geometría del mismo, la intensidad de la onda provoca que el sonido que se propaga sobre una larga distancia lo haga de manera no lineal dando pie al empinamiento de la onda y a un enriquecimiento de las altas frecuencias del espectro armónico. Se busca saber qué influencia tendrá sobre el espectro mencionado la presencia y el grosor de la terminación cerrada comparando el pulso al inicio de su trayectoria con el pulso medido a la mitad de la trayectoria y si es posible al final para ver a partir de qué grosor se dio una reflexión total. Por último, se espera establecer que si al haber un mayor número de reflexiones, quedando así más energía dentro del tubo, entonces aumenten las amplitudes, dando lugar a un mayor empinamiento no lineal y por consiguiente a más energía en los armónicos altos.

Capítulo 2

Consideraciones teóricas

2.1. Intensidad Acústica

2.1.1. Unidades de la Presión Sonora

Una de las propiedades de interés para este caso de estudio es la intensidad sonora pues es controlable y medible con las herramientas disponibles en el laboratorio. El nivel sonoro, es lo que se percibe como qué tan fuerte se escucha un sonido, sin embargo esta percepción es subjetiva y para poder tener una medición cuantitativa confiable se establecen parámetros verificables como la distancia a la que se está midiendo, la duración de la medición y la intensidad del pulso original reproducido por la bocina. Por otra parte, entender la unidad de medida para el nivel sonoro es la mejor forma de tener una referencia adecuada para las mediciones.

Asimismo para una onda particular, la amplitud es la diferencia entre la presión causada por una onda de sonido y la presión estática del medio material en el que se propaga dicha onda, recordando que la acústica es una formulación perturbativa. Como la amplitud de presión como magnitud física es relevante aquí porque es lo que se mide con el micrófono, dentro del sistema SI (sistema internacional de unidades), su unidad correspondiente es el Pascal [Pa] que es el equivalente a la fuerza de un Newton sobre un metro cuadrado:

$$1Pa = \frac{N}{m^2} = \frac{kg}{m \times s^2}. \quad (2.1)$$

La relación anterior se interpreta como la fuerza que se debe aplicar a una masa de 1 kg para que tenga una velocidad de 1 m/s durante ese mismo segundo incidiendo sobre una superficie de un metro cuadrado de área. Sabiendo esto, la magnitud de la fuerza puede parecer baja en relación al área en la que se distribuye pero en cuanto a sonido, para darnos una idea, 1 Pa, en nivel de presión sonora (SPL por sus siglas en inglés) es equivalente a aproximadamente 94 dB_{SPL} (por la ecuación 2.2), esto es comparable con el nivel SPL de un claxon de automóvil o de una podadora que se escucha a una distancia de 1m (tabla 2.1). La expresión analítica que relaciona las unidades de presión aquí expuestas es la siguiente:

$$SPL = 20 \times \log_{10} \left(\frac{P}{P_0} \right) \text{ dB}, \quad (2.2)$$

en la cual P es el valor RMS (sección 2.1.2) de la presión sonora y $P_0 = 20\mu\text{Pa}$, que representa la presión mínima que escucha un oído humano sano y joven. Se interpreta esta relación como la razón entre la presión sonora absoluta y el nivel de referencia del sonido en el aire.

Al medir el nivel de presión sonora en dB_{SPL} , a partir de la ecuación (2.2) se obtiene una escala logarítmica, con lo que es posible abarcar un rango muy amplio de intensidades. Se emplea este tipo de unidades relativas en acústica porque el oído humano también percibe el sonido de manera logarítmica por su sensibilidad a las variaciones de intensidad; el inicio de la escala se establece de modo que 0 dB corresponden con el umbral de lo audible (sonido más débil perceptible) y donde el umbral del dolor se encuentra aproximadamente alrededor de los 140 dB. Dado lo anterior, para hacer un muestreo adecuado en cuanto al espectro de audición se busca tomar muestras dentro de un rango de 90 dB a 120 dB.

Fuentes sonoras a 1 m	Presión del sonido en Pa	dB_{SPL} re $20\mu Pa$
Presión sonora de referencia	0.00002	0
Estudio de TV	0.0002	20
Librería (Silencioso)	0.002	40
Conversación	0.02	60
Tráfico vehicular (Molesto)	0.2	80
1 Podadora	1	94
2 Podadoras	2	100
Sirena de patrulla (Límite de lo tolerable)	20	120
Rifle (Umbral del Dolor)	200	140

Tabla 2.1: Tabla comparativa de niveles de presión sonora en Pa y dB_{SPL} para distintas intensidades representadas por una fuente específica [13]

El cuadro comparativo anterior pone en evidencia que la escala de dB no es lineal, pues al duplicar la presión sonora superponiendo dos fuentes cuyas intensidades son idénticas, el valor en dB aumenta aproximadamente por 6 unidades en lugar de multiplicarse por 2. En general, la diferencia de comportamiento entre la presión sonora en Pa y la presión en unidades comparativas (dB_{SPL}) frente a la referencia del umbral de lo audible se puede observar en la gráfica siguiente obtenida a partir de la ecuación 2.2:

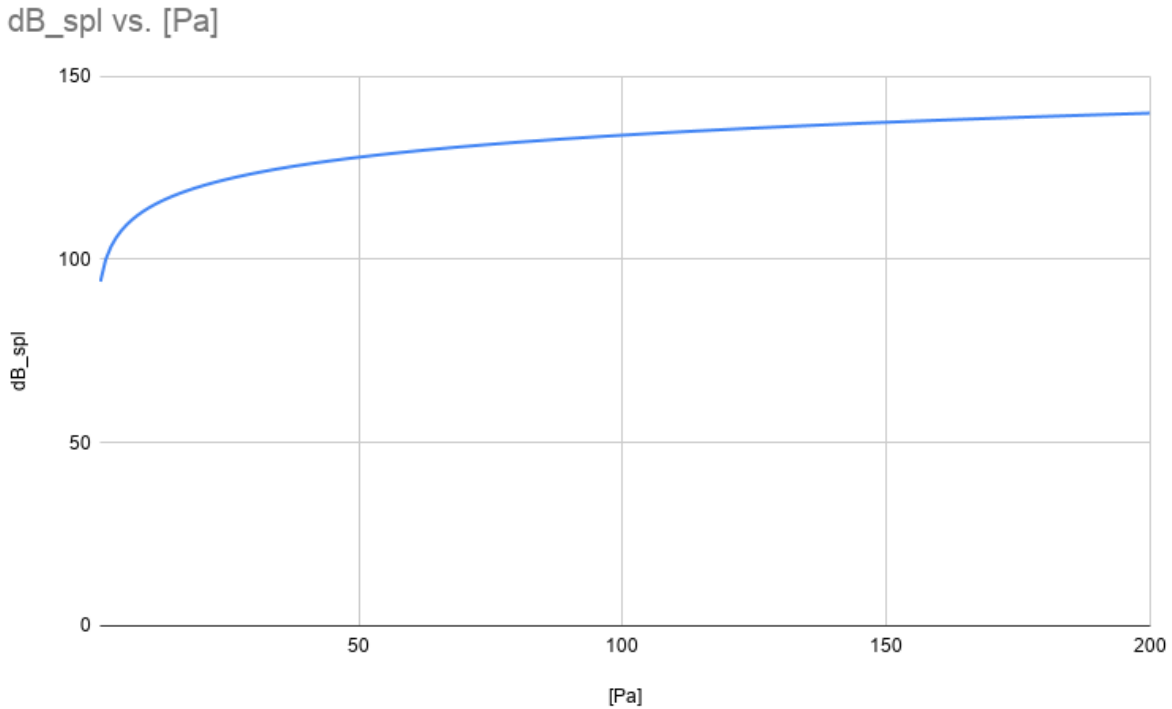


Figura 2.1: Gráfica del nivel de intensidad sonora en dB_{SPL} en función de la presión sonora en Pa

2.1.2. Presión RMS

Las siglas RMS significan “*Root Mean Square*” y se refieren al valor cuadrático medio o valor eficaz de la intensidad a lo largo de un periodo de tiempo, razón por la que es más intuitivo aplicar este concepto a ondas periódicas o pulsos de corta duración. Ahora, a partir de que el nivel SPL es conocido por medio de la ecuación (2.2) es posible determinar la intensidad acústica para la propagación de ondas planas como la potencia por unidad de área que se propaga en la dirección \hat{u} de la onda, dado que:

$$I = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} p \hat{u} dt \quad (2.3)$$

de donde se deduce que P_{rms} es :

$$P_{rms} = \sqrt{\frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} p^2 dt}, \quad (2.4)$$

donde t_p es la duración del pulso.

Reportaremos la intensidad en los resultados con la presión RMS porque representa la presión en el fragmento de señal estudiado en vez de la magnitud en un solo o varios puntos.

2.2. Características de los pulsos cuadrados

Una onda cuadrada es una forma de onda particular que se caracteriza por hacer variaciones instantáneas entre dos valores y se representa con una expansión de funciones periódicas en términos de senos y cosenos como se muestra a continuación:

$$p(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{2\pi}{T} t + b_n \sin \frac{2\pi}{T} t \right) \quad (2.5)$$

Si tenemos una función periódica cuyo periodo es T , $1/T$ se presenta como la frecuencia fundamental, entonces al multiplicar t por $1/T$ vamos a obtener puros múltiplos de la frecuencia fundamental, donde a_n y b_n son los coeficientes de Fourier que indican qué tanto influye en la representación de cada función cada uno de los cosenos y senos porque como se menciona en la sección 3.2.1 cualquier función puede ser representada sumando la cantidad determinada de senos y cosenos de amplitudes determinadas y de frecuencias iguales o múltiplos de $1/T$. Sumando una cantidad determinada de senos y cosenos nos aproximamos a una onda cuadrada, es decir que la suma 2.5 converge a la función periódica cuadrada.

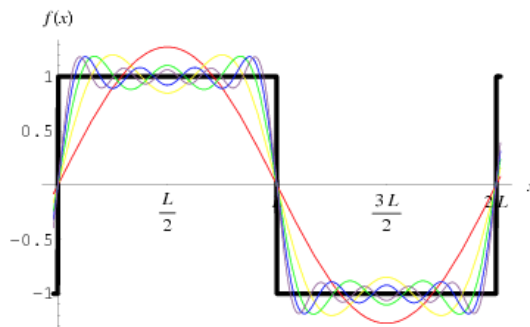


Figura 2.2: Representación gráfica de las series de Fourier tendiendo a una onda cuadrada [14].

En resumen, la onda cuadrada, onda de pulsos o tren de pulsos es un tipo de forma de onda no sinusoidal, pero periódica. Para nuestro caso, utilizaremos un pulso cuadrado que simplemente constará de un solo periodo T aunque después de haber sido programado en el generador de funciones y reproducida por el altavoz, será modificada inevitablemente por este sistema y habrá que grabar la señal acústica producida a la salida de este último para tener una referencia con la que comparar lo que ocurra en la fase experimental.

2.3. Corrección de la terminación abierta

Recordemos de la sección 1 que en ductos estrechos, las ondas que se propagan se pueden considerar como ondas planas. De los casos considerados en dicha exposición, se mencionó que para un tubo de longitud L con ambas terminaciones abiertas, la longitud de onda del modo fundamental es $2L$ con un nodo de desplazamiento (que corresponde a un anti-nodo de presión) al centro y 2 antinodos de velocidad en cada uno de los extremos abiertos del tubo; mientras que por su parte, un tubo cerrado-abierto de misma longitud L , tendrá $4L$ por longitud de onda del modo fundamental, tendrá un nodo de velocidad en la terminación cerrada y un anti-nodo de la misma naturaleza (que corresponde a un nodo de presión) en el extremo abierto (figura 1.3).

Cuando la onda que se propaga a lo largo del tubo estrecho y éste cuenta con una terminación abierta como se describió en 1, la onda en realidad no va a comenzar en la terminación del tubo sino antes debido a que el aire que vibra tiene masa y por tanto inercia, y esto puede provocar un error al evaluar los resultados teóricamente.

El factor de corrección va a depender del radio del tubo a por lo que cuando se diseña algún instrumento musical cuyo funcionamiento está basado en tubos se debe de tomar en cuenta su diámetro. En acústica, el factor de corrección del extremo es una distancia corta agregada a la longitud del tubo de resonancia, con el fin de calcular la frecuencia precisa de resonancia. La frecuencia de un tubo real es más baja que la que se predice teóricamente. Desde este punto de vista, un tubo abierto de longitud finita se considera algo más largo que su longitud física [1].

Una base teórica para el cálculo de del factor de corrección es la impedancia acústica de radiación de un pistón circular. Esta impedancia representa la relación de la presión acústica en el pistón, dividida por la tasa de flujo inducida por él. La velocidad del aire se asume típicamente uniforme en la terminación del tubo. Esto es una buena aproximación, pero no es exactamente verdad en la realidad, puesto que la viscosidad del aire reduce la tasa de flujo en la capa límite muy cerca de la superficie del tubo. Por lo tanto, la columna al interior del tubo está cargada con el fluido externo debido a la radiación de la energía sonora. Esto requiere que se agregue una longitud adicional a la longitud regular para calcular la frecuencia natural del sistema tubo.

Supongamos que dentro un tubo de sección transversal y longitud constantes, el fluido es empujado por un pistón desde una posición inicial $x = 0$ hacia una posición final abierta $x = L$ que corresponde con la longitud del tubo. Si el pistón vibra a frecuencias para las cuales se propagan únicamente ondas planas, la onda en el tubo es de la forma :

$$p = \mathbf{A}e^{i[\omega t + k(L-x)]} + \mathbf{B}e^{i[\omega t - k(L-x)]} \quad (2.6)$$

donde \mathbf{A} y \mathbf{B} se determinan a partir de las condiciones de frontera en $x = 0$ y $x = L$. La impedancia mecánica Z en $x = L$ debe ser igual a la impedancia de la misma terminación debido a la velocidad de las partículas y la fuerza del fluido en la terminación,

$$Z_L = \rho_0 c S \frac{\mathbf{A} + \mathbf{B}}{\mathbf{A} - \mathbf{B}} \quad (2.7)$$

la impedancia mecánica en $x = 0$ es entonces

$$Z_0 = \rho_0 c S \frac{\mathbf{A}e^{ikL} + \mathbf{B}e^{-ikL}}{\mathbf{A}e^{ikL} - \mathbf{B}e^{-ikL}}. \quad (2.8)$$

Si se combinaran Z_L y Z_0 para quitar los coeficientes \mathbf{A} y \mathbf{B} , quedaría:

$$\frac{Z_0}{\rho_0 c S} = \frac{(Z_L / \rho_0 c S) + i(\tan(kL))}{1 + i(Z_L / \rho_0 c S)\tan(kL)}. \quad (2.9)$$

Ahora consideremos que el tubo está cerrado en $x = 0$ y abierto en $x = L$. La condición en esta posición es que, como el extremo abierto del tubo radia sonido hacia el exterior del tubo, el valor de la impedancia mecánica del extremo abierto del tubo es la impedancia de radiación de la terminación abierta $Z_L = Z_r$. Se ha comprobado teórica y experimentalmente que la impedancia de radiación se aproxima a:

$$\frac{Z_L}{\rho_0 c S} = \frac{1}{4}(ka)^2 + j0.6ka. \quad (2.10)$$

Según Kinsler [7], el factor de corrección es independiente de la frecuencia debido a que, las frecuencias de resonancia son todas armónicos de la fundamental. Si el radio del tubo es a y este cumple con la condición para la cual la longitud de onda es muy pequeño comparado con la longitud de onda del pulso $\lambda_n \gg a$, la longitud efectiva no es la longitud del tubo L sino L_{eff} para tubos de sección transversal constante donde L_{eff} se define como:

$$L_{eff} = L + 0.6a. \quad (2.11)$$

Capítulo 3

Métodos numéricos

3.1. Teorema de Muestreo

Cuando se van a adquirir señales digitales a partir de una onda acústica real, hay que tomar ciertas consideraciones para asegurarnos de que la información retenida es satisfactoriamente precisa. La señal analógica se conforma de una infinidad de puntos que puede ser representada por una función continua pero la digital es formada por un número finito de puntos y se representa con una función discreta. Lo que se busca es asegurarse de que se retengan los suficientes puntos para que la señal digital reconstruida sea consistente con la señal acústica real. Más adelante en el capítulo correspondiente al procedimiento experimental (4) se detallará el proceso de captura de las señales, sin embargo, es necesario exponer que la forma en la que esto se lleva a cabo tiene un impacto sobre el análisis numérico posterior de estas mismas. Las muestras de una señal acústica, se toman registrando las variaciones de voltaje cada determinado intervalo de tiempo Δt que traducirán como un conjunto de datos que nos permiten reconstruir la muestra numéricamente y la frecuencia de muestreo es el inverso de éste intervalo de tiempo que es constante ($\frac{1}{\Delta t}$). De este modo se puede perder información, por ello, el teorema del muestreo de Shannon-Nyquist establece que para la reconstrucción ideal de una señal es necesario que la frecuencia del muestreo sea igual o mayor al inverso del doble del intervalo de tiempo que separa las muestras ($\frac{1}{2\Delta t}$).

En efecto, para que una señal analógica $x(t)$ cuya frecuencia más alta es F , sea reconstruida

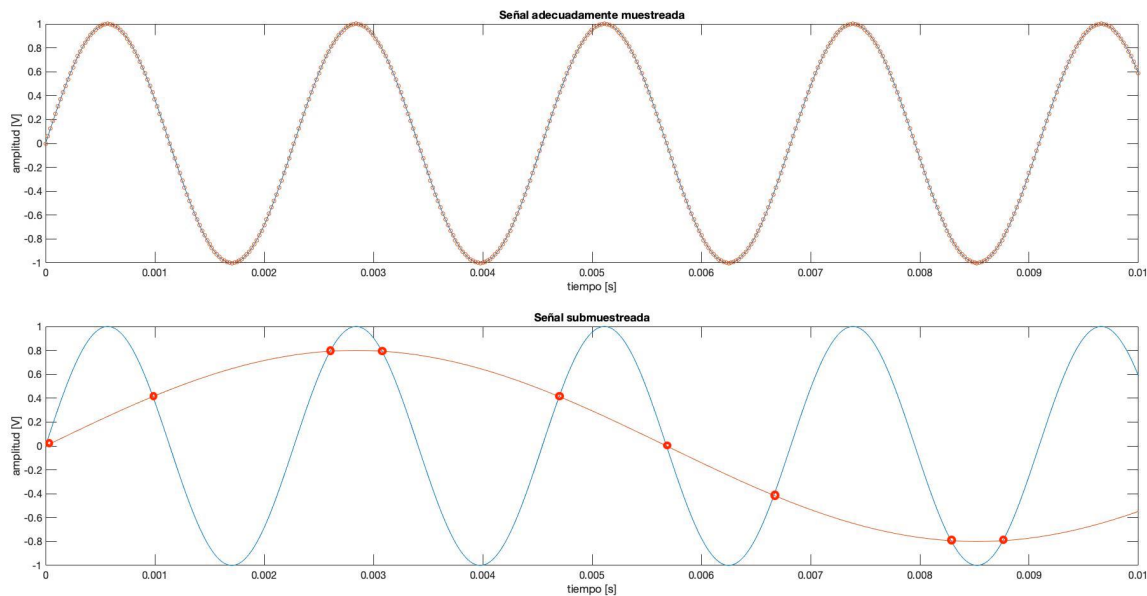


Figura 3.1: Ejemplo de señal correctamente muestreada (arriba) y de una señal submuestreada (abajo)

correctamente, la frecuencia de muestreo F_s debe alcanzar un valor $F_s > 2F$. La frecuencia de muestreo F_s por su parte significa que cada determinado intervalo de tiempo, se toma el valor de la amplitud y fase de la señal en el instante de tiempo correspondiente.

Cuando no se cumple la condición planteada anteriormente, se puede presentar un fenómeno de *alias* que es cuando la señal reconstruida es distinta de la señal análoga original porque los puntos de muestreo no son suficientes para dar una reconstrucción apropiada de la señal.

3.2. Transformada de Fourier

Una herramienta fundamental dentro de los métodos computacionales que se usa ampliamente para el análisis espectral de señales conformadas por datos es la transformada de Fourier debido a que permite pasar del dominio temporal al dominio frecuencial. Es decir que para el dominio temporal se evalúa una cantidad h que varía en el tiempo t y se puede notar como $h(t)$ mientras que en el dominio de frecuencias el proceso se lleva a cabo partiendo de una amplitud H como función de la frecuencia f y entonces se denota como

$H(f)$, teniendo por resultado las frecuencias que componen, por ejemplo, un extracto de audio y qué tan presentes están en función de su amplitud. Lo anterior resulta útil ya que $h(t)$ y $H(f)$ son dos representaciones de una sola función que al permitirnos estudiarla de ambas maneras nos proveen de mayor información [8].

La transformada consiste en lo siguiente; partiendo de la idea de que las señales sonoras que tienen un comportamiento senoidal son aptas para ser representadas adecuadamente con funciones $\sin(x)$ y $\cos(x)$, por la identidad de Euler se pueden también representar de forma exponencial:

$$\cos(\theta) + j\sin(\theta) = e^{j\theta} \quad (3.1)$$

Seguido de esta identidad, es necesario que la señal sonora cumpla con ciertas características, entre ellas la función debe ser periódica en un dominio. El requerimiento de periodicidad se fundamenta sobre el hecho de que en la definición $T = \frac{1}{f}$ del periodo, se nota directamente que se encuentra ligado a una frecuencia f , también conocida como fundamental. A partir de esta fundamental, derivan las demás frecuencias también conocidas como armónicos sobre una ventana temporal dentro de la duración de la señal; esto se logra gracias a que una función periódica puede ser representada sumando funciones $\sin(x)$ y $\cos(x)$ de amplitudes determinadas cuyas frecuencias resultarán ser iguales a múltiplos de la fundamental.

Continuando, desde el espacio temporal, para cada elemento del tiempo existe un elemento asociado en amplitud; lo que la transformada hace, es multiplicar los elementos de amplitud asociados a los puntos en el vector del tiempo por la exponencial compleja 3.1 haciendo que las frecuencias presentes en la señal resalten o se atenúen dependiendo de la potencia que tengan dichas frecuencias. Así, las ecuaciones que definen a la transformada de Fourier $h(t)$ y su inversa, $H(F)$, se representan como:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi jft} dt, \quad (3.2)$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi jft} dt, \quad (3.3)$$

donde las unidades son t , que se mide en segundos y f que se mide en Hz (ciclos por segundo) [8]. Sin embargo, si buscamos expresar la ecuación 3.2 en términos de la frecuencia angular ω (definida como $\omega \equiv 2\pi f$), las unidades de frecuencia cambian a radianes por lo que las ecuaciones anteriores se reescriben como :

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{j\omega t} dt, \quad (3.4)$$

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega)e^{-j\omega t} dt, \quad (3.5)$$

con $\omega \in \Re$ [12].

Más adelante, eso último permitirá observar qué frecuencias aparecen y cuales permanecen o cómo cambian en las reflexiones, tomando en cuenta el *Teorema de Parseval* que establece que la potencia total en una señal es la misma tanto sea calculada en el dominio del tiempo o de las frecuencias. No obstante, para datos discretos muestreados se usa la primera forma.

3.2.1. Transformada Discreta de Fourier

Las señales reales que se obtienen en laboratorio se procesan a partir de herramientas computacionales que nos proporcionan un resultado en formato digital y nos quedamos con un vector de datos discretos, por lo que la definición 3.2 no se puede aplicar directamente pues está definida para una función continua. Para estos casos, se utiliza la transformada discreta también conocida como DFT y se define como:

$$X[\omega_k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[t_n]e^{-j\omega_k t_n} \quad (3.6)$$

con $k = 0, 1, \dots, N - 1$

Este enunciado representa la transformada bajo la forma de una suma de productos escalares que a partir de un sonido que se graba con una frecuencia de muestreo determinada, va a multiplicar cada muestra por la exponencial compleja que representa a las ondas senoidales. El producto escalar se puede entonces entender como la proyección de una señal sobre un conjunto finito de señales senoidales complejas; entonces así es como es posible

identificar su presencia en la señal.

Como las sinusoides representan los armónicos, estamos entonces identificándolos y así podemos incluso caracterizar una fuente en particular. El uso de las transformadas y series de Fourier con fines analíticos se conoce como estudio armónico que en resumen, es una manera de descomponer una función periódica arbitraria obteniendo un conjunto reducido de datos frecuenciales que se pueden analizar individualmente. Para calcular la DFT con herramientas computacionales, se emplea un algoritmo complejo que la mayoría de los entornos de programación ya incluyen dentro de sus paqueterías. A este algoritmo se le conoce como transformada rápida de Fourier (Fast Fourier Transform) o FFT por sus siglas en inglés [4].

3.3. Ventanas Y FFT

Pese a que la transformada de Fourier es fundamental para comprender una señal, hay que tomar en cuenta que tiene limitaciones; una forma de minimizarlas es la utilización de ventanas cuyo cometido principal es amortiguar los efectos del fenómeno de Gibbs que resulta del truncamiento de una serie infinita [16].

El aplicar una ventana o realizar un “ventaneo” consiste en multiplicar el registro temporal por una ventana de longitud finita cuya amplitud varía gradualmente hacia cero en los bordes donde pueden o brincos. El ventaneo se emplea con el fin de obtener un espectro de frecuencias sin transiciones bruscas que se deben a que si utilizamos un conjunto de datos finito, al aplicar la transformada para obtener los componentes frecuenciales en la señal, ésta última asume que el conjunto de datos cubre un periodo exacto dentro de una señal periódica; entonces si se conectara el punto inicial con el punto final se cubriría un número de periodos entero. Si la medición se realiza en un intervalo de tiempo sobre el que se adquiere un número entero de periodos, la suposición es correcta, sin embargo, cuando se hacen mediciones, este no es el caso general. Las mediciones que capturan un número no entero de periodos presentando algún periodo truncado pueden tener discontinuidades que resultan en cambios bruscos, para la FFT estos cambios bruscos pueden dar lugar a frecuencias altas que en realidad no pertenecen a la señal y además, estas frecuencias

pueden ser mucho mayores que la frecuencia máxima de muestreo establecida por el teorema de Nyquist (sección 3.1) provocando efectos de *aliasing* y por consecuencia el espectro obtenido se puede aproximar pero no representa el espectro real de la señal.

Asimismo, existen diferentes tipos de ventana para distintas características frecuenciales que se adecúan al tipo de señal. Las características de una ventana se pueden apreciar observando directamente su gráfica (figura 3.2). Una de ellas es la frecuencia que es un espectro continuo con un lóbulo principal y varios lóbulos laterales. El lóbulo principal se centra en cada componente de frecuencia de la señal de dominio del tiempo mientras los lóbulos laterales, cuya altura sirve como indicador del efecto que tenga el ventaneo sobre las frecuencias cercanas al lóbulo principal, tienden a aproximarse a cero. Los lóbulos laterales más bajos reducen la fuga en la FFT medida, pero aumentan el ancho de banda del lóbulo mayor. El rango de corte del lóbulo lateral es el rango de caída asintótica de los picos del lóbulo lateral. Al aumentar el rango de caída del lóbulo lateral, se reduce la fuga espectral [5].

- **Ventana rectangular**

Cuando no se aplica deliberadamente una ventana, de algún modo existe un efecto de ventaneo pues hay una convolución que tiene un espectro característico de una función seno que se puede interpretar como una ventana rectangular por el simple hecho de tomar una muestra en el tiempo. A pesar de ello, la señal no se ve modificada por la ventana rectangular después de que le fue aplicada, por lo que tanto en el dominio del tiempo como en el dominio de la frecuencia permanecerá igual por lo que posiblemente no sea la mejor elección para mitigar con posibles discontinuidades derivadas del truncamiento de la señal.

- **Ventana Hann**

Es muy común que se emplee este tipo de ventana sobre todo si no se conoce la naturaleza de la señal a la que será aplicada, debido a que tiene buena resolución

frecuencial y pocas fugas espectrales. Su forma es senoidal con un pico ancho y se atenúa en los lóbulos laterales que tienden a cero en los extremos y así elimina las discontinuidades. La función ventana Hann se define como:

$$v(n) = 0.5 \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) \right] = \sin^2 \left(\frac{\pi n}{N-1} \right) \quad (3.7)$$

- **Ventana Hamming**

Es muy parecida a la ventana Hann pero al atenuarse en los extremos no se llega a cancelar y conserva un poco la discontinuidad. En algunas aplicaciones puede ser mejor para cancelar los lóbulos laterales más cercanos al pico principal pero no es ideal para cancelar los demás. Estas funciones de ventana son útiles para mediciones de ruido donde se desea una mejor resolución de frecuencia en caso de que los lóbulos laterales moderados no tengan importancia.

$$v(n) = a_0 - a_1 \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) \quad (3.8)$$

donde $a_0 = 0.54$, $a_1 = 0.46$ y $n = 1, 2, \dots, N$.

- **Ventana Blackman**

La ventana Blackman también es parecida a las ventanas Hann y Hamming, el espectro resultante tiene un pico ancho, pero una buena compresión de los lóbulos laterales. Se define matemáticamente como:

$$v(n) = a_0 - a_1 \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) + a_2 \cos \left(\frac{4\pi n}{N-1} \right) \quad (3.9)$$

donde $a_0 = 0.48$, $a_1 = 0.5$, $a_2 = 0.08$ y $n = 1, 2, \dots, N$.

Podemos ver como se construyen estas 3 ventanas en el dominio temporal y frecuencial en la figura a continuación.

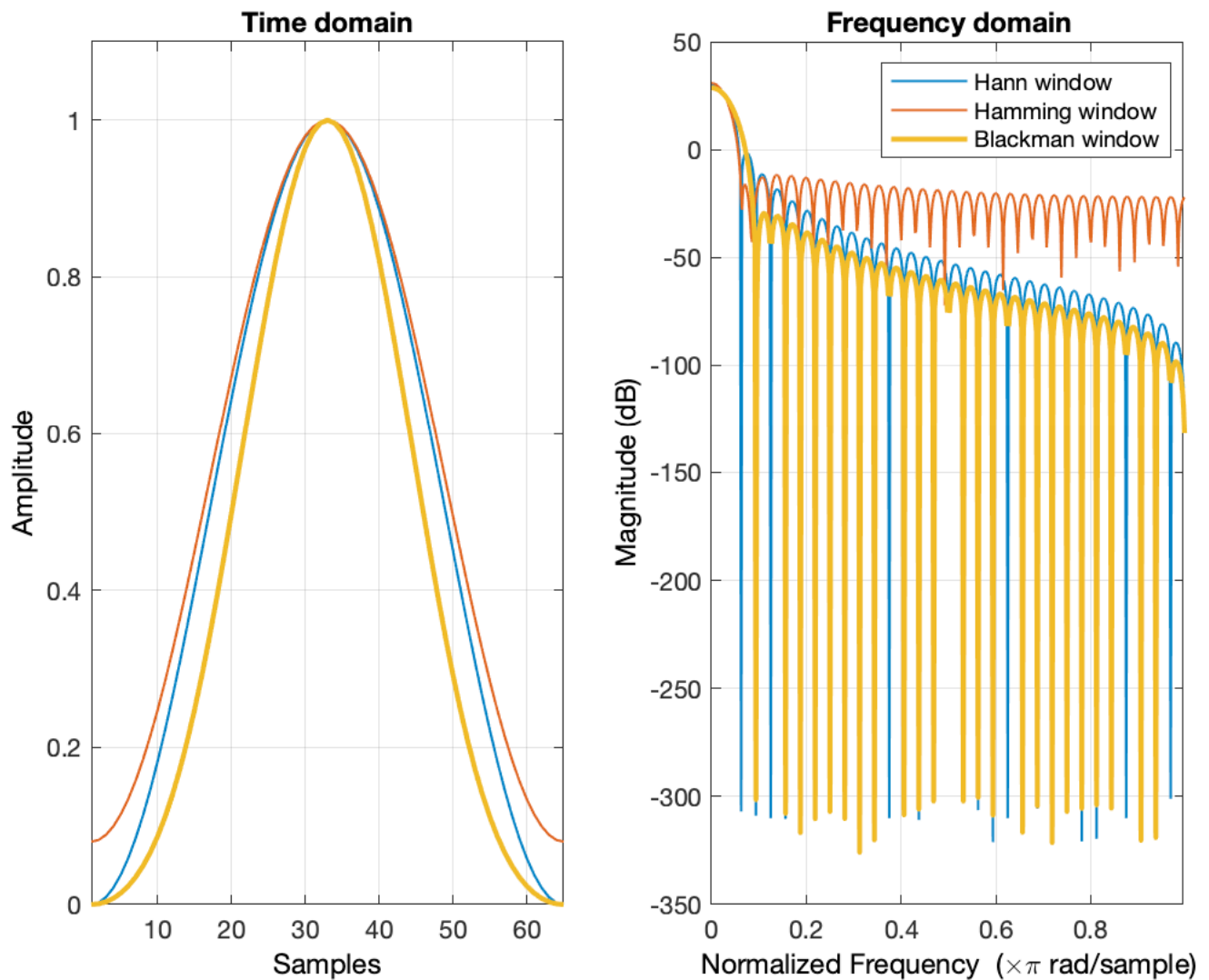


Figura 3.2: Ventanas Hann, Hamming y Blackman calculadas con Matlab a partir de [15] mediante la aplicación integrada "Window Designer". A la izquierda se muestra la amplitud contra las muestras en el dominio temporal y a la derecha, la magnitud en dB contra la frecuencia normalizada en el dominio frecuencial.

La mejor forma de elegir la ventana adecuada es aplicando varias y comparar los resultados.

3.4. Centroide espectral

Por otro lado, si se busca caracterizar un espectro de frecuencias se utiliza el centroide espectral porque es una cuantificación simple de la distribución de la energía en la señal. Se obtiene a partir de la transformada de Fourier y se define como el promedio ponderado de las frecuencias presentes en la señal cuyas amplitudes son los pesos para la ponderación, dividida entre la suma de todas las amplitudes con el fin de caracterizar el espectro.

$$CentroideEspectral = \frac{\sum_{n=0}^{N-1} f[n]x[n]}{\sum_{n=0}^{N-1} x[n]}, \quad (3.10)$$

donde $x[n]$ es el valor de la frecuencia ponderada. Se asocia comúnmente con el brillo del sonido [11] haciendo aquí alusión al sonido de los metales que buscamos caracterizar dentro de este trabajo de tesis.

Capítulo 4

Procedimiento experimental

A continuación, este capítulo describe detalladamente el montaje experimental con el que se pudo llevar a cabo el experimento; ello involucra el arreglo experimental, sus componentes y el método establecido con el que se realiza la medición de datos experimentales. El experimento tiene por objetivo medir y estudiar propiedades o efectos que ocurren en la propagación de una señal dentro de un tubo cilíndrico cerrado o abierto tales como: el régimen de la propagación (lineal o no-lineal), la intensidad y la influencia del grosor de la terminación cerrada al buscar a partir de qué valor se puede considerar que se obtiene una reflexión total o cuasi-total.

Se comienza por programar previamente un pulso cuadrado de $1ms$, para asegurar que sea lo suficientemente estrecho y que no confunda con sus reflexiones, que servirá como señal de entrada. Posteriormente, se monta el arreglo experimental para llevar a cabo las mediciones que consisten primeramente en observar el comportamiento de la señal con el extremo estudiado abierto como referencia con capturas en tres distintas posiciones como se indicará más adelante en esta sección y así seguir la evolución temporal de la señal. También, se realizan mediciones a distintas amplitudes con el fin de observar el régimen de propagación en cada una de las posiciones del micrófono y finalmente se repite el proceso para cada una de las tapas con distintos grosores.

4.1. Arreglo Experimental

Nuestro arreglo experimental está conformado por cuatro secciones principales; la primera está dedicada a generar y visualizar la señal de entrada (generador de funciones, analizador); luego, una segunda sección es la que hace posible transformar la señal generada digitalmente en una señal acústica (amplificador y bocina); en la siguiente etapa encontramos el tubo cilíndrico que es el objeto de estudio en el que se realizan las mediciones, y finalmente encontramos la sección dedicada al registro de la señal y su procesamiento (micrófono tipo sonda junto con su fuente de poder, el preamplificador y de nuevo el analizador para observar la señal resultante de salida) .

Seguidamente se listan los instrumentos de medición precisando marcas y modelos, y el material en general empleado en el montaje.

- Tubo cilíndrico metálico de 300.2 cm de largo y 1.6 cm de diámetro interno.
- Analizador de señales - Marca: Stanford research systems; Modelo: SR780
- *Driver* (Bocina) - Marca: Radson Modelo: U-1505
- Micrófono de sonda - Marca: Brüel & Kjær (B&K); Modelo: tipo 4182
- Fuente de poder - Marca: Brüel & Kjær (B&K); Modelo: tipo 2804
- Micrófono de 1 pulgada - Marca: Brüel & Kjær (B& K); Modelo: tipo 4179
- Fuente de poder - Marca: Brüel & Kjær (B& K); Modelo: tipo 2660
- Amplificador de audio - Marca: Yamaha; Modelo: P2500S
- Generador de Funciones - Marca: Stanford research systems; Modelo: DS345
- 6 Tapas metálicas para la terminación del tubo
- Hojas de papel aluminio con soporte para fijar al tubo



(a) Tubo metálico



(b) Analizador



(c) Driver



(d) Generador de Funciones



(e) Micrófono tipo 4182



(f) Micrófono tipo 4179



(g) Fuente de poder del micrófono



(h) Tapas



(i) Amplificador



(j) Hojas de Aluminio

Figura 4.1: Material e instrumentos de medición empleados en el montaje experimental

Al realizar el siguiente montaje a partir de estos elementos será posible generar un pulso eléctrico, transformarlo en una señal acústica, grabarla y procesarla. Primero es necesario programar el pulso en el generador, una vez obtenido se envía al amplificador quien a su vez enviará el pulso como señal eléctrica al *driver* (bocina). Ésta última transforma la señal eléctrica en la señal de presión sonora que viaja por el tubo y es grabada por el micrófono en el extremo y quien de nuevo transforma la onda acústica modificada por su paso a través del tubo en una señal eléctrica. La nueva señal eléctrica es enviada al analizador del cual será posible extraer la información por medio de una llave USB y así hacer un estudio de las mediciones efectuadas.

Las conexiones de lo anteriormente descrito se muestran en la siguiente figura:

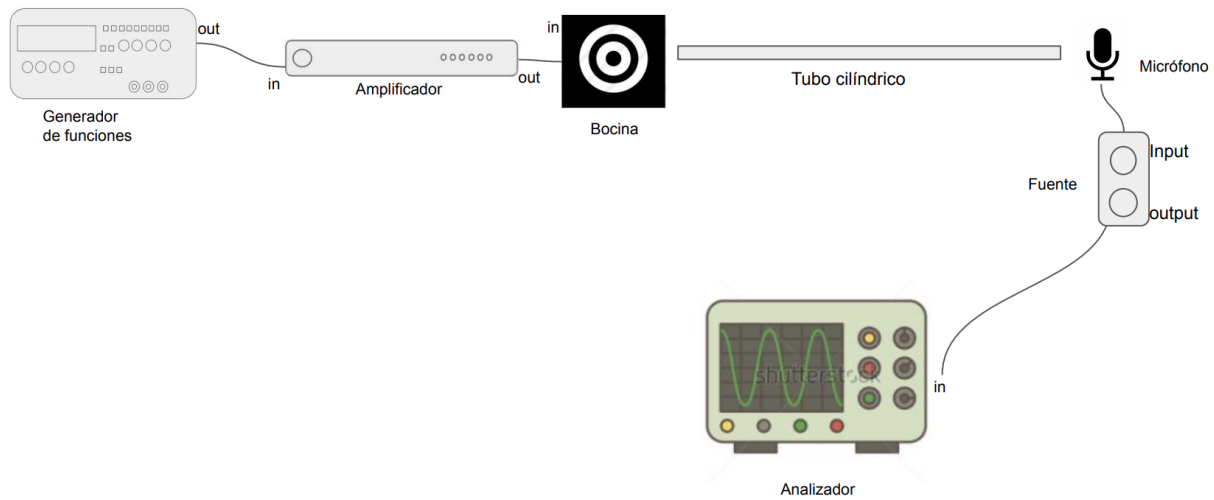


Figura 4.2: Diagrama de montaje experimental y conexiones

Una vez montado el experimento, se procede a tomar las mediciones cerrando el extremo que queda libre del cilindro con cada una de las 6 tapas y capas de hojas de aluminio (primero con una, luego 2 y finalmente 3 para tener grosores de otro orden de magnitud en la terminación cerrada), además de tomar las mismas medidas cuando el extremo del tubo se encuentra libre o sin tapa. Para fines prácticos se emplea la siguiente nomenclatura:

No. de tapa	Grosor en [mm] ± 0.05
Libre o 0	0
1	0.5
2	1
3	1.5
4	2
5	2.5
6	3

Tabla 4.1: Tabla de nomenclatura de las tapas según su grosor en [mm]

Para cada tapa, se toman de 3 a 6 medidas por cada posición del micrófono. La primera posición es con el micrófono dentro de la boquilla de la bocina, para tener una señal acústica inicial que recorrerá el tubo y se volverá a medir dentro del tubo a la mitad de este último siendo esta la segunda posición, y finalmente, la posición 3 corresponde al exterior

del tubo colocado a 1 cm de distancia como se muestra en la siguiente figura:

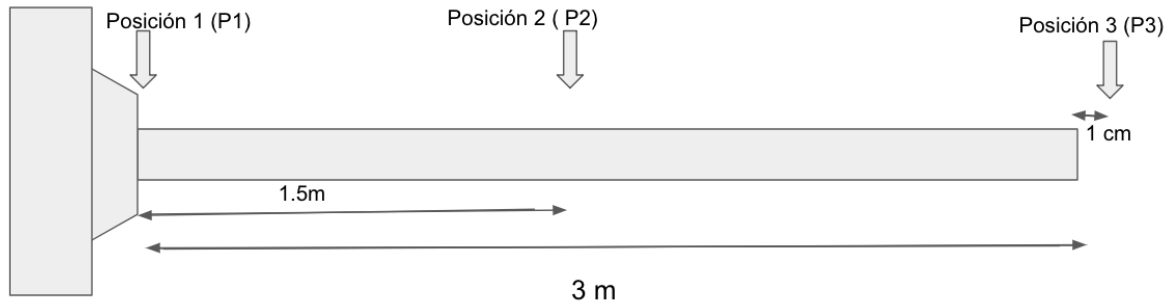


Figura 4.3: Posiciones para el micrófono a lo largo del tubo

En cada posición, se realizan de 3 a 6 mediciones con diferentes amplitudes en orden creciente, por lo que la *Amplitud 1* corresponde a la más baja. Sin embargo, el estudio de las amplitudes se realizará en una etapa posterior habiendo resuelto la etapa de los tiempos.

4.2. Generación de pulsos

Necesitamos programar el pulso cuadrado mencionado en la sección previa de tal manera que tenga el tiempo de viajar en el tubo y reflejarse antes de que se produzca el pulso siguiente, por lo tanto, debe ser un pulso muy estrecho.

Tenemos que $c = \frac{d}{t}$ donde c es la velocidad local del sonido, y por ende, si despejamos t nos queda que $t = \frac{d}{c}$ (donde la distancia se expresa en [m], la velocidad en [m/s] y el tiempo en [s]); considerando que la velocidad del sonido es de 343.2 m/s y que el tubo mide 300.2 cm de largo, podemos deducir que si tomamos un pulso de 1 ms ocuparía aproximadamente 34.32 cm en el espacio y le tomaría $\pm 0.87 \text{ s}$ llegar al otro extremo del tubo y reflejarse así que para cuando llegue a la posición inicial habrá tardado el doble, es decir, $\pm 1.75 \text{ s}$.

Por ello, pulsos de 1 ms de duración y espaciados entre sí por 2 s son funcionales para el muestreo pues en el espacio ocupan del orden de $\frac{1}{10}$ a parte del ducto y tienen tiempo de viajar a lo largo de toda su distancia y volver antes de la reproducción del siguiente.

Gracias al generador de funciones, se programará dicho pulso en modalidad ARB, la cual permite crear los pulsos a la medida de las especificaciones requeridas por la posibilidad de definir puntos en un espacio bidimensional que en el eje de las abscisas representa el tiempo en *ms* y en el eje de las ordenadas representa la amplitud en *Volts*; seleccionando el formato **point** que construye la forma de onda arbitraria a partir de valores en amplitud declarados por punto en el eje horizontal. Para ésta funcionalidad se permite almacenar hasta 16300 puntos a lo largo de dicho eje donde el primer punto es el 0. De la misma forma, se atribuyen 2048 puntos en el eje vertical que representan el voltaje de tal modo que el espacio bidimensional queda de 16300×2048 puntos equidistantes . Sin embargo, ésta funcionalidad impone ciertas restricciones de programación para la generación de funciones:

- El origen queda definido en el punto (0,0)
- La unidad en el eje temporal se define a partir de una frecuencia f dada de modo que $\delta = \frac{1}{f}s$, así para los $n=16300$ puntos, $\delta_{n+1} = (n + 1)\delta$.
- La unidad en el eje de la amplitud en V se define a partir de $\Delta = \frac{V}{2048}$ de modo que para los $m= 2048$ puntos, $\Delta_{m+1} = (m + 1)\Delta$.

Teniendo esto establecido, se definen los puntos de la siguiente manera :

Punto	X	Y
A	0	2047
B	10	2047
C	11	0
D	10 000	0

Tabla 4.2: Tabla de las coordenadas de los puntos que constituyen el pulso programado

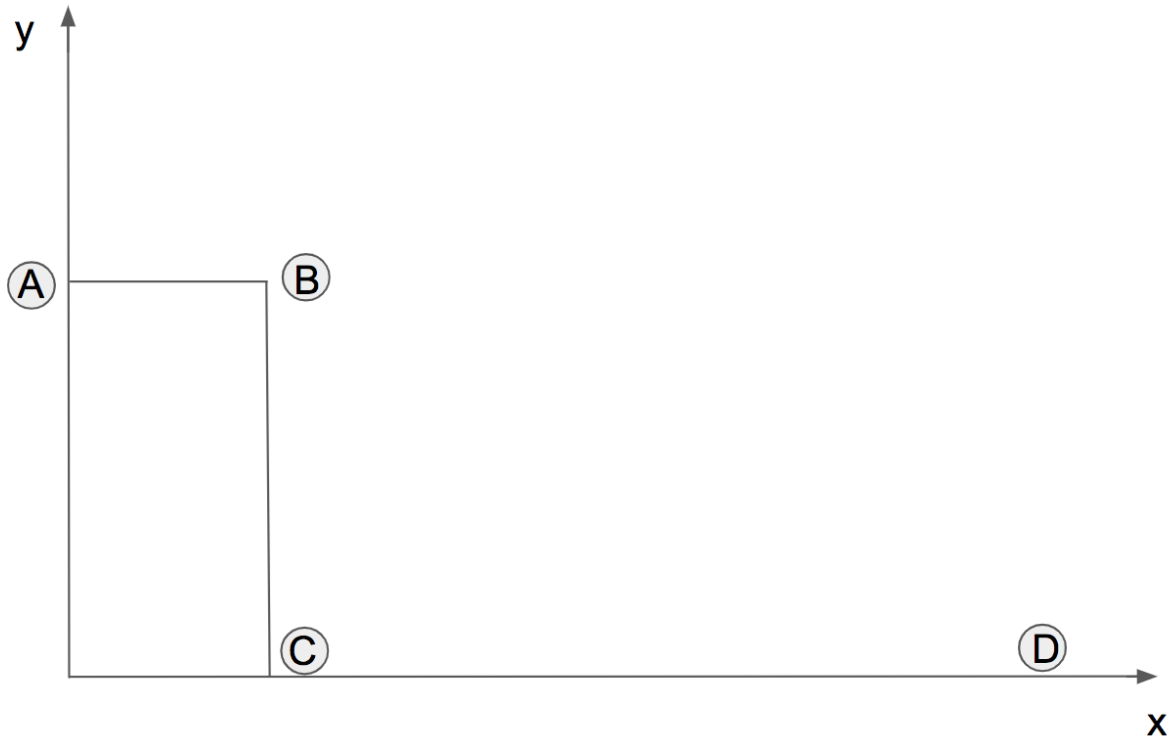


Figura 4.4: Diagrama de los puntos que conforman el pulso programado

4.3. Ajuste del Amplificador

Dentro de este arreglo figura un amplificador cuya función es tomar la señal programada en el generador y darle una amplitud que permita que por una parte sea reproducible por la bocina y por otra que ésta sea variable de acuerdo con los objetivos de la práctica.

El amplificador cuenta únicamente con una perilla para ajustar el nivel de salida de la señal, de ahí se sigue que, para obtener ciertos niveles es necesario establecer los ajustes que muestra la tabla a continuación:

dB	m V_{in}	Level
90	0.010 V	8/ ∞
120	1.108 V	2/ ∞
140	1.113 V	2/ ∞

Tabla 4.3: Tabla de los ajustes del amplificador

Tomando los datos de la tabla en cuenta, se hacen dos corridas, una en nivel 8/ ∞ para

las mediciones a partir de 90 dB y otra en nivel $2/\infty$ para las corridas a partir de 120 dB. Para la variación del voltaje de entrada al amplificador que se establece en el generador, se establecieron los valores siguientes:

Nivel $8/\infty$	
Nomenclatura	Voltaje en [V]
A1-L8	0.01
A2-L8	0.04
A3-L8	0.07
Nivel $2/\infty$	
Nomenclatura	Voltaje en [V]
A1-L2	0.10
A2-L2	0.25
A3-L2	0.50
A4-L2	0.75
A5-L2	1.00
A6-L2	1.25

Tabla 4.4: Valores de los voltajes que se establecieron para la toma de mediciones

4.4. Micrófonos y Calibración

4.4.1. Propiedades de los micrófonos

La función de un micrófono es transformar la presión sonora en señal eléctrica, por ello son esenciales en instrumentación acústica.

A los dispositivos que tienen esta capacidad de transformar un tipo de energía a otra se les conoce como transductores y se clasifican principalmente por el mecanismo a través del cual llevan esta transformación a cabo, además de otras características como la direccionalidad. Los tipos de micrófonos más comunes son los dinámicos y los de condensador; los dinámicos funcionan por medio de inducción magnética de manera muy similar a las bocinas pero a la inversa. Contienen una pequeña bobina de inducción móvil unida a una membrana que se sitúa en el campo magnético de un imán fijo. Cuando el sonido entra a través de la rejilla del micrófono, la onda de sonido mueve la membrana, desplazando la bobina que se mueve en el campo magnético, que a su vez produce una variación de

corriente en la bobina mediante inducción electromagnética. Comúnmente se utilizan para voces en vivo. Por otra parte, los micrófonos de tipo condensador o de capacitor son más sensibles y tienen una respuesta en frecuencia más plana en las altas frecuencias, lo que los vuelve más aptos para hacer medidas precisas por lo que muchos micrófonos de medición para laboratorio son de este tipo. Su principio de funcionamiento se basa en que se emula un capacitor con una membrana conductora delgada que se coloca muy cerca de una placa de metal sólido. Cuando las ondas de sonido golpean el diafragma, se mueve hacia adelante y hacia atrás en relación con la placa trasera sólida cambiando así la distancia entre las dos placas del condensador. Como resultado, la capacitancia cambia en función del movimiento provocado por las ondas y son estos cambios en la capacitancia que se registran como variaciones en una señal eléctrica. Sin embargo, la señal resultante de la cápsula es muy débil. El voltaje de salida de la cápsula del condensador es bastante alto, pero casi no produce corriente, porque la energía almacenada en el condensador es mínima. Por esta razón se necesita un “convertidor de impedancia” que es un circuito que amortigua la diferencia de voltaje entre la cápsula y el resto del equipo. El convertidor de impedancia hace que la señal sea más “resistente” al hacer que haya más corriente de señal disponible. Por lo tanto, los micrófonos de condensador requieren alimentación externa y hoy en día casi cualquier entrada de micrófono ofrece una alimentación fantasma.

Aquí, los modelos utilizados son el micrófono de sonda tipo 4182 y el micrófono de condensador tipo 4179 ambos de *Brüel & Kjaer*.

El micrófono de sonda se conforma de un micrófono y de un pre-amplificador que se encuentran dentro de la misma carcasa a la cual se le añade la sonda. Su forma permite mediciones muy cerca de la fuente de sonido o donde la fuente es difícil de acceder y por la alta impedancia de la punta de la sonda angosta, pueden realizar mediciones en volúmenes muy pequeños. Según el fabricante, el micrófono de sonda tipo 4182 está optimizado para mediciones de presión de sonido de campo cercano en lugares con espacio limitado o en entornos hostiles donde un micrófono convencional no sería adecuado.

Por otra parte, el micrófono de condensador empleado fue construido para medir niveles de presión muy bajos incluso por debajo del umbral de audición humano 0 dB, por lo que nos servirá para tomar medidas al final del tubo incluso con las tapas y así poder medir

las señales transmitidas a través de ellas.

4.4.2. Calibración

Para poder obtener mediciones correctas en relación a la magnitud de la presión sonora con el micrófono de sonda (modelo 4182) así como con el de una pulgada (modelo 4179), ambos *Brüel & Kjaer* mencionados en el montaje 4.1, buscaremos como es representada la presión sonora a través de las mediciones a realizar porque como y hemos mencionado, en realidad estos datos representan una diferencia de potencial eléctrico en Volts pues precisamente esta es la función de un micrófono.

En general, los estándares internacionales establecen que $1\text{Pa} = 94\text{dB}$, y por nuestra parte queremos encontrar a qué voltaje medido equivale 1Pa . Como el micrófono de medición ha tenido una vida de uso, la respuesta en frecuencia indicada en las características proporcionadas por el fabricante así como su sensibilidad pudieron haber cambiado y por ello se deben tomar algunas medidas para conocer la relación entre Volts y Pascales adecuada. Para ello, se utiliza un tono de referencia, en acuerdo con los estándares previamente mencionados, emitido por un calibrador. Al tener como objetivo el obtener señales cuya amplitud varíe entre 90 dB SPL y 120 dB SPL (correspondientes en términos musicales a *piano* y *forte* hablando de dinámicas), se utiliza un tono de 1kHz a 94 dB . Se graba este tono múltiples veces con cada micrófono involucrado en el procedimiento experimental de manera a poder obtener una media y una desviación estándar de la media cuadrática o valor RMS (Root Mean Square por sus siglas en inglés). El valor RMS está dado por la relación:

$$V_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T_a - T_b} \int_{T_a}^{T_b} V^2 dT}. \quad (4.1)$$

Los valores obtenidos se reportan en la siguiente tabla:

Sonda	
Promedio	Desviación Estándar
0.0213 V	5.77×10^{-5}
1 Pulgada	
Promedio	Desviación Estándar
0.0374 V	7.59×10^{-4}

Tabla 4.5: Valores del Voltaje RMS y Desviaciones Estándar obtenidos para la calibración de los micrófonos de medición

Por la sección (2.2) $94dB$ equivalen aproximadamente a 1 Pa, por lo que 0.0213 V por transitividad, también equivalen a 1 Pa. De ahí se interpreta que tenemos $21.3mV/Pa$ para el micrófono de sonda y $37.4 mV/Pa$ para el micrófono de 1 pulgada. Las mediciones primero se harán en Pa y luego se transformarán a dB porque la relación entre voltaje y presión en este caso es lineal.

Capítulo 5

Procesamiento de las señales

El objetivo del procesamiento de las señales grabadas es poder comparar para cada señal grabada dentro del tubo en *Posición 2*, los espectros del pulso saliente y del reflejado. Esto permitirá conocer el efecto del tubo y de las tapas sobre el régimen de propagación de las ondas acústicas en su interior.

El procedimiento consiste en primero estimar el nivel del ruido de fondo, aislar las porciones de señal que sean de interés conociendo el punto anterior, obtener los espectros de estas porciones de señal por medio de la DFT (3.2.1) y obtener el centroide espectral, sobre el cual girará la discusión del problema. Todo lo que se midió en *Posición 1* (sección 5.1.3) sirve como referencia de la señal antes de propagarse porque el pulso cuadrado programado, al pasar por el arreglo experimental, sufre una serie de alteraciones y el resultado final emitido por la bocina se vuelve completamente distinto a la señal programada que teóricamente está reproduciendo.

5.1. Etapas del Procesamiento

5.1.1. Ruido de piso

La intención de establecer un nivel de ruido de fondo es poder separar lo que es señal de lo que no lo es y definir el umbral de la ventana (3.3). Sin embargo, la práctica común para limpiar el ruido de una señal es el uso de filtros pasa bajas o pasa bandas, pero esto

altera el contenido frecuencial de la señal original además de que los resultados de estos procedimientos no han mostrado un cambio favorable para el propósito en cuestión ya que alteran la forma de onda (apéndice F). Dados los resultados de las pruebas hechas previamente, difícilmente un proceso de filtrado mejorará las señales. Además, como lo ideal es no modificar la señal en términos de sus frecuencias, es necesario buscar un método que nos ayude a establecer el ruido dentro del dominio de la amplitud para poder hacer este discernimiento.

Por otro lado, se puede considerar que el nivel de ruido es muy bajo porque se tomaron las mediciones en una cámara anecoica con ese propósito y los micrófonos se tendrían que ajustar en el nivel de sensibilidad más alto para poder medir alguna señal de ruido.

Si observamos la magnitud de la señal a partir de 0.1 segundos, podemos ver que la magnitud de la señal varía entre $-1 \times 10^{-5} Pa$ y $1 \times 10^{-5} Pa$, por lo que podemos también estimar que la relación señal ruido es muy alta y de nuevo concluir que el nivel de ruido es de $2 \times 10^{-5} Pa$, o sea, del orden de $10^{-5} Pa$.



Figura 5.1: Señal de presión del ruido de piso

5.1.2. Cortes para aislar los pulsos

La siguiente etapa en el procedimiento es separar dentro de la señal el pulso incidente y las reflexiones identificándolos en el tiempo y cortando los picos de estas señales.

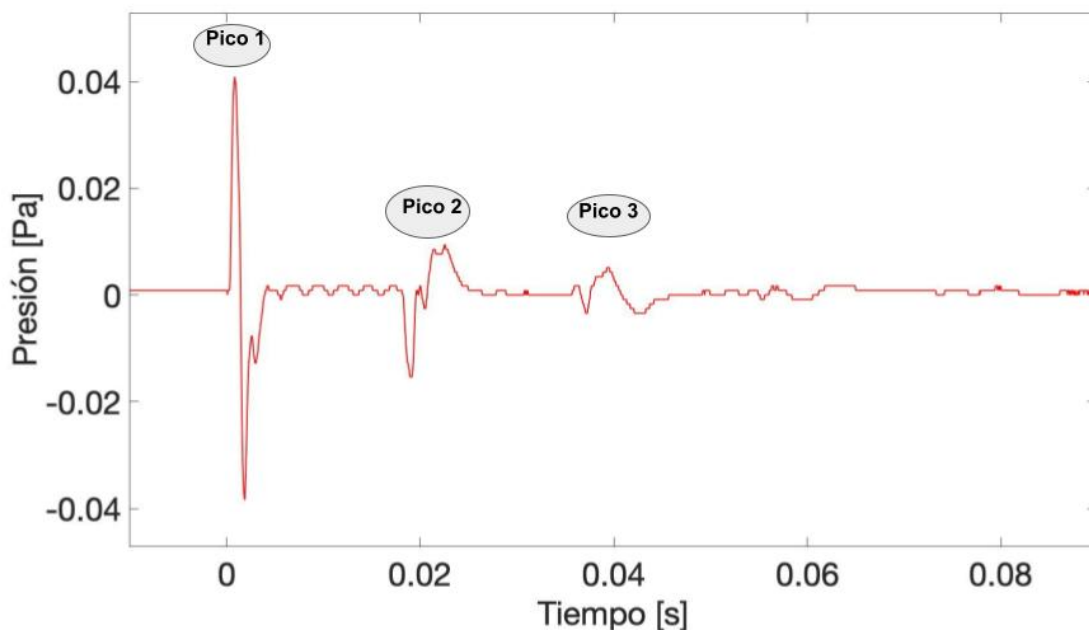
Para aislar las porciones de la muestra que son tanto el pulso incidente como los reflejados, hacemos el discernimiento de lo que se considera señal de lo que no lo es ejecutando la

rutina A en Matlab que lee el archivo .xlsx correspondiente a la señal otorgada por el analizador y procede de la siguiente manera:

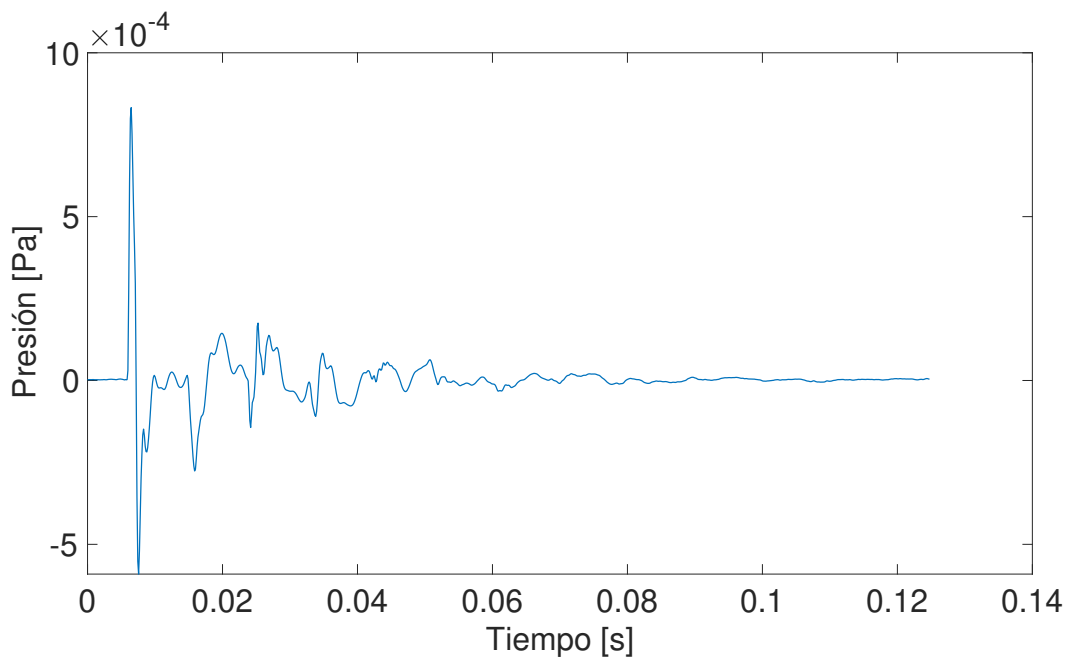
- Lee el archivo.
- Grafica la señal completa en el dominio temporal.
- Pregunta la coordenada en el eje temporal donde consideramos que es evidente que comienza la señal.
- A partir de la longitud del tubo y de la velocidad del sonido, se determina la ubicación en el tiempo y duración de las reflexiones (5.3).
- Corta las porciones de la señal correspondientes a las reflexiones y los guarda en un archivo .csv.
- Grafica por separado estos picos.

Para encontrar los tiempos donde empiezan las reflexiones, se tiene que tomar en cuenta la ubicación del micrófono con el que fue grabada la señal en cuestión ayudándonos de la figura 4.3.

Las gráficas siguientes ilustran los datos tomados en Posición 1. La figura *a* de 5.2 pertenece a una de las corridas antiguas que fueron descartadas, sin embargo, ilustra muy bien que la señal consiste en un pulso (Pico 1) y sus reflexiones (Picos 2 y 3) mientras que la figura *b* sí corresponde una señal estudiada en este proceso.



(a) Ejemplo de una señal tomada con el tubo abierto para mostrar la nomenclatura de los picos



(b) Ejemplo de señal a procesar tomada con el tubo abierto

Figura 5.2: Lectura y notación de los picos a analizar

Conociendo la velocidad del sonido y la longitud del tubo, es posible tener una predicción aproximada del instante t en el que se encuentren las reflexiones. Si el tubo mide $3.002m$ y estimamos que la velocidad del sonido es de $343m.s^{-1}$, el tiempo que le toma al pulso

viajar por el tubo es de $t = 3.002/343 = 8.7522 \times 10^{-3}s$ hasta el extremo opuesto y el tiempo que le toma ir y regresar a la posición inicial sería de $t = 2(3.002)/343 = 0.01750s$. Ahora, si tomamos una de las muestras y medimos el tiempo entre el inicio del primer pico aparente y el segundo, se lee gráficamente un intervalo de $9.03317 \times 10^{-3}s$. Eso se parece mucho más al valor teórico obtenido correspondiente al tiempo necesario para que el pulso recorra el tubo hasta llegar al extremo ($8.7522 \times 10^{-3}s$). Sin embargo si medimos el intervalo entre el primer pico y el tercero (5.3) leemos un tiempo de $0.0180664s$ que corresponde con el valor teórico calculado para la segunda reflexión difiriendo de un 3%.

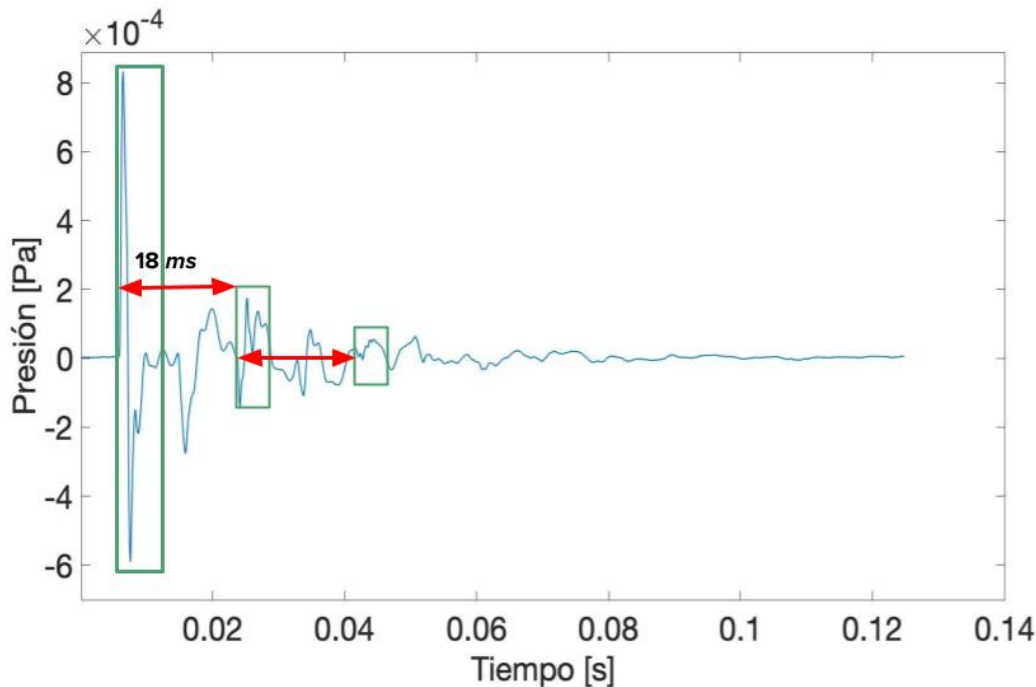


Figura 5.3: Diagrama de corte de picos

En la figura (5.4) que ilustra la forma de la señal en *Posición 1*, se puede constatar que los pulsos se enciman por la cercanía con el altavoz, así que para poder distinguir el pulso incidente del reflejado considerando el tiempo que le toma al pulso pasar por la Posición 1, llegar al extremo abierto, rebotar y llegar de nuevo a la Posición 1 se calcula:

- **primera reflexión:** $T = 2 \times \frac{3.002}{343} = 0.0175s$
- **segunda reflexión:** $T = 4 \times \frac{3.002}{343} = 0.035s$

A partir de ello, cortamos los pulsos en los siguientes intervalos a partir del instante donde empieza el Pico 1 y considerando su duración:

- [0; 0.005]
- [0.0175; 0.025]
- [0.035; 0.041]

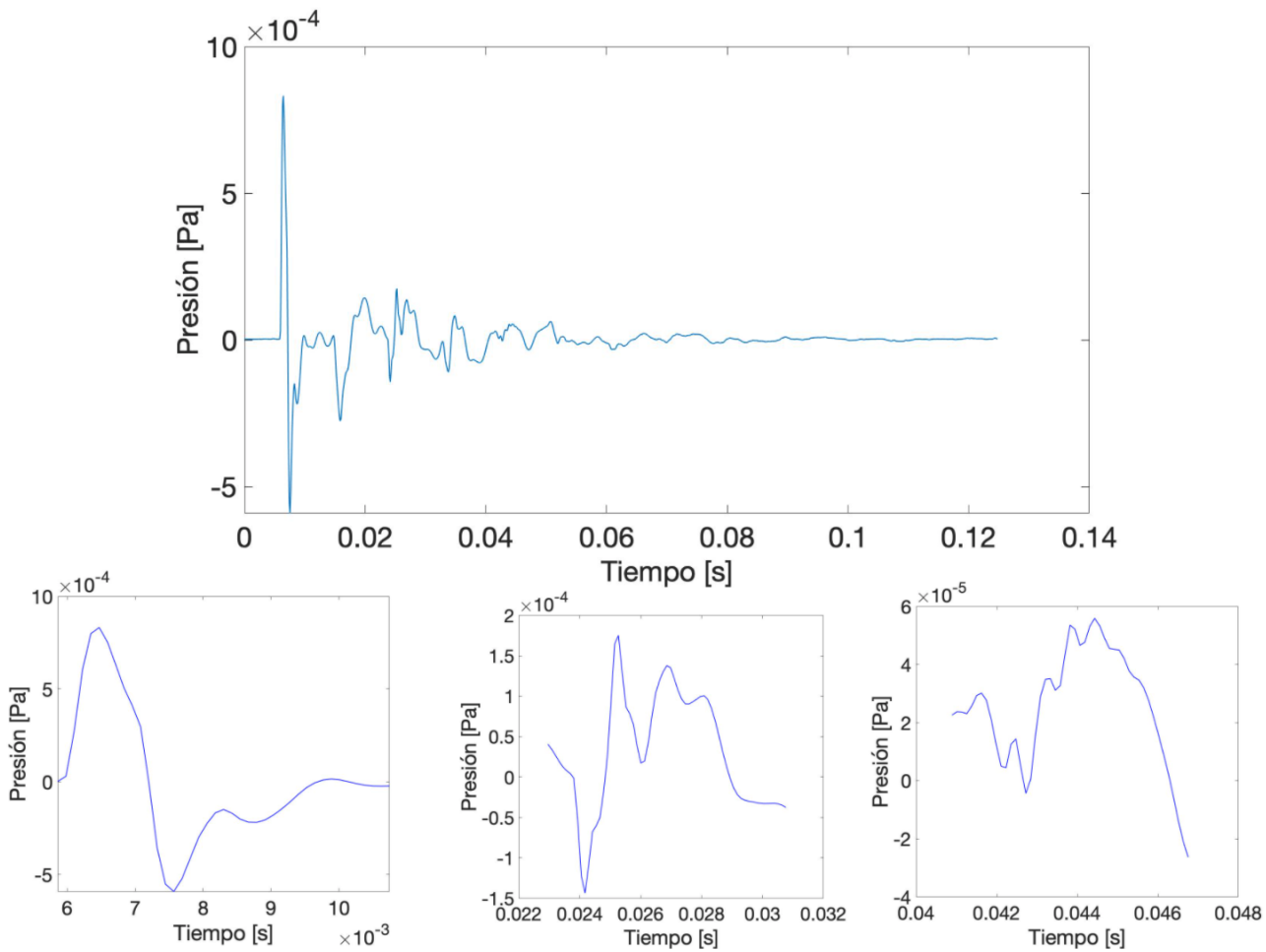


Figura 5.4: Picos cortados para una señal tomada en Posición 1

Las reflexiones para la Posición 2 deberán ser vistas tomando en cuenta que ahora el micrófono se encuentra a la mitad del tubo, de este modo el tiempo que toma la señal pasar por la Posición 2, llegar al extremo abierto, rebotar y llegar de nuevo a la Posición 2 se calcula de la siguiente forma:

- **primera reflexión:** $T = \frac{3.002}{343} = 0.00875s$
- **segunda reflexión:** $T = 2 \times \frac{3.002}{343} = 0.0175s$

de la misma manera que para el caso anterior se cortan los pulsos en los siguientes intervalos en el eje temporal:

- [0; 0.005]
- [0.00875; 0.014]
- [0.018; 0.0228]

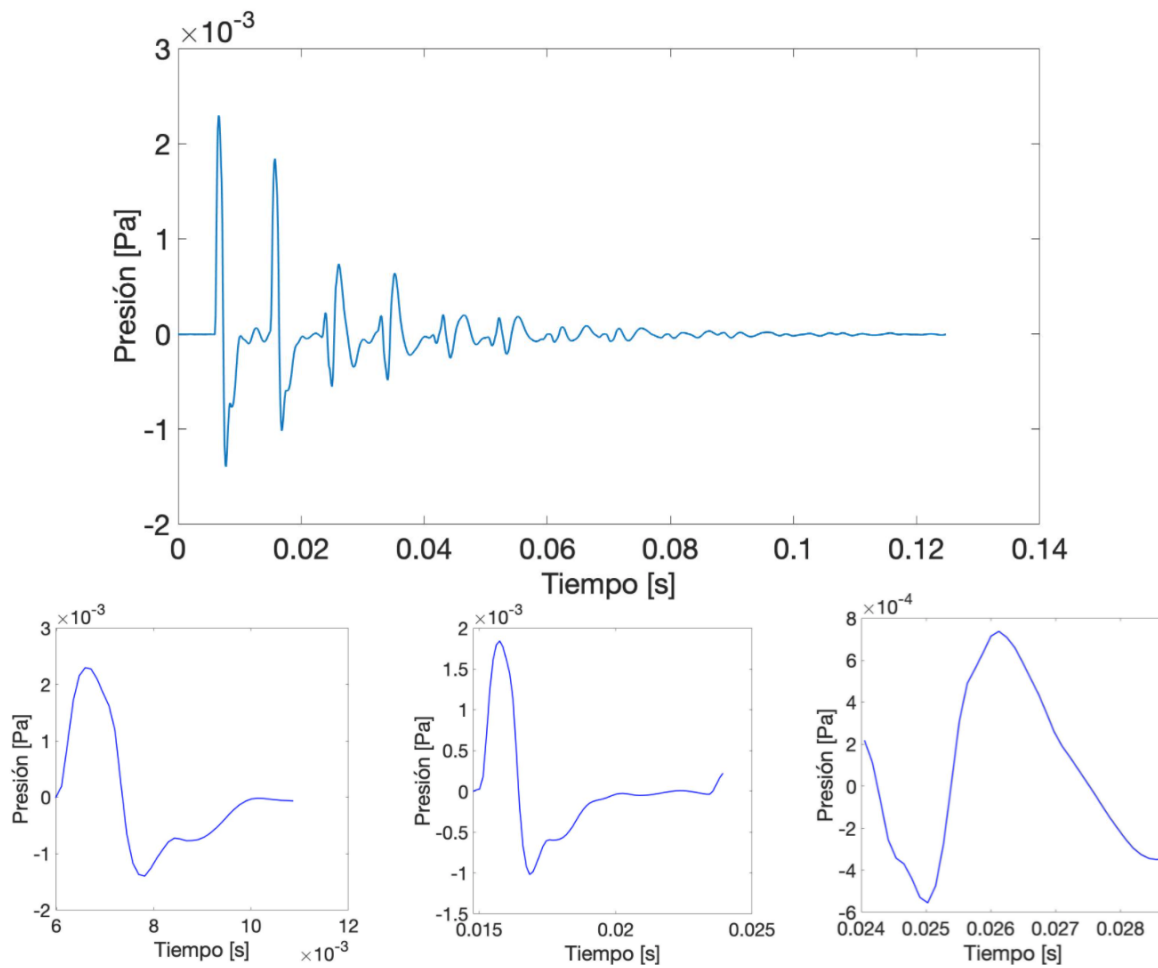


Figura 5.5: picos cortados posición 2

Por otra parte, para el caso del tubo abierto, se debe de hacer una consideración adicional porque hay que tomar en cuenta el factor de corrección mencionado en 2.3, así que emplea-

mos la relación 2.11 para obtener la longitud efectiva del tubo con terminación abierta:

$$L_{eff} = L + 0.6a = 300.2 + 0.6(0.8) = 300.68cm.$$

Las reflexiones se encuentran entonces en:

- **primera reflexión:** $T = 2 \frac{3.0068}{343} = 0.017532s$

- **segunda reflexión:** $T = 4 \times \frac{3.0068}{343} = 0.0350s$

para la *Posición 1*, y para la *Posición 2*:

- **primera reflexión:** $T = \frac{3.0068}{343} = 0.00875s$

- **segunda reflexión:** $T = 2 \times \frac{3.0068}{343} = 0.017532s$

5.1.3. Obtención y resultados de la presión RMS

Retomando las definiciones descritas en la sección 2.1.2 se escribe la rutina B que permite calcular la presión RMS de cada pico de cada señal para reportar el aumento de de la amplitud en relación al voltaje del pulso establecido en el generador de funciones siguiendo los valores que se muestran en la tabla 4.4. Originalmente, para las medidas de presión, se buscaba desde el planteamiento comenzar a medir desde $90dB$ hasta $120dB$, proporcionando de esa manera un rango que abarca $30dB$. Sin embargo, si se programaba en el generador de funciones un pulso de $2V$ era posible quemar la bocina, así que para no correr ése riesgo se estableció una amplitud máxima de $1.25V$ para el pulso generado; en contra-parte, sí fue posible emitir y grabar mediciones con amplitudes mucho más pequeñas y con un incremento más sensible. En consecuencia para las medidas de presión, se logra con ellas comenzar con $\sim 65.6dB$ hasta $\sim 116.6dB$, proporcionando de esa manera un rango de $\sim 51dB$ partiendo desde el nivel del ruido de fondo.

Posición 1

Se espera que todas las mediciones para cuando el micrófono se coloca a la salida de la bocina sean consistentes entre sí, es decir que para todas las terminaciones posibles del

tubo, los valores de presión que se midan en *Posición 1* sean iguales para sus respectivos valores de entrada, o dicho de otro modo, que para todas las terminaciones, dado un voltaje de entrada, la presión sea la misma en todas las mediciones realizadas con ese voltaje pues aún no han sido modificadas por la propagación dentro del tubo.

De los datos extraídos, se calcula el promedio y la desviación estándar por cada nivel de voltaje que al ser reproducido en la bocina se traduce en presión sonora.

[V]	Promedio en [Pa]	σ [Pa]
0.01	0.03974831	0.0070508293
0.04	0.14621733	0.0006310623
0.07	0.27309988	0.0210369836
0.10	1.45761434	- *
0.25	3.59449310	0.4849513059
0.50	7.00426280	0.0285513897
0.75	10.0535822	0.0396163886
1.00	11.8687223	0.0570260379
1.25	13.5446433	0.0550541592

Tabla 5.1: Tabla de las amplitudes del pico principal de la señal registradas en [Pa] para la amplitud en voltaje del pulso de entrada programado y la desviaciones estándar correspondientes del pico principal de la señal grabada en posición 1

*Sólo hay un dato para este caso por lo que no se puede calcular una desviación estándar

Para poder visualizar el comportamiento de estos datos conforme aumenta la amplitud tomando en cuenta los voltajes de entrada para la señal de manera global y también la evolución de cada uno de los picos que conforman dicha señal, se realiza a partir de ellos las gráficas a continuación:

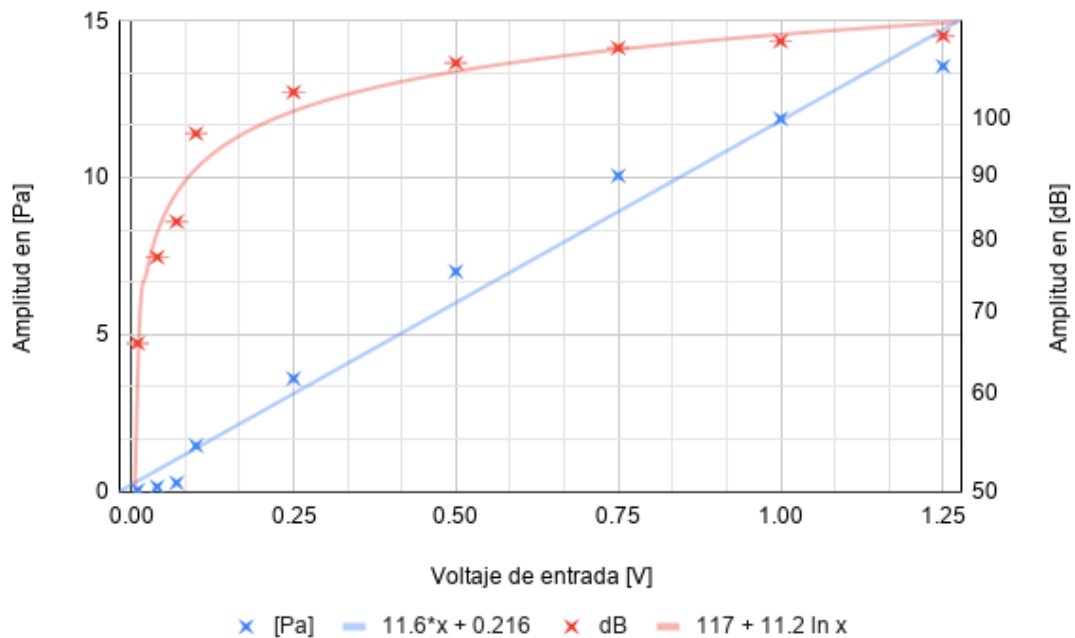


Figura 5.6: Gráfica de las amplitudes registradas en [Pa] y su equivalencia en [dB] contra amplitud en voltaje del pulso de entrada programado para el pico principal

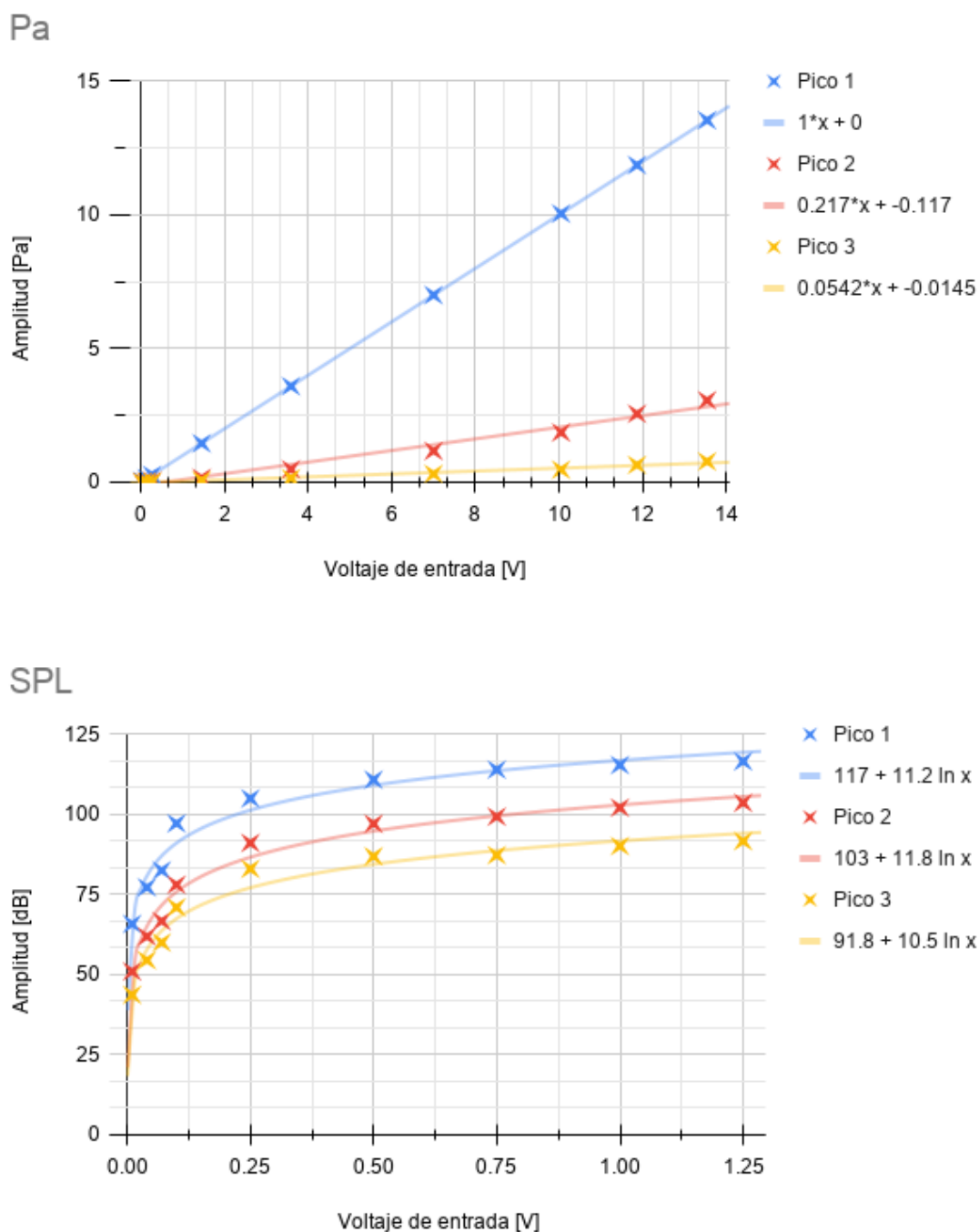
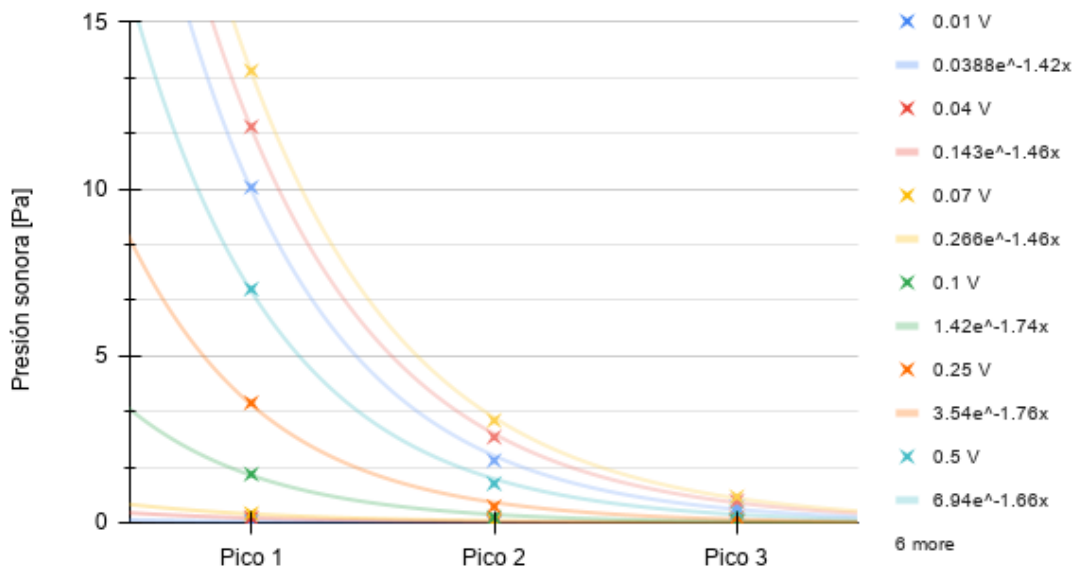


Figura 5.7: Gráficas del aumento de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del voltaje inducido al pulso programado que reproduce la bocina correspondientes al caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 1

Asimismo, se puede ver la pérdida de intensidad dentro de una misma señal al comparar la presión entre cada uno de sus picos como se ilustra a continuación:

Atenuación Pa



Atenuación dB

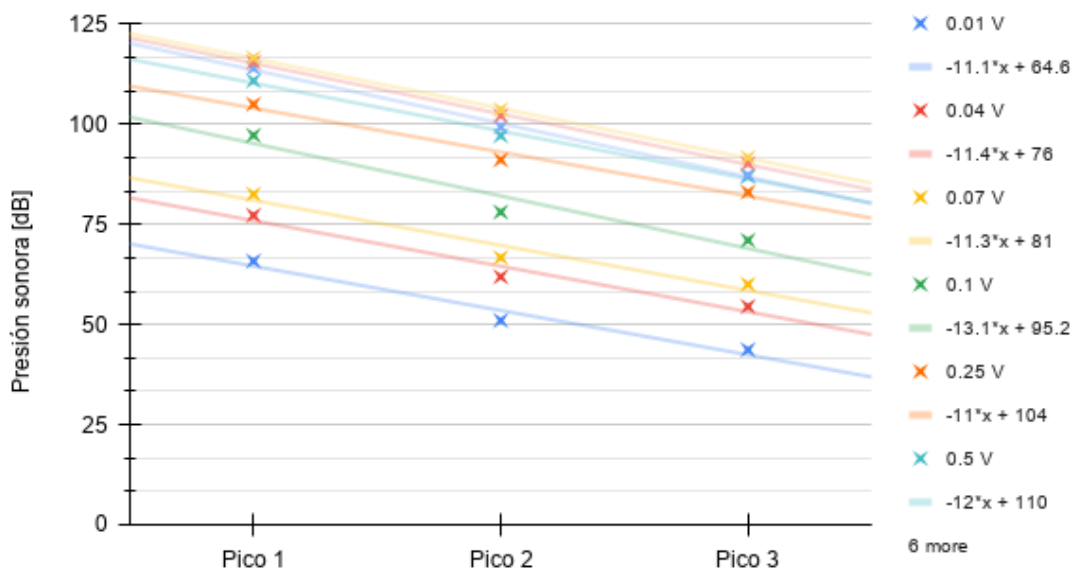


Figura 5.8: Gráficas de la evolución de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del pico principal en comparación con sus reflexiones en el que el micrófono se encuentra en Posición 1

De la figura 5.6 podemos notar que, la curva de tendencia para los resultados en Pa es lineal mientras que la línea de tendencia para los resultados en dB es logarítmica. Esto concuerda con los principios de base al realizar la medición pues la relación entre Pa y voltaje es directa debido a que para pasar de un dominio al otro hay que multiplicar por un factor de conversión. Por otro lado, los resultados en dB se obtienen de manera indirecta a partir de los resultados en [Pa] por medio de la relación de equivalencia entre ambas cantidades expuesta en las bases teóricas (sección 2.2).

Podemos notar que en las gráficas de dB en las figuras 5.7 y 5.8, las curvas que representa el promedio de todas las medidas hechas para cada uno de los voltajes tienen comportamientos muy similares entre sí, enfatizando esta tendencia en 5.8 donde dan la impresión de ser prácticamente paralelas mostrando que el cambio en el tiempo de un pico a otro es similar para cada caso a pesar de que comiencen con intensidades diferentes. De aquí se puede inferir que al tener una presión de salida lo suficientemente similar a las mediciones realizadas con un mismo voltaje y desviaciones estándar lo suficientemente pequeñas las señales son considerablemente invariantes en este punto como para ser tomadas como nuestras señales de referencia.

Posición 2

Seguido del caso anterior, procedemos con la siguiente posición del micrófono en la que este se introduce a la mitad del tubo y se sella con plastilina. Los resultados en esta situación presentan una forma de onda particular; existen 6 cambios de presión observables, el primero se puede considerar como un pulso primario o frente de onda seguido de al menos 5 picos donde al igual que en la *Posición 1*. Podemos encontrarlos mediante el cálculo de la distancia donde se presentarían las reflexiones, se muestran más picos porque como el micrófono se encuentra a la mitad del tubo, el pulso tiene la mitad de la distancia que viajar para que vuelva a ser captada en esa posición.

Es aquí donde se busca establecer cómo la forma de onda es alterada por su paso en el tubo.

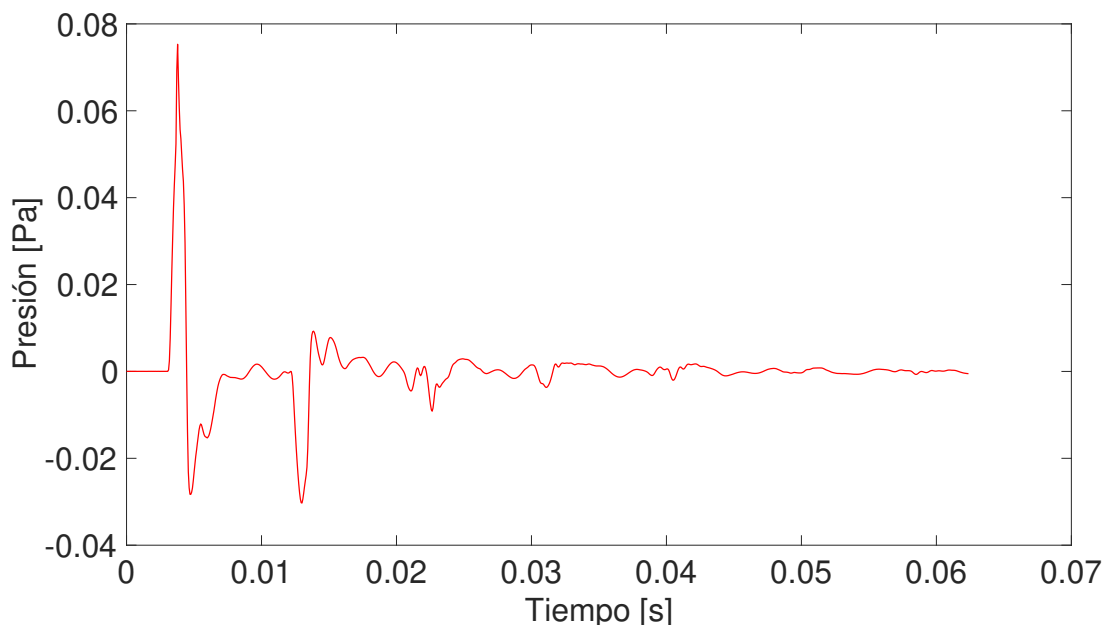


Figura 5.9: Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está abierto con el micrófono en posición 2 y Voltaje inducido al pulso programado de 0.1 V

Comparando el pico más importante al medir a la mitad del tubo en relación a la medición al principio que se toma como referencia, se puede notar la pérdida de energía por propagación.

Al cerrar la terminación del tubo (aunque sea con la terminación más delgada) ocurre el mismo efecto descrito en el capítulo 1, que es que la reflexión aparezca con la misma fase que el pulso primario. Se observa también que hay un motivo que se repite periódicamente en el tiempo y que con cada repetición disminuye la intensidad del pico además de que su forma sufre cambios; esta forma de onda tiene un patrón observable en cuanto a las formas de los picos pues se puede notar se repiten de 2 en 2 y la duración del pulso se extiende en el tiempo causando también una deformación.

El tiempo que transcurre entre cada repetición es en promedio de 9×10^{-3} s y la duración del pico es de en promedio 4.88×10^{-3} s, esto, para la distancia que recorre la señal equivale a $3.0888\text{m} \approx 3.1\text{m}$ que es prácticamente la longitud del tubo y el pulso que se replica y atenúa ocupa una distancia de $\sim 1.67\text{m}$.

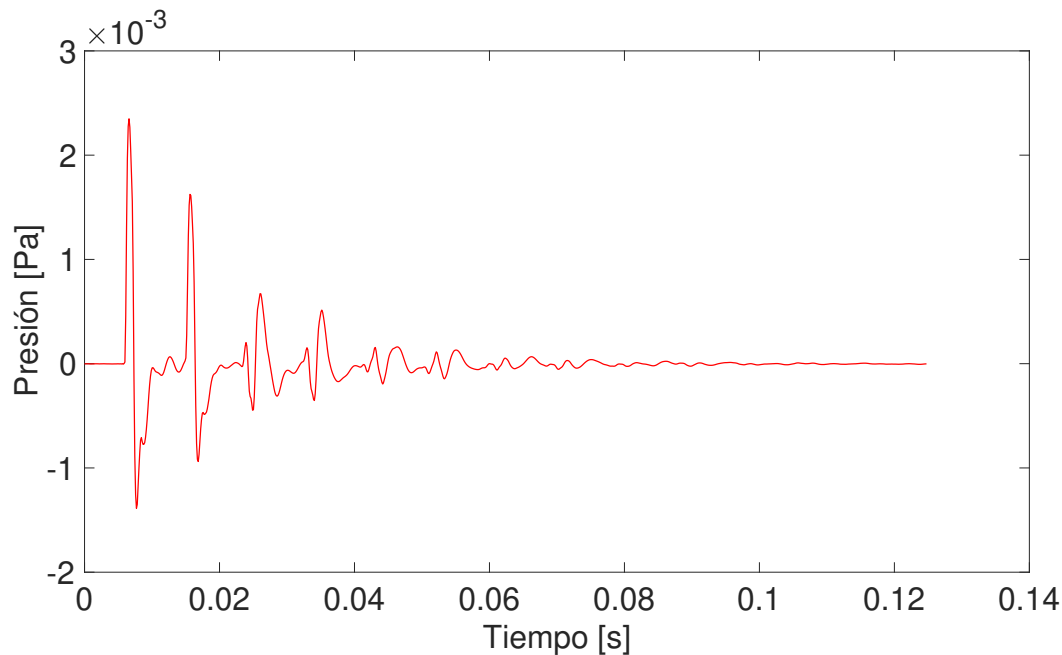


Figura 5.10: Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está cerrado por 2 hojas de aluminio con el micrófono en posición 2 y Voltaje inducido al pulso programado de 0.07 V

[V]	Promedio en [Pa]	σ [Pa]
0.01	0.0164403	0.0064607148
0.04	0.7636777	0.0154788007
0.07	0.1720197	0.0004719613
0.10	1.4536272	0.2827266744
0.25	2.0439747	0.8789310060
0.50	4.2372980	0.4379562839
0.75	6.6180445	0.2336722799
1.00	8.6784599	0.2558899655
1.25	9.7376114	0.2603192458

Tabla 5.2: Tabla de las amplitudes registradas en [Pa] para la amplitud en voltaje del pulso de entrada programado y las desviaciones estándar respectivas del pico principal de la señal grabada en posición 2

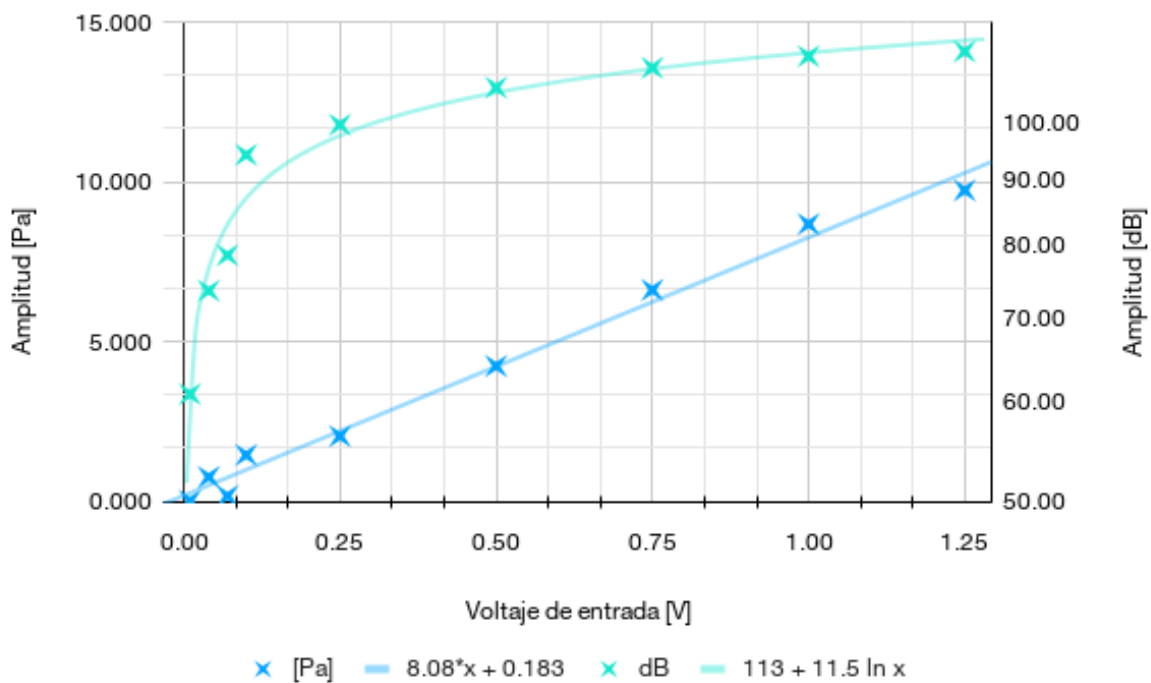


Figura 5.11: Gráfica de las amplitudes registradas en [Pa] y su equivalencia en [dB] contra amplitud en voltaje del pulso de entrada programado para el pico principal en posición 2

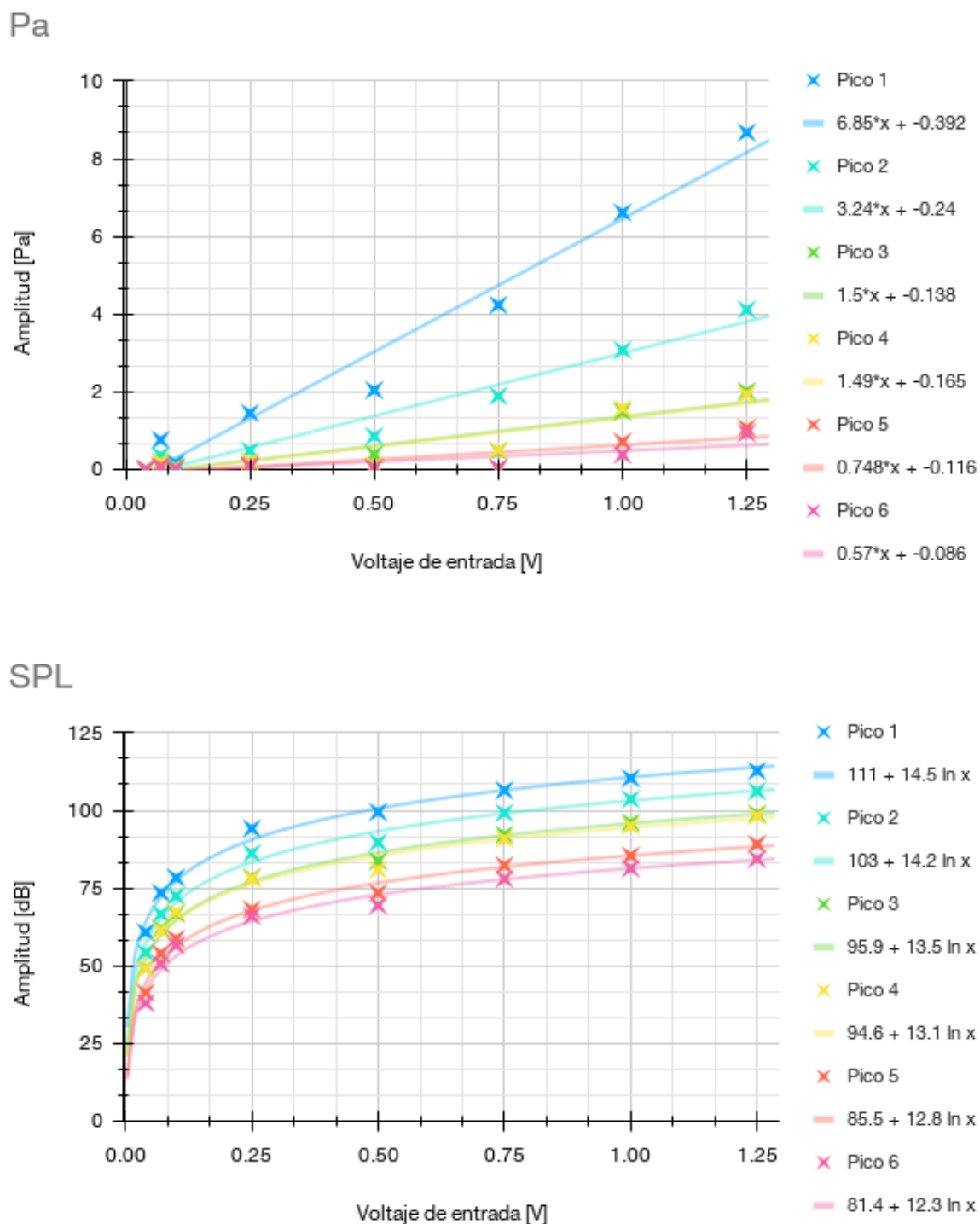


Figura 5.12: Gráficas del aumento de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del voltaje inducido al pulso programado que reproduce la bocina correspondientes al caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 2

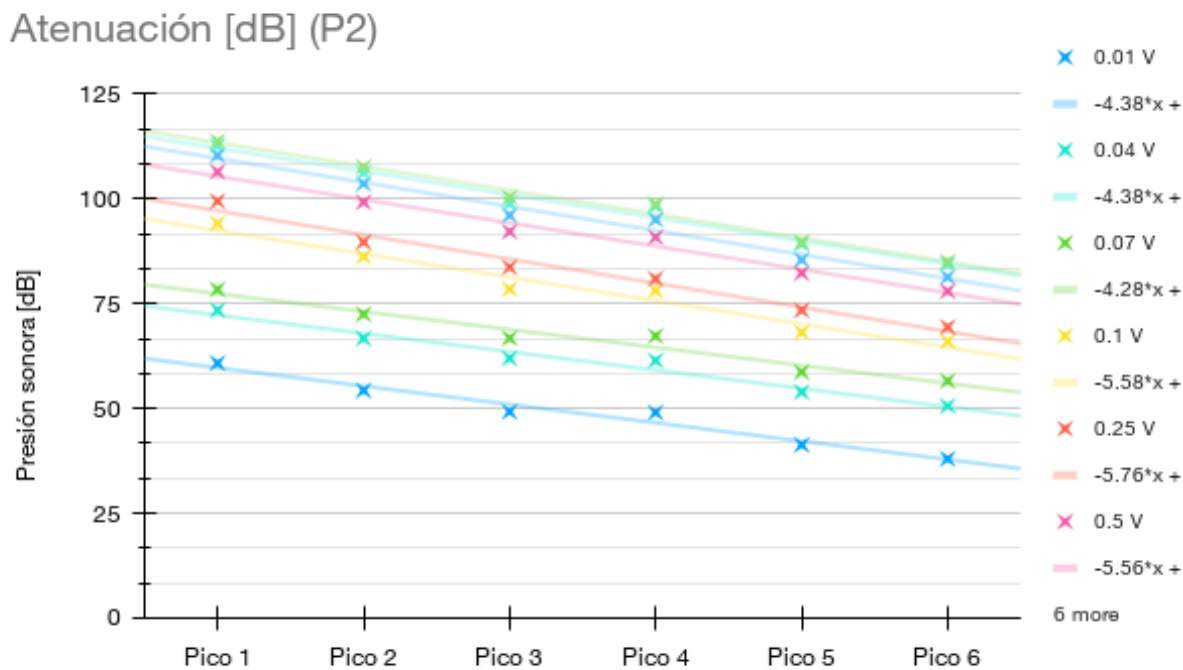
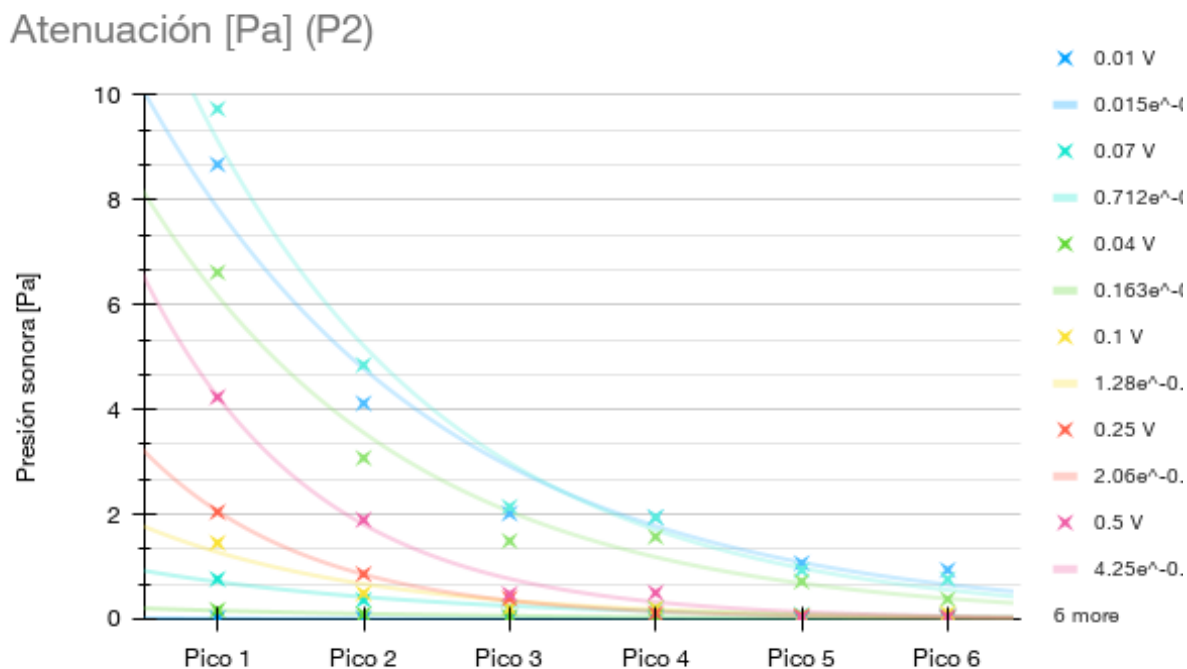


Figura 5.13: Gráficas de la evolución de la presión en [Pa] y $[dB_{SPL}]$ en función del pico principal en comparación con sus reflexiones para el caso en el que el micrófono se encuentra en Posición 2

Posición 3

Por último, en cuanto a las corridas que se registran cuando el micrófono está a la salida del tubo después de su terminación, se tiene la intención de poder detectar el grosor de la terminación a partir del cual la reflexión es total. Ahora hay que considerar que por disipación de energía debida a la radiación en el extremo la magnitud de la presión va a disminuir y será más débil en esta posición, además de que con cada tapa incrementa el grosor de la terminación y se pierde más energía transmitida.

En esta sección ya no se espera encontrar reflexiones porque el micrófono ya se encuentra fuera del tubo y el montaje está dentro de una cámara anecoica cuya función es reducir al máximo dichas reflexiones como se muestra en el siguiente resultado donde la curva parece ser típica de cuando se tiene una baja presión sonora en el tubo y la razón señal a ruido no es tan alta, por lo que se ve ruidosa.

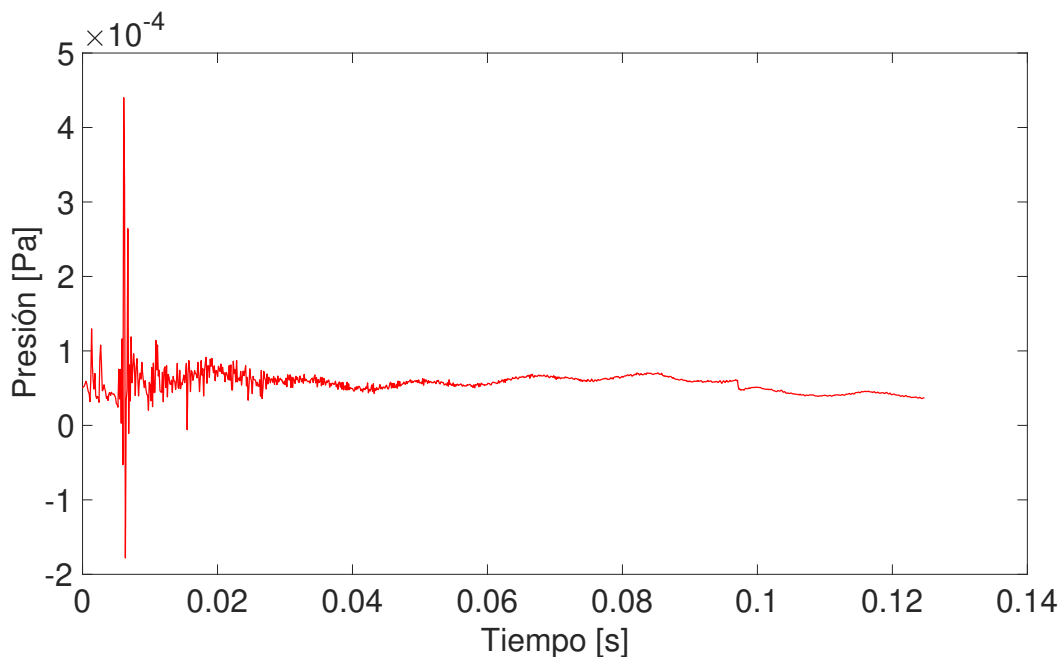


Figura 5.14: Gráfica de la señal obtenida a partir de la medición en la que el tubo está abierto con el micrófono en posición 3 y voltaje inducido al pulso programado de 0.01 V

Contrariamente a lo recién expuesto, en otras curvas donde la presión es mayor, sí se observan más picos en la señal que pueden ser resultantes de la influencia de la geometría del tubo sobre la forma de onda por lo que de igual modo se calcula la presión en cada

uno de ellos a partir de las curvas obtenidas con los datos del analizador. Para el caso en el que la terminación se encuentra libre, se observan las siguientes formas de onda:

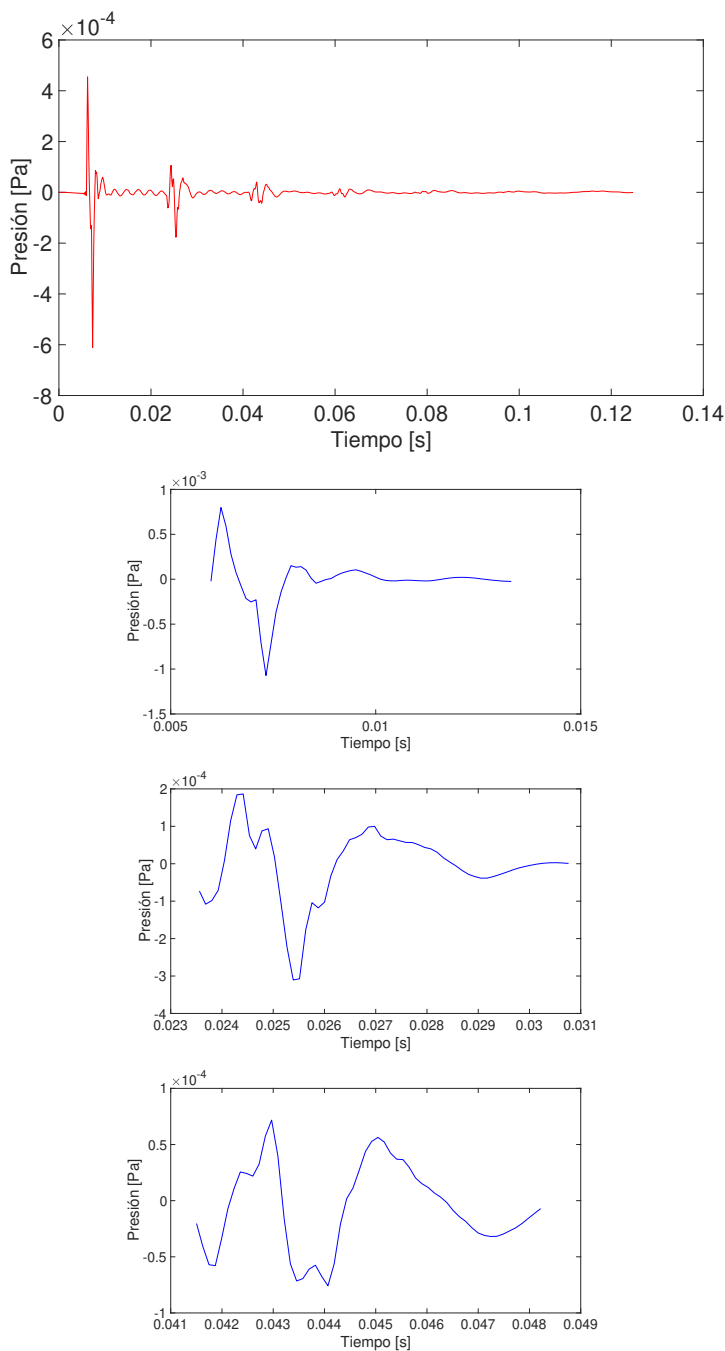


Figura 5.15: Gráficas de una señal original correspondiente la medición en posición 3 sin tapa con 0.01 V inducidos en el pulso programado junto con sus 3 picos principales separados

Además, se añaden los casos para los que la terminación se encuentra cerrada para hacer

la comparación con la referencia anterior.

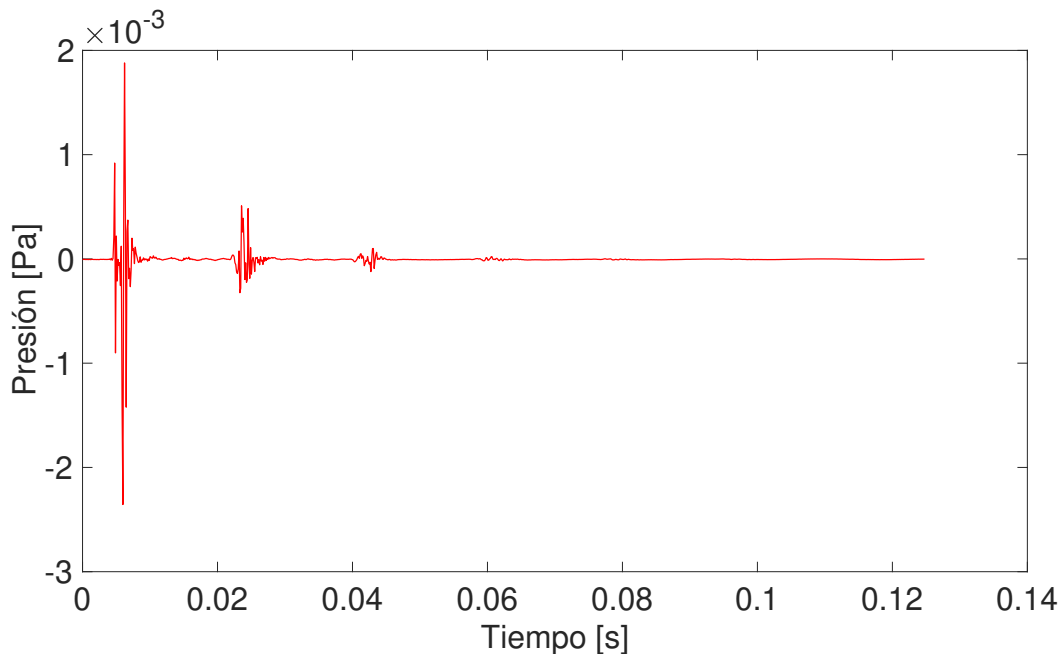


Figura 5.16: Gráfica de la señal correspondiente a la medición en posición 3 con el extremo cerrado por una hoja de aluminio con 0.5 V inducidos en el pulso programado

Cabe destacar que para las primeras tomas donde la presión sonora dentro del tubo aún es muy baja, no se pudieron obtener registros y en su lugar se encuentran mediciones falsas donde sólo se ven un pico positivo y negativo que se debe a que el nivel de presión sonora se encuentra por debajo de la sensibilidad del micrófono.

A partir del momento en el que está la primera tapa puesta y se programa el pulso con un voltaje de 1.25V, ya no se observan las curvas esperadas y en cambio solo se obtiene un ruido electrónico de fondo; de esta observación esperaríamos ser capaces de deducir que ya se alcanzó la reflexión total aunque esta idea se puede contradecir fácilmente dado el hecho de que si para una amplitud más baja sí se logra grabar la onda a la salida.

Se puede pensar que hubo una falla de funcionamiento en algún punto de la cadena de flujo, pudiendo ser tanto la sensibilidad del micrófono como también con la cual se programó el analizador y entonces estas mediciones se toman como falsas.

De todos modos, gracias a que tenemos distintos puntos en los que se graba el pulso durante su trayectoria, podremos observar cuanto se atenúa la potencia de la señal sonora comparando los registros de referencia correspondientes al inicio del tubo con los registros

a la salida.

5.1.4. Estudio en el dominio frecuencial

Para conocer la influencia del tubo sobre la propagación de la señal en su interior, se puede observar si se comienza a ver un empinamiento en la forma de la onda. Este empinamiento viene forzosamente acompañado por frecuencias más altas que se introducen en el espectro además de las frecuencias que ya estaban presentes para conformar la señal ([9] [10]). Si se observa que la onda se comienza a inclinar o tener pendientes ligeramente más pronunciadas, necesariamente repercute en la aparición de componentes en frecuencias más altas en el espectro frecuencia.

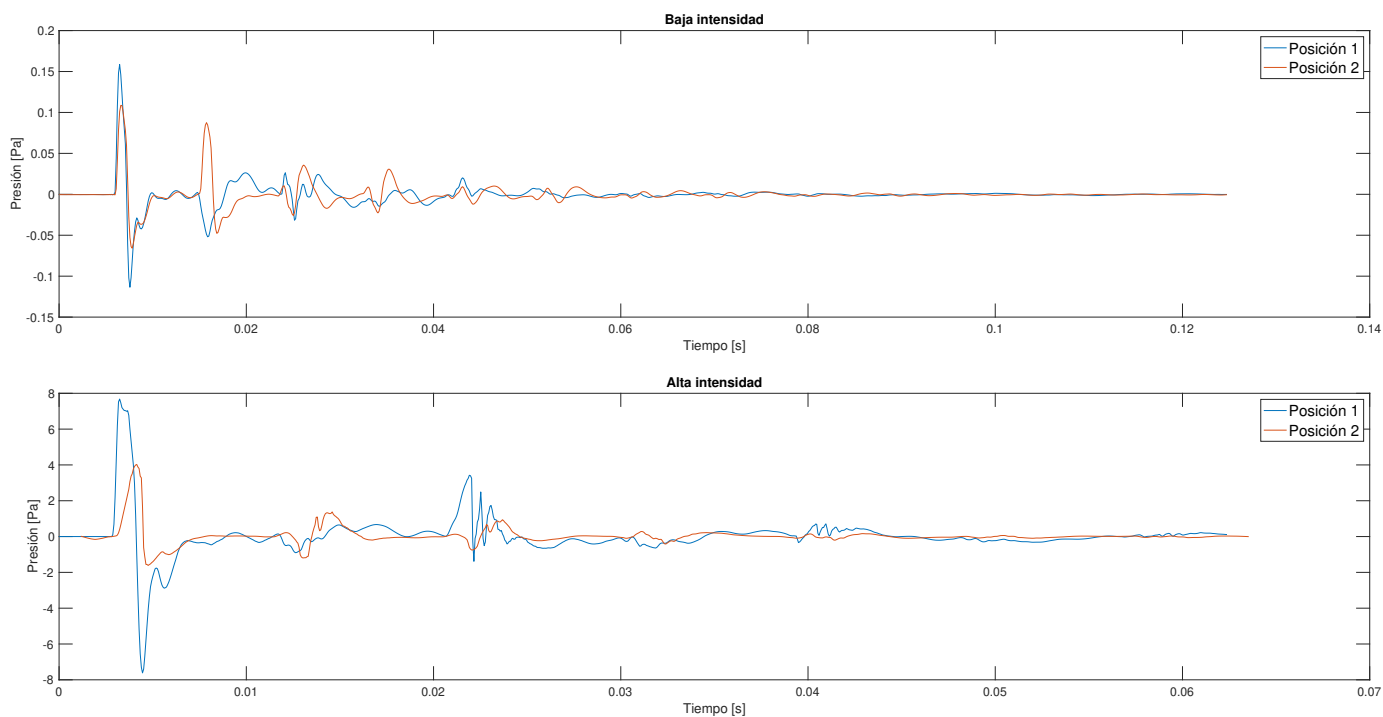


Figura 5.17: Señal temporal para los pulsos de baja intensidad y alta intensidad en posiciones 1 (azul) y 2 (rojo), alineadas al inicio de la subida del primer pico con el extremo del tubo cerrado por la tapa 3 para el régimen de baja intensidad y la tapa 5 para el régimen de alta intensidad

Cálculo de la frecuencia de muestreo

Un dato importante para poder obtener el espectro mediante algoritmos es la frecuencia de muestreo que es relevante porque nos brinda veracidad acerca de la representación de la señal y de su espectro (sección 3.1). Esta última, se puede recuperar a partir del vector temporal calculando el promedio de la distancia entre todos los puntos y luego sacando el promedio con las siguientes líneas de comandos:

$$dt = \text{mean}(\text{diff}(X)) = 1.2207e - 04s$$

$$F = 1/dt = 8.1920e + 03Hz$$

También, para estimarla podemos recordar que el analizador sólo puede medir 1024 puntos y si el tiempo de la señal es de 0.124756 encontramos que el paso es de $0.124756/1024 = 1.21832$ ms y que la frecuencia de muestreo es de 8.2080 Hz. Estos valores difieren de un 0.2% entre ellos.

5.1.5. Obtención del Centroide espectral

Como el centroide espectral es la medida del brillo o del enriquecimiento espectral de la señal y es de utilidad para estimar la tasa con la cual la energía se transfiere hacia las altas frecuencias del espectro recordando que es un tipo de centro de masa pero en este caso se obtiene como la media ponderada de las componentes frecuenciales de la señal (sección 3.4).

Una vez teniendo los pulsos y reflexiones separados, procedemos a usar el algoritmo *spectraCentroid* de Matlab cuyas entradas son el vector temporal de la señal y la frecuencia de muestreo y consiste en primero aplicar la Transformada Rápida de Fourier para obtener los espectros armónicos, es decir, la distribución energética de las frecuencias presentes en la señales sobre el espacio frecuencial y una vez que conoce el espectro, calcula el centroide espectral mediante la ecuación 3.10 para conocer el centro de masa de este espectro a lo largo del eje temporal.

Partiendo del supuesto en el que tuviéramos una onda senoidal ideal e infinita, si se pu-

diera calcular el centroide espectral de manera perfecta, el resultado que veríamos para el centroide espectral sería la frecuencia de la senoidal porque solamente tiene esa frecuencia (no es una señal compuesta). Esperamos entonces obtener algo muy parecido a la frecuencia de onda de los pulsos pues tenemos señales finitas, compuestas por varias frecuencias y además se analizan porciones de las señales (figura 5.18). Es importante considerar esto último ya que al cortar la señal, se introducen otras frecuencias (sección 3.3) y para mitigar esta situación se emplean las ventanas que justamente son parte de los argumentos de entrada de la función *spectralCentroid* de Matlab. Para aplicar este procedimiento a señales reales, se emplea la rutina C que fue creada basándonos en estos supuestos para así saber que se están calculando las componentes frecuenciales y los centroides de manera correcta.

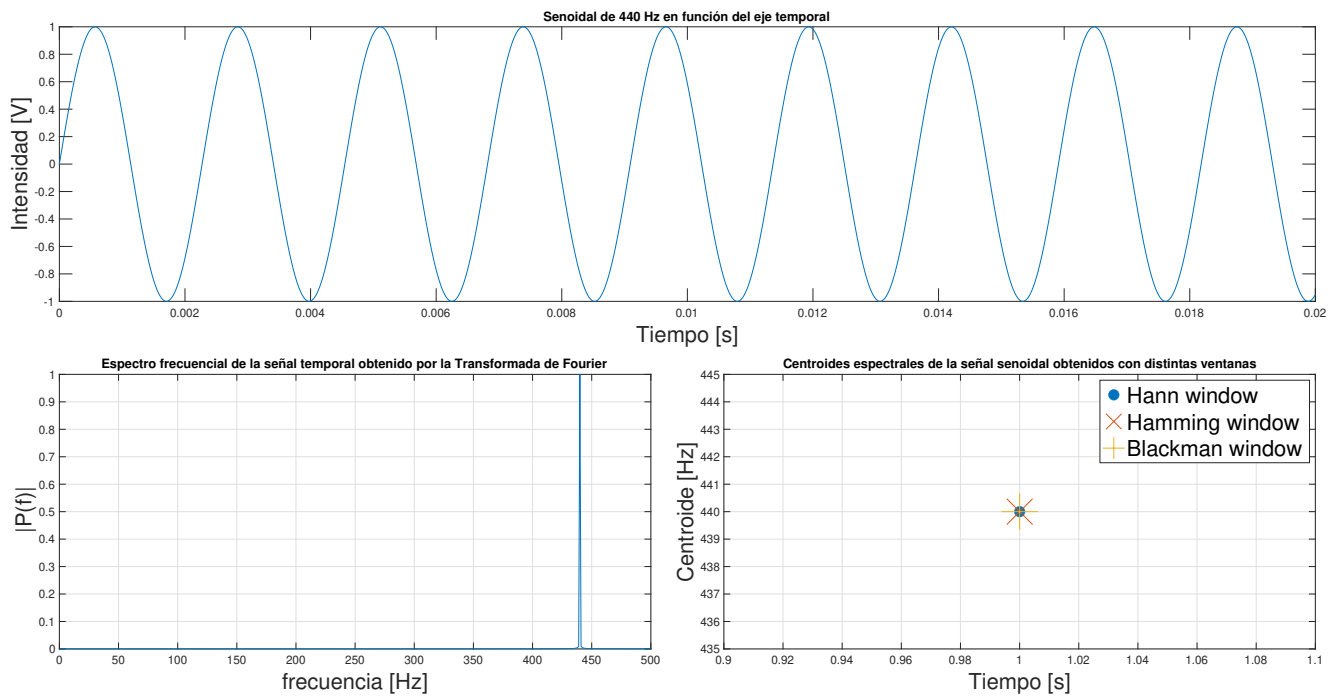


Figura 5.18: Onda senoidal de frecuencia de 440 Hz junto con su espectro frecuencial y centroide espectral obtenido con distintas ventanas

El algoritmo de Matlab empleado para calcular el centroide espectral, utiliza la ecuación 3.10, sin embargo, como lo menciona en su documentación ([15]) el centroide espectral en Hz es devuelto como escalar, vector o matriz. Cada fila de centroide corresponde al

centroide espectral de una ventana de la señal de entrada y cada columna de centroide corresponde a un canal independiente, por lo que va a devolver el resultado del centroide espectral como función del tiempo y por ello hay que tomar en cuenta un par de consideraciones. La primera es que si en sus argumentos de entrada no se coloca la frecuencia de muestreo con la que se grabó la señal, va a devolver una gráfica con variaciones y picos en la que el centroide depende del tiempo, sin embargo al observar su definición por medio de la que se obtiene, no depende del tiempo por lo tanto es importante saber que solamente tomaremos en cuenta el valor de la frecuencia pues el centroide espectral es en sí una sola frecuencia que representa al espectro independientemente del tiempo (3.4). En el caso de este ejemplo, vemos claramente que el centroide es de 440 Hz y tiene sentido porque la única frecuencia que contiene esta señal es precisamente esta.

Aplicando este mismo procesamiento a una de las señales que grabamos se obtiene los resultados mostrados en las figuras (5.19) y (5.20). Luego, esto mismo se repite para todas las señales y los datos obtenidos con este tratamiento se interpretarán a continuación en 6.

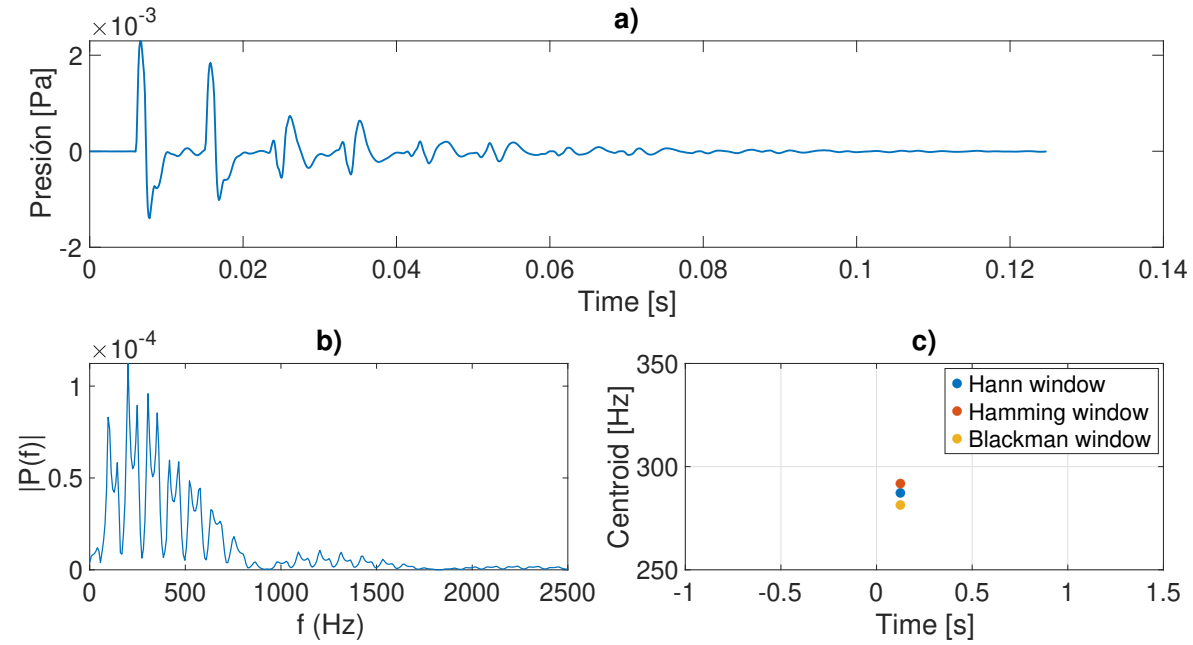
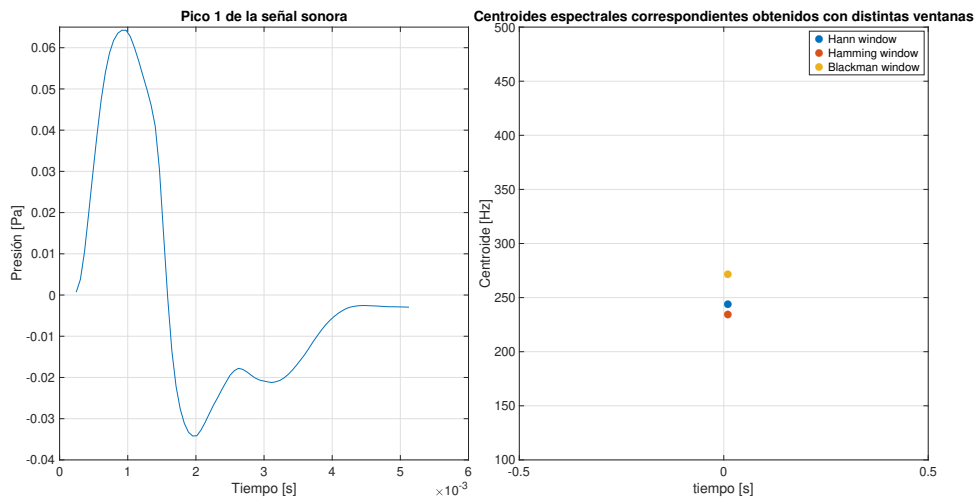
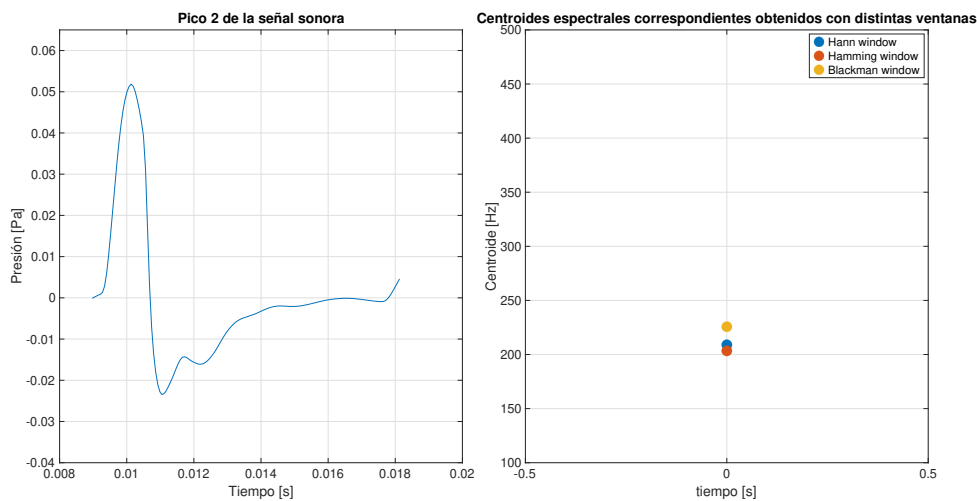


Figura 5.19: Señal temporal con su respectivo espectro frecuencial y centroides espectrales obtenidos por distintas ventanas

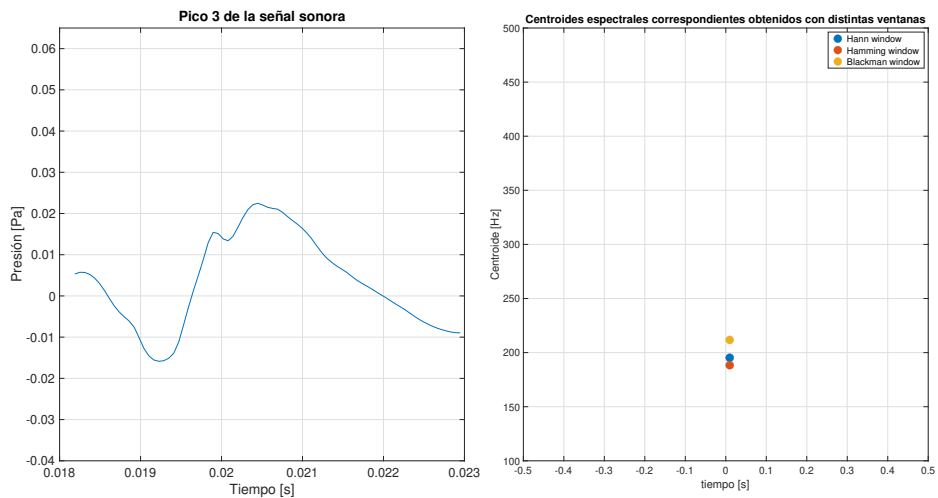
- Señal temporal tomada en P2 resultante del pulso programado con $0.75V$ de amplitud y cerrado con la *Tapa6*
- Espectro frecuencial de la señal temporal obtenido por la Transformada de Fourier
- Centroides espectrales de la señal senoidal obtenidos con distintas ventanas



(a) Pico 1



(b) Pico 2



(c) Pico 3

Figura 5.20: Picos aislados de la señal temporal con sus respectivos centroides espectrales obtenidos por distintas ventanas

Capítulo 6

Discusión de resultados

En estudios previos realizados por *Rendón et al.* [10], se establece una relación entre la pendiente máxima del empinamiento y el centroide espectral. El resultado esperado en cuanto al empinamiento de la onda conforme aumenta su intensidad se puede observar en la figura 5.17, en las que también se puede notar un efecto de atenuación considerable. Para intensidades bajas, los pulsos no se ven tan inclinados como para intensidades altas. La idea es que la pendiente máxima de los pulsos que se miden en P2 aumenta al igual que el centroide espectral asociado a dichos pulsos, sin embargo en esta ocasión buscaremos comparar el contenido frecuencial del primer pulso emitido en la señal con el de sus reflexiones, de acuerdo con la evolución del centroide espectral conforme aumenta la amplitud del pulso y el grosor de la terminación cerrada. En el artículo de *Eveno et al.* [6] sobre el estudio de las almohadillas (que cubren los orificios de tono), se demuestra que sin la almohadilla el centroide espectral es menor. Transportando a este contexto, la almohadilla sería la tapa que se coloca en la terminación cerrada, entonces, se espera que el centroide espectral aumente conforme aumenta el grosor de la tapa.

6.0.1. Resultados del centroide espectral en Posición 1

Sin las tapas

Para comenzar, queremos entender lo que sucede con las señales de referencia que no han sido influenciadas por ningún factor que las pueda afectar a lo largo de su propagación

por el tubo, además de que los centroides de las señales sin las tapas también nos sirven como punto de comparación para observar cómo cambia el centroide con la presencia de las tapas.

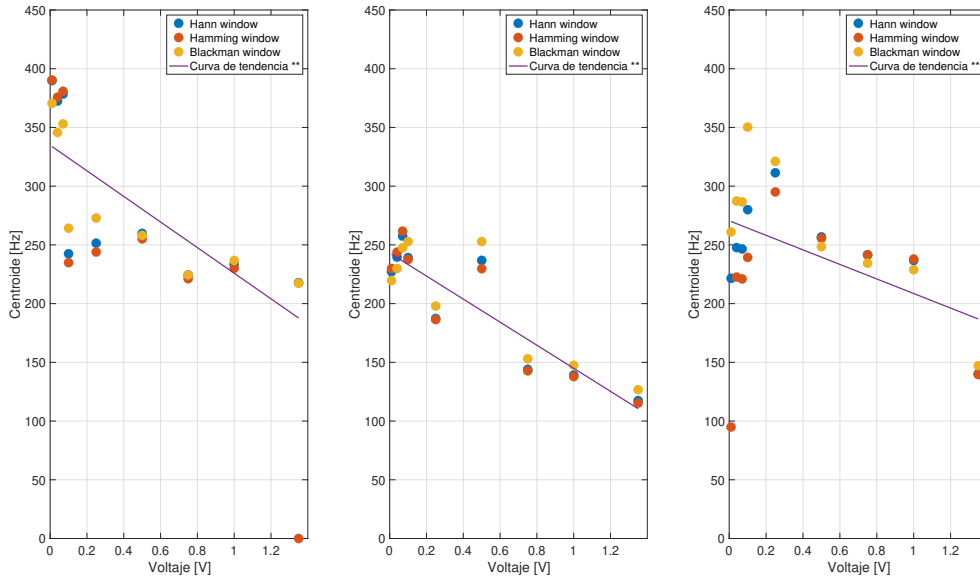


Figura 6.1: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con distintas ventanas en función de la amplitud inducida en las señales de referencia capturadas al principio del tubo abierto para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

Después, para el pulso principal notamos que los centroides se mantienen entre 200Hz y 300Hz sin importar que el voltaje de las señales vaya en aumento mientras que en las reflexiones tienden a bajar conforme aumenta la intensidad de la señal. En cuanto a las ventanas, podemos ver que los centroides tienen comportamientos muy similares pero las diferencias entre distintas ventanas se hacen más marcadas en el régimen de baja intensidad.

Con las tapas

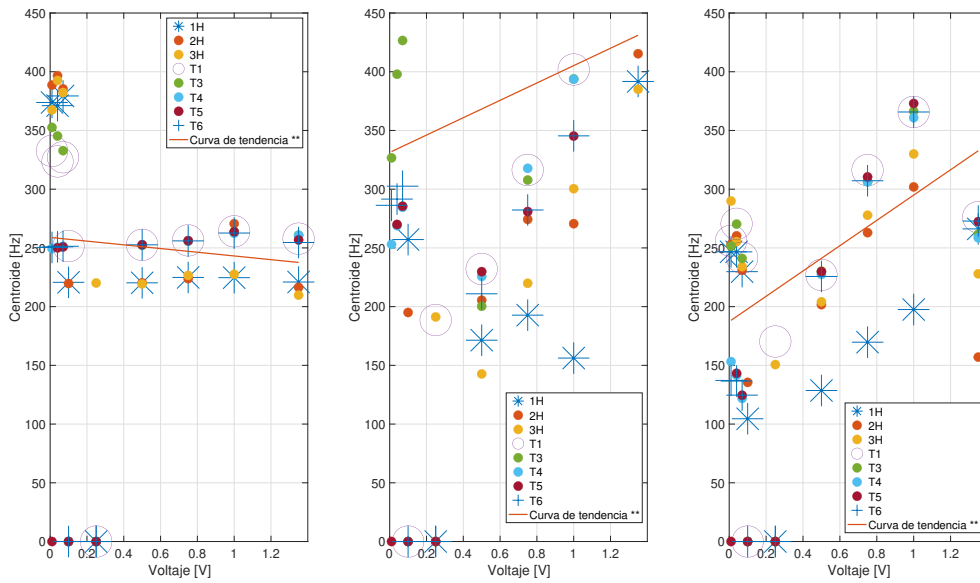


Figura 6.2: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hann en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

1

^{1**} Acerca de las curvas de tendencia, ver apéndice D

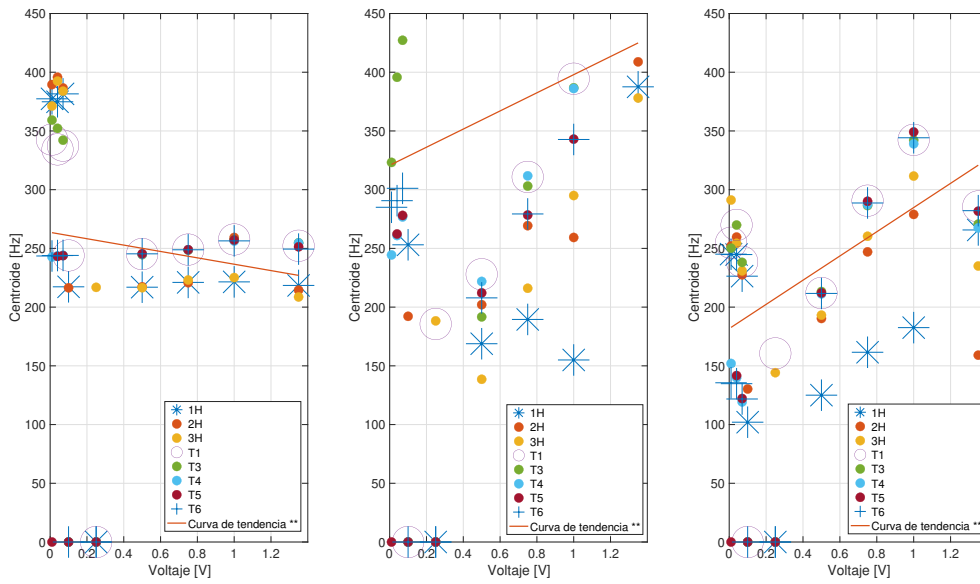


Figura 6.3: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hamming en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

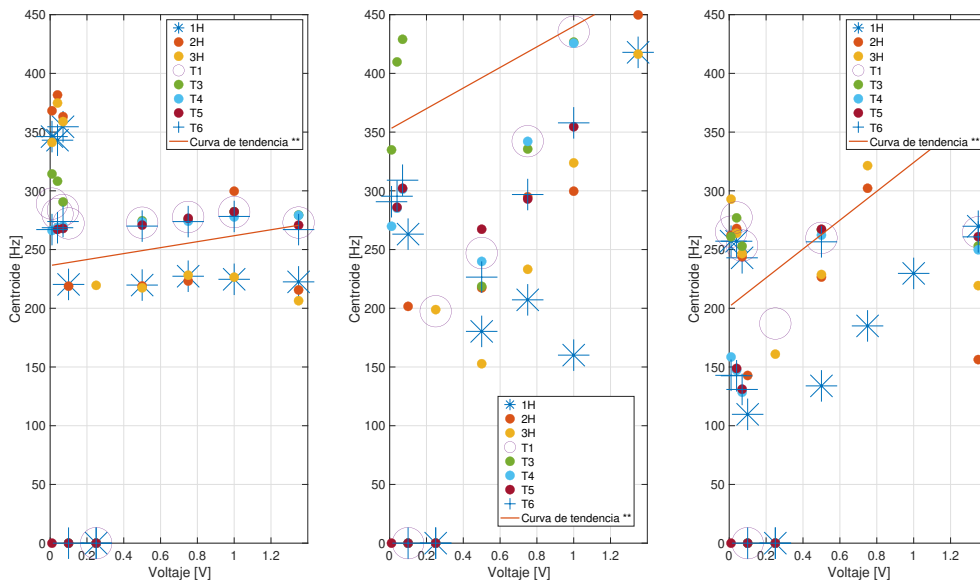


Figura 6.4: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Blackman en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas al inicio del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

6.0.2. Resultados del centroide espectral en Posición 2

Sin las tapas

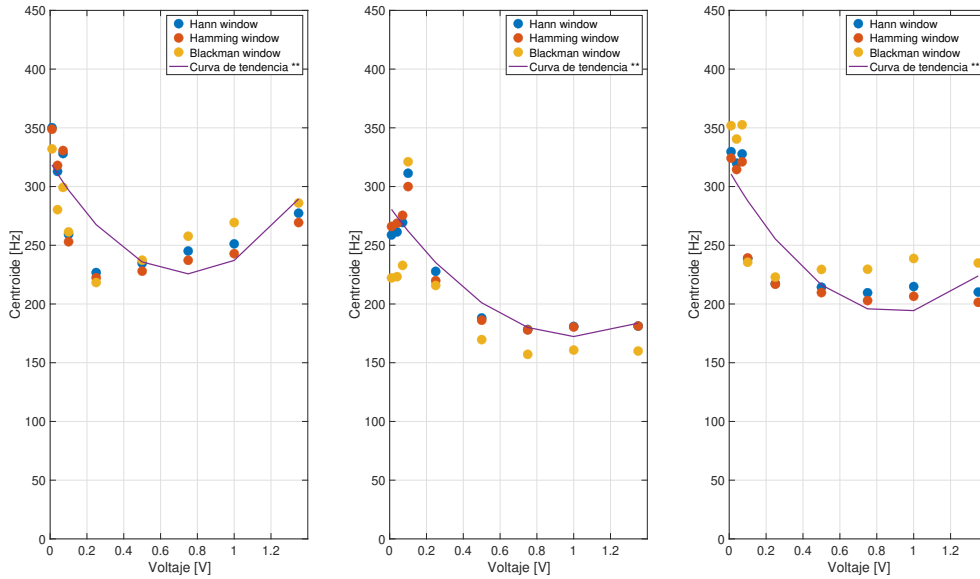


Figura 6.5: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con distintas ventanas en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo abierto para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

Ya con las tapas puestas, vemos de nuevo que en pico principal, los centroides tienen un comportamiento constante entre los 200Hz y los 300Hz , incluso se puede discernir que los centroides de las terminaciones más delgadas (hojas de aluminio) por debajo de 220Hz de los de las tapas más gruesas (tapas enroscables) alrededor de 250Hz . Asimismo en las reflexiones, se sigue presentando una predisposición en la que las tapas más delgadas presentan centroides más bajos que las tapas más gruesas, aunque esta no esté tan marcada pero persiste con los tres tipos de ventanas. A diferencia de los centroides de las señales del tubo abierto, los centroides tienden ahora a aumentar conforme aumenta el voltaje del pulso con el que se disparan las señales. Esto reafirma la hipótesis que planteaba que a mayor amplitud, mayores son los efectos de la propagación no lineal que enriquecen las altas frecuencias del espectro.

Con las tapas

A continuación, conociendo como son los centroides de las señales sin haber sido afectados por el tubo por el que viajan, notamos que al propagarse, su contenido frecuencial deja de tener un comportamiento relativamente constante conforme aumenta el voltaje de entrada y los valores de los centroides comienzan a aumentar conforme lo hace el voltaje inicial mientras que ahora es en las reflexiones que los centroides se mantienen a pesar de que aumente la intensidad en sus pulsos.

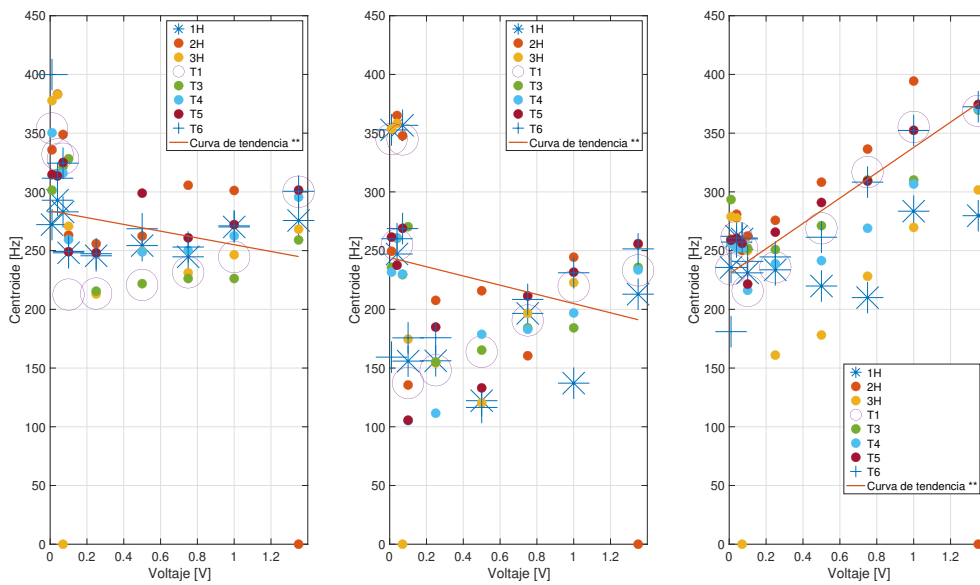


Figura 6.6: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hann en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

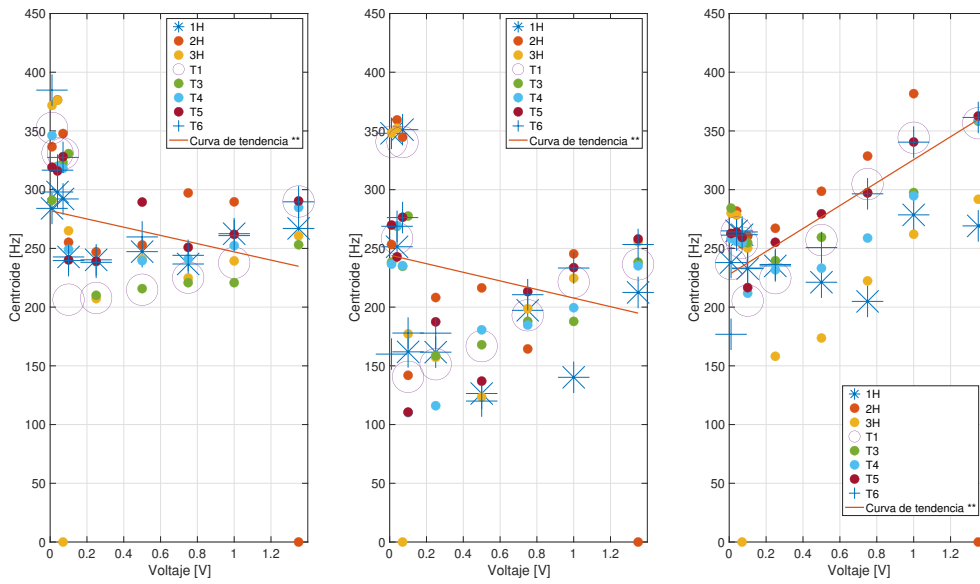


Figura 6.7: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Hamming en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

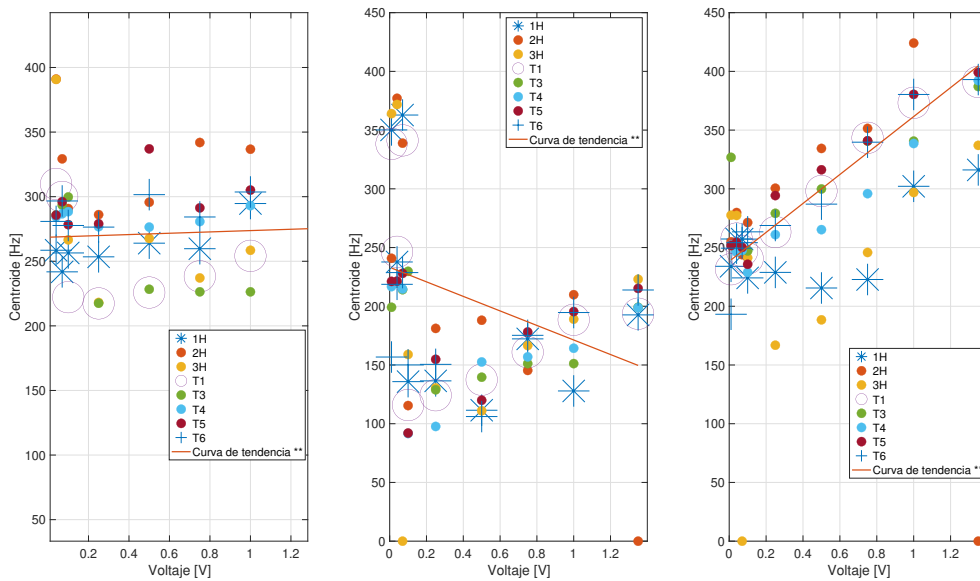


Figura 6.8: Gráficas del comportamiento de los centroides espectrales obtenidos con una ventana Blackman en función de la intensidad inducida en las señales de referencia capturadas a la mitad del tubo cerrado con cada una de las tapas para los picos 1, 2 y 3 respectivamente

Finalmente, al tomar los valores de los centroides de sus respectivas señales en Posición 2 con las tapas, vemos que la tendencia es muy similar a la que se observó con las tapas en Posición 1, que es que entre mayor sea la intensidad mayor será el centroide.

6.1. Propagación de incertidumbres

A pesar de contar con muchas señales, cada una representa un caso particular distinto de los demás por lo que para conocer la precisión de los resultados y el éxito del experimento, estimaremos el error asociado a la medición de presión y al cálculo del centroide. Tomando en cuenta que se está midiendo presión sonora a través de un voltaje con el analizador (4.1) dentro de una cámara anecoica siguiendo el método descrito en (4.2), en los resultados que nos proporciona, provee una mínima escala de $10^{-8}V$, así que la incertidumbre de la medida directa se reporta como $5 \times 10^{-9}V$. Añadido a esto, los ajustes en el amplificador también pueden jugar un papel en la incertidumbre en la conversión de dB a V (4.3) que nos da una precisión de 4 cifras significativas. Sabiendo esto, en la sección (5.1.3) se reporta en las tablas (5.1) y (5.2) la desviación estándar asociada a las mediciones directas de presión.

Por otro lado para tomar en cuenta el grado de incertidumbre en los resultados del procesamiento, nos podremos valer nuevamente de la variación estándar que se calcula para las corridas hechas por cada tapa y en el caso de cada ventana teniendo que los resultados se pueden alejar en promedio por 60Hz del promedio que los representa (ver anexo E). Esto es porque los datos son manipulados por muchos métodos de análisis numérico y a cada etapa siempre tendrá un error asociado.

Capítulo 7

Conclusiones

Luego de abordar el análisis del contenido tanto en presión sonora como en frecuencias de múltiples señales acústicas, las cuales se diferencian entre sí por sus características propias como lo es la amplitud o su forma de onda; pero también por el espacio en el que se propagan tal como es el tubo largo que puede estar abierto o cerrado y cuya terminación cerrada también varía en su grosor. Las señales por sí solas, nos proveen información acerca de la distancia que puede viajar un pulso al mostrarnos su reflexiones y de cómo se puede atenuar el valor de la amplitud de esos pulsos en el transcurso de la propagación, podemos hacer una recapitulación de los puntos relevantes para concluir.

Las señales de presión contra tiempo, al presentarnos la forma de la onda tal cual es, permiten notar cambios en el perfil de la onda que presenta un empinamiento una vez que el régimen de propagación se vuelve no-lineal. Si bien es posible hacer una caracterización de estos empinamientos comparando las pendientes y asociándolas con su presión RMS, se ha descrito que este empinamiento viene asociado con un enriquecimiento en las altas frecuencias de espectro asociado a estas señales de presión. El método propuesto aquí para esta finalidad fue comparar los centroides espectrales en lugar de comparar los espectros ya que los primeros simplifican la representación y la interpretación de los segundos; a mayor el valor del centroide espectral, más rico es el contenido de altas frecuencias en el espectro.

Con los resultados, se pudo confirmar que la tendencia general del centroide espectral para las señales es que aumenta conforme la amplitud de la señal aumenta, lo que era el com-

portamiento esperado además de que sí se marca una diferencia clara en cuanto al hecho de que el extremo del tubo esté abierto o no.

El contenido frecuencial de una señal senoidal de referencia es originalmente constante pues en esta etapa está en su forma más “limpia” porque tiene esa sola frecuencia. Al reflejarse, el contenido frecuencial se puede modificar debido a la geometría en la que se propaga la onda, la terminación del tubo y su grosor. Cuando la terminación se encuentra libre, tienden a presentarse frecuencias más bajas en las reflexiones, mientras que cuando la terminación se cierra, frecuencias más altas toman mayor potencia al aumentar la intensidad de la señal, es decir que si el centroide es mayor porque la intensidad es mayor, dan indicios de que el régimen de propagación en estos niveles es no-lineal.

Con los resultados obtenidos a la mitad del tubo, también se pudo confirmar esta idea aunque la diferencia más notable entre los resultados de la *Posición 1* y la *Posición 2* es que los valores de los centroides un un poco más altos en la segunda reflexión para la *Posición 2* que para los de la *Posición 1* .

En cuanto al uso de distintas ventanas al cortar las señales para evitar que aparezcan frecuencias ficticias, las mayores diferencias que se observan son en el régimen de bajas intensidades donde los valores salen mucho de las regiones donde se pueden observar las tendencias con las que evolucionan los centroides dadas las condiciones con las que evolucionan las variables de las que queremos entender de cómo dependen las frecuencias, pero en realidad cualquier ventana puede servir para esta finalidad, dicho de otro modo, las diferencias que hay entre los resultados con las ventanas es muy similar a la diferencia que hay entre las ventanas mismas.

Por último, queda hablar de la influencia del grosor de la tapa sobre los centroides, y esto es que aunque se pueda observar que entre más delgada sea la tapa, menor será el centroide, se necesitaría confirmar esto repitiendo el estudio con más corridas o bajo condiciones más controladas, las suficientes como para tener una muestra estadística sólida, pues en las reflexiones ésta hipótesis aún es difusa.

El alcance de este experimento también contemplaba considerar las mediciones tomadas fuera del tubo, lamentablemente la mayoría de estas mediciones fueron tomas falsas, así que se sugiere usar un micrófono distinto para un trabajo futuro en el que se repitan las

medidas porque sería interesante conocer los coeficientes de transmisión y reflexión para las distintas terminaciones y buscar una correlación entre éstos coeficientes y los centroides espectrales, sobretodo cuando se llega a un grosor de tapa para el cual se consiga una reflexión total. Además, se puede retomar la idea del empinamiento en el régimen de propagación no lineal y hacer un estudio de éstas pendientes y su relación con el contenido frecuencial de las señales.

Apéndice A

Rutina A_aislarpicos

```
% A_aislarpicos.m
% Sara Clementina Sberro Portilla
% 01 de septiembre 2021
% éste script es para separar la porción de la señal que vamos a analizar de lo que no
consideraremos como señal

clc
clear all

%Primero leemos la señal grabada
a=xlsread('P2-T5-L2-A6.xlsx');

Xa= a(:,1); %separamos los datos por columnas
Ya= a(:,2);

% Trazamos la gráfica de la señal cargada
figure
Xa= a(:,1);
Ya= a(:,2)*0.0213; %Se multiplica por el factor de calibración del micrófono que grabó la
señal
```

```
plot(Xa,Ya, 'LineWidth',2)
title('Gráfica de Presión contra tiempo para la muestra en Posición X con el extremo ce-
rrado por la Tapa X a partir de de un pulso con X V de amplitud ', 'FontSize',18)
xlabel('Tiempo [s]', 'FontSize',50)
ylabel('Presión [Pa]', 'FontSize',50)

%% Cortar los pulsos
%Lectura, se introduce el tiempo t donde es evidente que comienza el pico en la gráfica
prompt= 'Dame la coordenada x donde empieza el pulso';
S = input(prompt)

%%Pico 1
ind = find(Xa>S & Xa<S+ 0.005 );% se agrega al punto de inicio la duración del pulso
calculada en 5.1.2
Pa1 = Ya(ind);
Ta1= Xa(ind);

figure % trazamos la gráfica del pico 1 cortado
plot(Ta1, Pa1, 'blue')
set(gca, 'FontSize',50)
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 1 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')
savefig('T5A6L2_Pico1_Pos2.fig')

%% pulso 2
ind = find(Xa>S+0.0175 & Xa<S+0.025);
Pa2 = Ya(ind);
Ta2= Xa(ind);
```

```
figure % trazamos la gráfica del pico 2 cortado
plot(Ta2, Pa2, 'blue')
set(gca,'FontSize',50)
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 2 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')
savefig('T5A6L2_Pico2_Pos2.fig')
```

```
% %pulso 3
ind = find(Xa>S+0.035 & Xa<S+0.041);
Pa3 = Ya(ind);
Ta3= Xa(ind);
```

```
figure % trazamos la gráfica del pico 3 cortado
plot(Ta3, Pa3, 'blue')
set(gca,'FontSize',50)
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 3 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')
savefig('T5A6L2_Pico3_Pos2.fig')
```

```
% Exportar los cortes para poder seguir trabajando con estos datos
xlswrite('Pa1Pos2-T5A6-L2.xlsx',[Ta1(:),Pa1(:)]);
xlswrite('Pa2Pos2-T5A6-L2.xlsx',[Ta2(:),Pa2(:)]);
xlswrite('Pa3Pos2-T5A6-L2.xlsx',[Ta3(:),Pa3(:)]);
```


Apéndice B

Rutina B_RMS

```
% B_RMS.m
% Sara Clementina Sberro Portilla
% 01 de septiembre 2021
% Esta rutina es para obtener la presión RMS en [Pa] y en [dBSPL] de los cortes realizados
en el apartado anterior
clc
clear

% importamos los picos cortados de la señal
b=importdata('Pa1Pos2-T5A6-L2.csv');
c=importdata('Pa2Pos2-T5A6-L2.csv');
d=importdata('Pa3Pos2-T5A6-L2.csv');

% separamos por columnas
xb= b(:,1);
yb= b(:,2);
xc= c(:,1);
yc= c(:,2);
xd= d(:,1);
yd= d(:,2);
```

```
% obtenemos las gráficas de los picos
figure
plot(xb,yb);
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 1 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')

figure
plot(xc,yc)
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 2 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')

figure
plot(xd,yd)
title('Gráfica de presión contra tiempo del Pico 3 de la señal grabada')
xlabel('Tiempo [s]')
ylabel('Presión [Pa]')

% Se eleva la presión la cuadrado
p1=(yb).^ 2;
p2=(yc).^ 2;
p3=(yd).^ 2;

% Sacamos la integral
Q1=trapz(p1);
Q2=trapz(p2);
Q3=trapz(p3);
```

```
% Cálculo de la presión RMS

%— Tau= cota superior de ind - cota inferior de ind
P1=sqrt((1/length(yb))* Q1)
P2=sqrt((1/length(yc))* Q2)
P3=sqrt((1/length(yd))* Q3)

%Conversión a dB
SPL1=20*log10(P1/0.00002)
SPL2=20*log10(P2/0.00002)
SPL3=20*log10(P3/0.00002)

Presion = 'P_RMS en [Pa]';'P en [dB]';
Pico1 = [P1;SPL1];
Pico2 = [P2;SPL2];
Pico3 = [P3;SPL3];

T = table(Pico1,Pico2,Pico3,'RowNames',Presion)
writetable(T,'Presion-T5A6-P2L2.txt')
```

Apéndice C

Rutina C_ FFTyHSC

```
% C_ FFTyHSC.m
% Sara Clementina Sberro Portilla
% 01 de septiembre 2021
% En esta rutina obtenemos la FFT y el HSC
clc
clear

%% Primero importamos los datos de la señal
%A=xlsread('P1-3h-L8-A3.xlsx'); % Señal original

A=xlsread('P2-1H-L2-A6.xlsx');
X= A(:,1);
y= A(:,2)*0.0213;

%% Luego especificamos los parámetros de la señal

dt = mean(diff(X)); % paso
fs = 8208; % frecuencia de muestreo
T = 1/fs; % Periodo de muestreo
St = std(diff(X)); %desviación estándar
```

```

%% Transformada de Fourier

n = length(y);
F = fft(y); % Compute the fast Fourier transform

% Calcule el espectro bilateral P2. A continuación, calcule el espectro unilateral P1 basado
en P2 y la longitud de la señal de valor uniforme L.

P2 = abs(F/n); % espectro bilateral
P1 = P2(1:n/2+1); %epectro unilateral
P1(2:end-1) = 2*P1(2:end-1);

% Defina el dominio de la frecuencia f y represente gráficamente el espectro de amplitud
unilateral P1. Las amplitudes no son exactamente de 0,7 y 1, como se esperaba, debido al
ruido añadido. Como promedio, las señales más largas producen mejores aproximaciones
de frecuencia.
f2 = fs*(0:(n/2))/n;

%% Spectral centroid
Y = y(:);
P3=P2(:);
centroid_hann = spectralCentroid(Y,fs,'Window',hann(fs),'OverlapLength',500);
x = linspace(0,size(Y,1)/fs,size(centroid_hann,1));

centroid_hamming = spectralCentroid(Y,fs,'Window',hamming(fs),'OverlapLength',500);
x = linspace(0,size(Y,1)/fs,size(centroid_hamming,1));

centroid_blackman = spectralCentroid(Y,fs,'Window',blackman(fs),'OverlapLength',500);
x = linspace(0,size(Y,1)/fs,size(centroid_blackman,1));

```

```
%% %% Figures
figure
tiledlayout(2,2)
nexttile([1 2])

plot(X,Y)
title('Señal sonora tomada en P2 resultante del pulso programado con 1.00 V de amplitud')
xlabel('time(s)')
ylabel('Presión [Pa]')

nexttile
plot(f2,P1)
title('Espectro frecuencial de la señal temporal obtenido por la Transformada de Fourier')
xlabel('f (Hz)')
ylabel('|P(f)|')

nexttile
scatter(x,centroid_hann);
title('Centroides espectrales de la señal senoidal obtenidos con distintas ventanas')
xlabel('Time (s)')
ylabel('Centroid (Hz)')
hold on

scatter(x, centroid_hamming)
scatter(x, centroid_blackman)
hold off

legend('Hann window','Hamming window','Blackman window')
savefig('1HA6L2_FFT_HSC.fig')
```

```
% Exportarlos para poder seguir trabajando con estos datos
xlswrite('FFT1HA6L2.xlsx',[f2(:),P1(:)]);
xlswrite('HSC_hann1HA6L2.xlsx',[x(:),centroid_hann(:)]);
xlswrite('HSC_hamming1HA6L2.xlsx',[x(:),centroid_hamming(:)]);
xlswrite('HSC_blackman1HA6L2.xlsx',[x(:),centroid_blackman(:)]);

Centroides = 'Tiempo en [S]';'Centroide en [Hz]';
Hann = [x(:);centroid_hann(:)];
Hamming = [x(:);centroid_hamming(:)];
Blackman = [x(:);centroid_blackman(:)];

T = table(Hann,Hamming,Blackman,'RowNames',Centroides)
writetable(T,'Centroides-1HA6-L2.txt')
```

Apéndice D

Coeficientes del ajuste polinomial

Las curvas de tendencia se obtuvieron por medio de la función *polyfit* de Matlab cuya sintaxis es "p = polyfit(x,y,n)", que devuelve los coeficientes para un polinomio $p(x)$ de grado n que mejor se ajusta (en un sentido de mínimos cuadrados) para los datos en el vector de entrada y . Los coeficientes en p están en potencias descendentes, y la longitud de p es $n+1$. Los coeficientes obtenidos para las curvas de tendencia trazadas se exponen en las tablas D.1 y D.2.

Posición 1		
Pico1	Pico2	Pico3
Hann Sin tapas		
-108.9673, 334.8552	-98.1862, 243.1009	-61.9264, 270.5234
Hann Tapa 1		
-15.7730, 258.9207	73.9376, 331.2804	107.7376, 187.2453
Hamming Tapa 1		
103.0752, 181.6982	77.2165, 320.7076	103.0752, 181.6982
Blackman Tapa 1		
25.3766, 236.4064	87.6903, 352.4323	122.7491, 201.3557

Figura D.1: Coeficientes obtenidos con ajuste polinomial de grado 1 en Posición 1 para las líneas de tendencia

Posición 2		
Pico1	Pico2	Pico3
Hann Sin tapas		
172.7144, -256.5123, 320.8996	105.8538, -216.2731, 282.7000	150.6020, -269.5733, 313.3414
Hann Tapa 1		
-28.8117, 283.8282	-39.2019, 244.0891	107.7605, 230.0550
Hamming Tapa 1		
-35.0548, 282.0859	-36.5991, 244.2987	97.7466, 227.7946
Blackman Tapa 1		
5.1347, 268.6124	-61.8752, 233.1647	123.2806, 238.2509

Figura D.2: Coeficientes obtenidos con ajuste polinomial de grado 1 (y grado 2 marcados en azul) en Posición 2 para las líneas de tendencia

Apéndice E

Desviaciones estándar

Hann			
	Pico 1	Pico 2	Pico 3
ST	44,091	48,970	54,886
1 Hoja de alumi (1H)	17,605	88,068	26,140
2H	111,106	110,526	108,706
3H	111,206	112,427	93,836
T1	57,273	77,642	55,217
T3	47,880	42,031	40,248
T4	37,615	54,518	45,996
T5	29,828	57,993	49,529
T&	49,340	51,958	59,388

Figura E.1: Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Hann por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales

Hamming			
	Pico 1	Pico 2	Pico 3
ST	47,801	49,127	54,771
1 Hoja de alumi (1H)	23,453	84,348	24,644
2H	109,999	108,536	105,587
3H	109,413	110,061	92,722
T1	59,722	74,920	52,355
T3	51,075	43,425	36,288
T4	41,657	54,996	43,193
T5	34,883	58,632	45,268
T&	49,903	53,517	56,648

Figura E.2: Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Hamming por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales

Blackman			
	Pico 1	Pico 2	Pico 3
ST	33,588	53,033	58,501
1 Hoja de alumi (1H)	21,828	95,139	36,196
2H	112,442	113,490	116,871
3H	113,266	118,229	99,529
T1	49,087	86,164	60,590
T3	41,714	38,471	50,306
T4	23,326	49,179	52,948
T5	22,566	48,943	60,447
T&	42,325	40,224	65,836

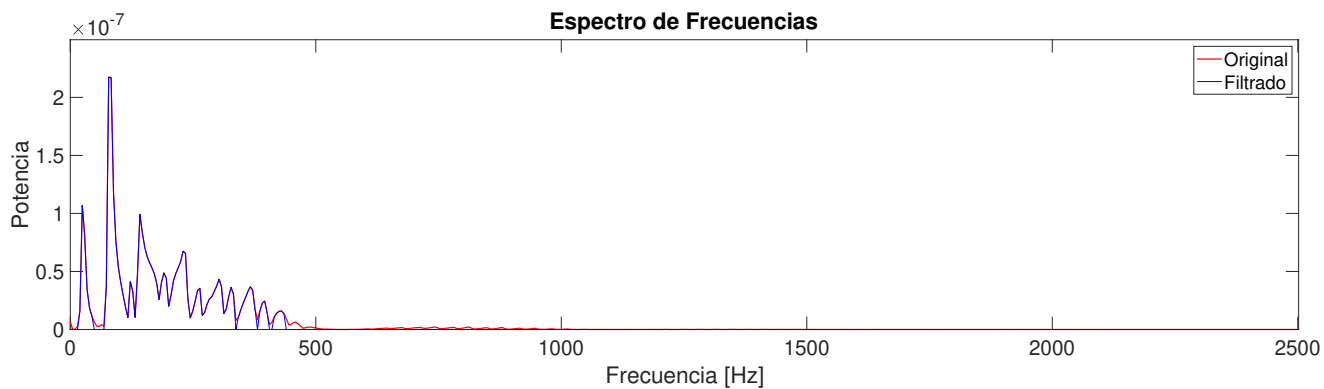
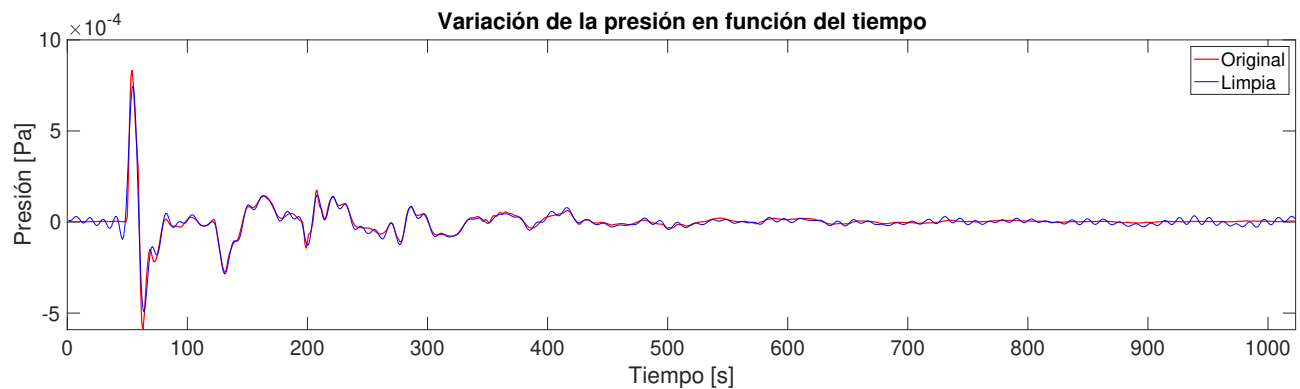
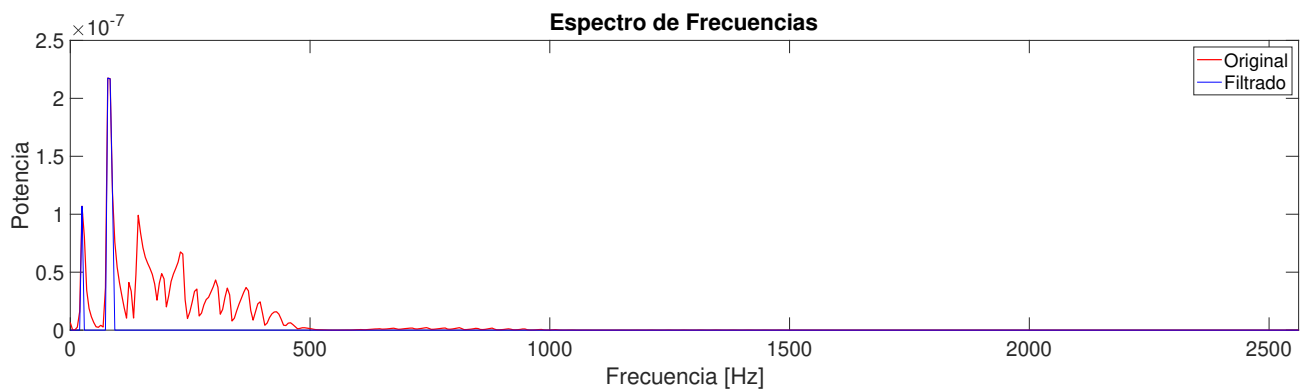
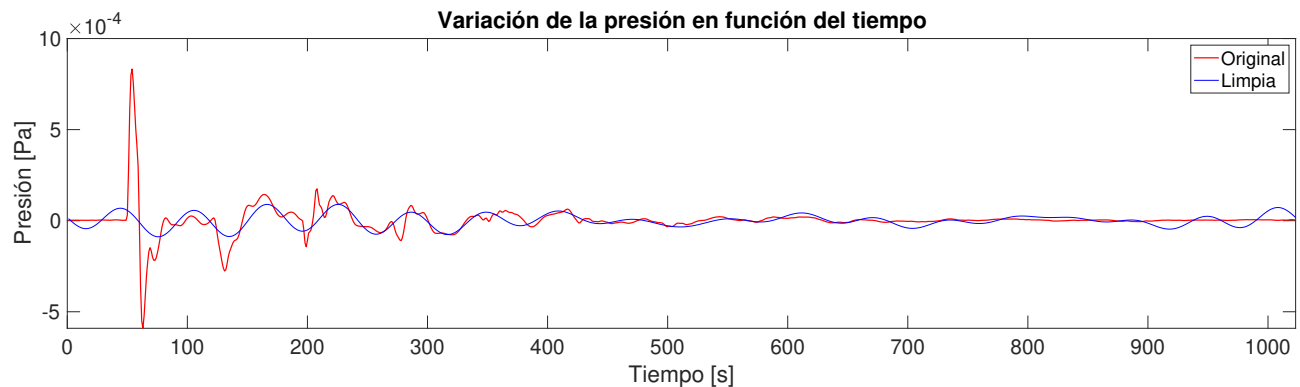
Figura E.3: Desviaciones estándar de los centroides espectrales obtenidos a partir de una ventana Blackman por cada set de datos agrupados por tapa y por picos identificados en las señales

Apéndice F

Limpieza del ruido de fondo por cortes de frecuencias

Cuando se espera limpiar una señal suprimiendo las frecuencias por debajo de una frecuencia para la que se considera que las frecuencias por debajo de esta son ruido, se observan alteraciones en la forma de la señal al reconstruirla con la transformada inversa de Fourier. Como es de esperarse, entre más grande es esta frecuencia de corte, mayor pérdida de información.

APÉNDICE F. LIMPIEZA DEL RUIDO DE FONDO POR CORTES DE FRECUENCIAS97



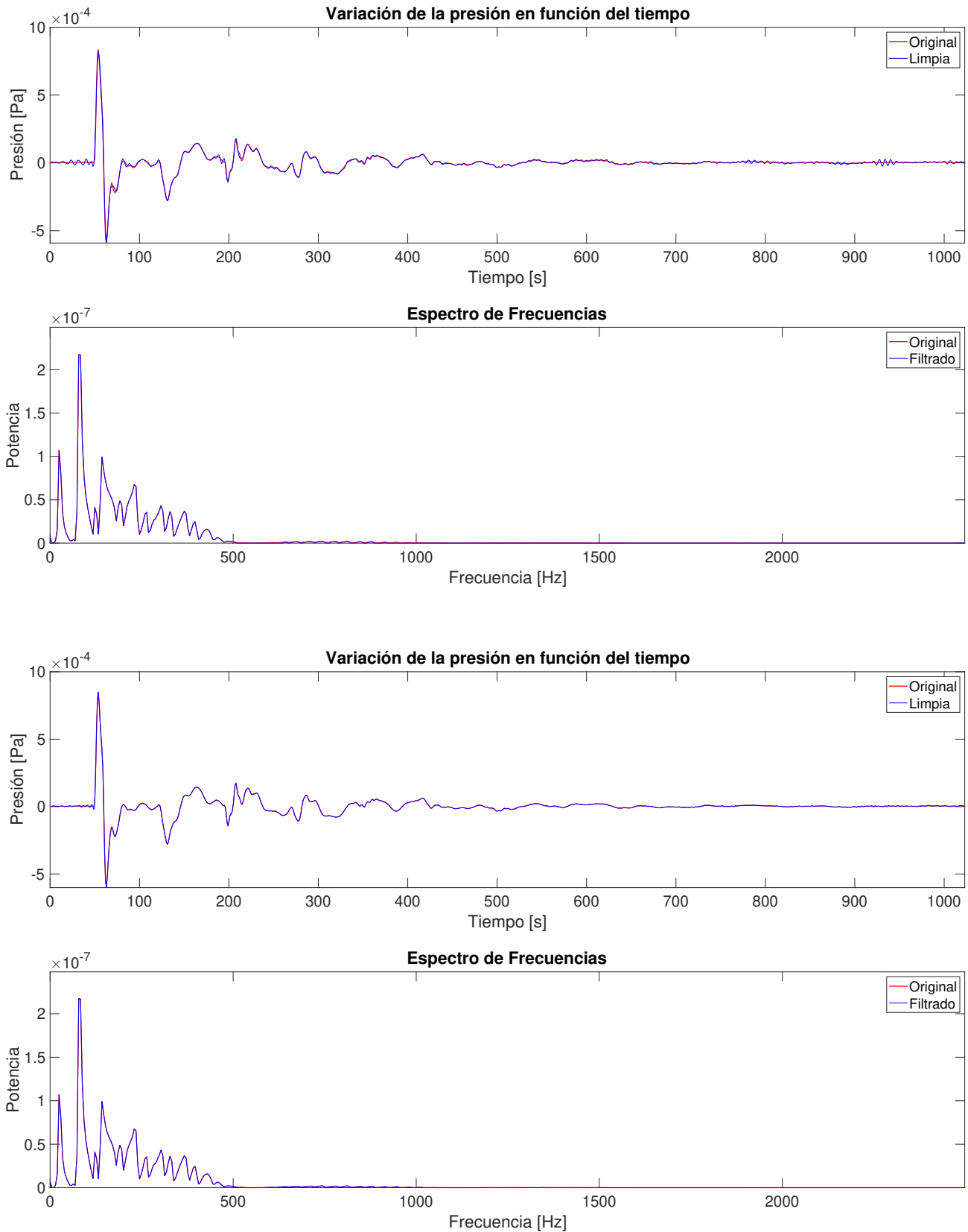


Figura F.1: Señales y sus espectros comparados con la señal y el espectro respectivos filtrados de mayor a menor frecuencia

Bibliografía

- [1] Leo L Beranek. *Acoustics*. New York: McGraw-Hill, 1954.
- [2] Richard E. Berg. *Britannica Online Encyclopedia*. 2020. DOI: 10.1016/B978-0-12-753960-7.50002-4.
- [3] David T Blackstock. *Fundamentals of Physical Acoustics*. 2000.
- [4] S. L. Brunton y J. N. Kutz. *Data Driven Science Engineering - Machine Learning, Dynamical Systems, and Control*. Official website. databook.uw.edu, 2017.
- [5] National instruments corp. *Windowing*. 2022. URL: <https://www.ni.com/es-mx/innovations/white-papers/06/understanding-ffts-and-windowing.html> (visitado 24-03-2022).
- [6] P. Eveno, J.-P. Dalmont y G. Caussé R.and Scavone. “An Acoustic and Perceptual Evaluation of Saxophone Pad Resonators”. En: *Acta Acustica united with Acustica, Volume 101, Number 2, March / April 2015, pp. 246-255(10)* <https://doi.org/10.3813/AAA.918823> (2015).
- [7] Lawrence E. Kinsler y col. *Fundamentals of Acoustics*. New York : Wiley, 1999.
- [8] William H. Press y col. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. USA: Cambridge University Press, 1988. ISBN: 052135465X.
- [9] Pablo L. Rendon y col. “Nonlinear progressive waves in a slide trombone resonator”. En: *Acoustical Society of America* 43.75.Fg [HF] (2010).

- [10] Pablo L. Rendon y col. “Spectral Enrichment of Transient Acoustic Waves as a Function of Input Signal Shape”. En: *Acta Acustica united with Acustica, Volume 103, Number 3, May/June 2017, pp. 379-384(6)a* <https://doi.org/10.3813/AAA.919067> (2017).
- [11] Emery Schubert, Joe Wolfe y Alex Tarnopolsky. “Spectral centroid and timbre in complex, multiple instrumental textures”. En: (ago. de 2004).
- [12] Julius O. Smith. *Mathematics of the Discrete Fourier Transform (DFT)*. online book, 2007 edition. https://ccrma.stanford.edu/jos/mdft/Introduction_DFT.html, July, 2020.
- [13] Gracey Associates-The Sound, Vibration Instrument Hire y Calibration Specialists. *Acoustic Glossary*. Official website. <http://www.acoustic-glossary.co.uk/sound-pressure.htm>, July, 2020.
- [14] *Square Wave*. 2020. URL: <https://mathworld.wolfram.com/SquareWave.html>.
- [15] Inc. The MathWorks. *Window function gateway - MATLAB window - Mathworks*. URL: <https://la.mathworks.com/help/signal/ref/window.html> (visitado 18-10-2021).
- [16] Inc. The MathWorks. *Windows*. URL: <https://ch.mathworks.com/help/signal/ug/windows.html> (visitado 21-03-2022).