



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN TUBO  
DE CHOQUE PARA EL ESTUDIO DE ONDAS  
DE CHOQUE.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

P R E S E N T A :

ISABEL MONSERRAT SÁNCHEZ BARRERA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. PABLO LUIS RENDÓN GARRIDO

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2019





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. Datos del alumno  
Sánchez  
Barrera  
Isabel Monserrat  
5514879003  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Facultad de Ciencias  
Física  
311051678
2. Datos del tutor  
Dr  
Pablo Luis  
Rendón  
Garrido
3. Datos del sinodal 1  
Dra  
Catalina Elizabeth  
Stern  
Forgach
4. Datos del sinodal 2  
Dr  
Pablo  
Padilla  
Longoria
5. Datos del sinodal 3  
Dr  
Sergio  
Mendoza  
Ramos
6. Datos del sinodal 4  
Dr  
Roberto  
Velasco  
Segura
7. Datos del trabajo escrito  
Diseño e implementación de un tubo de choque para el estudio de ondas de choque  
72 p  
2019

*A mi madre Isabel y a mi tía Josefina,  
porque a ellas debo gran parte de lo que  
soy.*



# Agradecimientos

*“Nothing is ever as simple as it seems. At edge of perception, weird things dance and howl.”*  
M. H. Boroson

Este espacio se lo dedico a las personas que he conocido hasta ahora y que me han apoyado y dado ánimos para seguir adelante a lo largo de este camino llamado vida. Porque al final llegar hasta aquí no se trató sólo de escribir este trabajo, son muchos con quienes estoy agradecida por haberme alentado a continuar con mis sueños y nunca darme por vencida.

En primer lugar, a mi madre, Isabel E. Barrera, que siempre ha estado a mi lado, sé que siempre podré contar con ella. A mi tía Josefina, que siempre ha estado al pendiente de mí.

A mi asesor de tesis, Dr. Pablo Luis Rendón Garrido, porque gracias a él pude lograr este trabajo, y sobre todo por tenerme confianza. A mis sinodales: Dra. Catalina Elizabeth Stern Forgach, Dr. Pablo Padilla Longoria, Dr. Sergio Mendoza Ramos y Dr. Roberto Velasco Segura por apoyarme con la revisión de este trabajo.

A la Facultad de Ciencias, al ICAT y en general a la UNAM por brindarme la oportunidad de estudiar en esta gran casa de estudios.

Al M. en I. Antonio Pérez L. por ayudarme con la parte de electrónica y otros muchos detalles técnicos requeridos por este trabajo. A Lidia, a Arturo, a Federico y todos los demás del Laboratorio de Acústica y Vibraciones del ICAT que me dieron su apoyo en la realización de este trabajo. A Carlos E. y David P. del Taller de Hidrodinámica, y a Manuel Alvarado del Laboratorio de Acústica, ambos en la Facultad de Ciencias por el apoyo moral y asesoramiento técnico. A Arturo Jiménez, quien diría que él me quitaría los nervios de entrar a la carrera de física. A Malinalli por darme trabajo, fue una forma bastante curiosa de desestresarme.

A quienes tengo el honor de llamar amigos, porque siempre han creído en mí, me han ayudado a levantarme pese a todos mis ataques de pánico y, sobre todo, me han soportado en ese estado. A Jessica V. V., Lupiz y Daniel Moo que después de tantos años siguen aguantándome. A Sam y a Richard, mis historiadores favoritos. A José Luis, por estar conmigo en las buenas, en las malas y en las peores. A Diego M., por escucharme y darme ánimos. A Germán, por ser mi amigo durante todo este tiempo y ser el mejor compañero de equipo que podía pedir, por retarme para nunca rendirme. A Bernardo, por leerme como si fuera un libro y tener las palabras exactas para que creciera como persona.

A los chicos de *La Oficina* (Poncho, Rodrigo, Joseph, Ferni, Alejandro, Diego, Rulo, Gerardo). Si leen esto: Chicos, gracias a todos por las risas, los albuces y el apoyo moral, me ayudaron a no enloquecer.

¡A la música de mis bandas favoritas! (Sonata Arctica, Elvenking, Alestorm, Kontrast, Mago de Oz, Korpiklaani, ...) Podrá sonar ridículo, pero su música siempre llena mi alma de energía y logra ponerme en modo *Berseker*.

En fin, me disculpo si olvidé mencionar a alguien en específico, pero agradezco a todos aquellos que alguna vez me brindaron una palabra de aliento, un reto para el alma ó una simple sonrisa, fueron suficientes para que siguiera moviéndome.

# Índice general

<b>Resumen.</b>	<b>9</b>
<b>Introducción.</b>	<b>11</b>
<b>Capítulo 1</b>	
<b>Marco teórico.</b>	<b>13</b>
1.1 Ondas de choque. . . . .	13
1.1.1 Teoría de las ondas de choque . . . . .	14
1.1.2 Condiciones de salto: Relaciones de Rankine-Hugoniot. . . . .	15
1.2 Tubo de choque. . . . .	22
1.2.1 Problema del tubo de choque ideal . . . . .	22
1.2.2 Funcionamiento de un tubo de choque real. . . . .	26
<b>Capítulo 2</b>	
<b>Materiales y Métodos.</b>	<b>29</b>
2.1 Diseño del tubo de choque . . . . .	29
2.2 Construcción del tubo de choque. . . . .	30
2.2.1 Presión de la cámara de alta presión. . . . .	32
2.2.2 Colocación del tubo de choque dentro de la cámara anecoica. . . . .	33
2.3 Acerca de la membrana. . . . .	34
2.4 Caracterización de la onda de choque. . . . .	35

2.5	Velocidad de propagación. . . . .	37
2.5.1	Tubos de prueba de las sondas. . . . .	39
<b>Capítulo 3</b>		
<b>Resultados y Discusión.</b>		<b>41</b>
3.1	Caracterización de las membranas. . . . .	41
3.1.1	Membrana: Papel China. . . . .	42
3.1.2	Membrana: Papel Bond. . . . .	43
3.1.3	Membrana: Celofán. . . . .	45
3.2	Desarrollo de la onda de choque fuera del tubo . . . . .	45
3.2.1	Evolución de la onda de choque como función de la distancia. . . . .	48
3.2.2	A 5 cm del tubo. . . . .	53
3.2.3	Ondas de choque en la distancia. . . . .	54
3.3	Velocidad de propagación de la onda de choque dentro del tubo. . . . .	59
3.3.1	Particularidades al interior del tubo. . . . .	61
3.3.2	Observaciones fuera del tubo. . . . .	63
<b>Conclusiones.</b>		<b>69</b>
<b>Bibliografía</b>		<b>71</b>

# Resumen

El interés en estudiar ondas de choque surge de su aparición en diversas áreas de la física como son la acústica, la hidrodinámica y la astrofísica. Para poder estudiar su desarrollo y propagación bajo una variedad de condiciones de forma experimental, es necesario poder generarlas dentro de un laboratorio en un ambiente controlado. Los tubos de choque han cumplido esta función desde hace muchos años de manera exitosa. El presente trabajo se enfocó en diseñar, construir e implementar un tubo de choque para el Laboratorio de Acústica y Vibraciones del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM. El tubo de choque construido es de aluminio con una longitud de 201 cm y consta de dos secciones: una cámara de alta presión y una de baja presión con terminación abierta, separadas por una membrana de algún material conocido, con el objetivo de permitir la adición de más secciones y poder realizar mediciones al interior y exterior del mismo. A diferencia de lo comúnmente reportado en la literatura, se utilizaron membranas de materiales de fácil acceso: papel china, papel Bond y celofán. Para probar su funcionamiento se realizaron mediciones de la velocidad de propagación de la onda y de su perfil de presión dentro y fuera del tubo. En general con los materiales mencionados se obtuvo un rango para la presión inicial dentro de la cámara de alta presión de 1.11 a 4.17 veces la presión ambiental, mientras que el número de Mach  $M$  de las ondas de choque al interior del tubo de choque estuvo entre 1.07 y 1.61. Fuera del tubo de choque el número de Mach de las ondas de choque estuvo en un rango de entre 0.19 a 3.55, lo que se puede relacionar con efectos viscosos y de difracción que ocurren a la salida del tubo. En ambos casos, los valores más pequeños corresponden al papel China y los más grandes al celofán, el papel Bond se encuentra en un punto intermedio. El amplio rango de presiones obtenido para la cámara de alta presión es una consecuencia directa de la falta de repetibilidad observada en el proceso.



# Introducción.

*“In a nutshell, nonlinearity makes a wave interesting, dissipation keeps it honest.”*  
*David T. Blackstock*

Las ondas de choque se identifican de manera general con un cambio abrupto en las variables asociadas con una perturbación que se propaga en un medio compresible, como pueden ser la presión, densidad, temperatura, o velocidad. A lo largo de los años las ondas de choque han sido de sumo interés para la ciencia debido a que pueden encontrarse en distintos contextos, como la acústica, la hidrodinámica o la astrofísica.

Para estudiar a una onda de choque experimentalmente y de manera controlada, es necesario que se pueda generar en un laboratorio. Las ondas de choque se pueden generar mediante la realización de movimientos suficientemente bruscos (disparar una bala, azotar un látigo, etc.), o al producir un cambio repentino en alguna de las variables del sistema, normalmente la presión (reventar un globo, soplar intensamente por una trompeta, etc.). Sin embargo, una de las formas más sencillas de producir una onda de choque es utilizando un tubo de choque.

Un tubo de choque permite estudiar ondas de choque al producirlas por diferencia de presión, y consiste básicamente de dos cámaras separadas por una membrana. En una de ellas se tiene gas a alta presión y en la otra gas a baja presión. Su funcionamiento consiste en el rompimiento de la membrana y la liberación repentina del gas, que provoca ondas de compresión que posteriormente permiten formar un frente de choque. La importancia de esta clase de dispositivos recae en que han sido de gran utilidad en el estudio de gases a altas temperaturas, así como fenómenos relacionados con detonaciones causadas por explosivos.

Idealmente el comportamiento del campo que se genera dentro del tubo se puede describir a través de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo compresible y las relaciones de Rankine-

Hugoniot (condiciones de salto a través del frente de choque). No obstante, en un tubo de choque físico intervienen otros fenómenos que cambian la forma en que se comporta el flujo, como son el rompimiento de la membrana y la formación de una capa límite en las paredes del tubo. Esto provoca un cambio en la velocidad de propagación esperada.

Entender y caracterizar cómo influyen estos fenómenos en el campo resultante permite la optimización del funcionamiento del tubo, especialmente en lo relacionado a la formación del frente de choque, tiempo que éste tarda en formarse completamente, y al tiempo de prueba, el cual corresponde al intervalo de tiempo en el cual el frente de choque atraviesa un medio sin interactuar con el gas de la cámara de alta presión ni con el final del tubo, que provoca reflexiones.

Generalmente en tubos de choque sosisificados o comerciales se suelen utilizar membranas de metal, como el acero y el aluminio, o de plásticos resistentes, como el Mylar<sup>®</sup>. Sin embargo dichos materiales no siempre son sencillos de conseguir, por ello otro punto importante es buscar materiales alternos, de fácil acceso, y evaluar su efectividad para producir ondas de choque.

# Capítulo 1

## Marco teórico.

### 1.1. Ondas de choque.

Las *ondas de choque* se originan por la liberación repentina de energía como ocurre cuando un cuerpo se mueve a velocidad supersónica en el aire o cuando hay una explosión, teniendo por resultado un cambio abrupto en alguna variable del sistema físico, como lo son la presión, la densidad, la temperatura y la velocidad, que se propaga a través del medio [2]. Este cambio da origen a un *frente de choque* cuyo ancho es de unas cuantas longitudes de camino libre medio y a través de él los cambios en las variables del flujo son continuos y bastante grandes. Sin embargo, se puede pensar que se trata de una discontinuidad en el medio al ocurrir en un espacio tan pequeño.

En términos matemáticos, los choques se dan como consecuencia de efectos de propagación no lineales que ocurren cuando la forma inicial de la onda tiene una amplitud finita, i.e. no es despreciable. Por ello, físicamente se pueden generar a partir de perturbaciones de magnitud finita como son movimientos abruptos.

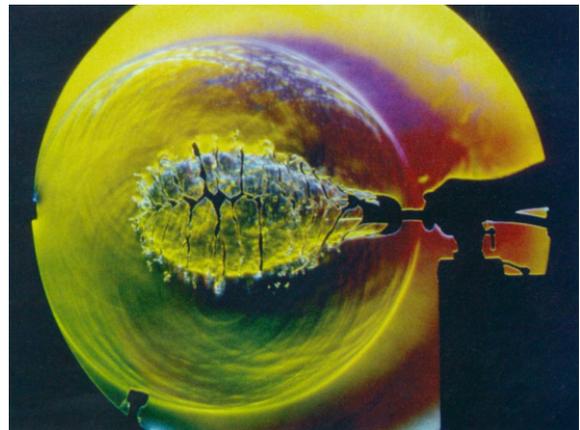


Figura 1.1: Onda de choque generada al reventarse un globo de juguete visualizada con Schlieren. Fuente: G. S. Settles 2006 [1].

### 1.1.1. Teoría de las ondas de choque

Para estudiar este fenómeno consideremos que el flujo es irrotacional, compresible y el fluido no presenta viscosidad. Por ello se pueden utilizar las ecuaciones de Euler para flujo compresible, ecuaciones (1.1) a (1.3) [3] [4]. En ellas  $\rho$  es la densidad del medio,  $\mathbf{u}$  es la velocidad del flujo,  $p$  es la presión y  $E$  es la energía interna por unidad de masa del medio. Otro parámetro importante es el número de Mach ( $M$ ), que es la razón entre la velocidad de propagación del fenómeno y la velocidad de propagación del sonido en el medio  $M = u/c$ . También se debe tomar en cuenta el principio de incremento de la entropía, ecuación (1.4) en la que  $S$  es la entropía por unidad de masa, ya que el fenómeno correspondiente a una onda de choque es un proceso irreversible [4]. No contradice lo antes dicho ya que sólo en la zona correspondiente al frente de choque, que es muy delgada, ocurre esto y se puede tratar como una discontinuidad de salto.

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p, \quad (1.2)$$

$$\partial_t \left( \rho \left( E + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) \right) + \nabla \cdot \left( \mathbf{u} \rho \left( E + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) \right) + \nabla \cdot (\mathbf{u} p) = 0, \quad (1.3)$$

$$\partial_t (\rho S) + \nabla \cdot (\rho S \mathbf{u}) \geq 0. \quad (1.4)$$

Para describir por completo el problema se necesita una ecuación de estado, en este caso la ecuación para gases politrópicos que permite la descripción de procesos de expansión y compresión sin intercambio de calor como ocurre en esta aproximación al fenómeno, ecuación (1.5).

$$pV^\gamma = \text{constante} \Rightarrow p\rho^{-\gamma} = \text{constante} \quad (1.5)$$

Lo que es equivalente a la ecuación (1.6), en la cual el subíndice 0 representa otro estado del mismo proceso.

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1.6)$$

Suponiendo que el medio se comporta como un gas ideal, i.e. su comportamiento puede ser expresado por la ecuación  $pV = nRT \rightarrow p = \rho R'T$ , donde  $R'$  es la constante de los gases por

unidad de masa. Entonces, la energía interna del gas es sólo función de la temperatura, y en el caso de gases politrópicos, proporcional a ésta, ie.

$$E = c_v T = \frac{c_v p}{\rho R'} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (1.7)$$

debido a que  $\gamma = c_p/c_v = 1 + R/C_v = 1 + R'/c_v$ , con  $C_v$  el calor específico a volumen constante,  $c_v$  el calor específico por unidad de masa a volumen constante y  $c_p$  el calor específico por unidad de masa a presión constante.

Por otra parte, la velocidad de propagación del sonido se define por la ecuación (1.8), y al considerar la ecuación de estado 1.5, obtenemos la ecuación (1.9), donde  $A$  es una constante al tratarse de un proceso adiabático.

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (1.8)$$

$$c^2 = \gamma A \rho^{\gamma-1} = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (1.9)$$

Lo que permite reescribir el número de Mach como:

$$M = u \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (1.10)$$

De las ecuaciones (1.6) y (1.9) se puede obtener una ecuación que contenga únicamente a la presión y a la velocidad de propagación del sonido.

$$\begin{aligned} \rho = \frac{\gamma p}{c^2} \Rightarrow \frac{p}{p_0} &= \left( \frac{\gamma p}{c^2} \cdot \frac{c_0^2}{\gamma p_0} \right)^\gamma = \left( \frac{p}{p_0} \right)^\gamma \left( \frac{c_0}{c} \right)^{2\gamma} \Rightarrow \left( \frac{p}{p_0} \right)^{1-\gamma} = \left( \frac{c_0}{c} \right)^{2\gamma} \\ \frac{p}{p_0} &= \left( \frac{c}{c_0} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

### 1.1.2. Condiciones de salto: Relaciones de Rankine-Hugoniot.

Si se considera el problema unidimensional donde sólo hay cambio en la velocidad en la dirección de propagación, es decir, un frente de choque plano, al partir de las ecuaciones de Euler para flujo compresible se pueden obtener las llamadas relaciones de Rankine-Hugoniot [2] [5] [6], que

son condiciones de conservación a través del frente de choque, ecuaciones (1.15) a (1.17), y la desigualdad (1.18) que nos dice como cambia la entropía a través del choque [4]. Estas condiciones de salto relacionan las variables antes y después del choque. En la Figura 1.2 se ilustra el esquema de flujo alrededor del frente de choque.

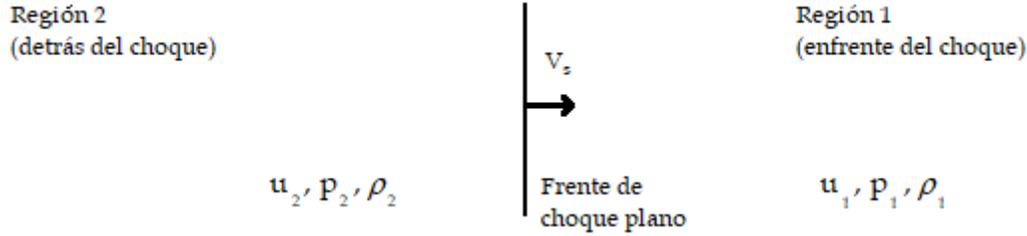


Figura 1.2: Esquema de flujo en la vecindad del frente de choque.

Para la derivación de las condiciones de salto a través del choque utilizamos las ecuaciones de Euler en su forma integral, ya que su forma diferencial, mostrada en la sección 1.1.1, es sólo válida cuando hay continuidad. En su forma integral las ecuaciones de conservación se enuncian como:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt} \int_V \rho dv + \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dv &= 0 \\
 \frac{d}{dt} \int_V (\rho \mathbf{u}) dv + \int_V (\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + \nabla p) dv &= 0 \\
 \frac{d}{dt} \int_V \left( \rho \left( E + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) \right) dv + \int_V \nabla \cdot \left( \mathbf{u} \rho \left( E + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) + (\mathbf{u} p) \right) dv &= 0 \\
 \frac{d}{dt} \int_V (\rho S) dv + \int_V \nabla \cdot (\rho S \mathbf{u}) dv &\geq 0.
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

Bajo la suposición de que la velocidad de flujo sólo tiene una componente, notemos que las ecuaciones en (1.12) tienen la forma de la expresión (1.13). Por otra parte, este comportamiento de la velocidad de flujo ocurre al aproximarnos a un frente de choque plano que se propaga en una sola dirección, como ocurre idealmente al interior de un tubo

$$\frac{d}{dt} \int P dx + \int \partial_x Q dx = 0, \tag{1.13}$$

donde  $P$  y  $Q$  son funciones de  $p, u, \rho, S$  y  $E$ .

Para obtener las condiciones de salto con los supuestos anteriores tomamos en cuenta un intervalo alrededor del frente de choque:  $x_2 < s(t) < x_1$ , de tal modo que en  $x_2 \leq x < s(t)$  y  $s(t) < x \leq x_1$  las funciones  $p, u, \rho, S$  y  $E$  son diferenciables y tienen límites finitos cuando  $x \rightarrow s(t)$  por la izquierda ( $s^-$ ) y por la derecha ( $s^+$ ). Con la ayuda de la regla de Leibniz para la diferenciación de una integral se pueden reescribir las ecuaciones anteriores en dicho intervalo. Tomando su

forma general descrita por (1.13), esto es:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{x_2}^{x_1} P dx &= -[Q(x_1, t) - Q(x_2, t)] \\ \frac{d}{dt} \int_{x_2}^{s(t)} P dx + \frac{d}{dt} \int_{s(t)}^{x_1} P dx &= [Q(x_2, t) - Q(x_1, t)] \\ \int_{x_2}^{s(t)} \partial_t P dx + P(s^-, t) \dot{s} - P(x_2, t) \dot{x}_2 + \int_{s(t)}^{x_1} \partial_t P dx + P(x_1, t) \dot{x}_1 - P(s^+, t) \dot{s} &= [Q(x_2, t) - Q(x_1, t)] \end{aligned}$$

como  $x_1$  y  $x_2$  no dependen de  $t$ , entonces  $\dot{x}_i = 0$  y los términos que contienen esta derivada son cero. Llamamos a la velocidad del choque  $\dot{s} = V_s$ .

$$\int_{x_2}^{s(t)} \partial_t P dx + P(s^-, t) V_s + \int_{s(t)}^{x_1} \partial_t P dx - P(s^+, t) V_s = [Q(x_2, t) - Q(x_1, t)]$$

Por otra parte al aproximarnos al choque por la derecha y por la izquierda, es decir hacer que  $x_1 \rightarrow s^+$  y  $x_2 \rightarrow s^-$ , las integrales de  $\partial_t P$  tienden a cero. Esto nos da como resultado la expresión:

$$P(s^-, t) V_s - P(s^+, t) V_s = [Q(s^-, t) - Q(s^+, t)]$$

Considerando que  $s^-$  corresponde a la región detrás del choque (Región 2) y  $s^+$  a la región enfrente del choque (Región 1), la reescribimos como:

$$- [P_2 - P_1] V_s + [Q_2 - Q_1] = 0 \quad (1.14)$$

Aplicando el resultado anterior a las ecuaciones de Euler en su forma integral se pueden obtener fácilmente las condiciones de salto correspondientes a cada una de las ecuaciones de conservación.

**Conservación de masa:**

$$\begin{aligned} -[\rho_2 - \rho_1] V_s + [\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1] &= 0 \\ \rho_1 (V_s - u_1) - \rho_2 (V_s - u_2) &= 0 \end{aligned}$$

$$\rho_1 (V_s - u_1) = \rho_2 (V_s - u_2) \equiv m_t \quad (1.15)$$

**Conservación de momento:**

$$\begin{aligned}
& -[\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1]V_s + [\rho_2 u_2^2 + p_2 - \rho_1 u_1^2 - p_1] = 0 \\
& p_2 - p_1 = \rho_2 u_2 V_s - \rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1 V_s + \rho_1 u_1^2 \\
& p_2 - p_1 = \rho_2 u_2 (V_s - u_2) - \rho_1 u_1 (V_s - u_1)
\end{aligned}$$

$$(p_2 - p_1) = m_t (u_2 - u_1) \quad (1.16)$$

**Conservación de energía:**

$$\begin{aligned}
& -[\rho_2 (E_2 + \frac{1}{2} u_2^2) - \rho_1 (E_1 + \frac{1}{2} u_1^2)]V_s + [u_2 \rho_2 (E_2 + \frac{1}{2} u_2^2) + u_2 p_2 - u_1 \rho_1 (E_1 + \frac{1}{2} u_1^2) - u_1 p_1] = 0 \\
& \rho_2 E_2 V_s - \rho_1 E_1 V_s - \rho_2 u_2 E_2 + \rho_1 u_1 E_1 + \frac{1}{2} (\rho_2 u_2^2 V_s - \rho_1 u_1^2 V_s - \rho_2 u_2^3 + \rho_1 u_1^3) = p_2 u_2 - p_1 u_1 \\
& E_2 \rho_2 (V_s - u_2) - E_1 \rho_1 (V_s - u_1) + \frac{1}{2} (u_2^2 \rho_2 (V_s - u_2) - u_1^2 \rho_1 (V_s - u_1)) = p_2 u_2 - p_1 u_1
\end{aligned}$$

$$m_t \left[ \frac{1}{2} (u_2^2 - u_1^2) + (E_2 - E_1) \right] = p_2 u_2 - p_1 u_1 \quad (1.17)$$

**Principio de incremento de la entropía:**

En este caso no se puede aplicar directamente la expresión (1.14) ya que se trata de una desigualdad. Sin embargo, de manera análoga se puede llegar a una expresión para la condición de salto.

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} \int_{x_2}^{s(t)} \rho S dx + \frac{d}{dt} \int_{s(t)}^{x_1} \rho S dx + [(\rho S u)(x_1, t) - (\rho S u)(x_2, t)] \geq 0 \\
& \int_{x_2}^{s(t)} \partial_t \rho S dx + \int_{s(t)}^{x_1} \partial_t \rho S dx + (\rho S)(s^-, t) V_s - (\rho S)(s^+, t) V_s + [(\rho S u)(x_1, t) - (\rho S u)(x_2, t)] \geq 0 \\
& (\rho S)(s^-, t) V_s - (\rho S)(s^+, t) V_s + [(\rho S u)(s^+, t) - (\rho S u)(s^-, t)] \geq 0 \\
& \rho_2 S_2 V_s - \rho_1 S_1 V_s + \rho_1 S_1 u_1 - \rho_2 S_2 u_2 \geq 0 \\
& S_2 \rho_2 (V_s - u_2) - S_1 \rho_1 (V_s - u_1) \geq 0 \\
& (S_2 - S_1) m_t \geq 0
\end{aligned}$$

$$S_2 \geq S_1 \quad (1.18)$$

Las expresiones (1.15) a (1.18) son las condiciones de salto que se deben satisfacer a través del frente de choque, también conocidas como relaciones de Rankine-Hugoniot. En ellas el 1 corresponde a la región de fluido frente al choque y el 2 a la región detrás del choque,  $m_t$  es el flujo de masa a través del frente de choque,  $u_i$  es la velocidad del fluido y  $V_s$  es la velocidad del frente de choque (Ver Figura 1.2). A continuación se enuncia la interpretación de cada una:

- Conservación de masa: El flujo de masa antes y después del frente de choque debe ser el mismo, considerando la velocidad relativa al frente de choque en el fluido de ambos lados, ecuación (1.15).
- Conservación del momento: La fuerza que actúa sobre el volumen de gas alrededor del frente de choque es igual al incremento en el momento del gas, ecuación (1.16).
- Conservación de la energía: El incremento de la energía por segundo en el volumen alrededor del frente de choque debe ser igual al trabajo realizado a través de éste para incrementar la velocidad, ecuación (1.17).
- Incremento de la entropía: Al tratarse de un proceso irreversible la entropía no disminuye a través del choque, ie. la entropía en la región anterior al frente de choque es menor que la de la región posterior a éste, ecuación (1.18).

De las relaciones de Rankine-Hugoniot se puede obtener la *fuerza del choque*, una medida del exceso de presión provocada por el paso del choque, mediante la razón de las presiones antes y después de choque ( $p_2/p_1$ ). Primero hay que notar que de la ecuación (1.15) se tiene que  $u_i = V_s - m_t/\rho_i$  y al combinarla con (1.16) se obtiene la ecuación (1.19).

$$(p_2 - p_1) = m_t \cdot \left( \left( V_s - \frac{m_t}{\rho_2} \right) - \left( V_s - \frac{m_t}{\rho_1} \right) \right) \Rightarrow$$

$$p_2 - p_1 = m_t^2 \cdot \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (1.19)$$

La ecuación (1.17) se puede reescribir como la ecuación (1.20) al aplicar la ecuación (1.7). Al desarrollar esta ecuación, aplicando las ecuaciones (1.19) y (1.16) se encuentra una dependencia entre las condiciones antes y después del choque, ecuación (1.21).

$$m_t \left[ \frac{1}{2} (u_2^2 - u_1^2) + \frac{1}{\gamma_1 - 1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right] = p_2 u_2 - p_1 u_1 \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \frac{m_t}{\gamma_1 - 1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) &= p_2 u_2 - p_1 u_1 - \frac{m_t}{2} (u_2 - u_1)(u_2 + u_1) \\
&= p_2 u_2 + p_1 u_1 + \frac{1}{2} (p_2 - p_1)(u_1 + u_2) \\
&= \frac{1}{2} (p_2 + p_1)(u_2 - u_1) = \frac{m_t}{2} (p_2 + p_1) \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \\
\Rightarrow \frac{2}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} \left( \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} - 1 \right) &= \frac{p_1}{\rho_1} \left( \frac{p_2}{p_1} + 1 \right) \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) = \frac{p_1}{\rho_1} \left( \frac{p_2}{p_1} - \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} + 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \\
&\Rightarrow \left( \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \right) \frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} = \frac{p_2}{p_1} - \frac{\rho_1}{\rho_2} + \left( \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} \right) \tag{1.21}
\end{aligned}$$

De la ecuación (1.21) se pueden obtener dos expresiones, una para  $\frac{p_2}{p_1}$  y otra para  $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ , ecuaciones (1.22) y (1.23) respectivamente. La ecuación (1.22), también se conoce como *curva de Hugoniot*, y en ella se tiene la dependencia anteriormente mencionada entre los estados anterior y posterior al frente de choque descritos por la densidad y la presión respectivas, lo que implica que cada estado final corresponde a un determinado estado inicial. Sin embargo, se tiene que tomar en cuenta que dichos estados deben cumplir con la condición de incremento de la entropía a través del frente de choque, ecuación (1.18).

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 - \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \frac{\rho_1}{\rho_2}}{\frac{\rho_1}{\rho_2} - \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)} \tag{1.22}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{p_2}{p_1} + \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)}{\left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \frac{p_2}{p_1} + 1} \tag{1.23}$$

Por otra parte, de las ecuaciones (1.19) y (1.10) se puede obtener otra expresión para la razón entre las presiones, en la cual el número de Mach  $M_1$  es respecto a la velocidad relativa ( $V_s - u_1$ ):

$$\begin{aligned}
\frac{m_t^2}{p_1} \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) &= \frac{1}{\rho_1} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \\
\frac{p_2}{p_1} &= \gamma_1 M_1^2 \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) + 1 \tag{1.24}
\end{aligned}$$

Como la razón entre las densidades depende de la razón de las presiones, sustituimos (1.23) en (1.24):

$$\begin{aligned}
\frac{p_2}{p_1} - 1 &= \gamma_1 M_1^2 \left( 1 - \frac{\left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \frac{p_2}{p_1} + 1}{\frac{p_2}{p_1} + \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)} \right) = \frac{\gamma_1 M_1^2}{\frac{p_2}{p_1} + \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)} \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} + \frac{p_2}{p_1} - \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \\
&= \frac{\gamma_1 M_1^2}{\frac{p_2}{p_1} + \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)} \left( \frac{2}{\gamma_1 + 1} \frac{p_2}{p_1} - \frac{2}{\gamma_1 + 1} \right) = \frac{\gamma_1 M_1^2}{\frac{p_2}{p_1} + \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right)} \frac{2}{\gamma_1 + 1} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \\
&\Rightarrow \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} + \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma_1 M_1^2}{\gamma_1 + 1} \\
\frac{p_2}{p_1} &= \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \left( \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} M_1^2 - 1 \right) \tag{1.25}
\end{aligned}$$

La ecuación (1.25) nos describe como cambia la presión detrás del frente de choque respecto a la presión anterior al mismo, únicamente como función del número de Mach  $M_1$  y de  $\gamma_1$ .

Como ya se había mencionado la **fuerza del choque** es una forma de medir el exceso de presión producido por el paso del frente de choque, se define como la razón entre la diferencia de la presión antes y después del frente de choque y la presión anterior al frente de choque, es decir:  $\frac{p_2 - p_1}{p_1}$ . Al sustituir ahí (1.25) tenemos como resultado la relación (1.26) que de nuevo sólo depende de  $M_1$  y  $\gamma_1$ .

$$\begin{aligned}
\frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} - 1 &= \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M_1^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} - 1 = \left( \frac{\gamma_1 - 1 + \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1} \right) M_1^2 - \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} + 1 \right) \\
\frac{p_2 - p_1}{p_1} &= \left( 1 + \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) (M_1^2 - 1) \tag{1.26}
\end{aligned}$$

Con base en esto se puede clasificar a las ondas de choque en dos categorías: *débiles* y *fuertes*. Este criterio considera el número de Mach ( $M_1$ ) y los valores de las expresiones anteriores. Para las ondas de choque débiles  $(p_2 - p_1)/p_1$  es pequeño, y en el caso límite, puede tender a cero, además tienen un número de Mach entre 1 y 2. Esto al tomar en cuenta que una onda de sonido puede ser interpretada como una onda de choque infinitamente débil [4]. Mientras que, en el caso de una onda de choque fuerte tanto el número de Mach ( $M_1$ ) como  $p_2/p_1$  tienen valores

grandes. Para ejemplificar esto, una onda de choque débil se puede obtener al reventarse un globo o mover rápidamente un látigo, mientras que una onda de choque fuerte se puede generar durante la explosión de una bomba.

## 1.2. Tubo de choque.

Un tubo de choque es un dispositivo que permite generar y caracterizar ondas de choque controladas. A grandes rasgos se compone de una cámara con gas a alta presión y otra con gas a baja presión, separadas por una membrana de cualquier material suficientemente impermeable. Esto para asegurar que los gases de ambas cámaras no se mezclen y que las condiciones iniciales son diferentes. Ambos gases se encuentran inicialmente en reposo.

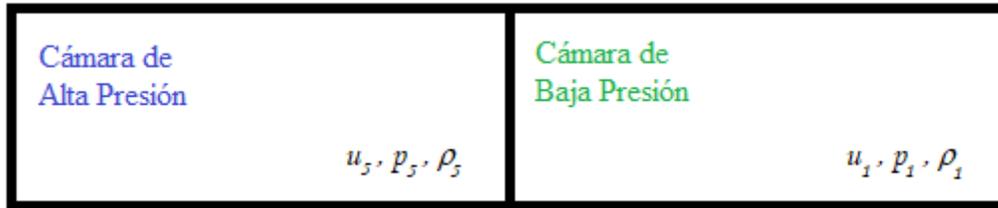


Figura 1.3: Esquema de un tubo de choque simple.

El primer tubo de choque fue construido por el físico francés Paul Vieille en 1899 cuando realizaba estudios sobre combustión y detonación dentro de tubos. Este dispositivo contaba con un largo de 6 m y 2.2 cm de diámetro interno, y funcionaba mediante la ruptura de una membrana. Alrededor de 1953 en la URSS se diseñó un tubo que generaba ondas de choque mediante el movimiento acelerado de un pistón [7]. Este dispositivo facilitó el estudio de gases a altas temperaturas, así como de detonaciones causadas por explosivos. A partir de entonces se han hecho muchos estudios tanto para poder entender como se forma una onda de choque dentro del tubo, como para poder visualizarla mientras se propaga [8] [9].

### 1.2.1. Problema del tubo de choque ideal

La idealización del flujo dentro de un tubo de choque consiste en considerar que la membrana desaparece de forma instantánea y por tanto no afecta de manera alguna al flujo subsecuente. En este caso al avanzar el tiempo ( $t > 0$ ) se obtienen dos fenómenos diferentes antes y después de la posición de la membrana: ondas de rarefacción y un frente de choque, respectivamente. Por lo que a lo largo del tubo se pueden diferenciar 5 regiones distintas: las regiones 1 y 2 están separadas

por el frente de choque (S), las regiones 2 y 3 por la superficie de contacto (C), la región 4 cercada por la cabeza (H) y la cola (T) de las ondas de rarefacción (véase la Figura 1.4).

Como ya se había mencionado antes, a través del frente de choque se cumplen las llamadas relaciones de Rankine-Hugoniot. Mientras que la superficie de contacto es la superficie que separa los gases de las cámaras de alta y baja presión por lo cual a través de ella se conservan la velocidad y la presión, pero la temperatura y la densidad cambian. Se debe hacer notar que esta superficie es percedera, ie. pasado un tiempo da paso a una zona de mezcla en la cual se encuentran los gases de ambas cámaras. Por otra parte, a través de las ondas de rarefacción hay una disminución en la presión, densidad y temperatura, cuyos valores extremos en la cabeza y en la cola de éstas corresponden al gas a alta presión en reposo y a la zona detrás de la superficie de contacto. En la Figura 1.4 se muestra un esquema del comportamiento de la presión, temperatura, densidad, velocidad y número de Mach a lo largo del tubo.

Mediante el método de características se puede comprender el desarrollo en el tiempo del flujo dentro del tubo, ya que es una aplicación del problema de Riemann cuyas condiciones iniciales corresponden a una discontinuidad en la velocidad en un sólo punto. En la Figura 1.5a se muestra un diagrama  $x - t$  con las características correspondientes al frente de choque, la superficie de contacto, la cabeza y la cola de las ondas de rarefacción (abanico de expansión) para un tubo de choque de longitud infinita. Mientras que en la Figura 1.5b se toma en cuenta que las dimensiones del tubo son finitas, lo que da como consecuencia la reflexión del frente de choque y de las ondas de rarefacción en las paredes de los extremos del tubo. En ambas figuras el punto  $x = 0$  indica la posición inicial de la membrana.

Teniendo en cuenta la teoría general para ecuaciones hiperbólicas obtenida por el método de características, descrito por Courant [4], y que en este problema el abanico de expansión se abre hacia la izquierda del punto en el que se encuentra inicialmente la membrana, tenemos que las

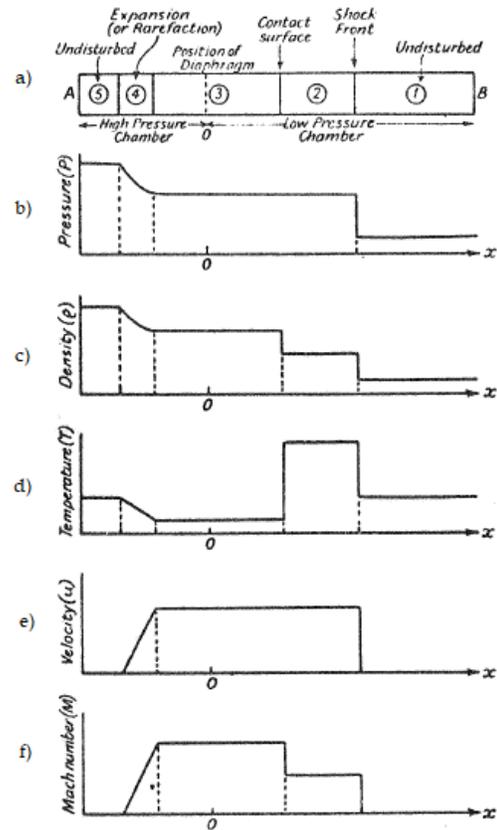
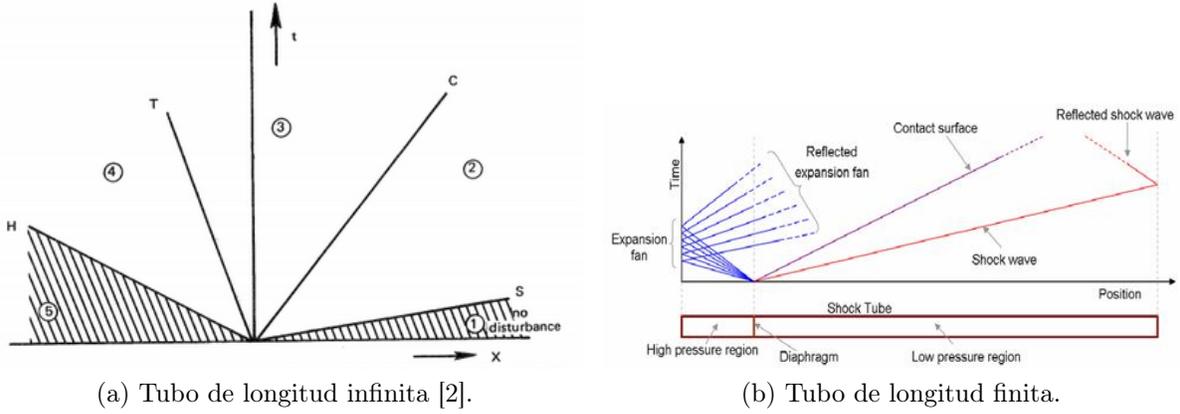


Figura 1.4: Comportamiento ideal de un tubo de choque: (a) Regiones a lo largo del tubo de choque, (b) presión, (c) densidad, (d) temperatura, (e) velocidad, y (f) número de Mach. [2]



(a) Tubo de longitud infinita [2].

(b) Tubo de longitud finita.

Figura 1.5: Características correspondientes al frente de choque (S), la superficie de contacto (C), la cabeza (H) y la cola (T) de las ondas de rarefacción, así como la reflexión del frente de choque (RS) y de las ondas de rarefacción (RE).

características  $x - t$  que forman al abanico de expansión son descritas por la ecuación (1.27). Mientras que las características  $u - \rho$  que dan información sobre lo que ocurre con el abanico de expansión corresponden a la ecuación (1.28) y pertenecen a la familia de características que se “mueven” en sentido contrario a él.

$$\frac{dx}{dt} = u - c \Leftrightarrow x = (u - c)t \quad (1.27)$$

$$\frac{du}{d\rho} = -\frac{c}{\rho} \Rightarrow u + l(\rho) = \alpha = \text{constante} \quad (1.28)$$

donde  $c$  es la velocidad de propagación del sonido local en el medio,  $\alpha$  es una invariante de Riemann, ie. es constante a lo largo de la familia de características descritas por la ecuación (1.27), y  $l(\rho) = \int_{\rho'}^{\rho} (c/\rho) d\rho$ . Si se sustituye (1.9) en la expresión para  $l(\rho)$ , obtenemos que:

$$l(\rho) = \int_{\rho'}^{\rho} \sqrt{\gamma A} \frac{\rho^{\frac{\gamma-1}{2}}}{\rho} d\rho = \sqrt{\gamma A} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \frac{2}{\gamma-1} = \frac{2c}{\gamma-1} \quad (1.29)$$

Por lo que la invariante de Riemann está dada por la ecuación (1.30).

$$\alpha = u + \frac{2c}{\gamma-1} \quad (1.30)$$

Como la invariante de Riemann corresponde a las características que atraviesan el abanico de expansión (zona de expansión), se pueden relacionar las propiedades de la región 3 (detrás de la superficie de contacto) con las de la región 5 (gas a alta presión en reposo), ya que por la ecuación

(1.11) podemos conocer la razón entre las presiones de ambas regiones. Para usar la ecuación (1.30) se debe notar que  $u_5 = 0$  y con ello obtener la velocidad del sonido en la región 3.

$$u_5 + \frac{2c_5}{\gamma_5 - 1} = u_3 + \frac{2c_3}{\gamma_3 - 1} \Rightarrow c_3 = \frac{\gamma_3 - 1}{2} \left( \frac{2c_5}{\gamma_5 - 1} - u_3 \right)$$

Como en las regiones 3, 4 y 5 se tiene el mismo gas, el de la cámara de alta presión, la  $\gamma$  de estas regiones es la misma y la ecuación anterior queda como:

$$c_3 = c_5 - u_3 \frac{\gamma_5 - 1}{2} \quad (1.31)$$

Tomando las ecuaciones (1.11) y (1.31), obtenemos la relación entre las presiones antes y después de la zona de expansión:

$$\frac{p_3}{p_5} = \left( \frac{c_3}{c_5} \right)^{\frac{2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} = \left( \frac{c_5 - u_3 \frac{\gamma_5 - 1}{2}}{c_5} \right)^{\frac{2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \quad (1.32)$$

Sabemos que a través de la superficie de contacto la presión es la misma y la velocidad tampoco cambia, ie.  $\frac{p_2}{p_3} = 1$  y  $u_2 = u_3$ , por lo que fácilmente se pueden relacionar la presión de la región 5 (gas en reposo a alta presión) con la de la región 2 (después de la superficie de contacto).

$$\frac{p_2}{p_5} = \left( 1 - \frac{u_2 \gamma_5 - 1}{c_5} \right)^{\frac{2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \quad (1.33)$$

Finalmente, como conocemos tanto la relación entre las presiones de las regiones 5 y 2, ecuación (1.33), como la relación entre las de las regiones 2 y 1, ecuación (1.25), se pueden relacionar las regiones 1 y 5, i.e. las presiones iniciales de cada cámara que compone al tubo de choque.

Lo primero que se debe señalar es que el  $u_1 = 0$ , ya que inicialmente el gas de la región 1 (baja presión) se encuentra en reposo. Con lo que se obtiene una ecuación para  $u_2$  a partir de la ecuación (1.15):

$$u_2 = V_s \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right). \quad (1.34)$$

Tomando las ecuaciones (1.33), (1.24) y (1.25),  $\frac{p_5}{p_1}$  se desarrolla de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
\frac{p_5}{p_1} &= \frac{p_5}{p_2} \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \left( 1 - \frac{u_2}{c_5} \frac{\gamma_5 - 1}{2} \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} = \frac{p_2}{p_1} \left( 1 - \frac{\gamma_5 - 1}{2c_5} V_s \left( 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \\
&= \frac{p_2}{p_1} \left( 1 - \frac{\gamma_5 - 1}{2c_5} V_s \frac{1}{\gamma_1 M_1^2} \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \\
&= \frac{p_2}{p_1} \left( 1 - \frac{\gamma_5 - 1}{2c_5} \frac{V_s}{\gamma_1 M_1^2} \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \left( \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} M_1^2 - 1 \right) - 1 \right) \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \\
&= \frac{p_2}{p_1} \left( 1 - \frac{\gamma_5 - 1}{2c_5} \frac{c_1}{\gamma_1 M_1} \left( \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} (M_1^2 - 1) \right) \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \\
\frac{p_5}{p_1} &= \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \left( \frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} M_1^2 - 1 \right) \left( 1 - \frac{\gamma_5 - 1}{\gamma_1 + 1} \cdot \frac{c_1}{c_5} \left( M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right)^{\frac{-2\gamma_5}{\gamma_5 - 1}} \quad (1.35)
\end{aligned}$$

Por tanto, la relación entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión, i.e. **la razón de la presión en el tubo**, está dada por la ecuación (1.35) como función del número de Mach de la onda de choque.

### 1.2.2. Funcionamiento de un tubo de choque real.

En un tubo de choque real el comportamiento del flujo dentro de éste depende de la forma en que se rompe la membrana, de la diferencia de presión inicial entre ambas cámaras, de la formación de la capa límite en las paredes, de la transferencia de calor en el gas y de la zona de mezcla de los gases de cada cámara, entre otros efectos [10]. Todo lo anterior influye en los cambios de presión y en el perfil de la velocidad de propagación a lo largo del tubo.

La primer diferencia sustancial entre la teoría y la realidad es la ruptura de la membrana, ya que ocurre en un tiempo finito, lo que conlleva a que el frente de choque se forme completamente en un tiempo finito y a una distancia finita. Es justo mencionar que, aunque dentro del tubo el frente de choque que se forma es una superficie plana y normal a la dirección de propagación [8] [9], el fenómeno que corresponde a la ruptura de la membrana, así como el proceso inicial de formación del frente de choque ocurren en tres dimensiones.

El proceso de formación del frente de choque inicia cuando la cámara de alta presión alcanza una presión tal que la membrana empieza a romperse y deja pasar un jet de gas a alta presión en la cámara de baja presión [8]. Esto da paso a una primer onda de compresión que se propaga en la zona de baja presión. Durante la ruptura de la membrana, se van generando series de ondas

de compresión que se propagan en la cámara de baja presión, las cuales a su paso modifican las propiedades del fluido (presión, densidad, temperatura) de manera isentrópica, y por tanto localmente cambian la velocidad de propagación del sonido. Esto último provoca que las ondas de compresión posteriores se muevan a una velocidad mayor respecto a las primeras, haciendo que las primeras tengan una tendencia por sobrepasarlas. De modo que convergen en el lugar donde se encuentra la primer onda de compresión que se generó. Como es un proceso continuo, la onda se va haciendo más escarpada dando origen a un frente de choque [11]. En un principio éste toma una forma circular, debido a los efectos de borde dentro del tubo, y posteriormente se torna en un frente plano. Sin embargo, esto no significa que el choque esté formado completamente, o que ya no se va a acelerar, sólo indica que la geometría del tubo ya no es relevante [9].

Se ha observado que durante el proceso de formación del frente de choque, ocurre una aceleración seguida de una desaceleración de éste a partir de la membrana, luego se propaga a una velocidad casi constante (varía lentamente) [8] [12]. Esto se debe a cada onda de compresión que lo alcanza durante la ruptura del diafragma, las cuales se traducen en pequeños y constantes empujones, por lo que la velocidad máxima del frente de choque se asocia con la última onda de compresión generada que alcanza al frente de choque, por tanto el momento en que el frente de choque está completamente formado [8] [13].

En primera instancia, la distancia de formación del frente de choque depende del diámetro interno del tubo de choque, la diferencia de presiones inicial entre ambas cámaras, el grosor de la membrana y el esfuerzo ejercido sobre ella. De acuerdo a Ikui & Matsuo (1969) [8], ésta es proporcional al diámetro interno del tubo de choque. No obstante en ella también interviene el tiempo que tarda en romperse la membrana, porque éste influye en el tiempo de formación del frente de choque. Por otra parte, la influencia del tiempo de ruptura no se limita a eso, ya que también afecta a la fuerza del frente de choque. A mayor tiempo de ruptura, mayor tiempo de formación y menor fuerza del frente de choque [14].

Al igual que en el frente de choque, la ruptura de la membrana influye sobre la formación del abanico de ondas de expansión que se propagan en la cámara de alta presión, ya que el origen de las ondas simples centradas, a las cuales corresponde esta expansión, no se puede rastrear a un punto físico en el tubo, su origen correspondería a un punto en la cámara de baja presión, temporalmente anterior a la ruptura del diafragma [12].

En general las mediciones experimentales de la velocidad de propagación del frente plano de choque se realizan con sensores de presión colocados a lo largo del tubo de choque y se calcula una velocidad promedio dada por la diferencia de posición entre los sensores y la diferencia de tiempo de llegada de cada señal (véase la ecuación (1.36)). Con ello se determina la variación de la velocidad de propagación a lo largo del tubo [9] [8] [13].

$$V_{prom} = \frac{\Delta X_{sensor}}{\Delta t_{llegada}} \quad (1.36)$$

Por otra parte, en un tubo de choque no hay una superficie de contacto definida por mucho tiempo, debido a que el jet que se escapa al empezar a romperse la membrana promueve la mezcla de los gases de ambas cámaras, por lo que se observa una zona de mezcla en su lugar [13].

A diferencia de lo que dicta la teoría, es decir que la separación entre la superficie de contacto y el frente de choque debe incrementar, se ha observado que ésta decrece debido a los efectos de la capa límite que se forma entre ambas, la cual desacelera al frente de choque [15], lo que repercute en el tiempo que puede propagarse el frente de la onda de choque sin influencia del medio.

Sabiendo lo básico del funcionamiento de un tubo de choque es posible diseñar, construir e implementar uno, justo eso es en lo que nos enfocaremos en este trabajo. Bajo esta motivación, además, se buscó utilizar membranas que fueran de materiales de fácil acceso para producir las ondas de choque. Esto entra en la implementación, donde se incluye, por material, medir las condiciones iniciales en las que se encuentra el tubo y la velocidad de propagación del frente de choque, y caracterizar la onda que se genera, es decir los cambios de presión que ocurren a su paso.

# Capítulo 2

## Materiales y Métodos.

### 2.1. Diseño del tubo de choque

El diseño del tubo de choque se hizo considerando el espacio en el cual se iba a colocar y los materiales que había a disposición. Por ello su longitud final fue pensada de modo que se pudiera colocar dentro de la cámara anecoica del Laboratorio de Acústica y Vibraciones del ICAT. La motivación para colocarlo dentro de la cámara anecoica fue poder realizar mediciones simulando un campo libre, es decir sin preocuparse por las reflexiones que las paredes de la habitación pudieran generar.

Esto último restringía su longitud y por tanto el diámetro del tubo, ya que este último es uno de los factores que influyen en el tiempo y distancia de formación del frente de choque. En la literatura se reporta que la formación del frente de choque ocurre aproximadamente a alrededor de 10 a 15 veces el diámetro interno [2], e incluso, para asegurar un frente de choque bien desarrollado el tubo debe medir mínimo 50 veces el diámetro interno, de acuerdo a Kobayashi [11]. Esto al considerar que hay más factores que intervienen en la distancia a la que se forma el frente de choque, como se mencionó en la sección 1.2.2, y que se espera que el choque se forme completamente dentro del tubo.

Por otra parte, al ser un primer avance en la implementación de un tubo de choque se construyó de la forma más sencilla posible, ie. que constara únicamente de dos cámaras y fuera un tubo con terminación abierta. El objetivo de que sólo fueran dos secciones permite evitar cualquier perturbación causada por el mal acoplamiento en caso de ser más secciones a lo largo del tubo, y la terminación abierta permite tanto medir en el exterior del tubo, como añadir más secciones para una futura visualización o cerrar el tubo si así se desea.

Otro punto importante es el soporte de la membrana a utilizar ya que las características que

debe cumplir con facilidad de monte y desmonte, y no tener fugas antes y después de la ruptura de la membrana.

Considerando la posibilidad de añadir más secciones, la longitud del tubo se pensó menor a 3 m. Además en el tamaño del diámetro interno se consideró la posibilidad de colocar objetos pequeños dentro del tubo como posibles obstáculos para futuros trabajos.

## 2.2. Construcción del tubo de choque.

Para la construcción de las cámaras de baja y alta presión del tubo de choque se utilizó un tubo de aluminio cuyo diámetro interno es de 35 mm y su pared tiene un espesor de 7 mm. La cámara de alta presión tiene un largo de 40.5 cm, mientras que la de baja presión es de 200.5 cm. Esta última es igual a 57.28 veces el diámetro interno.

Debido a que este tubo de choque funciona mediante el rompimiento de una membrana, se diseñó un soporte para sujetarla. El soporte consta de dos piezas de aluminio cuadradas de 10 cm de lado con un grosor de 2.5 cm cada una. Ambas cuentan con un agujero por el cual se introduce un extremo del tubo y su diámetro corresponde al diámetro externo del tubo, hasta un tope, donde el diámetro se reduce al diámetro interno del tubo. A fin de generar presión sobre la membrana y evitar fugas de aire, se colocaron un par de O-rings del lado de menor diámetro. (Veáse la Figura 2.1).

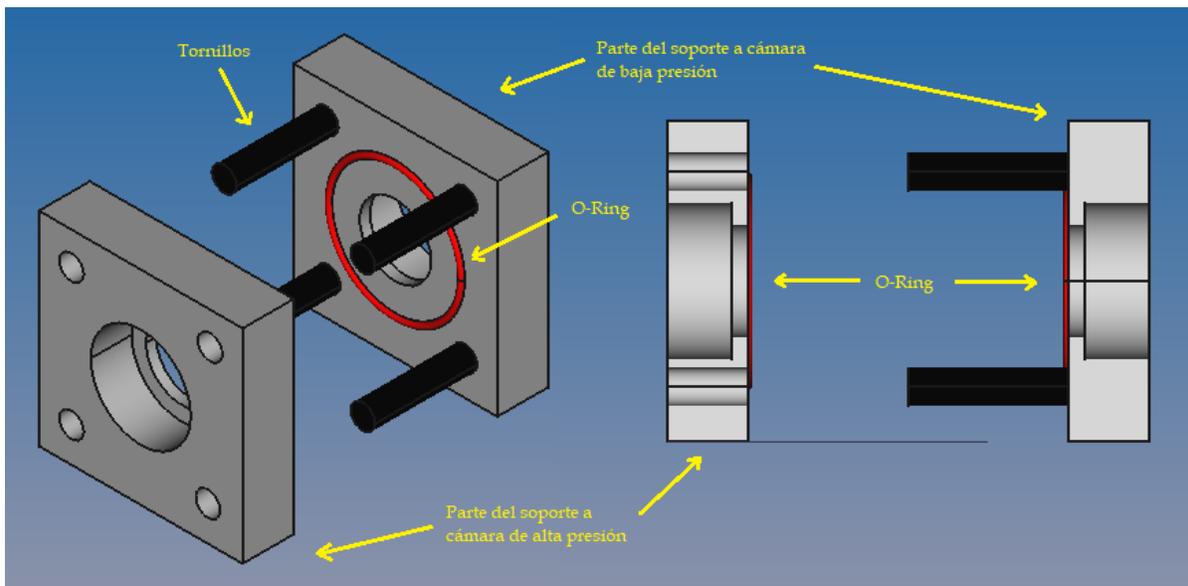


Figura 2.1: Diagrama del soporte para la membrana.

Cada membrana es de un sólo uso y por ello es necesario montar y desmontar el soporte para cada medición. Con la finalidad de fijar dicho soporte y facilitar el cambio de membranas, una de

las piezas fue soldada a un extremo de la cámara de baja presión y la otra a un extremo de la cámara de alta presión. Como la cámara de baja presión es más larga y por tanto más pesada, en la pieza del soporte que corresponde a este tubo se incrustaron 4 tornillos equidistantes alrededor del O-ring, y en la pieza que corresponde a la cámara de alta presión se hicieron los agujeros para que pasen dichos tornillos. En la Figura 2.2 se muestra la distribución de las partes del soporte previamente descrita y en la Figura 2.1 se puede observar a detalle las partes que componen al soporte. Para sellar la membrana se utilizan sólo una rondana y una mariposa por cada tornillo.

En la longitud de cada cámara del tubo de choque ya está considerado lo que se añade por cada pieza del soporte. El tubo de choque es abierto, ie. el final de la cámara de baja presión no tiene tapa. En la Figura 2.2 se pueden observar las partes que componen al tubo de choque completo.

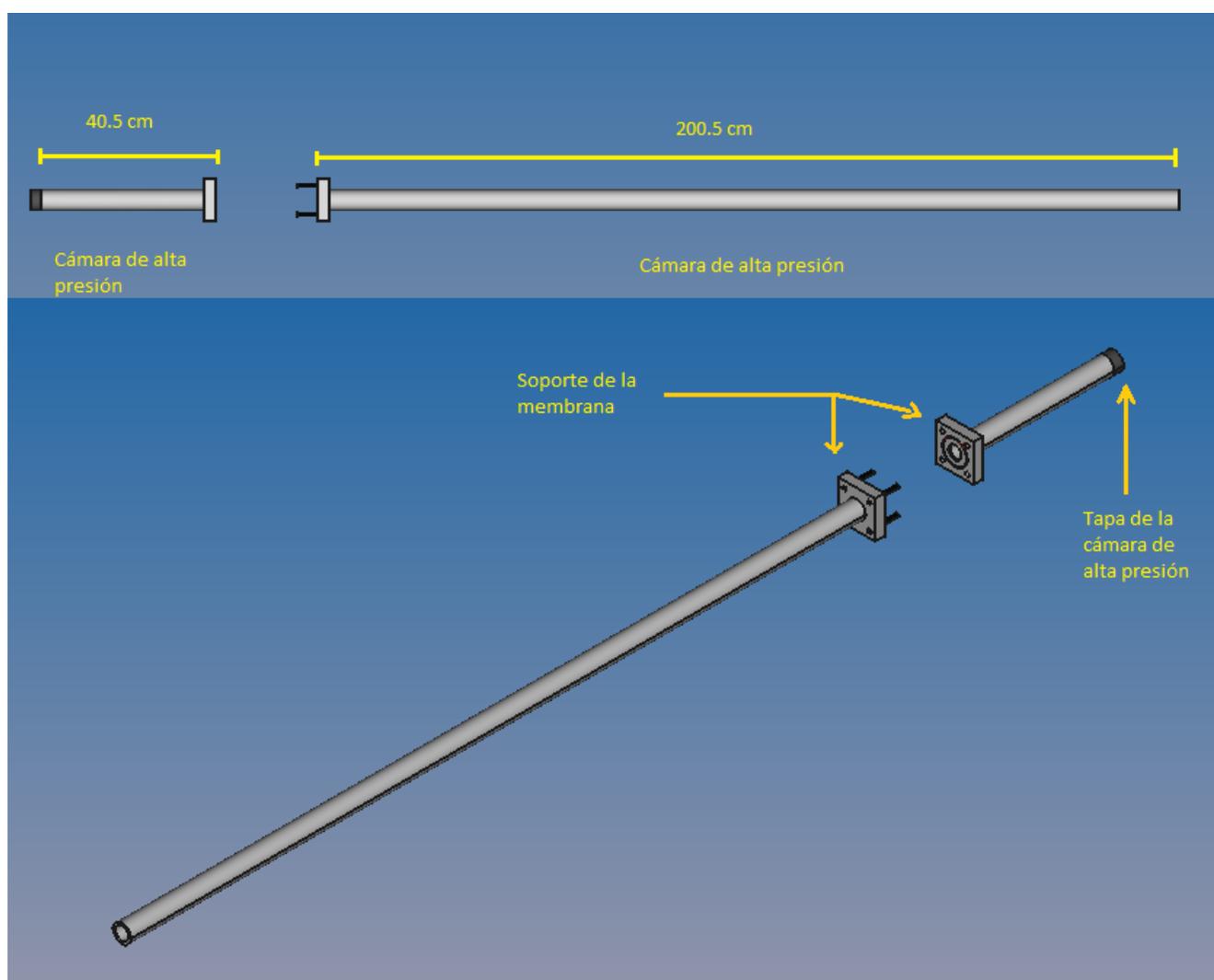


Figura 2.2: Diagrama del tubo de choque construido.

Para llenar la cámara de alta presión con gas comprimido se colocó un racor en la tapa. A él se conecta la manguera por la cual se suministra el aire. Además, a un costado de esta cámara se

colocó un transductor de presión (OMEGA PX409-100mVA) para medir el valor de la presión a la cual explota la membrana.

### 2.2.1. Presión de la cámara de alta presión.

El transductor de presión OMEGA PX409-100mVA mide presión absoluta, ie. el valor que registra desde un principio es el de la presión atmosférica. Para funcionar necesita una excitación de 10 Vdc y los valores de salida los da en mV.

Para suministrar energía al transductor se utilizó una fuente de poder Hewlett-Packard 6237B de tres salidas, y se suministró un voltaje de 10 V. Los cables del transductor se colocaron el rojo a +20, el negro a -20 y el plateado a tierra. Además, se verificó que el valor de salida en mV del transductor coincidiera con el valor de la presión atmosférica en psi en Ciudad Universitaria, utilizando como referencia para la conversión de mV a psi la calibración que trae de antemano el transductor.

Para obtener los valores de salida del transductor se utilizó un multímetro Fluke 289 que tiene la función de registrar los valores máximo, mínimo y promedio en un intervalo de tiempo, además de marcar el valor actual. En cada caso, te indica en qué momento ocurrió cada valor. La lectura del voltaje suministrado por el transductor se hizo en mV, y se conectó el cable blanco del transductor al rojo y el verde al COM. (Veáse la Figura 2.3)



Figura 2.3: Fuente de poder y multímetro utilizados para la suministración de energía y adquisición de datos del transductor de presión.

El transductor esta calibrado en 5 puntos, tres de los cuales corresponden al aumento de presión,

y tres a la disminución de la presión para una excitación de 10 Vdc (en la tabla 2.1 se observan los valores correspondientes).

mVdc	Psia
0.376	0
50.409	50
100.424	100
50.411	50
0.377	0

Tabla 2.1: Calibración del transductor de presión OMEGA PX409-100mVA. Equivalencia entre mVdc y psia (presión absoluta en *psi*).

Con esta calibración se hizo un ajuste lineal para obtener el valor de la presión en dicho rango al subir o al bajar la presión (veáse la tabla 2.2).

Rango	Presión (Psia)
Subida (0 a 100 psia )	$(-0.3788 \pm 0.00674) + (Y \text{ mVdc}) \cdot (0.9995 \pm 1.038E-4)$
Bajada (100 a 0 psia )	$(-0.3803 \pm 0.00786) + (Y \text{ mVdc}) \cdot (0.9995 \pm 1.21E-4)$

Tabla 2.2: Ajuste lineal para obtener el valor de la presión en *psia*

### 2.2.2. Colocación del tubo de choque dentro de la cámara anecoica.

El lugar más adecuado para colocar el tubo de choque es la cámara anecoica por su tamaño y su capacidad de simular un campo libre. Esto resulta especialmente útil al momento de realizar mediciones en la zona exterior al tubo ya que las paredes de la cámara no reflejan la onda que incide sobre ellas y los aparatos de medición sólo capturan la onda de interés que se produce en el tubo sin la interferencia de otros fenómenos.

El tubo se colocó paralelo a la pared posterior de la cámara anecoica, como se puede apreciar en la Figura 2.4, con el extremo abierto dirigido a una de las paredes de la cámara. Además las mediciones, que se explicarán a detalle más adelante, se realizaron a lo largo de la dirección de propagación de la onda dentro y fuera del tubo, sobre el eje del tubo. Dicho lo anterior, para estas mediciones no es necesario tener completamente cerrada la cámara.

Uno de los puntos importantes a considerar es que el tubo de choque se comporta como un rifle, por lo que al salir la onda de choque por la parte abierta del tubo éste se mueve hacia atrás. Esto puede afectar las mediciones que se realicen fuera del tubo, ya que en caso de no estar sujeta la sonda al tubo, la distancia entre ambos variaría. Tomando esto en cuenta, se decidió amarrar el tubo de choque al piso de la cámara anecoica (red de metal). En la Figura 2.4 se observa al tubo de choque anclado dentro de la cámara anecoica.



Figura 2.4: Tubo de choque dentro de la cámara anecoica.

### 2.3. Acerca de la membrana.

Uno de los componentes más importantes del tubo de choque es la membrana, ya que de ésta depende la presión de la cámara de alta presión la cual influye en la fuerza del choque.

Las características principales que debe cumplir la membrana es ser lo suficientemente impermeable para poder almacenar aire y resistente para poder aguantar como mínimo 1 kPa. También se deben considerar las características de los instrumentos de adquisición de señales (micrófonos/sondas), por lo cual es preferible que la presión que se almacene en la cámara de alta presión no sea mayor a 3 atm ( $\sim 304$  kPa). Esto último con el fin de que el choque generado no dañe los instrumentos, incluido el tubo de aluminio.

Tomando lo anterior en cuenta, se propusieron los siguientes materiales: Celofán, papel Bond y papel china, siendo el celofán un material previamente reportado en la literatura [7] [12]. En la tabla 2.3 se encuentran algunas propiedades características de cada material.

A continuación se da una breve descripción de cada material y en la Figura 2.5 se muestra una foto de cada material utilizado:

- **Celofán:** es una película de celulosa polimérica hecha de celulosa proveniente de madera, algodón, entre otros. [16]

- **Papel Bond:** es un material delgado hecho de fibras de pulpa de celulosa entrecruzadas. La pulpa normalmente se obtiene de la madera o de la tela de algodón. [17]
- **Papel china:** es un material hecho de fibras de pulpa de celulosa obtenidas del cáñamo, residuos de seda, entre otros. [17]

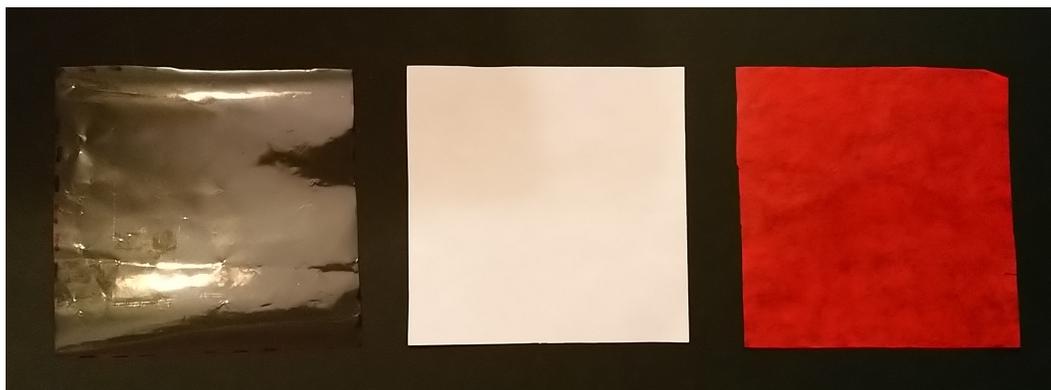


Figura 2.5: Membranas. De izquierda a derecha: Celofán, papel Bond y papel china.

Material	Grosor ( <i>mm</i> ) ( $\pm 0.005$ )	Densidad ( <i>g/cm<sup>3</sup></i> )	Modulo de Young ( <i>MPa</i> )	Resistencia a la tracción ( <i>MPa</i> )
Papel China	0.05	$0.358 \pm 0.0434$	0.12	0.26
Papel Bond	0.11	$0.716 \pm 0.0471$	10.01	2.92
Celofán	0.03	$0.575 \pm 0.1079$	>1000	80

Tabla 2.3: Características de los materiales elegidos para la membrana.

Cada membrana es un pedazo cuadrado de  $7.3 \text{ cm} \times 7.3 \text{ cm}$  que se coloca en la pieza del soporte correspondiente a la cámara de baja presión. Ahí es fijada con cinta adhesiva, para que no se mueva mientras se juntan ambas piezas del soporte.

Dentro de las dificultades principales que presenta un tubo de choque de gas comprimido es la repetibilidad de la ruptura de la membrana. Por ello se caracterizó cada membrana para obtener el rango de presiones en las que ocurría la ruptura, la forma en que se rompía esta misma y la posibilidad de la repetibilidad del proceso.

## 2.4. Caracterización de la onda de choque.

El perfil de presión que genera el paso de una onda de choque nos da información relevante sobre ella: nos dice los tiempos de duración de cada fase que la compone, la magnitud de los cambios de

presión a su paso y la dinámica del flujo. Por tanto, nos ayuda a entender cómo ocurre el proceso dentro del tubo de choque y fuera de él, dependiendo de dónde se realicen las mediciones.

Esta fue la razón por la cual se realizaron mediciones tanto fuera del tubo de choque como dentro de él. El objetivo principal era observar cambios relacionados con los materiales utilizados, ya que de ellos depende tanto la forma de la ruptura como las condiciones iniciales dentro la cámara de alta presión. Las mediciones en el exterior se realizaron a partir del extremo abierto del tubo con el propósito de obtener perfiles de presión que mostraran la evolución de la duración y magnitud de la fase positiva como función de la distancia. Al interior del tubo, las mediciones se realizaron cerca del extremo abierto al considerar que es aquí donde el frente de choque ya estará totalmente formado. Conocer la evolución en el exterior permite hacer un estimado de la distancia mínima a la cual dentro del tubo la señal inicial y la que se refleja del extremo abierto no se traslapan.

Por lo antes dicho, primero se midió fuera del tubo. De estas mediciones se buscaba obtener el perfil de presiones de la onda de choque, la duración de la misma y el orden de magnitud de la presión máxima que alcanzaba dependiendo de la cercanía al extremo abierto de la cámara de baja presión.

Para realizar la caracterización de las ondas de choque se colocó una sonda (Brüel&Kjær Tipo 4182) a: 5, 25, 50, 75, 100 y 150 cm respecto al extremo abierto del tubo de choque. En todos los casos la sonda se colocó de forma perpendicular a la dirección de propagación de la onda sobre el eje del tubo de choque. En la Figura 2.6 se puede apreciar a escala la distribución de las mediciones.

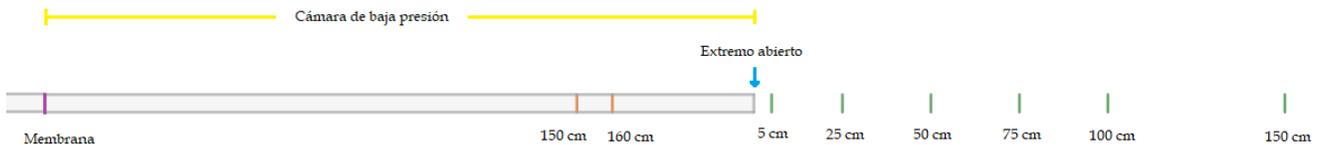


Figura 2.6: Distribución de los puntos en los cuales se realizaron las mediciones dentro y fuera del tubo de choque. Dentro del tubo (naranja) se mide a partir de la membrana (morado). Fuera de él (verde) se mide a partir del extremo abierto (azul)

Para capturar la información proveniente de la sonda, ésta se conectó a un amplificador, que transmitía la señal generada a través de una tarjeta de sonido (TASCAM US-144 MKII) a la computadora y era capturada con el programa MATLAB (ver Figura 2.7).

La calibración de la sonda se realizó con un calibrador acústico (Brüel&Kjær Tipo 4231) que produce una señal sinusoidal de 94 dB o de 114 dB que equivalen a 1.0024 Pa y a 10.024 Pa, respectivamente. Dicha señal fue capturada y procesada con el programa MATLAB para obtener su valor eficaz ( $V_{RMS}$ ) y posteriormente obtener el factor de conversión  $F$  a Pascales. La fórmula utilizada se presenta a continuación, ecuación (2.1), donde  $X$  es el número de Pascales a los que corresponde el Valor eficaz.

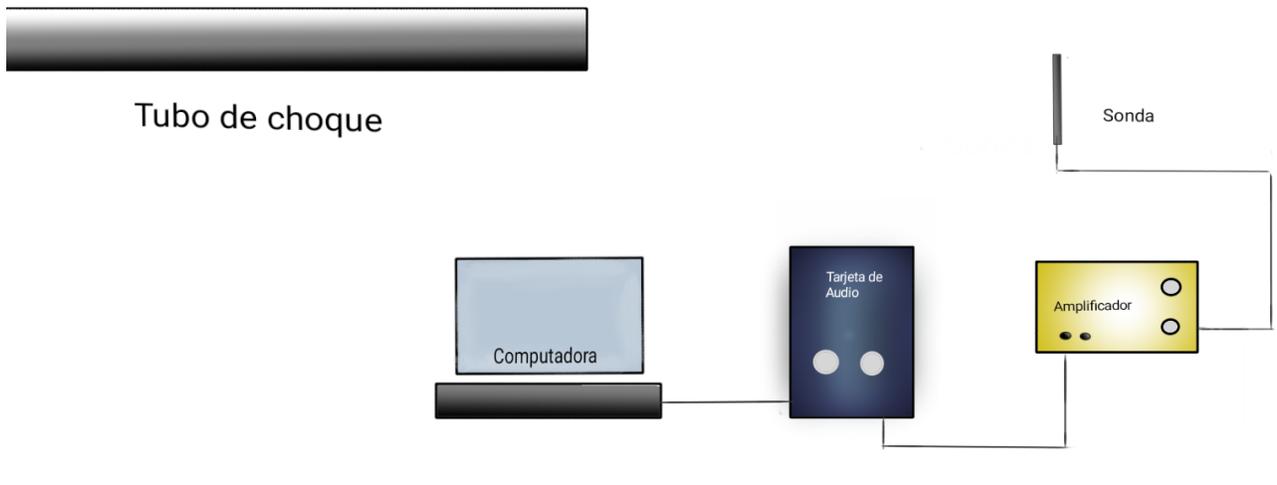


Figura 2.7: Diagrama de adquisición de la señal generada por la onda de choque.

$$F = \frac{X[Pa]}{V_{RMS}} \quad (2.1)$$

## 2.5. Velocidad de propagación.

La velocidad de propagación del frente de choque nos permite saber qué tan rápidamente se mueve en comparación con la velocidad de propagación del sonido en el aire y así calcular su número de Mach correspondiente. Esto resulta útil en caso de que se quiera visualizar el frente de choque u otro experimento para el cual se requiera conocer el tiempo que tarda el frente de choque en recorrer una sección determinada del tubo. En la teoría para una onda de choque ideal, con el número de Mach se conoce la fuerza del choque, ecuación (1.26) y también se puede rastrear a qué condiciones iniciales corresponde, ecuación (1.35), por lo que sobre esta base se nos permite comparar la realidad experimental con la teoría.

Como ya se ha mencionado antes, en la literatura se ha reportado una variación de la velocidad de propagación a lo largo de la cámara de baja presión, especialmente en la vecindad de la membrana y que se relaciona con la ruptura de ésta y la formación del frente de choque [8]. Sin embargo, dentro del tubo de choque, después de que el frente de choque se forma por completo la velocidad de propagación disminuye y llega a un punto en el cual su valor cambia lentamente. La desaceleración que sufre el frente de choque se debe a los efectos viscosos del aire. La variación lenta implica que no se pierde mucha información sobre la velocidad del frente de choque al medir en cualquier otro punto después de la distancia de formación del choque.

En este trabajo se midió la velocidad promedio entre dos puntos dentro de la cámara de baja presión, por lo que se hizo uso de la relación (1.36). Se utilizaron dos sondas Bruel&Kjær: A - Tipo 4170 y B - Tipo 4182. Como ya se había mencionado en la sección 2.4, es cerca del extremo abierto del tubo de choque donde el frente de choque ya está completamente formado, por ello las mediciones se realizarían cerca de esta región. Sin embargo, se quiere capturar la señal correspondiente al frente de choque sin que ésta se traslape con la de su reflejo proveniente del extremo abierto. Para lograrlo se tomaron en consideración las mediciones a 5 y 25 cm fuera del tubo de choque (tiempo de duración y magnitud de la primer fase positiva -frente de choque-), ya que sirvieron para hacer una aproximación de la distancia que recorre la onda en el tiempo que dura cada fase, la posición de las sondas dentro de la cámara de baja presión correspondió a 150 cm y 160 cm respecto a la posición de la membrana, ambos puntos tienen un error de 0.1 cm. En la Figura 2.6 se puede observar a qué distancia de la membrana se encontraban las sondas.

Para realizar la adquisición se perforó el tubo en los puntos donde se introducirían las sondas. Las sondas A y B se montaron sobre el tubo mediante unos soportes de metal y su posición se ajustó con plastilina. Los soportes consistían en alambres gruesos de metal que se habían moldeado de tal manera que se sostenían sobre el tubo de choque y tenían una extensión que sostenía a las sondas perpendicularmente al tubo. El sistema de captura simultánea de la señal de ambas sondas fue similar al usado en la sección 2.4. La única diferencia es que se usaron ambos canales de la tarjeta de sonido, por lo cual se identificó el canal al que correspondía cada sonda antes de iniciar la captura. En la Figura 2.8 se muestra el diagrama de la adquisición.

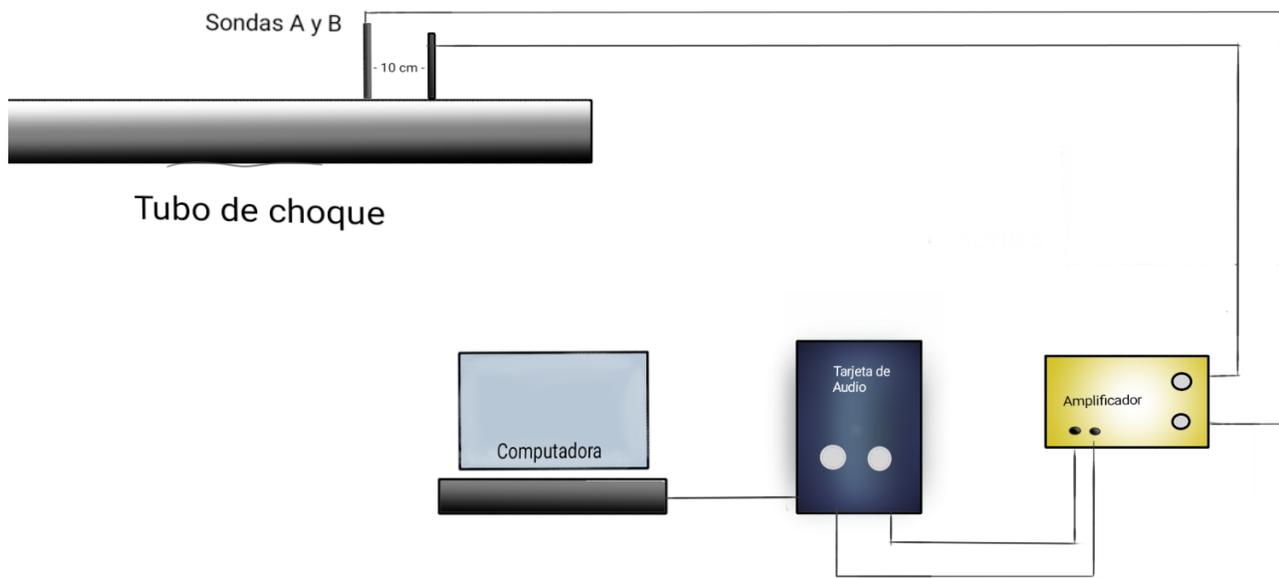


Figura 2.8: Diagrama de la adquisición simultánea de la señal por ambas sondas.

Además, se colocó dentro de los tubos de prueba de las sondas un tapón de unicel como

atenuador, con la finalidad de que estas capturaran la magnitud completa de las ondas sin saturarse. En toda ocasión, al cambiar el atenuador, se realizó la calibración de ambas sondas usando el calibrador acústico con una magnitud de 114 dB.

### 2.5.1. Tubos de prueba de las sondas.

Los tubos de prueba de las sondas tienen un diámetro interno del orden de milímetros y su largo también cuenta como parte de la distancia que recorre la onda antes de ser capturada (antes de llegar a las membranas de las sondas y tener una medición de su paso). Debido a que los tubos de las sondas son de diferente longitud es necesario hacer un ajuste al registro del tiempo que recorren las ondas. En caso de que ambos tubos tuvieran la misma longitud, no se tendría que realizar el ajuste que se describe a continuación, ya que la onda recorrería los tubos de prueba en el mismo tiempo y sería como si la medición se hubiera registrado exactamente al principio del tubo de prueba en ambas sondas.

Este ajuste toma en cuenta que lo que se quiere detectar es el paso de una onda de choque. De acuerdo a Brouillette [18], la velocidad de una onda de choque dentro de tubos milimétricos se reduce hasta alcanzar la velocidad del sonido en el medio, debido a que a esta escala los efectos de frontera ya no son despreciables. Por ello en vez de realizar simplemente un cambio en la distancia neta que recorre la onda, se realizó un ajuste en el tiempo que recorre, ie. se agregó un corrimiento al tiempo de la sonda A.

Para calcular el corrimiento se utilizó un pulso de 1 ms de duración con un periodo de repetición de 1 s. Usando una sonda como referencia, y la otra primero a 150 cm y luego a 160 cm, se midió el tiempo que se tarda en recorrer una onda a la velocidad del sonido los 10 cm de diferencia. Posteriormente se midió la diferencia de tiempo que se obtenía al colocar las sondas una a 150 cm y la otra a 160 cm. Con esto se obtuvo un valor que corresponde al corrimiento debido al tamaño de los tubos de prueba (largo y diámetro).

Para ello se consideraron las ecuaciones (2.2) y (2.3):

$$(L_1 - L_2) = L_A + L \quad (2.2)$$

$$\Delta t_R = \Delta t_A + \Delta t \quad (2.3)$$

donde  $L_1$  y  $L_2$  son el largo de los tubos de prueba de las sondas A y B, respectivamente,  $L$  son los 10 cm y  $L_A$  es la distancia a la que corresponde el tiempo medido entre ambas cuando estaban a 160 cm y 150 cm respectivamente ( $\Delta t_A$ ). La segunda ecuación corresponde al tiempo que tarda

el frente de la onda en recorrer cada segmento. El tiempo  $\Delta t$  fue obtenido de la medición hecha con la misma sonda a 150 cm y luego a 160 cm, y  $\Delta t_R$  representa el corrimiento.

De dicho procedimiento se obtuvo que el tiempo adquirido ( $\Delta t_A$ ) es de  $0.2267 \pm 0.02267$  ms, mientras que el tiempo esperado ( $\Delta t$ ) para los 10 cm es de  $0.2947 \pm 0.02104$  ms. Esto da un corrimiento de:

$$\Delta t_R = 0.5215 \pm 0.0437ms$$

Se debe aclarar que este ajuste se incluye durante el procesamiento de datos, no antes, ya que por la naturaleza del ajuste es difícil prevenirlo durante la adquisición de datos. Las mediciones se realizan utilizando el sistema que se muestra en la Figura 2.8, tal cual se describe en la sección 2.5.

# Capítulo 3

## Resultados y Discusión.

### 3.1. Caracterización de las membranas.

La importancia de conocer las presiones iniciales dentro de las cámaras de alta y baja presión radica en que ellas representan las condiciones iniciales del medio y por tanto son necesarias para caracterizar el campo de presión que se desarrollará dentro del tubo de choque. La presión a la cual se rompe el material que compone a la membrana nos indica la presión inicial dentro de la cámara de alta presión. Conocer este valor nos permite saber el rango de presiones que se pueden alcanzar a partir de la ruptura de dicho material y si es que existe un patrón repetible.

La ruptura de la membrana sólo se debió a la presión aplicada sobre ella. Esto permitió observar la forma en que se rompía dependiendo del material, y cómo variaba de una repetición a otra. Por material se realizaron aproximadamente 80 repeticiones de la ruptura de la membrana.

En la sección 2.2.1 se mencionó que el instrumento de medición utilizado registraba la presión máxima obtenida en un intervalo de tiempo, durante las mediciones este valor corresponde a la presión que alcanza la cámara de presión justo antes de que la membrana se rompa, se libere un jet de aire y por tanto empiece a disminuir la presión hasta alcanzar el valor de la presión ambiental. Por otra parte, en la sección 2.3 se dijo que la repetibilidad del valor de la presión de ruptura representa una de las dificultades en un tubo de choque. Por ello, de cada repetición se obtuvo un valor para la presión de ruptura, y el conjunto de valores obtenidos por material se analizó para obtener un rango de presiones de ruptura para ese material.

En las tablas 3.1 y 3.2 se condensó la información obtenida de las repeticiones sobre la presión de ruptura. En la primera se muestra por material el valor máximo y mínimo de la diferencia de presión a la cual se rompió la membrana, así como el valor promedio y su desviación estándar. En la segunda tabla se muestra la misma información, pero en relación a la razón entre las presiones

de ambas cámaras. Por facilidad, de aquí en adelante, denotaremos como  $p_5/p_1$  a dicha razón, haciendo uso de la notación del capítulo 1 donde  $p_5$  corresponde a la presión inicial de la cámara de alta presión y  $p_1$  a la presión inicial de la cámara de baja presión.

Material	Registrada (Pa)		Promedio (Pa)	Desviación Standard (%)
	Máxima	Mínima		
Papel China	49969.91	8366.22	24183.28	36.6
Papel Bond	210719.88	76012.70	121173.65	23.9
Celofán	251207.15	158909.96	216216.71	11.3

Tabla 3.1: Diferencia de presión ( $p_5 - p_1$ ) a la que ocurre la ruptura por cada material utilizado como membrana.

Material	Registrada		Promedio	Desviación Standard (%)
	Máxima	Mínima		
Papel China	1.64	1.11	1.31	8.70
Papel Bond	3.67	1.96	2.55	14.20
Celofán	4.17	3.01	3.75	8.26

Tabla 3.2: Razón entre las presiones de ambas cámaras ( $p_5/p_1$ ) por cada material utilizado como membrana.

Durante el proceso de medición se observó que la presión de ruptura variaba con la velocidad a la que entraba el aire comprimido a la cámara. Si se llenaba a velocidad baja, la presión de ruptura era mayor, en relación a un llenado rápido.

Con los 3 materiales se obtuvo un rango de presiones que iba desde 1.11 a 4.17 veces la presión inicial, abarcando aproximadamente 240 kPa sobre la presión atmosférica. Sólo en el caso del papel Bond y el celofán se obtuvo que ambos intervalos se traslapan, en un rango de aproximadamente 52 kPa.

### 3.1.1. Membrana: Papel China.

Este material es el más frágil de los 3, abarcando presiones entre 1.11 a 1.64 veces la presión inicial, lo que se explica por su baja densidad y pequeño módulo de Young, como se observa en la tabla 2.3. Se tiene un rango de variación pequeño y sin embargo su desviación estándar es de 8.7% respecto a la media, lo que indica que por si sola, la presión de ruptura no es repetible.

Tampoco la forma en que se rompe la membrana es repetible. Se trató de forzar la ruptura de la membrana, haciendo una guía en forma de cruz de dos maneras: 1. Doblando y limando un poco el papel para marcar la forma de la cruz; 2. Con un alfiler hacer cortes espaciados que hicieran de guía para la ruptura en cruz. Ninguna de las dos formas funcionó, ya que la membrana se rompía como si no hubiese marca alguna (Comparar las Figuras 3.1 y 3.2).



Figura 3.1: Membranas de papel china después de la ruptura.

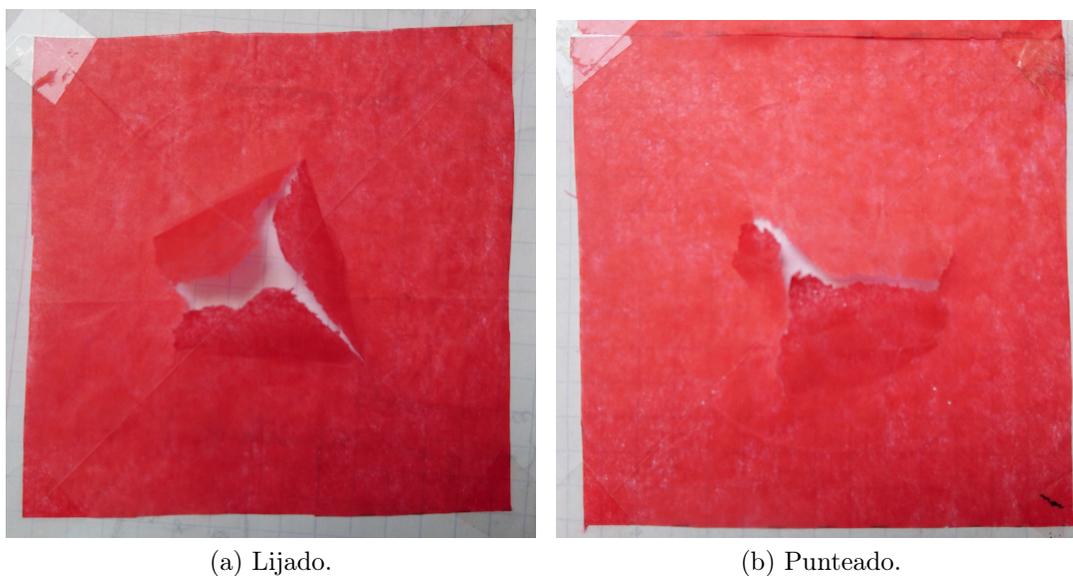


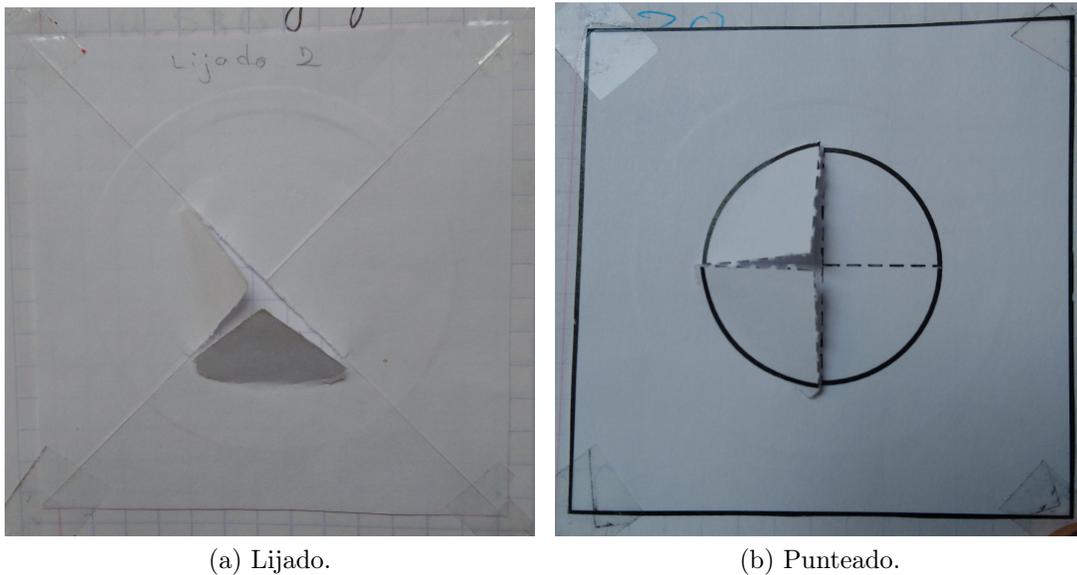
Figura 3.2: Membranas de papel china marcadas con una cruz después de la ruptura.

### 3.1.2. Membrana: Papel Bond.

El papel Bond soporta presiones que van desde 1.96 hasta 3.67 veces la presión inicial, siendo el rango más amplio de los 3 materiales y por tanto el que tiene una desviación estándar mayor, del 14.2%. Además su ruptura tendía a ser similar a la producida por el papel china (ver Figura 3.3). Esto es justificable dado que ambos están compuestos de fibras de celulosa sin dirección preferencial. El hecho de que el papel Bond soporte presiones mayores se debe a su grosor, que es del doble que el de papel china.



Figura 3.3: Membranas de papel Bond después de la ruptura.



(a) Lijado.

(b) Punteado.

Figura 3.4: Membranas de papel Bond marcadas con una cruz después de la ruptura.

En este caso también se hicieron pruebas de repetibilidad para la ruptura. Usando los mismos métodos descritos anteriormente (ver sección 3.1.1). La única diferencia es que para el segundo método se realizaron cortes de aproximadamente 2 mm de largo en lugar de puntos.

Dentro de las observaciones hechas al primer método se vio que la irregularidad en la profundidad del limado del papel afecta en qué parte comienza a romperse, lo cual lo hace poco eficiente. En el caso del segundo método los cortes debían ser pequeños y suficientemente separados, de otro modo el aire puede pasar libremente y nunca se rompe. Las marcas del segundo método, tamaño y forma, son completamente repetibles.

Con la ruptura forzada se obtuvo un rango de presiones por debajo del obtenido originalmente,

bastante similar al del papel china. En ambos casos la membrana nunca se rompió siguiendo la cruz, ni de forma completa, como se observa en la Figura 3.4. Sin embargo de los dos es más eficiente el segundo método, ya que permite hacer una guía con otra forma.

### 3.1.3. Membrana: Celofán.

De los materiales utilizados, éste es el material más delgado y el que tiene un módulo de Young más grande (ver la tabla 2.3), por lo que es entendible que resista presiones mayores a los 150 kPa. Sin embargo, la presión que soporta no es tan grande, ya que el rango de presiones que abarca va de 3.01 a 4.17 veces la presión inicial.

De los 3 materiales es el único que presenta un estiramiento previo a su ruptura (Ver Figura 3.5). Además no se pudieron realizar pruebas para forzar la ruptura de esta membrana ya que se concluyó que, aunque su resistencia transversal a la ruptura es muy alta, no se puede decir lo mismo de la longitudinal. Es decir, no se puede realizar una marca poco profunda en forma de cruz sin que el material sea atravesado completamente dado su grosor, ni tampoco realizar pequeños cortes longitudinales que diesen la guía en forma de cruz porque se puede romper completamente ante un esfuerzo mínimo.

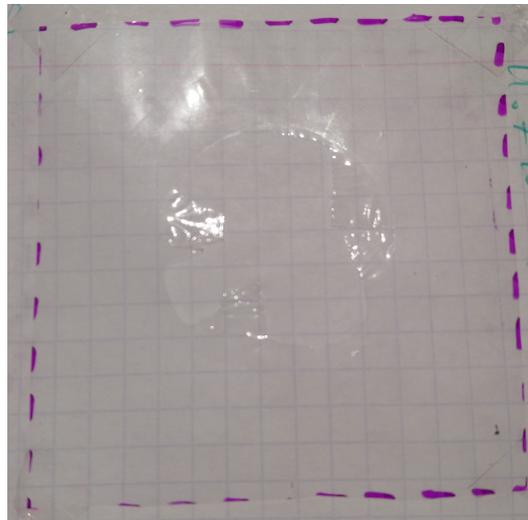


Figura 3.5: Membranas de celofán después de la ruptura.

## 3.2. Desarrollo de la onda de choque fuera del tubo

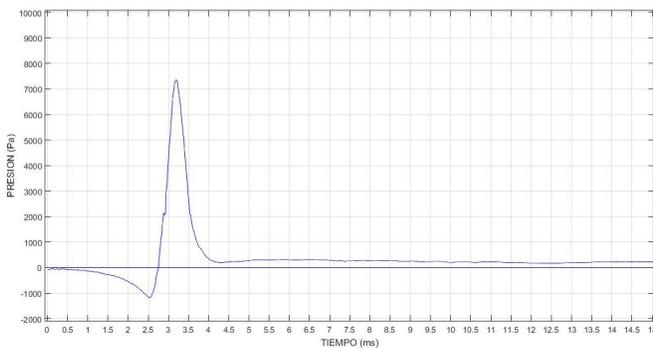
Fuera del tubo de choque el perfil de presiones consistió principalmente en una curva que al principio crece con una pendiente positiva grande, alcanza un máximo y comienza a decrecer de

forma más suave, lo cual señala el paso del frente de choque. Además normalmente se conforma de tres fases: 2 negativas y 1 positiva. La positiva ya fue descrita, mientras que ambas fases negativas tienen una magnitud menor a la de la positiva y su transición es más suave, con una duración temporal mayor.

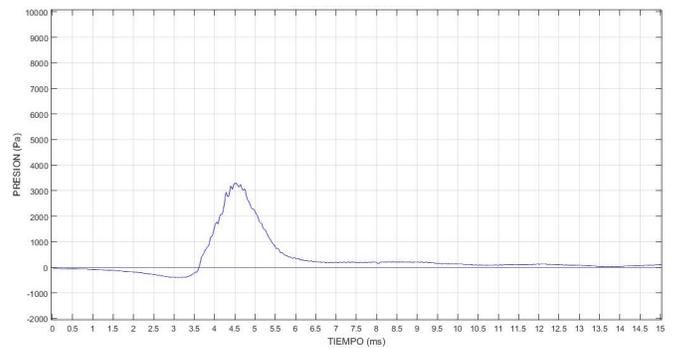
Esta forma corresponde a lo que se define como una *blast wave*, i.e. primero hay un aumento abrupto de la presión que es seguido inmediatamente por un decaimiento lento de la presión. El comportamiento de la presión como función del tiempo de este tipo de ondas se puede describir usando la ecuación para la curva de Friedlander (3.1), la cual requiere el valor de la presión ambiental ( $P_0$ ), el valor del pico de sobrepresión de la onda ( $P_{max}$ ), la duración de su fase positiva ( $\tau$ ) y el parámetro de forma de onda  $a$ .

$$P(t) = P_{max} \cdot \exp\left(-\frac{at}{\tau}\right) \cdot \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) + P_0 \quad (3.1)$$

A fin de ilustrar el perfil de presión en el tiempo y una parte de cómo evoluciona la onda al variar la distancia respecto al final del tubo se presentan las gráficas de presión vs tiempo obtenidas al medir a 25 cm y 75 cm fuera del tubo. En las Figuras 3.6 se observan los perfiles correspondientes a las membranas de papel China. Se puede observar que cumple con las características antes mencionadas y que al alejarse de la salida del tubo el pico se ensancha y disminuye su magnitud.



(a) A 25 cm.



(b) A 75 cm.

Figura 3.6: Perfil de presiones usando la membrana de papel China.

Las Figuras 3.7 y 3.8 corresponden al papel Bond y al celofán respectivamente. En ellas también se ve el ensanchamiento y disminución de la magnitud del pico. Pero, al contrario de lo observado a 25 cm con el papel China, estos dos materiales presentan *ruido* después de que pasa la fase positiva de presión máxima, frente de choque. En general este *ruido* está presente en las curvas correspondientes a 5 cm, 25 cm y 50 cm de ambos materiales.

Una de las posibles causas del ruido es la interacción del flujo de aire que se libera de la cámara de alta presión tras la ruptura de la membrana con los restos de la misma. De la sección 3.1 se

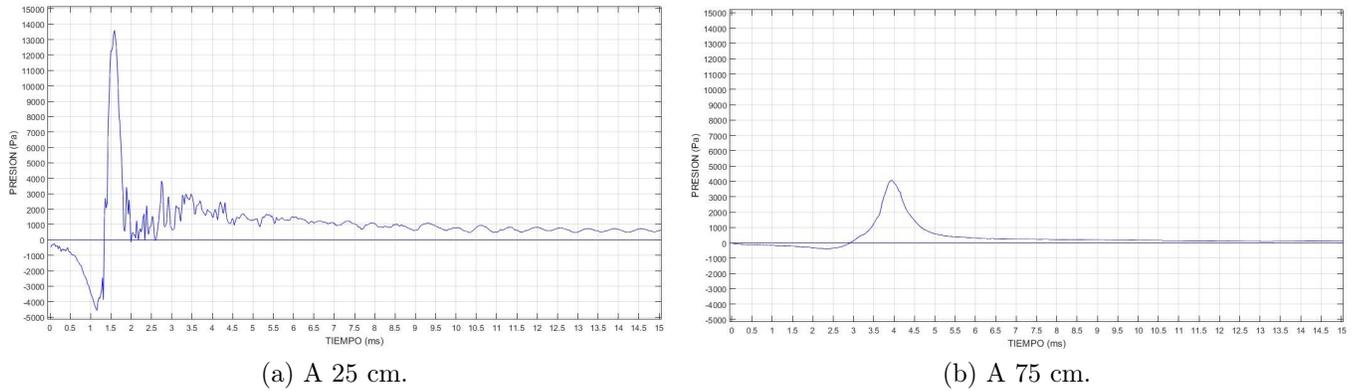


Figura 3.7: Perfil de presiones usando la membrana de papel Bond.

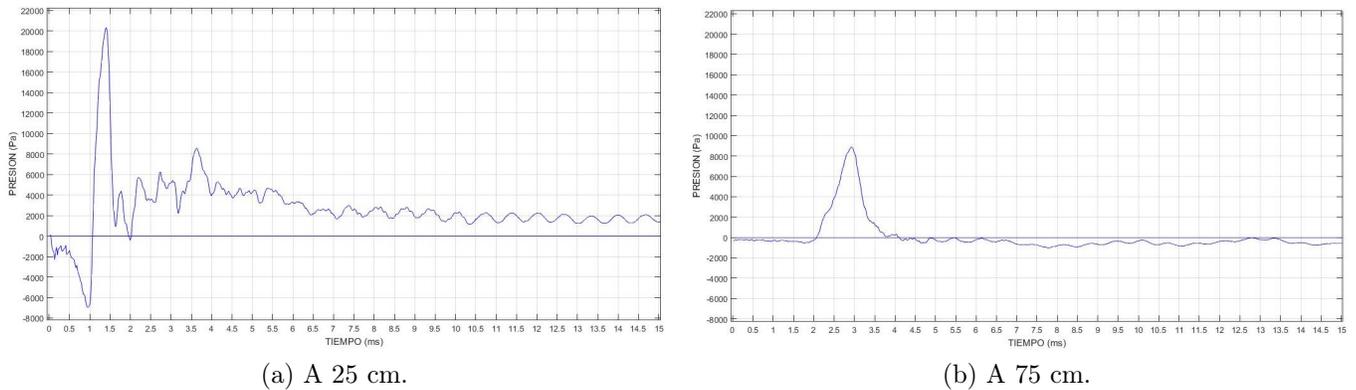


Figura 3.8: Perfil de presiones usando la membrana de celofán.

vio que la membrana no siempre se abre o se despedaza completamente, ie. en el lugar donde estaba la membrana marcando la división de ambas cámaras, en vez de quedar un paso continuo y liso, quedan bordes irregulares e incluso jirones correspondientes a la membrana. La interacción puede ser simplemente el roce del aire contra la membrana rota lo cual ocasiona vibraciones que se traducen en ligeros cambios de presión y que se registran como ruido, o bien que ésta papalotee mientras se libera el aire lo que de igual modo provoca ondas que se ven como cambios de presión y por ende como ruido. En ambos casos que sólo aparezca en unos cuantos puntos fuera del tubo se debe a que en sí no hay un flujo neto dentro del tubo, sólo es una descarga subsecuente a la ruptura de la membrana. Además, como la presión acumulada por ambos materiales resulta ser casi, e inclusive más, del doble de la presión ambiente hay una liberación mayor de aire antes de llegar a un estado de equilibrio. Esto explica porque no se registró ruido en las mediciones hechas con el papel China, en cuyo caso la presión acumulada es cercana a la presión ambiente y su grosor es tal que no ofrece resistencia al paso del aire. Otra posible causa del ruido es la existencia de vórtices anulares durante la salida de aire del extremo abierto del tubo que ocurre tras la salida del frente de choque [19]. Dichos vórtices se forman en la orilla del extremo abierto, al principio son pequeños, pero al avanzar se tornan turbulentos, sin embargo conforme avanzan, ie. al incrementar

la distancia entre ellos y el extremo abierto del tubo, se disipan, lo cual explica que no aparezcan en todas las mediciones. Para entender lo que ocurre con estos dos materiales durante y tras la salida del choque y así encontrar la verdadera causa del ruido es recomendable realizar alguna técnica de visualización como es fotografía Schlieren. Sin embargo, eso va más allá de los objetivos de este trabajo.

Algo importante a señalar durante la evolución de la onda de choque es cómo empieza la fase positiva a 25 y 75 cm (ver Figuras 3.6, 3.7 y 3.8). A simple vista vemos que hay un cambio al aumentar la distancia, sin embargo, se puede extraer información más contundente de la pendiente de la curva al incrementar la presión. De las figuras expuestas en esta sección es evidente que el máximo de la pendiente es el que nos puede ofrecer la información que buscamos. Para obtener la derivada numérica de estas curvas se usó la fórmula de *diferencia centrada*. También se obtuvo la derivada de algunas curvas correspondientes a 5 cm. En la tabla 3.3 se encuentran los valores máximos de la pendiente para los 3 materiales. De ella vemos que en general entre 5 cm y 75 cm la diferencia es de aproximadamente un orden de magnitud (a 5 cm la pendiente es 10 veces mayor que a 75 cm). Lo mismo ocurre al comparar los valores para 25 cm y 75 cm en el caso del papel Bond y el Celofán, mientras que en el caso del papel China la pendiente a 75 cm es aproximadamente un tercio de lo que era a 25 cm. Por lo que se puede concluir que este valor disminuye por atenuación en el medio y atenuación geométrica debida a la propagación casi esférica.

Material	Pendiente máxima ( $Pa/s$ )		
	5 cm	25 cm	75 cm
China	$0.91 \cdot 10^5$	$0.29 \cdot 10^5$	$0.11 \cdot 10^5$
Bond	$2.16 \cdot 10^5$	$1.47 \cdot 10^5$	$0.13 \cdot 10^5$
Celofán	$2.24 \cdot 10^5$	$1.50 \cdot 10^5$	$0.19 \cdot 10^5$

Tabla 3.3: Pendiente máxima durante el incremento de presión de las curvas presentadas en esta sección.

### 3.2.1. Evolución de la onda de choque como función de la distancia.

En general se observó que conforme se alejaba la sonda de la salida del tubo la duración de la fase positiva aumentaba, mientras que su magnitud disminuía, lo cual indica que la energía de la onda de choque se ha ido disipando, y por tanto eventualmente ya no se tiene una onda de choque.

Anteriormente se dijo que la ruptura de la membrana no fue repetible para ninguno de los materiales utilizados. Sin embargo, usando valores de la razón entre la presión inicial de las cámaras de alta y baja presión  $p_5/p_1$  que fuesen cercanos, se graficó el cambio en la presión al recorrer los 150 cm. En la tabla 3.4 se muestran por material el valor promedio de dichos valores junto con su desviación estándar. Cada valor corresponde a un rango diferente y representativo del material

usado.

Material	Promedio	Desviación Standard	
			(%)
Papel china	1.328	0.029	2.17
Papel Bond	2.458	0.132	5.38
Celofán	4.009	0.064	1.61

Tabla 3.4: Valores de  $p_5/p_1$  usados para graficar el desarrollo de la presión a lo largo de los 150 cm.

En las Figuras 3.9, 3.10 y 3.11 se muestra el cambio de la presión máxima y de la duración de la fase positiva a lo largo de los 150 cm fuera del tubo cuando se usó la membrana de papel china, papel Bond y celofán, respectivamente.

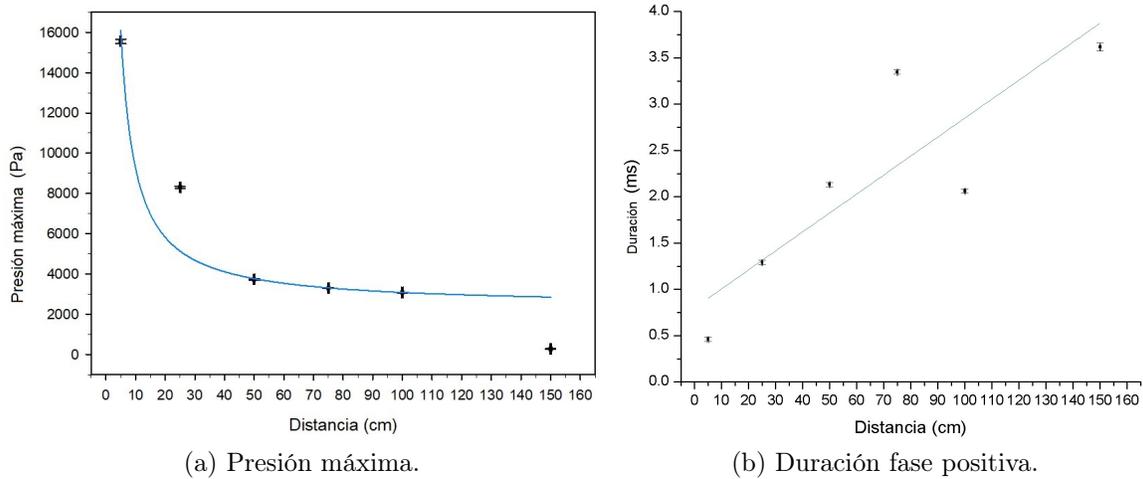


Figura 3.9: Desarrollo de la onda a lo largo de 150 cm, usando papel china.

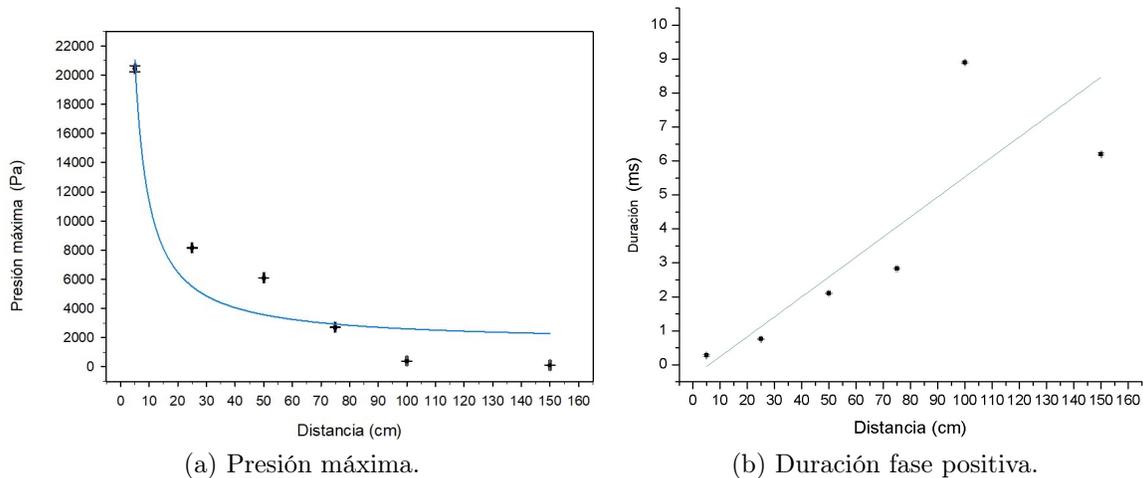


Figura 3.10: Desarrollo de la onda a lo largo de 150 cm, usando papel Bond.

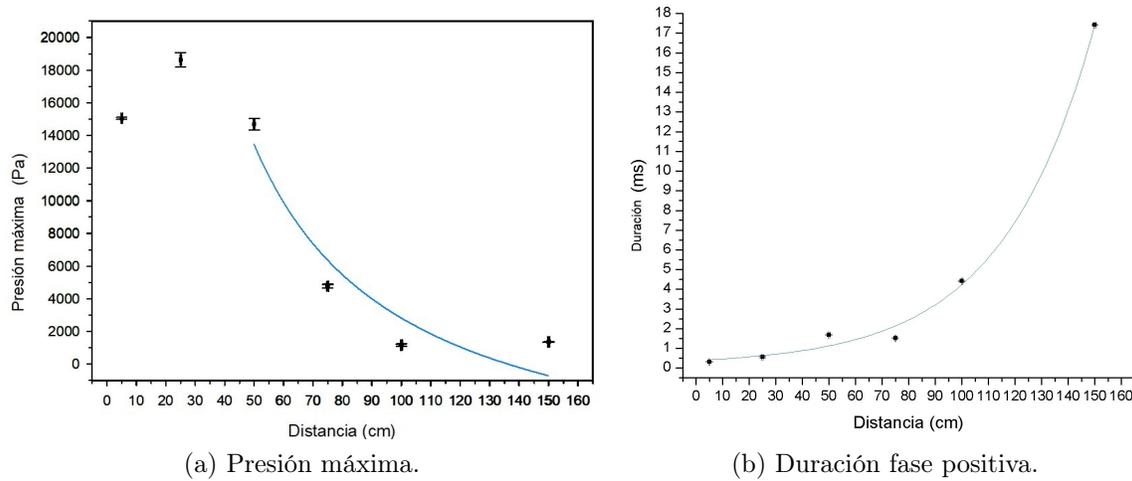


Figura 3.11: Desarrollo de la onda a lo largo de 150 cm, usando celofán.

Tanto para el papel china como para el papel Bond la presión sólo disminuye al aumentar la distancia (ver Figuras 3.9a y 3.10a). Además al ser mayor la distancia entre el final del tubo y el punto de medición las variaciones en la presión disminuyen. Con base en esto y considerando que se trata de un frente de onda esférico se hizo un ajuste tipo  $x^{-1}$  para ambos datos, obteniendo las ecuaciones (3.2) y (3.3) para el papel China y el papel Bond, respectivamente:

$$P_{ch} = 2394.47 + \frac{68515.48}{x} \quad (3.2)$$

$$P_{bd} = 1636.58 + \frac{96937.76}{x} \quad (3.3)$$

El valor de  $R^2$  para los ajustes fue de 0.88 y 0.92 en el mismo orden antes mencionado. Aunque ese valor indica un buen ajuste, no todos los datos obtenidos caen cerca de la curva de ajuste, lo cual se puede deber a que no pertenecen a la misma corrida.

Lo contrario ocurre con la duración de la fase positiva la cual aumenta al aumentar la distancia. Hay una ligera tendencia lineal en la evolución de los datos. Sin embargo al hacer el ajuste se obtuvieron valores para  $R^2$  de 0.57 y 0.63 para la gráfica de papel china y la de papel Bond, respectivamente. En el mismo orden, las ecuaciones (3.4) y (3.5) corresponden a los ajustes realizados.

$$t_{ch} = 0.80 + 0.0205 \cdot x \quad (3.4)$$

$$t_{bd} = -0.35 + 0.0588 \cdot x \quad (3.5)$$

En el caso del celofán se puede notar que después de salir del tubo la presión máxima de la fase positiva aumenta, hasta algún momento alrededor de los 25 cm a partir del extremo abierto del tubo, después de lo cual empieza a disminuir (ver Figura 3.11a). Además esto viene acompañado de un ligero aumento en la duración de la fase positiva. Es necesario puntualizar que este suceso fue observado en todas las mediciones simultáneas realizadas a 5 cm y 25 cm con este material. Esto es contrario a lo que se espera que suceda, ya que al salir del tubo, la onda de choque experimenta pérdida de energía principalmente debido a la propagación esférica que sufre y a que una parte de la energía ha sido reflejada al interior del tubo. Este comportamiento es ejemplificado claramente por las ondas de choque generadas con el papel Bond y el papel China.

Pese a que este comportamiento no resulta completamente intuitivo, se puede explicar considerando lo que ocurre a la salida del tubo con la onda de choque y el flujo subsecuente. Primero se debe decir que se realizaron medidas simultáneas a 5 cm y 25 cm, por lo cual el micrófono que estaba a 5 cm se encontraba fuera del eje del tubo, más cerca de la altura del borde del tubo. Al salir del tubo de choque la onda de choque se difracta transformándose de un frente de choque plano a uno oblicuo [20]. Es posible que a 5 cm lo que se midió fue la onda difractada coincidiendo con un punto en el cual la onda de expansión, que se forma hacia el interior del tubo, y el frente de choque interfirieron dando como resultado una disminución en la presión en ese punto. Otro fenómeno conocido que ocurre tras la salida del frente de choque del tubo es la formación de vórtices anulares que acompañan al flujo de aire que sale del tubo. Lo que es probablemente menos conocido es que a partir de determinado número de Mach (1.35 de acuerdo a Kitajima [19]) dentro de los vórtices anulares se forma un segundo frente de choque. Esto implica que tenemos dos frentes de choque, uno detrás del otro, ligeramente desfasados en el tiempo. Este desfase no exime de traslaparse a los cambios de presión que ambos choques generan a su paso (fases positivas), de modo que no se aprecie la existencia de ambos picos a simple vista. Por lo que ésta es otra posibilidad que explica el aumento tanto en la presión máxima como en la duración de la fase positiva observados a 25 cm con las membranas de celofán. Más adelante hablaremos sobre el número de Mach de las ondas producidas con este material para terminar de asentar esta propuesta.

Para hacer un ajuste similar al realizado con los dos materiales anteriores se utilizaron únicamente los últimos 4 puntos, ya que ellos corresponden al decaimiento de la presión y su comportamiento debiese ser similar. La ecuación (3.6) corresponde al ajuste y tiene un valor  $R^2$  de 0.953.

$$P_{cf} = -7779.05 + \frac{1062104.72}{x} \quad (3.6)$$

Nótese que como su comportamiento es distinto desde un principio respecto al que se obtiene usando  $x^{-1}$ , el ajuste no empata completamente con la tendencia determinada por todos los datos, aunque la sección ajustada tenga un buen valor de  $R^2$ .

Por otra parte, el tiempo de duración comienza a aumentar de manera significativa conforme la distancia de separación del extremo del tubo es mayor, i.e. hay una disipación de energía que tiene como consecuencia la disminución en la velocidad. En la Figura 3.11b podemos ver que la duración de la fase positiva se ajusta a una exponencial con un  $R^2 = 0.992$  cuya ecuación es:

$$t_{cf} = 0.16 + 0.47 \cdot \exp\left(\frac{d - 25.77}{34.63}\right) \quad (3.7)$$

Esto nos indica que su comportamiento es exponencial, y que al medir a una distancia mayor a 150 cm la duración de la fase positiva crecerá de forma acelerada. Sin embargo, como la presión también va disminuyendo significativamente, se dificulta detectar esos picos de presión máxima, lo cual deriva en la disipación completa de la onda.

Finalmente cabe destacar que el comportamiento observado para el papel China y el papel Bond satisface lo esperado, que debido a los efectos disipativos, transferencia de calor con el ambiente y viscosidad del aire, la presión máxima de la fase positiva disminuya al aumentar la distancia desde la salida del tubo como  $x^{-1}$ . Es probable que el comportamiento observado para la presión máxima con la membrana de Celofán no ocurra en ningún momento con los dos materiales antes mencionados, ya que algunas de las causas que justifican este comportamiento dependen de la velocidad del choque, y evidentemente la velocidad de las ondas es diferente ya que cada una abarca un rango de  $p_5/p_1$  distinto. Más adelante se hablará de la velocidad del choque dentro y fuera del tubo, sin embargo, intuitivamente se espera que ésta sea menor entre menor sea la presión de ruptura de la membrana.

Por otra parte los 3 materiales satisfacen que a mayor distancia mayor es la duración de la fase positiva, pero en las gráficas no se observa una única tendencia en el comportamiento. De los ajustes hechos a la duración de la fase positiva, el mejor ajuste fue para la membrana de Celofán, que corresponde a un comportamiento exponencial. Al hacer una prueba realizando un ajuste exponencial para el papel China y el papel Bond se obtuvo una  $R^2$  aun menor que la obtenida bajo el supuesto de que se trata de un comportamiento lineal. Sin embargo, se debe mencionar que para ambos materiales, en el caso del ajuste lineal, la pendiente de la recta es pequeña, lo que nos recuerda que la función exponencial evaluada en valores pequeños es comparable a una recta de pendiente pequeña, si consideramos que esta familia de funciones es de la forma  $b + A \exp(x - k)/c$ . Por ello se puede inferir que de haber medido puntos a una distancia mayor a 150 cm, se habría observado un comportamiento exponencial como en el caso del Celofán.

En general la discordancia en el comportamiento observado entre los puntos de distintas dis-

tancias tanto en la presión máxima como en la duración de la fase positiva se puede justificar al considerar que cada punto correspondía a una corrida diferente, lo que se traduce en una ruptura diferente de la membrana y condiciones iniciales de presión ligeramente distintas.

### 3.2.2. A 5 cm del tubo.

Con la finalidad de conocer cómo influía la razón entre la presión inicial de la cámara de alta presión y la de la cámara de baja presión en el desarrollo de la onda de choque fuera del tubo, se midió 20 veces por material la presión a 5 cm del extremo abierto del tubo. La medición se realizó para los tres materiales con lo que se obtuvo un rango de 1.15 a 4.15 veces  $p_1$ . Por la falta de repetibilidad ya mencionada en la sección 3.1, por cada repetición se obtenía un valor distinto de  $p_5/p_1$ , y el objetivo era ver como variaba la presión máxima de la fase positiva y el tiempo que duraba la misma de cada uno de estos valores de forma individual.

En las Figuras 3.12 se muestra el comportamiento de la onda (presión máxima y duración de la fase positiva) a 5 cm de la salida del tubo al cambiar la razón entre la presión inicial de la cámara de alta presión y la de la cámara de baja presión dependiendo del material que se utilizó. Se puede notar un claro traslapamiento entre el rango correspondiente al papel Bond y al celofán. Pese a ello los valores que se obtuvieron de la presión máxima son mayores para el papel Bond que para el celofán. Esto nos habla de la influencia del material del que está hecha la membrana y de la forma en que ocurre su ruptura, durante el desarrollo de la onda, más que del valor al cual ocurre la ruptura de la misma. Como ya se mencionó en la sección 3.1 la forma en que se rompen ambos materiales es completamente diferente, siendo ello lo que influye en la liberación del jet inicial, y por tanto en la formación del frente de choque.

Por otra parte no se observa una tendencia clara en la forma en que varía la presión al aumentar la razón entre las presiones. No obstante, los puntos correspondientes a cada material se mantienen en un rango determinado. Este rango está mejor centrado en el caso del celofán y el papel Bond, — para dichos materiales se encuentra entre 14.2 kPa - 15.6 kPa y 19 kPa - 22.1 kPa, respectivamente, a diferencia del papel china, cuyo rango muestra una dispersión mayor y oscila entre 7.1 kPa y 15.9 kPa.

Al analizar la Figura 3.12b vemos que se repite el comportamiento anterior aplicado a la duración de la fase positiva: el papel china tiene un rango más amplio en comparación con los otros dos materiales. Adicionalmente, los valores que abarca el papel china, 0.42 ms a 0.675 ms, son mayores en magnitud que los del papel Bond y el celofán, por aproximadamente 1.5 veces. Además la duración de la fase positiva de estos dos materiales cae en el mismo rango que va de 0.26 ms a 0.35 ms. Aunque, al sacar el valor promedio de los valores obtenidos por material, el celofán tiene una duración de la fase positiva de 0.313 ms que es ligeramente mayor al del papel

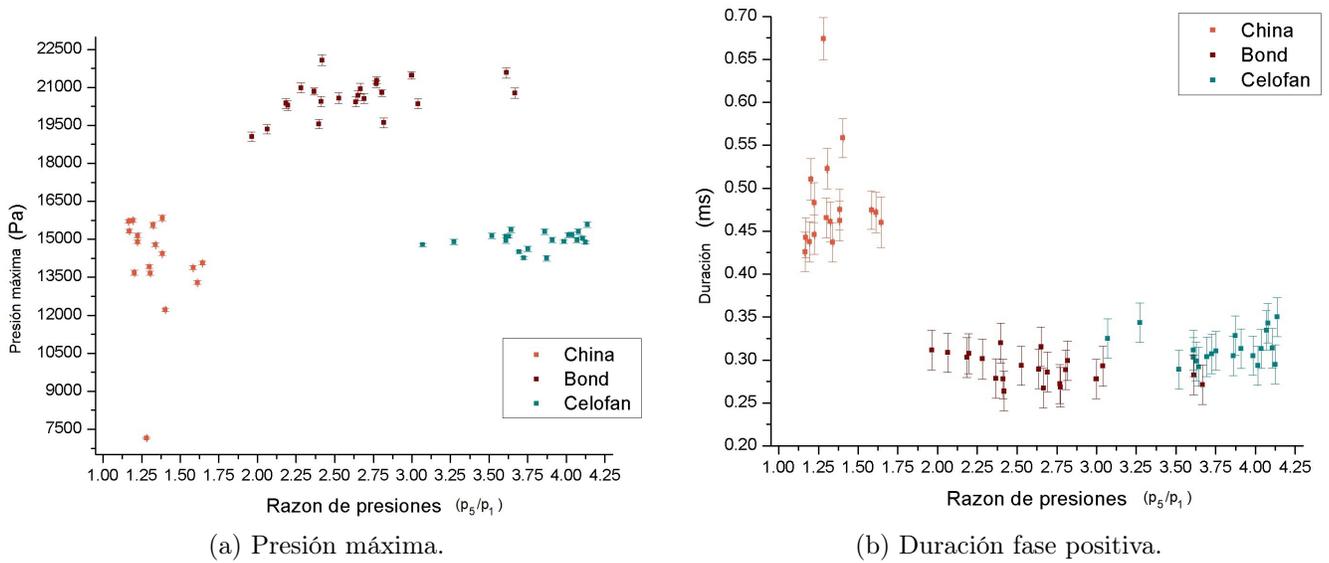


Figura 3.12: Desarrollo de la onda a 5 cm del extremo abierto dependiendo del material de la membrana.

Bond, 0.289 ms, en un 8 %.

### 3.2.3. Ondas de choque en la distancia.

En esta sección se presentan los valores de presión máxima y duración de la fase positiva de las mediciones hechas a 25, 50, 75, 100 y 150 cm con cada material como función de  $p_5/p_1$ . Esto permite ver el comportamiento con cada uno de los materiales a distintas distancias.

Las figuras de esta sección nos hablan de como se relacionan las condiciones iniciales del sistema con su desarrollo posterior. En principio, por la deducción de la ecuación (1.35) sabemos que hay cierta relación de proporcionalidad entre  $p_5/p_1$  y  $p_2/p_1$ , siendo el segundo valor el que se relaciona con la presión máxima de la fase positiva. Esto nos dice que entre mayor sea el valor de  $p_5/p_1$ , mayor debe ser la presión de la fase positiva. Sin embargo en estas figuras también se puede observar como influye la ruptura de la membrana en el desarrollo de la onda y el proceso de disipación que sufre la misma al variar la distancia.

En las Figuras 3.13 a 3.17 se muestra el cambio en la presión máxima y la duración de la fase positiva para los tres materiales y una variedad de distancias de medición.

Lo principal a destacar de las figuras antes mencionadas es que por material y en general no se observa una tendencia clara en su desarrollo, como ocurrió a 5 cm (ver sección 3.2.2). Al variar la distancia, debido a la disipación que experimenta la onda, se espera que la magnitud máxima de la fase positiva disminuya y su duración aumente. Este comportamiento además debe estar influido

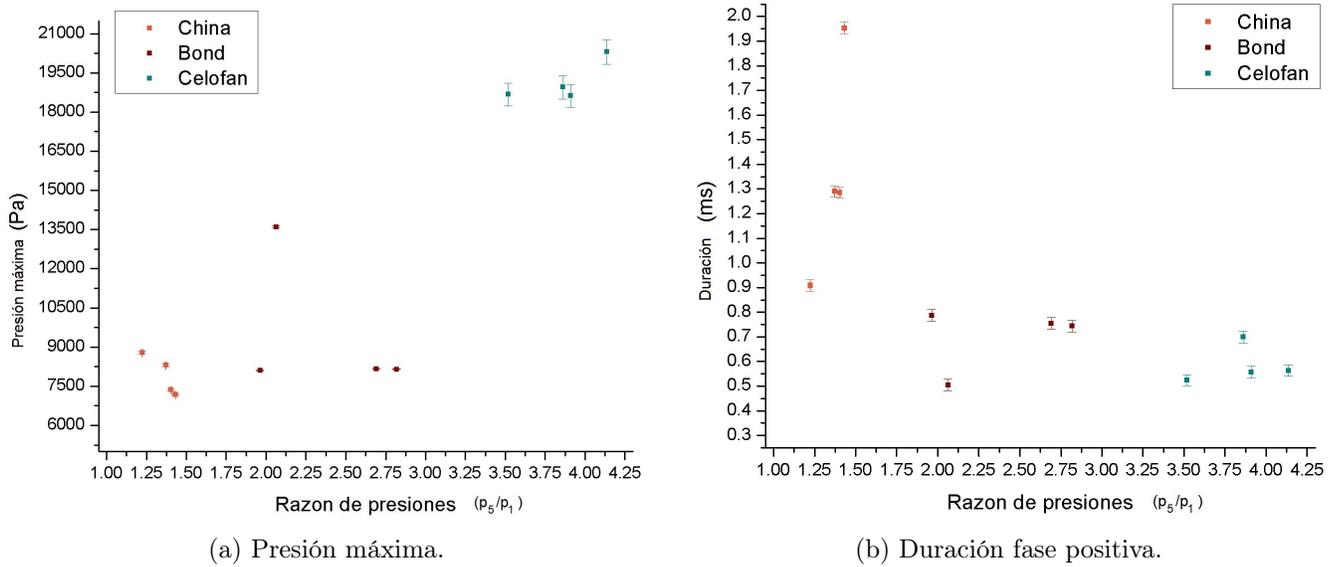


Figura 3.13: Comportamiento de la onda a 25 cm del extremo abierto del tubo de choque en función de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$ .

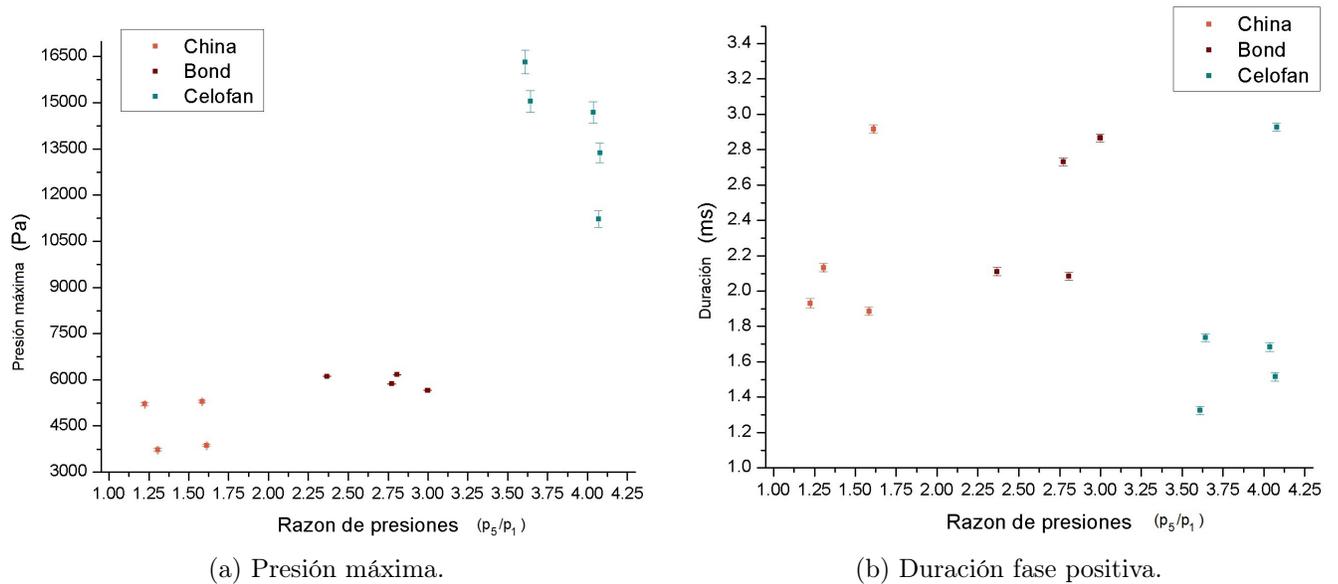


Figura 3.14: Comportamiento de la onda a 50 cm del extremo abierto del tubo de choque en función de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$ .

por el valor de  $p_5/p_1$ , por lo que se había mencionado previamente, de modo que a una distancia fija se observe que la magnitud máxima de la fase positiva es mayor y su duración es menor si el valor de  $p_5/p_1$  es mayor. Superficialmente, por material, se observa que los cambios en la magnitud máxima y duración de la fase positiva al variar la distancia sí ocurren como se espera, pero los cambios como función de  $p_5/p_1$  parecen tener un comportamiento aleatorio. No obstante sí se ve

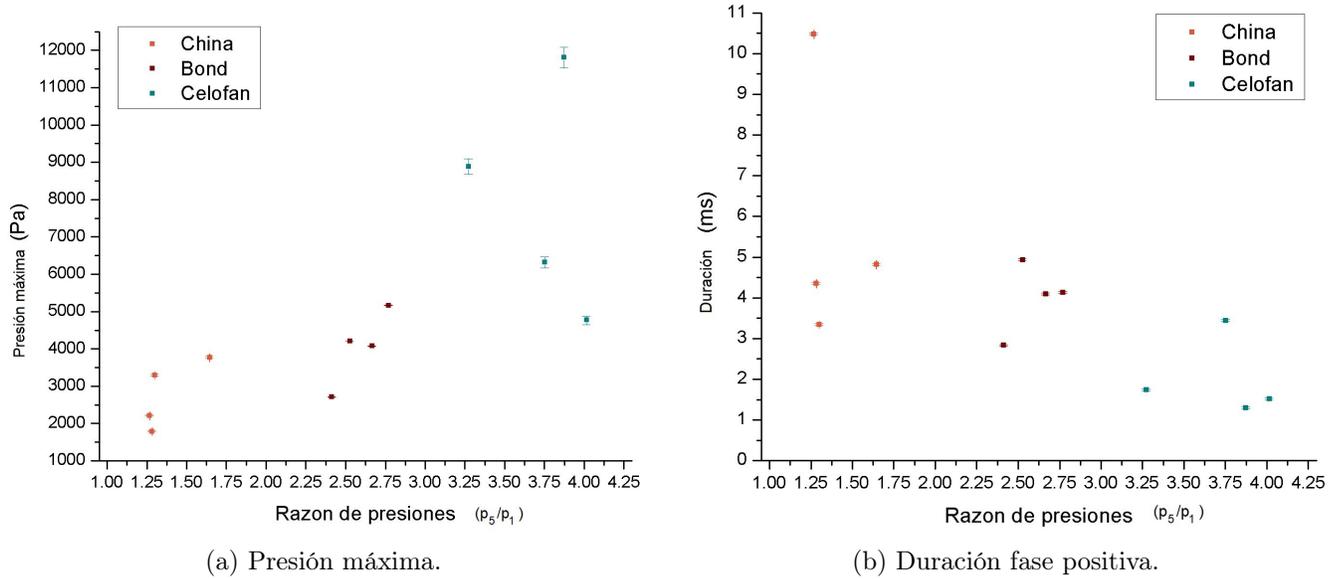


Figura 3.15: Comportamiento de la onda a 75 cm del extremo abierto del tubo de choque en función de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$ .

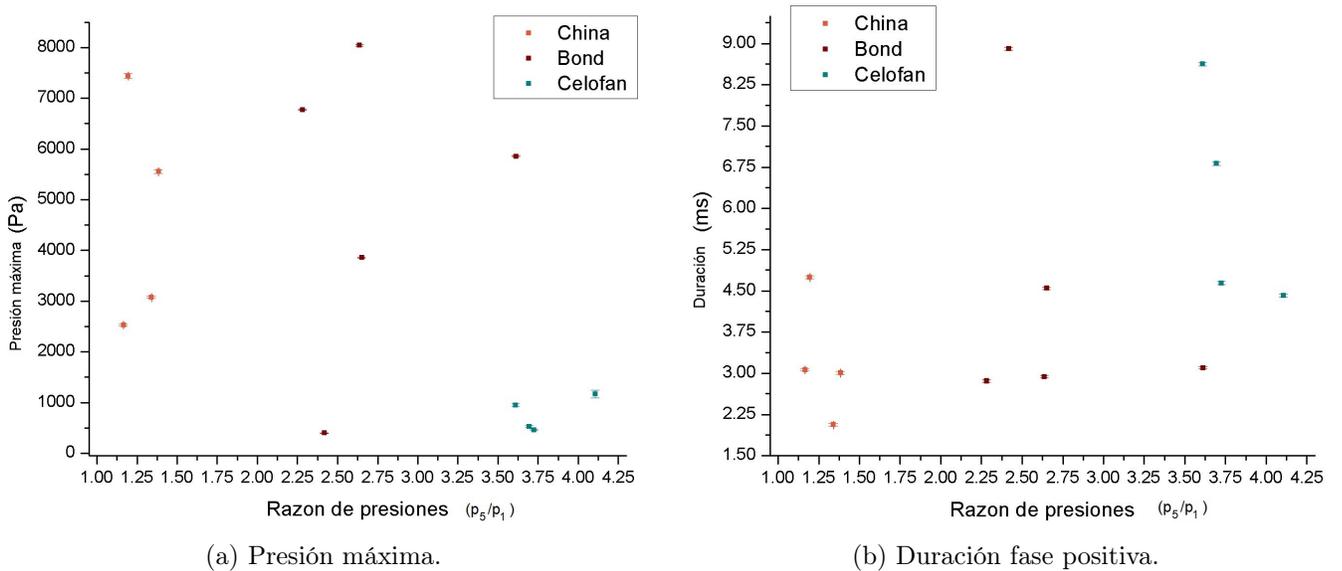


Figura 3.16: Comportamiento de la onda a 100 cm del extremo abierto del tubo de choque en función de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$ .

una diferencia en el comportamiento al comparar entre materiales. El hecho de que a cada material le corresponda un intervalo para  $p_5/p_1$  diferente, extiende el rango de valores posibles y permite tener una perspectiva más amplia del comportamiento como función de este valor.

En especial en los primeros 75 cm la presión máxima del Celofán es mayor al de los otros

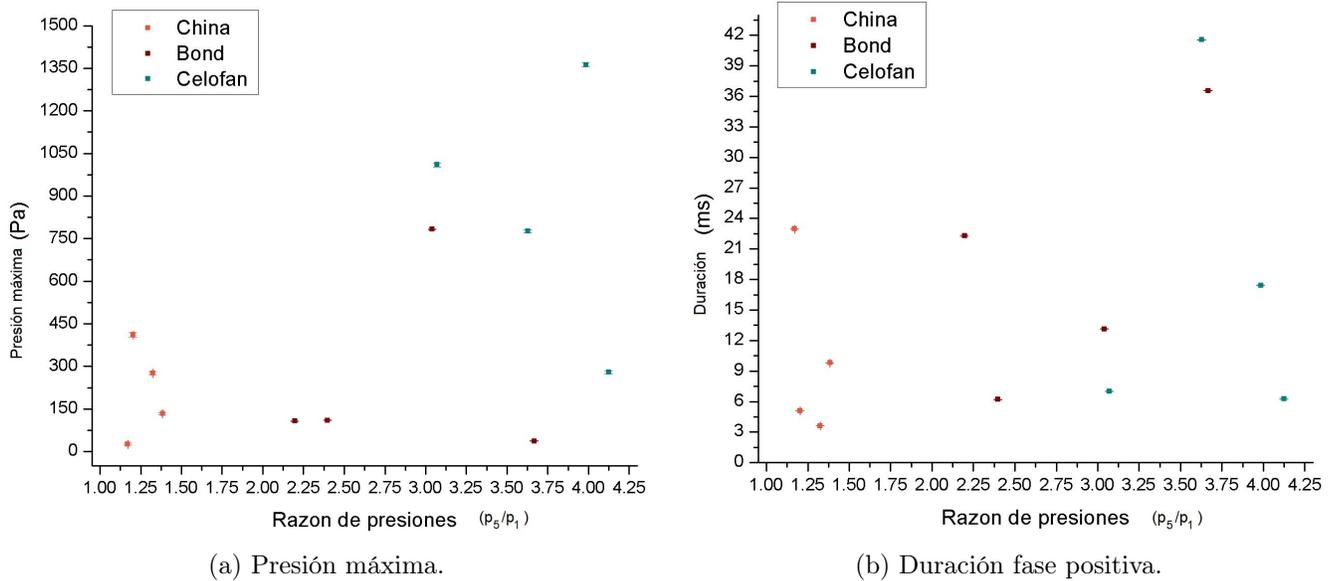


Figura 3.17: Comportamiento de la onda a 150 cm del extremo abierto del tubo de choque en función de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$ .

materiales, y la duración de su fase positiva es la menor, aunque sólo a 25 cm es particularmente cercana a la del papel Bond (Figura 3.13b). En ese mismo intervalo, el papel china se mantiene con los valores más pequeños de presión máxima, pero no distan mucho de los correspondientes al papel Bond. En lo que respecta a la duración de su fase positiva, sólo a 25 cm resulta ser notoriamente mayor al compararla con los otros dos materiales. En el resto del intervalo su valor cae aproximadamente en el mismo rango que el del papel Bond: 1.88 ms a 2.92 ms para 50 cm y 2.82 ms a 4.93 ms para 75 cm. En estos 75 cm, al comparar entre puntos a lo largo del rango completo de valores para  $p_5/p_1$ , se satisfacen los pares: mayor presión máxima - menor duración de la fase positiva. Además, visto como un todo, se aprecia, aunque no de manera suficientemente continua, que a mayor  $p_5/p_1$ , mayor presión máxima y menor duración de la fase positiva, como se esperaba por la teoría.

A 100 cm (Figuras 3.16) los intervalos de los 3 materiales se traslapan. Tanto el papel Bond como el papel china tienen valores de presión máxima muy dispersos, entre 0.35 kPa a 8.1 kPa. Lo contrario ocurre con el celofán, en su caso los valores se concentran entre 0.45 a 1.2 kPa. En relación a la duración de la fase positiva, los 3 materiales presentan valores dispersos con sus intervalos traslapados, especialmente los que corresponden al papel Bond y al celofán.

Algo similar ocurre a 150 cm (Figuras 3.17), en especial los puntos correspondientes a la duración de la fase positiva están muy dispersos y van desde 2.8 ms a 41.6 ms. A diferencia de lo que ocurría a distancia menores (25 cm a 100 cm), se invierte el orden de los materiales con la mayor

duración de la fase positiva, son el papel Bond y el celofán los que consiguen valores por arriba de los 35 ms. A esta distancia se encuentran los valores más pequeños para la presión máxima, siendo el intervalo entre 0.025 kPa a 1.4 kPa. El orden se conserva: el papel china tiene los valores más bajos, mientras que el celofán tiene los más altos.

Al comparar por material, los intervalos de presión máxima y tiempo de duración de la fase positiva que se obtienen por cada distancia fija a la cual se midió, vemos que aunque van variando ligeramente entre sí, estos se traslapan, de tal forma que no se tienen intervalos únicos por cada distancia fija.

Contrario a lo que se esperaba, por cada distancia fija a la que se midió, la magnitud máxima de la fase positiva no siempre aumentaba al aumentar el valor de  $p_5/p_1$ , lo cual podría entrar en conflicto con lo que dice la teoría, pero en ella no se toma en cuenta la ruptura de la membrana, la cual influye en la formación del choque. Los factores en los que influye son la distancia de formación del choque y la fuerza del mismo. De modo que si la membrana tarda mucho en romperse completamente, o no se abre completamente, la distancia de formación aumenta y la fuerza del choque disminuye [21]. Es posible inferir que esto ocurrió en estas mediciones al observar la dispersión de los puntos en las figuras aquí presentadas de 25 a 75 cm.

Algo que apoya el argumento anterior es que en la sección 3.1 se hizo énfasis en la falta de repetibilidad de la ruptura de la membrana, independientemente del material. Además se desconoce el tiempo que tarda en romperse la membrana y, por tanto, el tiempo que tarda en formarse completamente el frente de choque. Entonces sabiendo lo anterior se puede deducir que la falta de correspondencia con la teoría *ideal* se debe a esto.

Por otra parte a 100 cm y 150 cm se dificulta concluir algo por el nivel de dispersión de los datos. Pero, también es justo notar que a 150 cm, la magnitud máxima de la presión de la fase positiva es menor al 10 %, en el caso del papel China y del Celofán, y al 25 % en el caso del papel Bond, de la magnitud que tenía la onda a 25 cm, debido a la disipación de energía que sufre mientras se propaga. Además, si recordamos de la sección 3.2.1, se espera que la presión máxima tenga un comportamiento asintótico al aumentar la distancia, por lo que es de esperarse que los valores de la presión máxima correspondientes a los 3 materiales converjan a un mismo intervalo de presiones.

### 3.3. Velocidad de propagación de la onda de choque dentro del tubo.

Con el método mencionado en la sección 2.5 se obtuvieron las velocidades de las ondas de choque producidas por cada material. Además, por la falta de repetibilidad y la incertidumbre del equipo de medición, se obtuvo un rango de valores para la velocidad del frente de choque por cada material. Como valor de referencia a  $0^{\circ}C$  para la velocidad del sonido se usó  $c_0=331.5 \text{ m/s}$  [22], y la relación (3.8) se utilizó para calcular su variación con respecto a la temperatura (en  $^{\circ}C$ ) [23].

$$c(T) = c_0 + 0.6 \cdot T \quad (3.8)$$

En la tabla 3.5 se muestra el rango de velocidades que se obtuvieron por material así como su número de Mach correspondiente y el rango de la razón entre la presión inicial de la cámara de alta presión y la de la cámara de baja presión  $p_5/p_1$ .

	$p_5/p_1$	Velocidad (m/s)	Número de Mach
Papel China			
Mínimo	$1.251 \pm 0.0017$	$367.50 \pm 37.97$	$1.0706 \pm 0.11072$
Máximo	$1.475 \pm 0.0019$		
Papel Bond			
Mínimo	$2.333 \pm 0.0026$	$400.90 \pm 44.46$	$1.1671 \pm 0.1295$
Máximo	$3.435 \pm 0.0035$	$440.99 \pm 52.91$	$1.2838 \pm 0.1541$
Celofán			
Mínimo	$3.451 \pm 0.0035$	$400.90 \pm 44.46$	$1.1671 \pm 0.1295$
Máximo	$4.162 \pm 0.0041$	$551.25 \pm 79.93$	$1.6048 \pm 0.2328$

Tabla 3.5: Velocidad y número de Mach del frente de choque por material dentro del tubo de choque con el rango de  $p_5/p_1$  correspondiente.

Como se puede observar de la tabla 3.5 entre mayor sea el valor de  $p_5/p_1$ , mayor es la velocidad de la onda. Sin embargo, no cumple una relación de proporcionalidad, ya que aunque se tiene hasta 3 veces la presión inicial, la velocidad no se triplica. Este comportamiento se puede deducir de la ecuación (1.35), de la cual se puede calcular el número de Mach *ideal* como función de las condiciones iniciales.

En términos generales las ondas obtenidas no rebasan Mach 2, siendo 1.6048 el valor máximo medido, por lo que podemos considerarlas como ondas de choque débiles al todas entrar en el rango de velocidad supersónica. Analizando los resultados por material vemos que el papel china proporciona las ondas con velocidad más baja, el celofán las de velocidad más alta, y el papel Bond se queda en un punto intermedio, teniendo su intervalo traslapado con el del celofán.

En el caso del papel china la velocidad de las ondas obtenidas no dista tanto de la velocidad del sonido en el medio. Además para el intervalo de presiones que se usó, que no es tan diferente del mostrado en la tabla 3.2, sólo se obtuvo un único valor para la velocidad de la onda, ie. la separación temporal entre la llegada de la onda a la primer sonda y luego a la segunda fue la misma en todas las mediciones. Esto nos indica que las ondas producidas con el papel china no cambian de forma notable su comportamiento a lo largo del intervalo.

Los valores de  $p_5/p_1$  que corresponden al papel Bond están al centro del intervalo del mismo material mostrado en la tabla 3.2. En el intervalo antes mencionado la variación en el número de Mach sólo fue de 0.12, lo cual se encuentra dentro de la intersección de la vecindad proporcionada por el error en los cálculos, pero estas vecindades no se traslapan completamente. Lo mismo ocurre con el valor de la velocidad. Sin considerar el error asociado, se obtuvo una velocidad mayor a 400  $m/s$ . Se puede concluir que para los valores de presión aquí utilizados sí hay una variación más evidente en la velocidad de la onda al comparar con lo ocurrido para el papel China. Además de acuerdo a la Figura 3.18, en los puntos correspondientes al papel Bond, a mayor razón entre la presión inicial de la cámara de alta presión y la de la cámara de baja presión, mayor es el número de Mach.

A diferencia de lo ocurrido con los dos materiales ya descritos, con el celofán se obtuvo un rango para el número de Mach más amplio, la diferencia entre los valores máximo y mínimo es de 0.44 sin que las vecindades correspondientes al error asociado se intersequen entre sí. En este caso el intervalo perteneciente a  $p_5/p_1$  no se interseca con el del papel Bond, y equivale a la parte superior del intervalo debido a este material mostrado en la tabla 3.2. No obstante sí hay un traslape en el número de Mach, lo que nos habla de una diferencia en el desarrollo de la onda formada por la membrana de papel Bond y por la de Celofán. En la Figura 3.18 se ve que, a diferencia del papel Bond, el número de Mach no aumenta con el incremento en  $p_5/p_1$ . Algo importante a destacar es que el rango de velocidades de la onda que se obtiene está entre 400  $m/s$  y 600  $m/s$ . Por otra parte, siguiendo la idea de la sección 3.2.1, el número de Mach obtenido con este material en general fue mayor a 1.3 lo que indica que al salir del tubo es posible obtener un segundo choque dentro del vórtice anular que se forma.

Al observar como un todo la Figura 3.18 vemos que para los valores de  $p_5/p_1$  entre 1 y 3.5, compuestos por papel China y papel Bond, el valor del número de Mach aumenta monótonamente y lentamente. Esta variación es posible de observar ya que hay una acumulación de puntos en  $p_5/p_1 \approx 1, 2$  y  $3$ . Este comportamiento empata con el descrito por la ecuación (1.35), la cual describe la relación entre el número de Mach  $M$  y las condiciones iniciales del tubo. Dicho físicamente este comportamiento se relaciona con el hecho de que al aumentar la presión de la cámara de alta presión, aumenta la temperatura y la velocidad del sonido en ella, esto se relaciona directamente con la liberación del gas de dicha cámara y el inicio del proceso de formación del choque lo cual se traduce en una mayor fuerza del mismo y una mayor velocidad de propagación de la onda

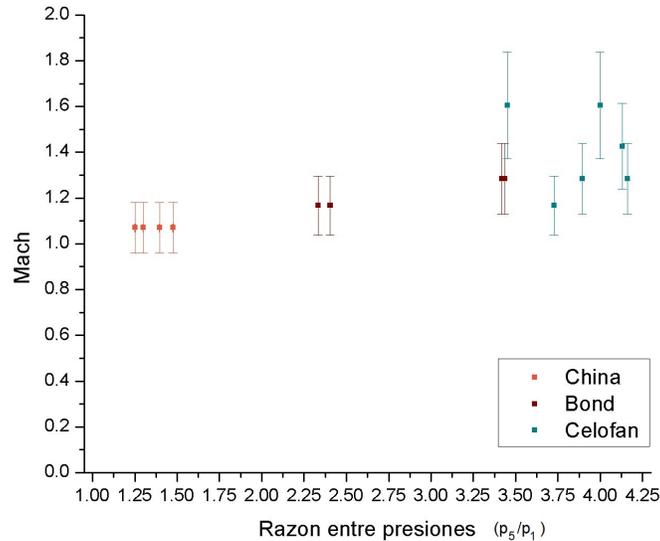


Figura 3.18: Número de Mach de las ondas al medir simultáneamente a 150 cm y 160 cm al interior del tubo.

resultante.

Además, de las observaciones anteriores también es posible ver la influencia del cómo se rompe la membrana en la formación de la onda y, por tanto, en la velocidad de la misma en el punto de medición. Esto ocurre con los 3 materiales, sin embargo resulta ser más evidente en el caso del celofán. Recordemos que tanto el papel China como el papel Bond tienen una consistencia fibrosa, mientras que el Celofán es un plástico y es capaz de deformarse antes de romperse. Justo esto es lo que explica el traslape en los rangos del número de Mach al tratarse de materiales y de intervalos de  $p_5/p_1$  distintos.

### 3.3.1. Particularidades al interior del tubo.

El perfil de presiones obtenido dentro del tubo fue similar para todos los materiales, y la única diferencia entre ellos fue la velocidad de propagación y la magnitud de la presión. En las Figuras 3.19 a 3.21 se muestra un perfil de presión representativo por material. Dicho perfil consta de la evolución en la presión a 150 cm y a 160 cm durante 400 ms. Además se incluye un acercamiento de la vecindad donde inicia la perturbación, de tal forma que se aprecia la diferencia temporal entre ambos puntos de medición.

Una de las características principales de la variación en la presión dentro del tubo es que la perturbación inicia con una fase negativa de magnitud absoluta mayor a la de la fase positiva que le sigue. La magnitud de la fase negativa es menor para el papel china y es mayor para el celofán, alcanzando hasta -55 kPa. Lo contrario ocurre con la fase positiva donde la magnitud máxima

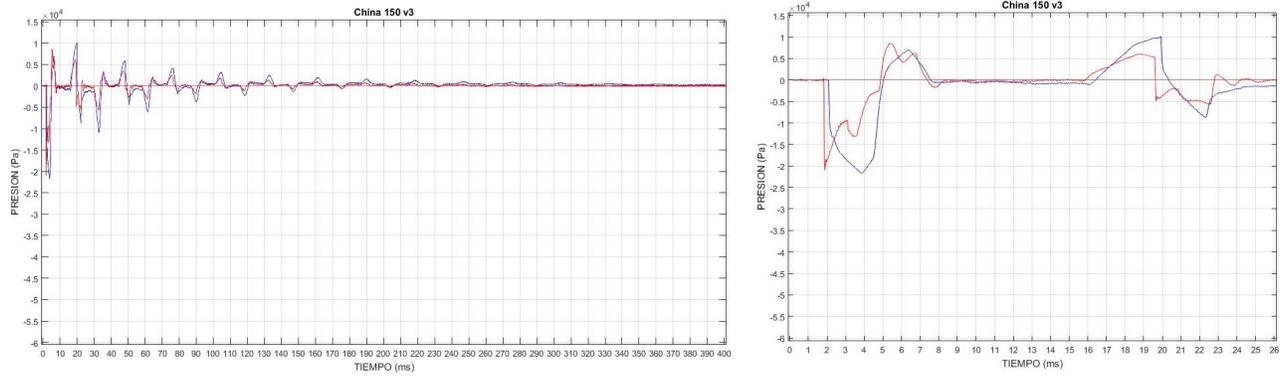


Figura 3.19: Captura del perfil de presión dentro del tubo de choque usando una membrana de papel china. Rojo: Sonda a 150 cm, Azul: Sonda a 160 cm.

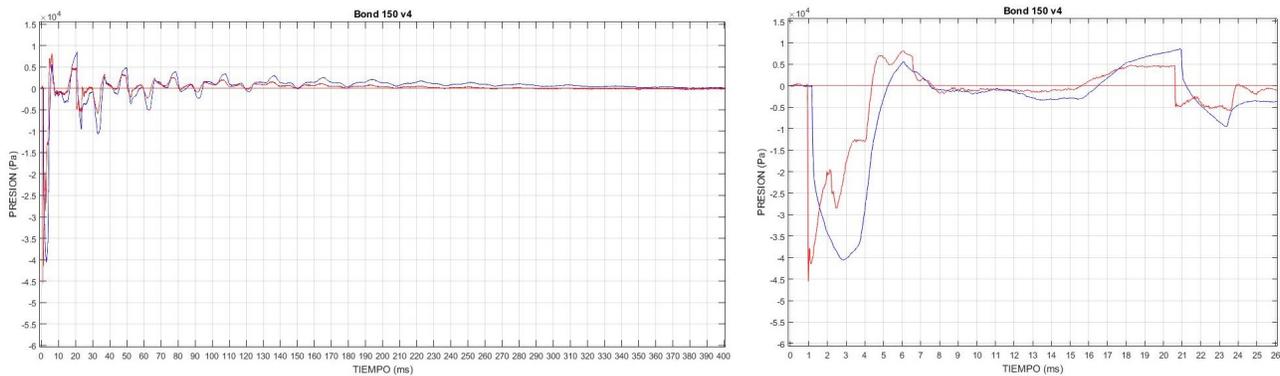


Figura 3.20: Captura del perfil de presión dentro del tubo de choque usando una membrana de papel Bond. Rojo: Sonda a 150 cm, Azul: Sonda a 160 cm.

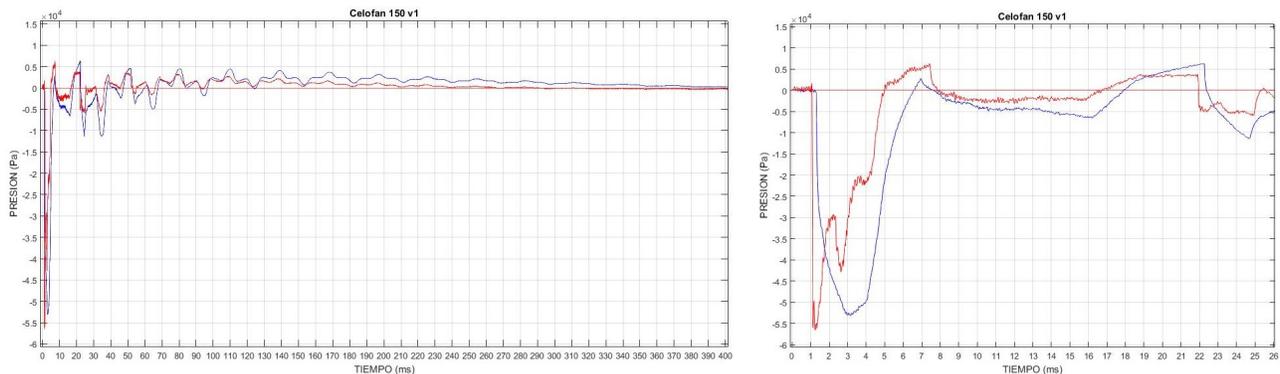


Figura 3.21: Captura del perfil de presión dentro del tubo de choque usando una membrana de celofán. Rojo: Sonda a 150 cm, Azul: Sonda a 160 cm.

corresponde al papel china con 10 kPa, y la mínima al celofán. Al prestar atención a la curva ampliada, vemos que la duración de la fase negativa es de poco más de 3 ms.

En términos generales, cada pico presente en la figura corresponde a una reflexión de la onda de choque al salir por el extremo abierto del tubo y al ir y regresar del extremo cerrado del mismo (cámara de alta presión). Se debe tomar en cuenta que la velocidad de propagación de la onda varía a lo largo del tubo de choque. Hay un aumento en la velocidad al formarse el frente de choque y una disminución posterior por la disipación de energía.

### 3.3.2. Observaciones fuera del tubo.

Con el fin de poder comparar el comportamiento fuera del extremo abierto del tubo de la misma onda en dos puntos diferentes, incluida su velocidad en ese intervalo, se midió de forma simultánea a 5 cm y a 25 cm usando como membranas los 3 materiales ya mencionados.

La velocidad promedio a lo largo de los 20 cm se calculó utilizando la relación (1.36). Para obtener la diferencia temporal entre ambas curvas se consideró el punto en el cual empiezan los picos de presión máxima (fase positiva), ya que éstos señalan el paso del frente de choque. Con los datos obtenidos se realizó el mismo análisis que para las mediciones dentro del tubo (ver sección 3.3). En la tabla 3.6 se encuentran los intervalos de velocidad, número de Mach y de la razón entre las presiones iniciales de la cámara de alta presión y la de baja presión  $p_5/p_1$  por material para las mediciones fuera del tubo.

	$p_5/p_1$	Velocidad ( $m/s$ )	Número de Mach
Papel China			
Mínimo	$1.223 \pm 0.0017$	$66.75 \pm 2.20$	$0.1944 \pm 0.00641$
Máximo	$1.403 \pm 0.0018$	$87.06 \pm 3.07$	$0.2537 \pm 0.00893$
Papel Bond			
Mínimo	$1.962 \pm 0.0022$	$241.98 \pm 12.74$	$0.7047 \pm 0.03711$
Máximo	$2.817 \pm 0.0030$	$437.61 \pm 32.94$	$1.2748 \pm 0.09559$
Celofán			
Mínimo	$3.519 \pm 0.0035$	$832.47 \pm 101.29$	$2.4226 \pm 0.29479$
Máximo	$4.137 \pm 0.0041$	$1216.67 \pm 201.74$	$3.5401 \pm 0.58701$

Tabla 3.6: Velocidad y número de Mach del frente de choque por material fuera del tubo de choque con el rango de  $p_5/p_1$  correspondiente.

A diferencia de lo que ocurre dentro del tubo de choque, fuera de él hay un rango más amplio de velocidades que por tanto nos da un rango en el número de Mach que va de lo subsónico hasta lo supersónico. De nueva cuenta la velocidad más baja pertenece a las ondas generadas con las membranas de papel china, y la más alta a las generadas con el celofán.

La velocidad de las ondas generadas con la membrana de papel china es menor a  $100 m/s$ . Por lo que al comparar con la velocidad del sonido  $c_0$  se tiene un rango para el número de Mach menor

a 0.30, lo cual las pone en la categoría de subsónicas. Que la velocidad promedio sea tan baja en esos 20 cm se puede explicar usando la información obtenida al interior del tubo de choque, tabla 3.5. Dentro del tubo la velocidad de la onda era casi sónica ( $M \approx 1$ ), por lo que es razonable que al salir del tubo de choque su velocidad esté por debajo de la del sonido, considerando que la onda sufre disipación de energía en cuanto sale del tubo.

En el caso del papel Bond ocurre algo muy particular, se tienen valores subsónicos y supersónicos para la velocidad. De la Figura 3.22 se ve que entre mayor sea el valor de  $p_5/p_1$ , mayor será el número de Mach. La velocidad más baja es de 241.98  $m/s$ , mientras que la más alta es de 437.61  $m/s$ . Este último valor resulta ser cercano a la cota máxima encontrada al realizar las mediciones dentro del tubo de choque (ver tabla 3.5). Esto no forzosamente indica que la onda de choque tiene la misma velocidad dentro y fuera del tubo, ni tampoco que no sufre alteración al salir del tubo. Antes que nada se debe considerar que se trata de una velocidad promedio correspondiente a una distancia de 20 cm. Lo que sí se puede deducir de esto es que su velocidad no sólo no cambia tan bruscamente a esa distancia, sino que puede ser aun mayor en los primeros 15 cm fuera del tubo, esto al considerar la disipación que sufre la onda al salir del tubo. Además es un posible indicador de que la onda no había alcanzado su velocidad máxima en el punto en el cual se midió al interior del tubo, y por ello fuera se registró una velocidad similar a la obtenida ahí.

Por último tenemos a las ondas generadas con la membrana de celofán con velocidades promedio entre 800  $m/s$  y 1250  $m/s$ , que equivalen a un intervalo entre Mach 2 y Mach 4, lo cual es más del doble que lo medido al interior del tubo para este mismo material. Esto no concuerda con lo esperado, ya que al salir del tubo debido a la transferencia de calor con el medio ambiente y la resistencia del aire la velocidad del frente de choque debería disminuir, siendo menor o igual a la velocidad medida al interior del tubo, esto aunado a que se está midiendo durante un intervalo del doble de tamaño que el intervalo usado al interior del tubo. No obstante se debe tomar en cuenta la posibilidad de que el frente de choque no se haya formado completamente a la distancia a la cual se midió al interior del tubo, lo que tendría como consecuencia que la velocidad del frente de choque completamente formado fuera mayor a la registrada en la sección 3.3 y explicaría tener un número de Mach tan grande en el exterior. También algo que pudo haber afectado los resultados es la elección de los puntos a partir de los cuales se obtuvo la diferencia temporal entre ambas curvas, bien pudo haber sido el máximo de cada pico, o el mínimo de sus fases negativas anteriores al frente de choque, sin embargo en este trabajo se escogió tomar como punto el cambio de presión de negativo a positivo. En los 3 casos se obtienen resultados diferentes, empero no se puede tener total certeza de cual es el punto indicado para medir. En relación con todas las repeticiones realizadas, al observar la Figura 3.6 vemos que no hay una relación clara entre el cambio en la velocidad y  $p_5/p_1$ . Esto último puede deberse a las diferencias en el desarrollo de la onda dentro del tubo provocadas por la forma en que se rompió la membrana, lo cual tiene un impacto directo en la distancia a la cual se termina de formar el choque y por tanto el punto al cual alcanza su velocidad máxima

antes de empezar a disminuir por efectos disipativos y posteriormente salir del tubo. Como ya se mencionó, dicha distancia pudo no ser menor a la distancia a la cual se midió al interior para todas las repeticiones y de ahí esta distribución de velocidades.

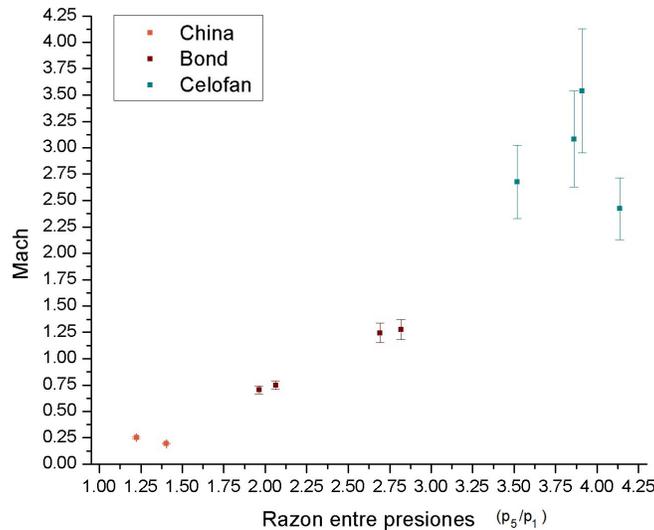


Figura 3.22: Número de Mach de las ondas al medir simultáneamente a 5 cm y 25 cm.

En las Figuras 3.23 a 3.25 se muestra de forma representativa el comportamiento de las ondas a 5 cm y 25 cm por material. Todas las figuras fueron graficadas dentro de los mismos intervalos de tiempo y de presión para poder comparar los materiales entre sí. Como observación general está el ensanchamiento del pico de presión máxima al aumentar la distancia, lo cual se debe a la disipación.

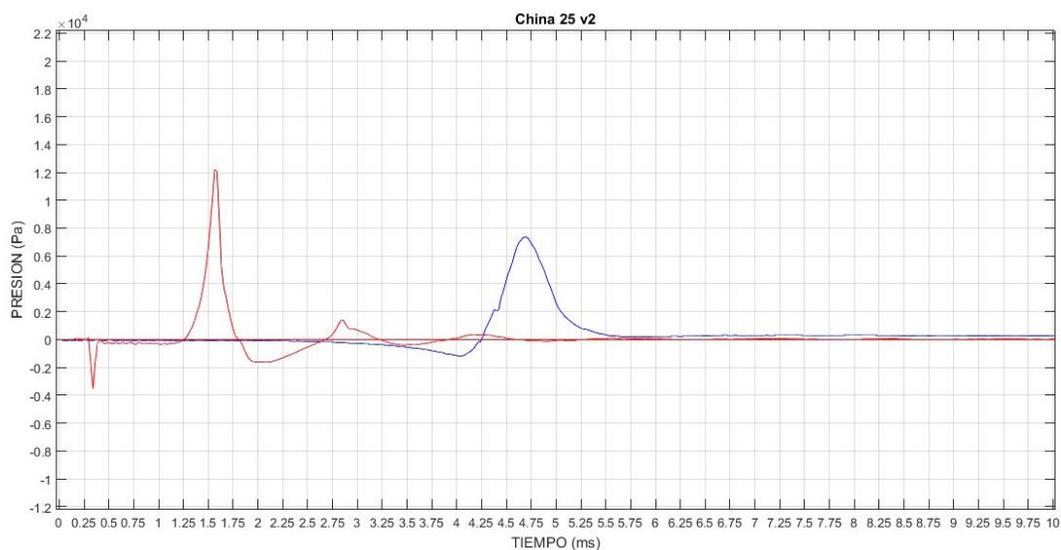


Figura 3.23: Captura simultánea del perfil de presión a 5 cm (rojo) y 25 cm (azul) usando la membrana de papel China.

En la Figura 3.23 correspondiente al papel China se aprecia que es la onda con la presión máxima más pequeña. Lo antes dicho sobre la velocidad del frente de choque se confirma al ver la separación temporal entre las curvas que es de aproximadamente 3 ms.

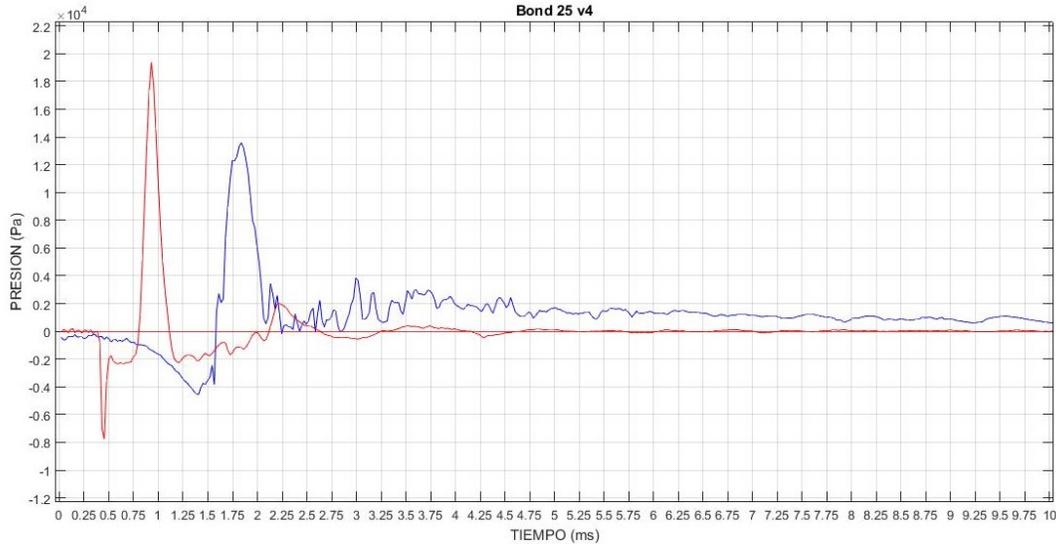


Figura 3.24: Captura simultánea del perfil de presión a 5 cm (rojo) y 25 cm (azul) usando la membrana de papel Bond.

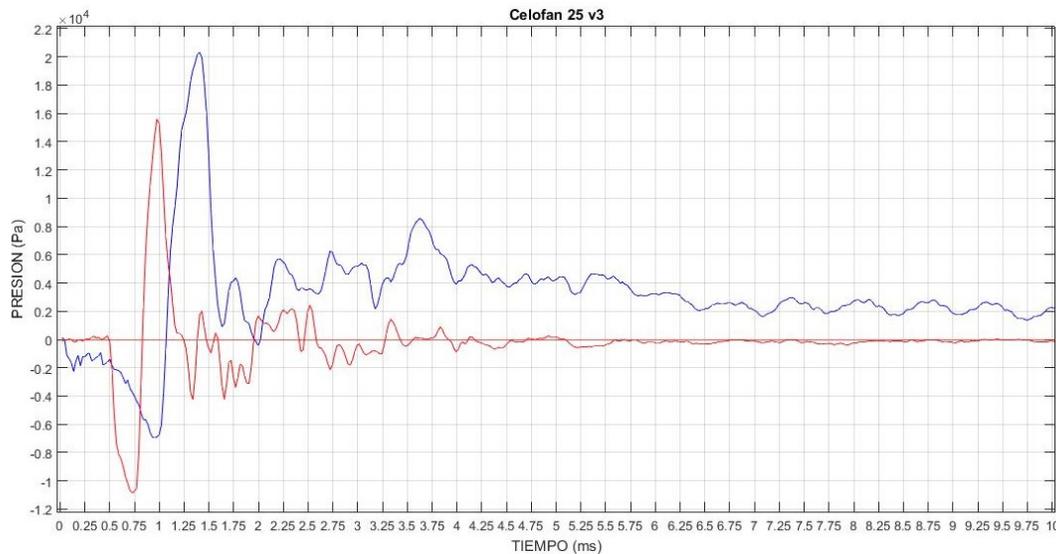


Figura 3.25: Captura simultánea del perfil de presión a 5 cm (rojo) y 25 cm (azul) usando la membrana de Celofán.

La Figura 3.24 que representa el perfil de presión al usar la membrana de papel Bond corresponde a una medición para la cual la velocidad promedio fue subsónica,  $256.94 \text{ m/s}$ . Pese a ello la diferencia temporal entre ambas curvas no es tan grande como en el caso del papel china, 0.78 ms. Se observa una clara disminución en la presión máxima entre un punto y otro. Además los picos de presión máxima no se traslapan entre sí.

Finalmente, en el caso del celofán, Figura 3.25, la secuencia de las curvas corresponde a lo mencionado en la sección 3.2 sobre el aumento en la presión máxima de la fase positiva a 25 cm junto con el ensanchamiento de su duración temporal. En esta misma figura también es posible notar el *ruido* que acompaña al frente de choque, el cual tiene una amplitud y duración mayor al pasar por los 25 cm que al pasar por 5 cm. Esto corroboraría que se trata de vórtices anulares, ya que el diámetro de su núcleo tiende a incrementar conforme se aleja del extremo abierto del tubo [24]. Evidentemente, a este material pertenece la diferencia temporal más pequeña ya que la fase positiva de ambas curvas se interseca, cosa que no ocurre con los otros dos materiales. Particularmente para estas curvas la diferencia temporal es de 0.24 ms. Pese a ser comparable con los valores obtenidos para el caso al interior del tubo, se debe recordar que corresponde al doble de la distancia que se usó para ese caso.



# Conclusiones.

El estudio de ondas de choque hoy en día va más allá de una simple curiosidad, debido a los ámbitos en los que se hallan y el avance tecnológico que se ha alcanzado. Por tanto poder generar ondas de choque de manera controlada es prácticamente una necesidad para poder estudiarlas de forma experimental. Sin embargo, no siempre se cuenta con las condiciones necesarias para producir ondas de choque con los materiales previamente reportados en la literatura, como son membranas gruesas de metal. Esto nos lleva a buscar materiales que sean capaces de lograr esto sin necesidad de modificar más allá de lo posible los espacios existentes. Por ello en este trabajo, además del diseño del tubo de choque, se propusieron 3 materiales comunes y de fácil acceso como membranas: papel china, papel Bond y celofán.

Como primer punto a destacar es que el tubo de choque diseñado es funcional, ya que durante su operación no se presentaron complicaciones relacionadas con los materiales de construcción. Sin embargo, aún se pueden aplicar algunas mejoras a su operación, como es agregar un sensor de temperatura dentro de la cámara de alta presión para poder conocer completamente las condiciones iniciales involucradas y poder comparar los resultados con la teoría (ver la ecuación (1.35)), controlar mejor la velocidad de llenado de la misma, y medir con dos sondas que sean del mismo tipo para evitar ajustes en las mediciones que interfieran con los resultados.

Además, se logró con éxito la producción de ondas de choque, ya que al interior del tubo la velocidad era supersónica, utilizando un rango amplio de presiones como condiciones iniciales. Fuera del tubo de choque, en su mayoría dichas ondas seguían el comportamiento esperado: a mayor presión máxima de la fase positiva (frente de choque), menor tiempo de duración de la misma. De cualquier forma, sería recomendable medir a una variedad mayor de distancias para poder concluir de forma más clara qué clase de comportamiento tiene, en especial, la duración de la fase positiva, que es un parámetro frecuentemente usado en la literatura y que se relaciona con lo que en inglés se conoce como *shock rise time*. También fue posible observar las variaciones en el comportamiento provocadas por la forma en que se rompe la membrana al comparar los valores obtenidos con diferentes repeticiones.

Durante la caracterización de las membranas se encontró que por si sola la ruptura de éstas no

ocurre de la misma manera ni a la misma presión, es decir, no es repetible. No obstante es esto lo que nos permitió tener un rango casi continuo de presiones al unir los rangos correspondientes a cada material. Adicionalmente, la posible repetibilidad de la ruptura de las membranas tiene como costo la reducción de la presión a la que ésta ocurre, ya que para forzar la ruptura de una forma determinada es necesario debilitar una parte de ella. Para concluir con este punto, sólo con el papel Bond es posible intentar esa repetibilidad por lo expuesto previamente en la sección 3.1, aunque aun tiene que optimizarse.

Algo importante a mencionar es que, dentro del tubo de choque entre 150 cm y 160 cm, el número de Mach de las ondas no fue mayor a 2. Lo contrario ocurrió fuera del tubo, entre 5 cm y 25 cm se obtuvieron valores para el número de Mach que iban desde 0.19 hasta  $\approx 4$ . Los valores pequeños se ajustan a la idea de que al salir del tubo de choque los efectos disipativos reducen la velocidad del choque. Mientras que los valores que sobrepasan el número de Mach al interior del tubo podrían ser un indicador de que en el punto donde se realizaron las mediciones el choque no estaba completamente formado y por tanto el valor registrado no era su velocidad final.

De los materiales utilizados, los que dieron mejor resultado fueron el papel Bond y el Celofán. Ambos ofrecen un número de Mach supersónico tanto dentro como fuera del tubo de choque. Además ambos llegan a alcanzar una presión máxima de aproximadamente 20 kPa en los primeros 25 cm. También poseen un tiempo de duración de la fase positiva, correspondiente al frente de choque, de 0.3 ms en los primeros 5 cm.

Por otra parte, el comportamiento de las ondas generadas con estos dos materiales nos habla de la posibilidad de realizar experimentos fuera del tubo de choque a por lo menos 30 cm de distancia. Entre los experimentos que se pueden llevar a cabo son la visualización del paso del frente de choque y el flujo posterior que lo acompaña.

El papel china soporta presiones bajas, es decir que no distan mucho de la presión inicial, lo cual provoca que el número de Mach de las ondas dentro del tubo sea cercano a 1 (velocidad sónica). Como consecuencia de esto, la velocidad promedio de los primeros 25 cm fuera del tubo fue completamente subsónica e inclusive menor a 100  $m/s$ . Esto en general nos habla de la poca efectividad que tiene este material para producir ondas de choque que puedan ser estudiadas inclusive a cortas distancias fuera del tubo.

Por último el comportamiento obtenido con el celofán, es decir el aumento de la presión de la fase positiva dentro de los primeros 25 cm fuera del tubo, puede tener dos explicaciones: la medición de la presión correspondiente a la difracción del choque (choque oblicuo), o bien la presencia de un segundo frente de choque al interior del vórtice anular que acompaña al choque principal. Para discernir la causa real, como trabajo a futuro, se puede realizar alguna técnica de visualización del fenómeno al salir del tubo.

# Bibliografía

- [1] G. S. Settles. High-speed imaging of shock waves, explosions and gunshots: New digital video technology, combined with some classic imaging techniques, reveals shock waves as never before. *American Scientist*, 94(1):22–31, 2006.
- [2] R. T. Beyer. *Nonlinear Acoustics*. American Institute of Physics, 1974.
- [3] D. G. Crighton. *Non-linear Acoustics*. Springer-Verlag London, 1st edition, 1992.
- [4] R. Courant and K. O. Friedrichs. *Supersonic Flow and Shock Waves*. Number 21 in Applied mathematical Sciences. Springer-Verlag New York, 1976.
- [5] W. J. M. Rankine. On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.*, 160:277–288, 1870.
- [6] H. Hugoniot. Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits (première partie) [memoir on the propagation of movements in bodies, especially perfect gases (first part)]. *Journal de l'École Polytechnique.*, 57:3–97, 1887.
- [7] N. A. Fomin. 110 years of experiments on shock tubes. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 83(6):1118–1135, Dec 2010.
- [8] T. Ikui and K. Matsuo. Investigations of the aerodynamic characteristics of the shock tubes: (part 1, the effects of tube diameter on the tube performance). *Bulletin of Japan Society of Mechanical Engineers*, 12:774–782, 1969.
- [9] S. A. Pakdaman, M. Garcia, E. Teh, D. Lincoln, M. Trivedi, M. Alves, and C. Johansen. Diaphragm opening effects on shock wave formation and acceleration in a rectangular cross section channel. *Shock Waves*, 26(6):799–813, Nov 2016.
- [10] T. Ikui and K. Matsuo. Investigations of the aerodynamic characteristics of the shock tubes: (part 2, on the formation of shock waves). *Bulletin of Japan Society of Mechanical Engineers*, 12:783–792, 1969.

- [11] S. Kobayashi and T. Adachi. Visualization of shock-wave formation processes during shock reflection at obstacles with multiple steps. *Experiments in Fluids*, 36(2):294–298, Feb 2004.
- [12] S. Matsuo, M. Mohammad, S. Nakano, T. Setoguchi, and H. D. Kim. Effect of a diaphragm rupture process on flow characteristics in a shock tube using dried cellophane. In *Proceedings of the International Conference on Mechanical Engineering 2007*, 2007.
- [13] D. R. White. Influence of diaphragm opening time on shock-tube flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 4(6):585–599, 1958.
- [14] Q. Duan, H. Xiao, W. Gao, X. Shen, Q. Wang, and J. Sun. Experimental investigation on shock waves generated by pressurized gas release through a tube. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 36:39 – 44, 2015.
- [15] A. S. Chizhikov. On determination of test time in a shock tube. *Instruments and Experimental Techniques*, 51(5):748–752, Sep 2008.
- [16] L. W. McKeen. *14 - Renewable Resource and Biodegradable Polymers*, pages 353 – 378. Plastics Design Library. William Andrew Publishing, Boston, third edition edition, 2012.
- [17] H. Wu. Towards practical application of paper based printed circuits: Capillarity effectively enhances conductivity of the thermoplastic electrically conductive adhesives. *Scientific Reports*, 4:6275, 2014.
- [18] M. Brouillette. Shock waves at microscales. *Shock Waves*, 13(1):3–12, Jul 2003.
- [19] S. Kitajima, Iwamoto J., and Tamura E. A study on the behavior of shock wave and vortex ring discharged from a pipe. In *Proceedings of the 10 th International Conference on Fluid Control, Measurements and Visualization FLUCOME 2009*, 2009.
- [20] Y. Nagura, J. Kasahara, and A. Matsuo. Multi-frame visualization for detonation wave diffraction. *Shock Waves*, 26(5):645–656, Sep 2016.
- [21] P. Gaetani, A. Guardone, and G. Persico. Shock tube flows past partially opened diaphragms. *Journal of Fluid Mechanics*, 602:267–286, 2008.
- [22] L. E. Kinsler and A. R. Frey. *Fundamentals of Acoustics*. Wiley, 4th edition edition, 1999.
- [23] J. Fodor V. E. Balas and A. R. Várkonyi-Kóczy. *New Concepts and Applications in Soft Computing*. Number 417 in Studies in Computational Intelligence. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [24] J. H. Arakeri, D. Das, A. Krothapalli, and L. Lourenco. Vortex ring formation at the open end of a shock tube: A particle image velocimetry study. *Physics of Fluids*, 16(4):1008–1019, 2004.