

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
DEPARTAMENTO DE FISICA



**MODELO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE
ESTALLIDO Y EMISIÓN ACÚSTICA EN VOLCANES.**

CLAUDIA PAZ SÁNCHEZ ÁLVAREZ

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



**MODELO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE
ESTALLIDO Y EMISIÓN ACÚSTICA EN VOLCANES.**

CLAUDIA PAZ SÁNCHEZ ÁLVAREZ

Profesor Guía: Dr. Francisco Melo Hurtado

Profesor Co-Director: Dra. Valérie Vidal

TESIS PARA OPTAR AL TÍTULO DE DOCTOR EN CIENCIAS MENCIÓN FÍSICA

SANTIAGO DE CHILE

MARZO 2015

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
DEPARTAMENTO DE FISICA



**MODELO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE
ESTALLIDO
Y EMISIÓN ACÚSTICA EN VOLCANES**

CLAUDIA PAZ SÁNCHEZ ÁLVAREZ

Profesor Guía : Dr. Francisco Melo

Profesores Comisión : Dra. Valérie Vidal

: Dr. Belfor Galaz

: Dr. Germán Varas

: Dr. Iaroslav Ispolatov

TESIS PARA OPTAR AL TÍTULO DE DOCTOR EN CIENCIAS MENCIÓN FÍSICA

SANTIAGO DE CHILE

MARZO 2015

“MODELO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE ESTALLIDO
Y EMISIÓN ACÚSTICA EN VOLCANES”.

Trabajo de Graduación presentado a la Facultad de Ciencia, en cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para optar al título de Doctor en Ciencias mención Física

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE

SANTIAGO DE CHILE

MARZO 2015

“ MODELO EXPERIMENTAL DE LA DINÁMICA DE EXPLOSIÓN Y EMISIÓN
ACÚSTICA EN VOLCANES”.

CLAUDIA PAZ SÁNCHEZ ÁLVAREZ

Este trabajo de graduación fue preparado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Francisco Melo H., del Departamento de Física y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora del candidato, Dr. Valérie Vidal, Dr. Belfor Galaz Donoso, Dr. Germán Varas y Dr. Iaroslav Ispolatov.

.....
Dra. Valérie Vidal

.....
Dr. Germán Varas

.....
Dr. Belfor Galaz Donoso

.....
Dr. Iaroslav Ispolatov

.....
Yolanda Vargas
Directora

.....
Dr. Francisco Melo
Profesor Guía

Contenido

1	Introducción general	4
1.1	Problemática geofísica	4
1.2	Ondas acústicas en volcanes	7
1.3	Plan del manuscrito	9
2	Motivación y Estado del Arte	11
2.1	Observaciones en volcanes: Infrasonidos	12
2.2	Procesos físicos que producen sonidos en volcanes	13
2.2.1	Jet noise	14
2.2.2	Explosión dentro del fluido: Tremores	15
2.2.3	Burbujas	16
2.2.3.1	Vibraciones en un fluido	16
2.2.3.2	Oscilaciones en superficie	17
2.2.3.3	Explosiones	17
2.3	Resonancia	19
2.3.1	Resonancia de Helmholtz	21
2.3.2	Resonancia Longitudinal	21
2.4	Trabajos anteriores: modelos experimentales de resonadores	23
2.4.1	Dispositivo experimental	23
2.4.2	Frecuencia de la onda	24
2.4.3	Amplitud teórica de la onda	26
2.4.4	Problema del tiempo de ruptura	27
2.4.5	Energía acústica	28
2.5	¿Qué hay que entender?	29

3	Regímenes no-lineales	31
3.1	Introducción	32
3.2	Dispositivo experimental	33
3.2.1	Membrana elástica	34
3.2.2	Influencia de la sobrepresión	35
3.2.3	Control del tiempo de ruptura	36
3.3	Forma de la onda acústica	39
3.3.1	Amplitud dentro del tubo: transición	41
3.3.2	Amplitud afuera : teoría de Lighthill	42
3.3.3	Contenido Frecuencial	44
3.4	Energía Acústica	46
3.4.1	Energía de la señal afuera	46
3.4.2	Mecanismos de pérdida de energía	49
3.4.3	Influencia del tiempo de ruptura	52
4	Efectos de la membrana en la acústica	55
4.1	Montaje Experimental	56
4.2	Señales acústicas en función del tiempo de ruptura	56
4.2.1	Tiempo de caída de presión y tiempo de ruptura	56
4.2.2	Onda en la membrana	59
4.3	Diferentes dinámicas de apertura	60
4.3.1	Dinámica rápida de apertura	60
4.3.2	Piercing en la membrana	64
4.3.3	Ruptura de la membrana en dos pasos	66
4.4	Onda transversal y dinámica de fractura	67
4.5	¿Cómo afecta a la señal acústica el tiempo de ruptura?	71
4.5.1	Forma de la onda acústica	71
4.5.2	Amplitud de la onda acústica	73
4.5.3	Contenido frecuencial	75
4.6	Conclusión	77
5	Ondas Sísmicas	78
5.1	Motivación	78
5.2	Dispositivo experimental	79

<i>CONTENIDO</i>	3
5.3 Propagación de la onda	81
5.4 Conclusión	85
6 Conclusión	87
A Anexo	89
A.1 Cálculo de la relación energía total y el primer peak	89
B Anexo	91
B.1 Mecanismos posibles para la repartición de la energía en los modos	91
B.1.1 Helmholtz	91
B.1.2 Modos laterales	92
B.1.3 No-linealidades	92
C Anexo	96
C.1 Ondas de Choque	96
C.1.1 SPL	97
C.1.1.1 Ondas de choque en tubos	98
C.1.2 Régimen de onda de choque débil	99
C.2 No linealidades	99
D Anexo	102

Capitulo 1

Introducción

Contents

1.1	Problemática geofísica	4
1.2	Ondas acústicas en volcanes	7
1.3	Plan del manuscrito	9

1.1 Problemática geofísica

Los volcanes son una manifestación de la naturaleza dinámica de nuestro planeta. Debido al constante movimiento de la corteza terrestre, los volcanes están en todas partes del mundo y sobre todo donde existen la intersección de dos placas tectónicas debido (mayoritariamente) a la subducción entre ellas. La actividad de un volcán es extremadamente compleja y distintas variables pueden afectar su actividad y las consecuencias que puede traer.

Los vulcanólogos tratan de predecir mediante el estudio de los cambios en la actividad volcánica, la característica de erupción y para ello observan los diferentes factores que pueden influir en el proceso volcánico. Tener un acceso real de la viscosidad del magma, la geometría del conducto volcánico o la sobrepresión implicada, es muy difícil o casi imposible para muchos volcanes, ya que no se pueden visualizar de manera directa o con mediciones insitu. Por lo que con la ayuda de las mediciones de señales acústicas y sísmicas, o una complejo acoplamiento entre las dos, se puede tener más información de los procesos eruptivos.

Después de Indonesia, Chile tiene la mayor cantidad de volcanes activos del planeta. Dentro de su territorio más 2000 volcanes, de los cuales 91 son activos y sólo 43 de ellos son monitoreados

continuamente. Un ejemplo de volcán con constante actividad es el Villarrica, que entre los años 1585-1985 ha registrado más de 60 erupciones importantes y es clasificado como el volcán más activo de toda la cordillera de los Andes [1].

El Volcán Villarica es un estratovolcán con una forma cónica casi perfecta, teniendo una altura de 2.847 msnm (metros sobre el nivel del mar) y el diámetro del cráter es de aproximadamente 400 m². En el conducto volcánico, se puede ver el magma en un rango de 30-40 metros de profundidad, que puede variar. Este volcán está monitoreado constantemente, debido que es un permanente riesgo por la cercanía de localidades densamente pobladas. Un registro periódico de su actividad es primordial para entender y anticipar los peligros inherentes a este tipo de fenómenos, tales como temblores (sismos producidos por volcanes) y emisiones acústicas. Durante Febrero - Marzo del 2015, el Villarrica, se mantuvo en alerta amarilla-roja. Enormes burbujas de gases explotaron, eyectando salpicaduras de lava hacia el exterior (Fig.1.1), que hizo evacuar de las cercanías a las personas. Este tipo de actividad se llama estromboliana y lleva el nombre por el volcán italiano Stromboli, icónico de este tipo de actividad, que se caracteriza por un magma fluido, en el que gases suben a la superficie y forman burbujas que explotan en intervalos regulares de tiempo.

Existen diferentes factores que controlan el tipo de dinámica eruptiva. La cantidad de gas en el magma [[2]], en particular rige la reología, principalmente debido a los cambios de la viscosidad [3]. En consecuencia, y por un lado, sistemas volcánicos con magmas de viscosidad relativamente baja (entre 1 y 10³ Pas), presentan erupciones de tipo efusivas. Por otro lado a viscosidades grandes (> 10⁶ Pas) la tendencia eruptiva es más bien explosiva. A veces el mismo volcán, a cortos tiempos, puede tener diferentes dinámicas eruptivas, y es exclusivamente controlado por la viscosidad del magma [3].

Se observa que existe una variación en la actividad eruptiva en algunos volcanes, que puede alternar en diferentes regímenes debido a cambios de la viscosidad. En particular, el volcán Stromboli, está descrito como una erupción intermitente [4]. La intermitencia se llama así cuando el sistema alterna de un estado "off", identificado como una desgasificación continua (caracterizado con un temblor volcánico) y un estado "on", que está enmarcado por un periodo de actividad importante con las explosiones. Aún así cuando este intercambio es rápido y de forma aleatoria, existen parámetros que lo controlan.

Los procesos de desgasificación adquieren una real importancia en la determinación del estilo de erupción [5, 6, 7, 3]. El magma contiene gases disueltos (principalmente; H₂O, CO₂ y SO₂).



Figura 1.1: Volcán Villarrica, Chile. Alerta amarilla 06/02-07/02 de 2015, el volcán registro erupciones tipo estrombolianas, evidenciando una gran burbuja que explotaba en el cráter del volcán. El diámetro de la burbuja es de 4.8m, alcanzando salpicaduras de lava hasta alturas de 45m (POVI. Proyecto de observación Villarrica internet)

La descompresión durante el ascenso a la superficie hay nucleación de burbujas (ver Fig.1.3a). Si el magma tiene una gran viscosidad, el gas formado puede filtrar ; en este caso, el magma, que se puede considerar como un medio poroso y/o de fractura [3, 8, 9]. Por otro lado, si el magma tiene una viscosidad baja, se puede considerar; como fluido viscoso; por medio de degasamiento de la presión, se forman burbujas que suben através de él por el conducto volcánico. Esas burbujas pueden tener forma "normal", o ser la consecuencia de una coalescencia de muchas burbujas pequeñas [10] que nuclea una burbuja de forma alargada llamada *slug* , que produce grandes explosiones en superficie (ver Fig.1.2). La formación de estos *slugs* depende de la velocidad con que las burbujas suben por el magma [7, 3], la geomtría de la cámara magmática [11] y la geometría del conducto [12].

La problemática de los vulcanólogos es la predicción de la erupción volcánica , y de su nivel de explosividad. Cada erupción volcánica lleva consigo peligros inherentes a su actividad y a las ciudades pobladas que se encuentran alrededor. Las mediciones de señales sísmicas y acústicas, son los métodos utilizados por los vulcanólogos para entender el proceso de erupción. Todos los parámetros que cuantifican la actividad volcánica son difíciles de estimar para los vulcanólogos, por lo que recurren a modelos teóricos y - en particular, de inversión de onda - para poder estimarlos. Desde hace más de dos décadas, además de los datos sísmicos, los vulcanólogos han empleado técnicas de medición acústicas, en la medida de poder monitorear los eventos y entender la característica y

dinámica eruptiva de un volcán y así, poder anticiparse a alguna catástrofe.

1.2 Ondas acústicas en volcanes

Los volcanes, tienen un amplio espectro de sonidos, con grandes explosiones y tremores al final de rango infrasónico (0.1Hz hasta 20-30Hz) y a pequeña escala un “jet” y silbidos de fumarolas en el rango audible. Sin embargo, debido a que los volcanes tienen grandes escalas espaciales, la mayoría irradia la potencia acústica en longitudes de onda larga. Mediante la relación $c = \lambda f$, donde λ (m) es la longitud de onda, c la velocidad del sonido ($c = 340\text{m/s}$ en la atmósfera terrestre) y f la frecuencia (Hz), se deduce que las frecuencias corresponden al rango infrasónico, que se atribuyen a escalas de metros o aún más grandes. Los sonidos audibles en el volcán son apenas una pequeña parte de la verdadera energía que puede emitir a frecuencias infrasónicas. Por ejemplo, los sonidos de explosiones estrombolianas registradas cerca de rejillas de ventilación tienen frecuencias entre 1Hz a 10Hz [13], con una gama de ocho órdenes de magnitud en la intensidad acústica. Por lo que el infrasonido se genera de manera eficiente para procesos de gran escala y pueden viajar a través de la atmósfera a grandes distancias (1000 km), con poca atenuación.



Figura 1.2: Explosión de un slug (burbuja de gas gigante) en el volcán Etna, Italia, 2001 (T. Pfeiffer; www.decadevolcano.net).

Por otro lado, las señales sísmicas son superposiciones complejas de efectos de la fuente (movimiento de lava en la cámara magmática por ejemplo) y de la propagación de un medio fuertemente difusivo [14]. Al interpretar las señales sísmicas se necesitan modelos de inversión, y además las ondas pueden estar afectadas por inhomogeneidades del terreno, lo que hace difícil de interpretar, por lo que los sismólogos utilizan la triangulación para poder detectar la fuente de la onda.

Al contrario, las ondas acústicas producidas por erupciones volcánicas, pueden ser propagadas varios kilómetros desde su fuente de origen sin disipación o difusión importantes. Eso permite su monitoreo a distancias largas del volcán, sin demasiada pérdida de información [15], por lo que

el análisis de las señales acústicas emitidas por volcanes es cada vez más estudiada. Un ejemplo de señales infrasónicas registradas del volcán Stromboli, Italia, en 1994, es presentado en la Fig.1.3b, [6]. Se muestra la repetitividad de la señal infrasónica, con un periodo de 1s para dos estaciones de monitoreo a diferentes distancias de la fuente. Se puede verificar que la misma onda es registrada en ambas estaciones, con un delay correspondiente a su velocidad de propagación, siendo $c = 340\text{m/s}$ (25°C). Este caso es típico de una actividad periódica del volcán, marcada por la sucesiva explosión de burbujas (desgasificación continua) en la superficie del magma. El análisis de las señales acústicas, entonces, permite una relación directa con el proceso de emisión del gas. Se puede notar que las ondas infrasónicas correspondiente a la explosión de una sola burbuja, en el caso del Stromboli y para otros volcanes también (Fig.1.3c), son muy similares a la onda producida por el estallido de un globo llamada onda N, llamadas así por su forma [16].

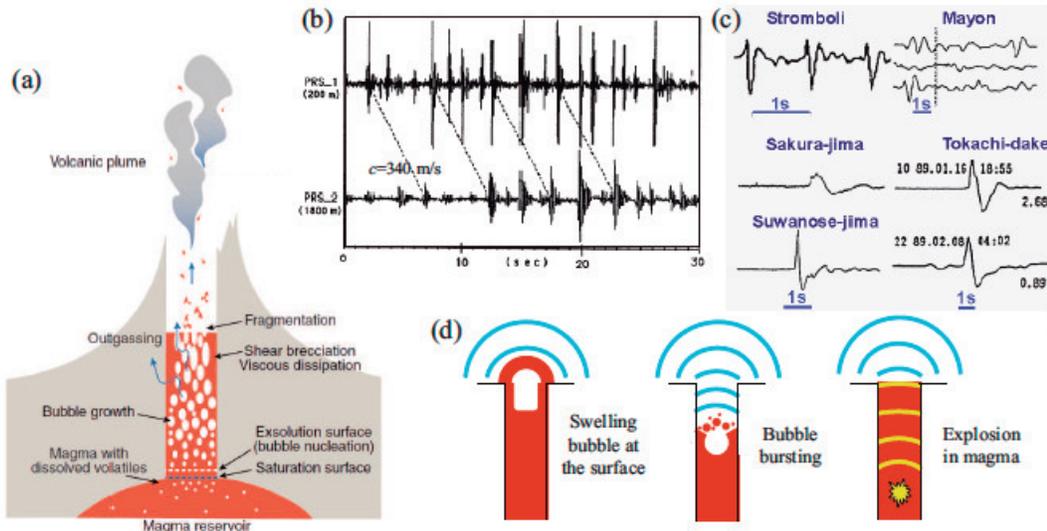


Figura 1.3: (a) Ilustración de la dinámica de volcán [Gonnermann & Manga, (2007)]. (b) Emisión acústica cuasi-periódica del volcán Stromboli, Italia [Ripepe et al., 1996]. (c) Forma de la onda acústica de los volcanes Stromboli (Italia), Mayon (Filipinas), Sakurajima y Suwanose-jima (Japón) [Kato et al., 1999]. (d) Diferentes modelos que explican la señal acústica del Stromboli (cortesía M. Ichihara): (izquierda) oscilaciones del “slug” en la superficie [Vergnolle & Brandeis, 1996 ; Vergnolle et al., 1996]; (centro) explosión de una burbuja en el conducto volcánico [Ripepe et al., 2001]; (derecha) explosión a cierta profundidad del conducto magmático [Buckingham and Garcés, 1996].

El origen de las señales acústicas aún es un tema a debatir. Sobre ciertos volcanes como

el Erebus en la Antártica, la visualización directa del cráter permite asociar las señales acústicas a la explosión de burbujas en la superficie de lagos de lava en la cima de este [15] [17] [?]. Estas observaciones son posibles cuando no es peligroso acercarse al cráter y cuando el nivel del magma permite una visualización directa del estallido de las burbujas. Diferentes modelos son propuestos para entender la forma de la onda acústica registradas en (Fig.1.3d): la vibración del slug (burbuja de gas gigante) antes de llegar a la superficie, el estallido de una burbuja en la superficie del magma, dentro del conducto volcánico; o una explosión a cierta profundidad dentro la columna magmática. Las burbujas, entonces juegan un papel importante en la generación de señales, o más generalmente, en la onda de presión emitida a la atmósfera [12] [18]. Uno de los parámetros importantes para entender la formación y dinámica de estas burbujas es la sobrepresión antes de que estas estallen y el vínculo con la señal acústica que generan. Es importante entender, a partir de la señal acústica, las propiedades de la burbuja, ya que son ellas la que generan la explosividad los volcanes de tipo strombolianos.

1.3 Plan del manuscrito

La idea de este trabajo de Tesis es poder entender, mediante mediciones acústicas, la dinámica de un tipo de erupción volcánica y así más adelante poder contribuir a los posibles riesgos existentes en estos fenómenos. Por lo que, el estudio experimental de fenómenos físicos en aplicaciones como éstas, constituyen una buena aproximación para comparar y entender las observaciones en terreno, que pueden predecir a corto o largo plazo, la dinámica de una erupción volcánica. Si bien la comparación entre estos sistemas (volcanes en erupción) y los experimentos en el laboratorio son bastantes diferentes, se trata de reproducir lo más fielmente las observaciones originales para comprender estos fenómenos. En el laboratorio, se escala el problema y se simplifica al máximo los parámetros involucrados para focalizarse en un mecanismo físico - aquí, la emisión de sonido.

Para empezar, se entregará al lector referencias sobre los tipos de volcanes y sus características eruptivas, enfocado a un tipo llamada Estromboliana, que es la que se desea modelar como tipo de resonador acústico. Además se hará una revisión del estado del arte de los problemas físicos involucrados en la dinámica de los volcanes. Experimentos y teoría asociados a estos fenómenos naturales que se han desarrollado en las últimas décadas debido al reciente aumento de la calidad de mediciones en terreno de las señales infrasónicas.

A continuación, en la primera parte del trabajo (Capítulo 3), se estudiará la propagación de

ondas acústicas que se generan debido a la repentina explosión de una burbuja con sobrepresión fija dentro de un modelo experimental de conducto volcánico. En particular se analizará, a escala del laboratorio, la transición entre un régimen de acústica lineal y la aparición de non-linealidades. ¿Qué pasa cuando en nuestro sistema las sobrepresiones pueden alcanzar varios kiloPascales o llegar a la presión atmosférica?. ¿Cómo podemos saber el comportamiento de la presión al interior de nuestro sistema sólo midiendo el valor de la señal acústica afuera de este sistema?

En la segunda parte del trabajo (Capítulo 4), se orientará en el efecto de la dinámica de ruptura de la burbuja sobre la señal acústica. ¿Qué pasa cuando el tiempo de ruptura de la burbuja es grande, debido al cambio de deformación de ella, ya sea por la sobrepresión o por la deformación inicial?. Puede la onda acústica evidenciar el cambio en este tiempo característico?. Nos focalizaremos en la generación, para tiempo de ruptura largos, de una onda elástica que se propaga en la “cabeza” de la burbuja, y genera una onda acústica adicional.

A demás, cuando la burbuja estalla, puede producir ondas superficiales alrededor de ella si esta confinado en un sólido. El sistema resonante puede emitir onda "sísmica" que se propaga dentro el sólido?. El capítulo 4 presenta un experimento exploratorio, con la idea de conectar la señal acústica que se puede obtener con la señal sísmica que puede propagar.

Finalmente, la última parte del manuscrito llevará al lector a concluir respecto a las problemáticas existentes y las perspectivas respecto a trabajos futuros relacionados al campo de la geofísica. Se adjuntará los artículos publicados de cada trabajo, y los trabajos anexos de cálculos de energía, largos efectivos del tubo y modelos para la presión dentro de la cavidad.

Capitulo 2

Motivación y Estado del Arte

Contents

2.1	Observaciones en volcanes: Infrasonidos	12
2.2	Procesos físicos que producen sonidos en volcanes	13
2.2.1	Jet noise	14
2.2.2	Explosión dentro del fluido: Tremores	15
2.2.3	Burbujas	16
2.3	Resonancia	19
2.3.1	Resonancia de Helmholtz	21
2.3.2	Resonancia Longitudinal	21
2.4	Trabajos anteriores: modelos experimentales de resonadores	23
2.4.1	Dispositivo experimental	23
2.4.2	Frecuencia de la onda	24
2.4.3	Amplitud teórica de la onda	26
2.4.4	Problema del tiempo de ruptura	27
2.4.5	Energía acústica	28
2.5	¿Qué hay que entender?	29

Las señales acústicas son fluctuaciones de la presión inducidas por inestabilidades del movimiento del fluido, y pueden ser generadas en volcanes por diversos procesos; llendo desde un discreto impacto en el suelo, hasta el eco de los armónicos del conducto volcánico; através de las impulsivas explosiones Estrombolianas (magma de baja viscosidad) y Vulcanianas, y terminando con ruido jet para las erupciones Subpliniana y Pliniana (viscosidades más altas).

Los diferentes procesos por lo que puede pasar un volcán se enmarcan en cuanta es la energía que puede liberar. Haciendo una comparación, el ruido de un mosquito cerca de el oído humano genera un sonido que en promedio es de $20\mu\text{Pa}$ ($20 \times 10^{-6}\text{Pa}$). En contraste, grandes erupciones pueden producir un peak de sobrepresión de 100 Pa a varios kilómetros de distancia. Los volcanes tienden a producir sonidos con bajas frecuencias (f), o largos períodos (T). Los seres humanos podemos oír en el rango de 20-20.000 ciclos por segundo (Hz). Sobre 20.000 Hz es llamada ultrasonido, famoso por la ecolocación de la ballenas y murciélagos, y por otro lado, bajo los 20Hz es un infrasonido.

El volcán Stromboli es uno de los volcanes más estudiados en el mundo debido a su continua actividad. Este evidencia que en la superficie del magma se producen explosiones de burbujas de gran tamaño, del orden de 1-10m de diámetro [10]. Uno de los parámetros clave para entender este comportamiento eruptivo es la estimación de la sobrepresión ΔP dentro de la burbuja antes de su explosión, que puede ocurrir ya sea en la superficie del volcán o en el interior del conducto. Esta cuantificación, sin embargo, sigue siendo un gran desafío para los vulcanólogos y sólo se estudia por medio de modelos de inversión acústica. Por otro lado, la presión del gas en el interior de las burbujas volcánicas puede variar fuertemente y, a veces superar la presión atmosférica por hasta varios MPa [19], exhibiendo regímenes acústicos no lineales.

En este capítulo, se introducirá los procesos físicos que se involucran en como un volcán puede producir sonidos mediante una erupción. En particular el estudio de las señales infrasónicas que se pueden medir y modelar cuando un volcán emite sonidos armónicos producto de la explosión de una burbuja que estalla, debida la sobrepresión en el conducto.

2.1 Observaciones en volcanes: Infrasonidos

Ondas de infrasonido producida por volcanes activos, entregan valiosa información sobre la dinámica de erupción. El fuerte infrasonido que puede producir un volcán al tener alguna actividad eruptiva, ha sido estudiado desde hace varios años, llevándose a cabo diferentes enfoques en el estudio: 1) la

dinámica de erupción, 2) la vigilancia de volcanes activos, con el fin de mitigar los posibles riesgos de este y 3) el sondeo en la atmósfera. La idea es entender la física que hay detrás de éstos fenómenos, localizando diversos tipos de fuentes infrasónicas, estudiando las distintas geometrías de un volcán, inferir la ventilación (desgasificación) y/o cuantificar el flujo saliente del material volcánico.

La comparación de señales de diferentes tipos (acústica, sísmica) es interesante para inferir el comportamiento del volcán (Fig.2.1) Las ondas infrasónicas no son difícil de interpretar, en cambio, las ondas sísmicas, debido al medio altamente disperso que en la cual se propagan, la información es más difícil tratar. A diferencia de la sismología de un volcán, el infrasonido es una medida directa de la aceleración de los gases y por lo tanto es una herramienta más consistente para comprender la dinámica de la fuente de desgasificación [20].

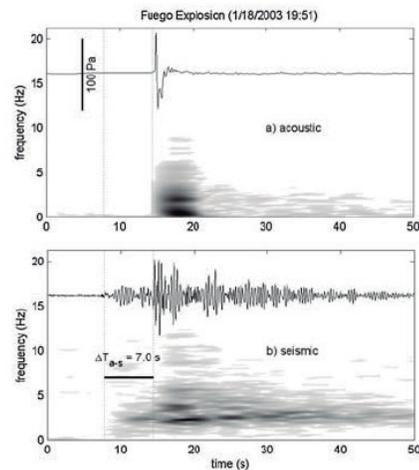


Figura 2.1: a) Infrasonido y b) señal sísmica con espectrogramas de una erupción característica del volcán Fuego, Guatemala [20].

Para cortas distancias de medición, la atmósfera es casi homogénea e isótropa, por lo que las ondas de presión infrasónicas son bastante representativas de lo que está ocurriendo con la fuente y los procesos que ocurren en el interior del volcán.

2.2 Procesos físicos que producen sonidos en volcanes

La diversidad de procesos físicos que pueden generar señales acústicas, ya sea por medio de desgasificación y/o procesos de dinámica de fluidos en volcanes, produce una rica variedad de señales acústicas, lo que se hace complicado, ya que a veces un volcán puede tener distintos mecanismos eruptivos en un corto periodo de tiempo.

Se presenta a continuación una revisión de los procesos físicos que se pueden producir algunos tipos de erupciones estudiadas mediante las señales acústicas, en particular emisiones infrasónicas.

2.2.1 Jet noise

Volcanes con un tipo de actividad Pliniana y Vulcaniana con altas viscosidades de magma, como el Mount St. Helens, en USA y el Tungurahua, Ecuador, emiten un infrasonido que es detectado a varios kilómetros desde su fuente. Este sonido creado en la erupción es el resultado de la turbulencia y la fricción creada por los gases calientes acelerados hacia arriba del conducto volcánico y que finalmente escapan a través de la chimenea volcánica hacia la superficie. Este tipo de ruido se comporta, a bajas frecuencias, al igual que el sonido que producen los aviones, *jet noise* [21] [22]. Se ha observado a frecuencias bajas (<20 Hz) señales infrasónicas creados por estos chorros de gas y cuando se aceleran al alcance del oído humano, estas señales se escuchaban notablemente en la distribución de frecuencias de sonido que proviene de un jumbo Boeing 747. Matoza et al., en el

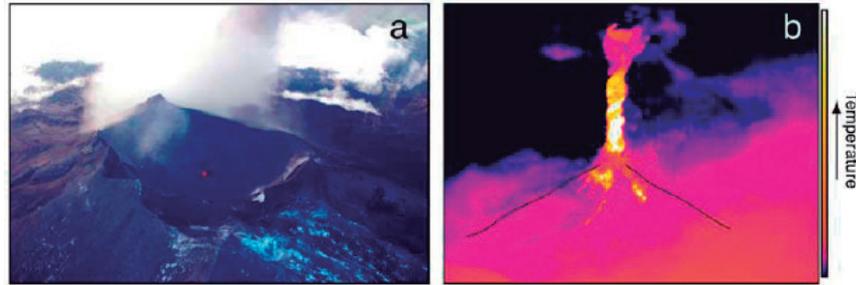


Figura 2.2: Erupción jet del volcán Tungurahua. a) Vista aérea del cráter del volcán. El diámetro se estima de 300m a 400m. b) Imagen infrarroja de la erupción jet del volcán. La parte incandescente del chorro alcanza una altura del orden 1.8 a 1.9 km por encima de la rejilla de ventilación [Matoza et al., 2009].

2009 [21] propuso que las señales infrasónicas de larga duración eran producto de un jet turbulento de mezcla de gas de cenizas en una erupción jet a gran escala (>300m de diámetro) en el volcán Tungurahua (Fig.2.2). Las frecuencias acústicas con que el ruido jet es radiado están escaladas con el número Strouhal que está relacionada con el escala de la longitud del chorro (en particular con el diámetro). La actividad del chorro en la parte inferior de la columna de erupción es de diámetro grande en comparación con la escala típica.

$$S_t = \frac{f D_i}{U_i}, \quad (2.1)$$

donde f es el peak de la frecuencia del *jet noise*, D_i es el diámetro del jet y U_i es la velocidad del jet.

En el laboratorio y con modelos, se comparó los sonidos creados por un *jet noise* en el volcán,

con experimentos de chorros de aire puro [23] [22]. Aunque los espectros eran muy parecidos, existen complejidades adicionales, debido a la mezcla entre partículas sólidas y gotas de líquido, las temperaturas muy altas y la geometría del cráter.

2.2.2 Explosión dentro del fluido: Tremores

Un tremor es un tipo de terremoto característico de los volcanes, causado por el movimiento del magma. Un tipo de tremor armónico llamado "sopleteo", cuando es acompañado de pulsos acústicos es común en varios volcanes, donde su peak de frecuencia fundamental esta al rededor de 1 Hz, con armónicos bien definidos. Este tremor armónico se observa en el volcán Karymsky (Rusia), Arenal (Costa Rica), Sangay (Ecuador), Reventador,(Ecuador) y en otros volcanes [24] [25] [25]. Este tremor, se da a entender como una sucesión de pulsos de presión en la superficie y también como los modos de resonancia de conductos llenos de fluido (magma) [26] [27].

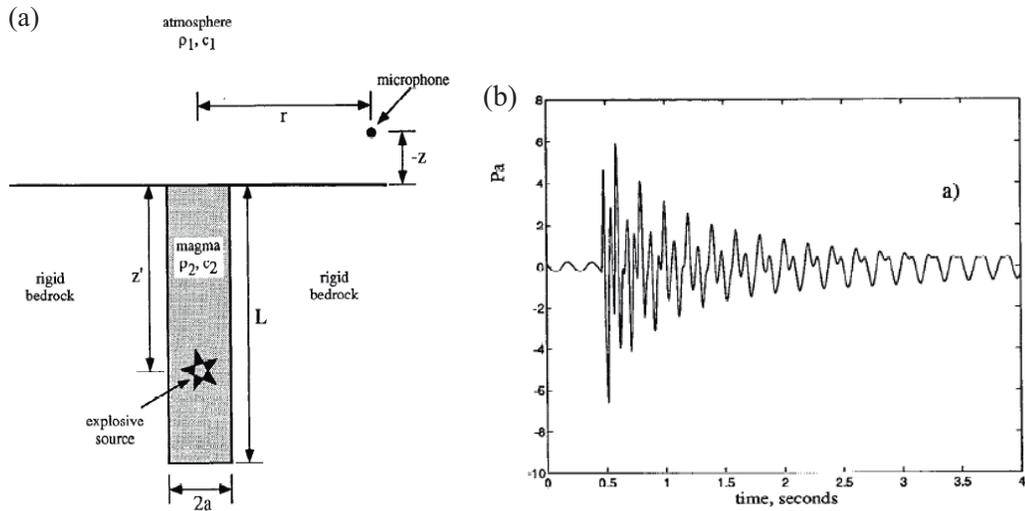


Figura 2.3: Modelo de explosión dentro de un volcán [26](a) Esquema del modelo de la cámara y conducto volcánico. (b) Forma de onda en el modelo de [Buckingham & Garcés, 1996].

Algunos modelos predicen que infrasonidos se producen por tremores volcánicos en lo profundo del conducto volcánico [28]. La resonancia de Garcés & McNutt en 1997 es la resonancia producida por el conducto volcánico (lleno de magma) y puede ser producto del movimiento del magma. En la figura 2.3a el modelo simple de la estructura del volcán, postula que el conducto es cilíndrico lleno de fluido de magma y sus paredes son rígidas y fijas. En fig 2.3b se muestra que el modelo es capaz de producir el frente de onda que tiene compresiones (con peak positivos) y

rarefacciones (peaks negativos).

2.2.3 Burbujas

Las burbujas juegan un papel importante en la naturaleza cuando emiten un sonido. La lluvia, por ejemplo, produce sonido al vibrar al caer en un charco de agua y una burbuja cuando estalla también produce un sonido que el humano puede escuchar. En volcanes, por medio de desgasificación continua o una burbuja gigante que explota, se puede producir un sonido que los volcanólogos son capaces de medir. Se observa que las burbujas juegan de modo general, un papel fundamental en la generación de señales acústicas o más generalmente, en las onda de presión [29][12] [18], antes y/o después de la explosión de ella.

En esta sección se describirán algunos mecanismos físicos, por los cuales las burbujas son capaces de emitir un sonido.

2.2.3.1 Vibraciones en un fluido

En 1933, M. Minnaert publicó un paper sobre *Burbujas musicales de aire y sonidos en corriente de agua*. Se observó que cuando burbujas de aire de 3 a 6 mm se inyectaron en agua (medio infinito), emiten un sonido a una frecuencia de alrededor de 2 kHz, es decir, en el rango audible [?]. Debido a que cada gota produce una pequeña cavidad en el agua cuando cae, que luego se cierra, y produce un sonido como un resonador con paredes rígidas.

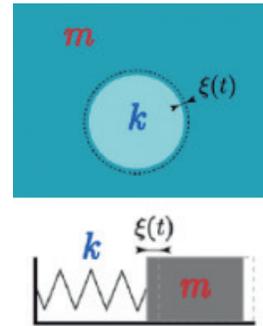


Figura 2.4: Modelo de oscilador armónico para una burbuja oscilando [k constante de rigidez, m masa del resorte, ξ desplazamiento de la oscilación]

La frecuencia de esta burbuja está dada por la frecuencia de Minnaert que esta descrita para una sola burbuja en un dominio infinito de agua (despreciando los efectos de la tensión superficial y la atenuación viscosa). La frecuencia esta dada por:

$$f = \frac{1}{2\pi a} \left(\frac{3\gamma p_A}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

donde a es el radio de la burbuja, p_A la presión atmosférica, ρ la densidad del agua y γ una constante. El valor de la frecuencia fué una sorpresa, ya que el modelo estándar para cavidades con una frontera

sólida predice una resonancia a 100 kHz, que no es audible. Acústicamente, el tamaño de la burbuja se puede determinar mediante el uso de la ecuación 2.2, conocida como la frecuencia natural de oscilación de la burbuja. Se puede entender el origen de esta resonancia a baja frecuencia con un modelo de oscilador armónico (Fig.2.4).

2.2.3.2 Oscilaciones en superficie

En volcanes, la vibración de un *slug* que llega a la superficie de un lago de lava, puede emitir infrasonidos de alrededor de 7Hz [10] [19]. La oscilación de la burbuja está regida principalmente por la sobrepresión dentro de ella. Al alcanzar la superficie, la burbuja se expande, pasa de su punto de equilibrio ("overshoot"), y empieza a oscilar (Fig.2.5b). Esta idea, surgió que la oscilación de la burbuja antes de la ruptura y de las ondas cinemáticas en la superficie de magma después de la explosión eran las fuentes acústicas más importantes en vez de la misma explosión de la burbuja. Se puede modelizar esta oscilación, utilizando un modelo numérico (cf. [10] [19]).

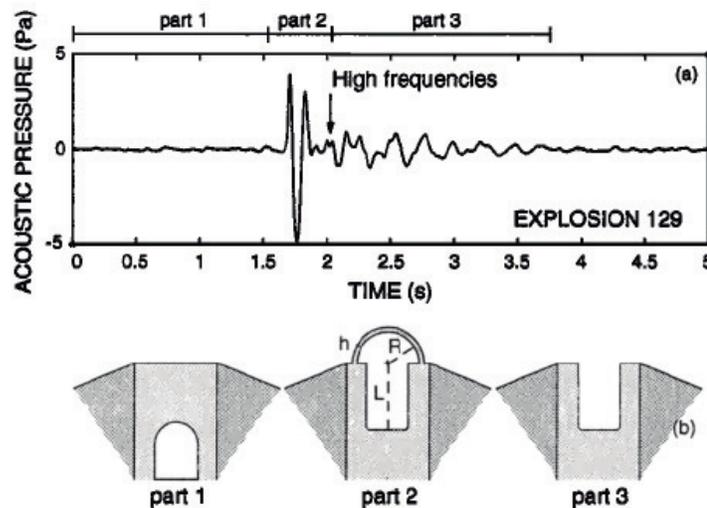


Figura 2.5: a) Señal acústica registrada en Stromboli [10]. b) modelo de Vergnolle et al. 1994 para explicar la generación de esta señal.

2.2.3.3 Explosiones

Otro mecanismo de emisión acústica es cuando la explosión de una burbuja en la superficie del magma dentro del conducto volcánico, es capaz de excitar la columna de aire que forma parte del conducto [30] [18]. Las ondas acústicas son producidas por el estallido de estas burbujas de gas de

órdenes que alcanzan los metros de tamaño, mientras que las ondas sísmicas son el resultado de las variaciones de presión, en la columna de la magma, asociado con el aumento del volumen de la burbuja de gas hacia la superficie [30] [12].

Experimentos de laboratorios y modelos mostraron la presencia de fluctuaciones de presión dentro y por encima del fluido en el conducto y la cámara magmática [30] (ver Fig.2.6). El slug al estallar por la sobrepresión se ha correlacionado con la profundidad donde el slug se forma [30], la duración de ascenso del slug [31] y el flujo de gas [32] y con la sobrepresión del slug [11]. En los modelos, todos los *slug* se generan a profundidades suficientes, así la profundidad no tiene ningún efecto en la sobrepresión al estallar, y sólo es estimada por el tamaño de la burbuja.

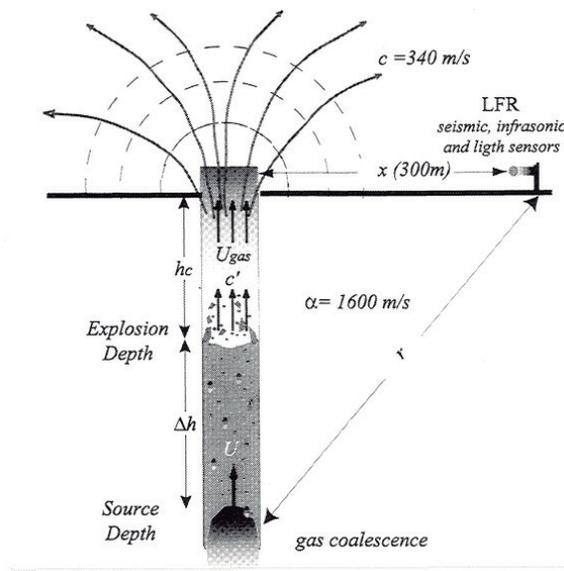


Figura 2.6: Modelo donde una burbuja explota dentro del conducto volcánico [30]. Δh es la profundidad de la fuente, U es la velocidad del movimiento en el magma del gas, h_c es la posición de la superficie libre del fluido que coincide con la profundidad de la explosión y U_c es la velocidad del frente creado por la presión del gas.

Además se estimó, las sobrepresiones que alcanzan algunas explosiones en el Stromboli [30], pero con modelos simples la variabilidad de las estimaciones eran muy distantes unas de otras. Entonces, debido a la geometría del conducto, puede existir resonancia de la onda acústica:

- dentro de la columna de magma (cf. sección 2.2.2)
- dentro de la columna de aire que hay por encima de la superficie del magma (modelo de Kobayashi [18]).

Estos fenómenos de resonancia pueden jugar un papel importante, y se van a estudiar con mayor detalle a continuación.

2.3 Resonancia

La resonancia acústica consiste en la interferencia constructiva de ecos, y de la natural respuesta de fluidos confinados. La resonancia acústica es similar a la idea de producir tonos armónicos con instrumentos musicales [33]. Este es un efecto inevitable en la mayoría de los sistemas volcánicos debido a su geometría (conducto volcánico y cámara magmática). Si la perturbación de la presión ocurre en algún volumen de fluido confinado, la energía acústica es parcialmente atrapada y el volumen resonante tiene su frecuencia natural propia. Como la energía elástica escapa desde esta región, el resultado es una señal sísmica y acústica con una resonancia y atenuación implícita características del volumen. Esto permite el modelamiento de la forma de la onda, tanto sísmica como acústica que puede ayudar a inferir la geomtría y la composición del fluido del resonador volcánico. Un ejemplo de ello se ve en la fig.2.7 del volcán Reventador, que muestra peaks regulares en su espectro de energía.

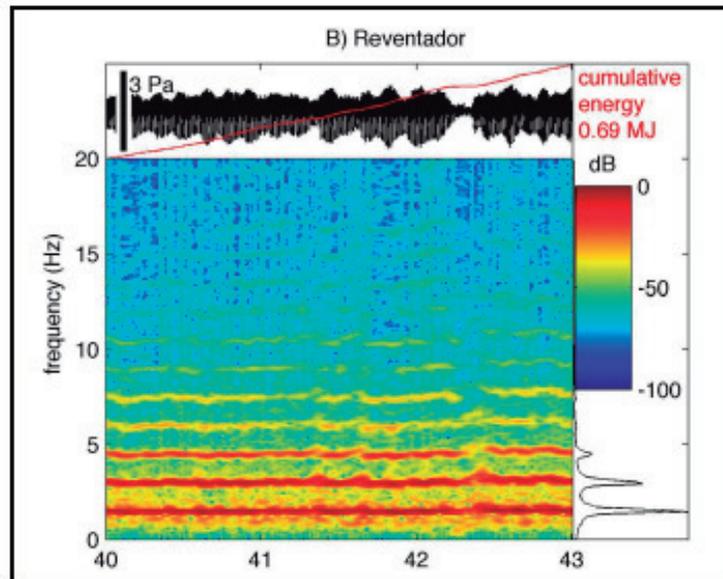


Figura 2.7: Volcán Reventador, Ecuador [34]. Se muestra la señal acústica completa para 30 minutos, la energía acumulada y el power spectrum. Se puede observar que existe una resonancia , debido a los peaks regulares en el espectro de energía.

Uno de los ejemplos más conocidos es el sonido del “pop” cuando se abre una botella de champagne: la presión dentro de la botella, inicialmente mayor que la presión afuera de ella, desciende cuando el corcho es liberado. Exitado por el cambio repentino de la presión, el volumen libre cerca del cuello de la botella resuena. En suma, la sobrepresión inicial es debida a una gran cantidad

de gas disuelto en el líquido, el cual una vez que la presión disminuyó, se escapa del sistema, como burbujas: al escuchar atentamente a una vaso de champagne, se puede oír el suave sonido generado por el estallido de cada pequeña burbuja en la superficie del líquido. En este caso, los resonadores son las burbujas en sí mismas.

Se postuló que los efectos de resonancia acústica eran importantes en la generación de sismicidad en volcanes [35]. Desde entonces se ha trabajado con las ondas de la interfaz sólido-fluido o por cracks que se producen por la propagación de ondas de pequeños volúmenes de fluido atrapados en un sólido. Hace décadas, la sismología del volcán identificaba eventos sísmicos de largo período como señales que pueden ser indicativo de estructuras volcánicas resonantes. Las primeras mediciones infrasónicas de un tremor armónico se realizaron en el volcán Sakurajima (Japón) en 1996 [36]. En la última década, debido al aumento de la calidad de medición de estas señales, se han registrado tremores armónicos en el infrasonido en volcanes de todo el mundo.

Con el propósito de tener una solución analítica manejable, se hicieron una gran cantidad de supuestos y simplificaciones, incluyendo que el conducto volcánico se modeliza como una simetría cilíndrica, se trata el conducto como sólido elástico acústicamente rígido, por lo que no propaga ondas sísmicas, dejan de lado los efectos de distorsión en la superficie del magma y hacen la suposición que el magma llega hasta el borde del conducto volcánico en la superficie del volcán, para así poder tratar como un pistón, con una impedancia infinita, la radiación del sonido a la atmósfera. La idealización geométrica de un cilindro fue parecida a la de Chouet en 1985 [37], con la particularidad de que el radiador era un movimiento de diafragma en la superficie del magma, que irradia sonido a la atmósfera. Esto demostró que las frecuencias infrasónicas ($<10\text{Hz}$) se propagan de forma esférica desde la apertura del conducto. Esto explicaría por que estas frecuencias son las que se registran con mayor facilidad en los sensores puestos en tierra. El modelo desarrollado por Garcés y McNutt (1997) y Garcés (1997,2000) [13, 38] considera eventualmente un conducto, compuesto de un número arbitrario de secciones dependiente de la profundidad, cada una especificada por 1) su radio, 2) las propiedades del material (viscosidad, c , ρ), y 3) la velocidad del fluido. El espectro de la onda contiene armónicos que evidencian la presencia de una fuente volumétrica de resonancia armónica que vibra en un modo acústico longitudinal [13].

En la siguiente sección se centra en los efectos de resonancia en volcanes. Nos focalizaremos especialmente en la resonancia producida cuando el cuerpo de una burbuja ocupa todo el diámetro

del cráter y al estallar actúa como un resonador acústico, lo que será nuestro punto de partida para el trabajo de tesis.

2.3.1 Resonancia de Helmholtz

Un resonador de Helmholtz es una cavidad de pared rígida conectada a la atmósfera a través de una abertura en forma de cuello (Fig.2.8a). Cuando el fluido es empujado fuera de la cavidad, se crea baja presión dentro de la cavidad, que responde tirando el aire de nuevo, y viceversa. El sistema puede entonces sostener las oscilaciones a una frecuencia dada por:

$$f_h = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_h}{VL_H}}, \quad (2.3)$$

donde S_H es el cuello de la cavidad, V el volumen de la cavidad y L el largo de la cavidad y se puede ver esquematizado en la Fig.2.8a.

Algunas señales acústicas en volcanes fueron interpretadas como resonancias de Helmholtz, debidas a la geometría particular del cráter [39, 40]. Estudios previos de temblores infrasónicos en Kilauea y Villarrica [40] han vinculado el peak dominante del temblor a las oscilaciones de Helmholtz de la cavidad por encima del nivel magma en el conducto. El magma desgasifica constantemente en la parte inferior, exita el volumen y produce una resonancia acústica.

2.3.2 Resonancia Longitudinal

Una sección de tubo sólido con cierta geometría, como un órgano de tubos, produce sonidos con un espectro conocido. Si se varía el largo del tubo, diferentes sonidos y frecuencias se pueden producir. El sonido radiado por este tipo de instrumentos, es la compleja superposición de diferentes oscilaciones resonantes producidas en el instrumento. En este sistema, cuanto más corto es el tubo, más alto es el campo de frecuencia. Se puede crear una onda estacionaria en un tubo, que está abierto en ambos extremos y/o que está abierto en un sólo extremo y cerrado en el otro. Extremos abiertos y cerrados reflejan las ondas de manera diferente. El extremo cerrado de un tubo es un antinodo de la presión (o un nodo en el desplazamiento longitudinal), donde la presión es máxima y el desplazamiento es mínimo (igual a cero). El extremo abierto de un tubo es un nodo en la presión (o un antinodo en el desplazamiento longitudinal), donde la presión es mínima y el desplazamiento es máximo (ver Fig.2.9).

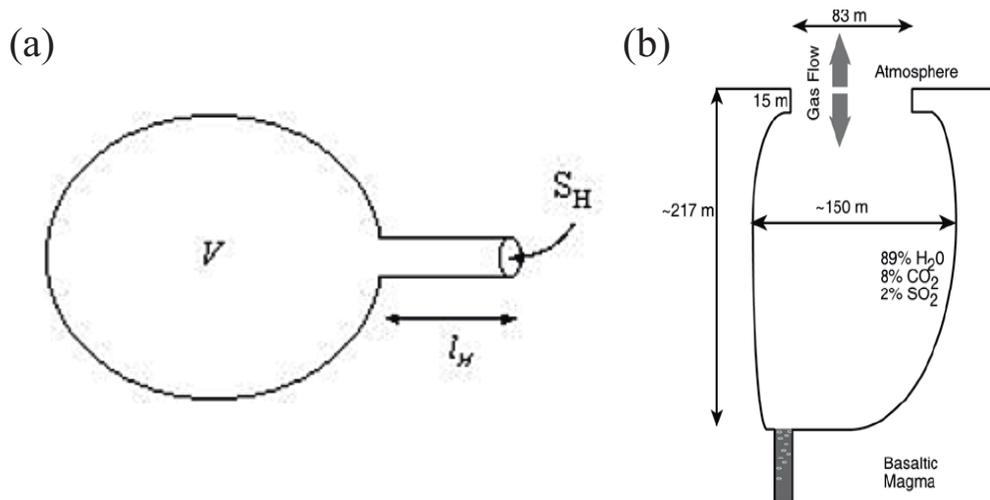


Figura 2.8: a) Esquema de un resonador de Helmholtz, donde V es el volumen, l_H es el largo del cuello y S_H es la sección del cuello. (b) Caricatura del cráter Halema'uma'u Hawai'i), donde la señal acústica fué interpretada como una resonancia de Helmholtz debida a la forma particular del cráter [39].

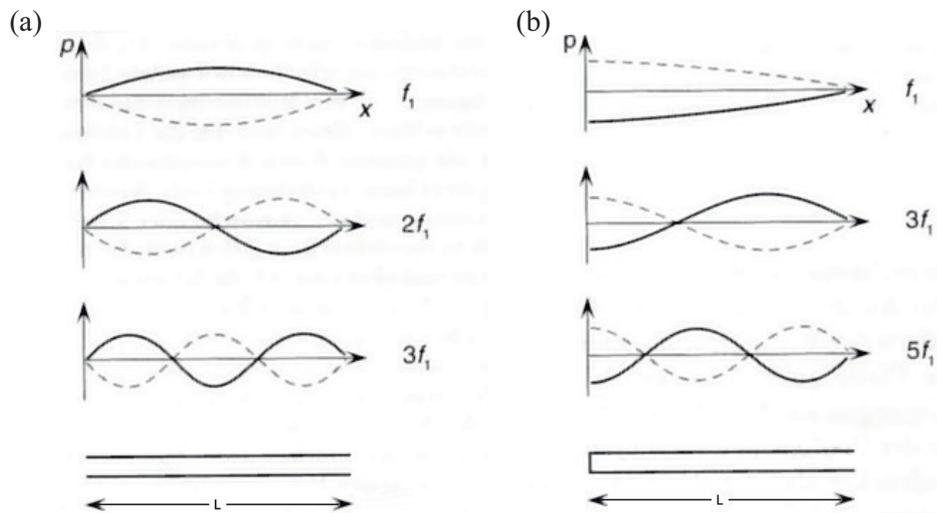


Figura 2.9: Esquema de la onda de presión en la cavidad para dos condiciones de borde (a) el tubo es abierto por los dos lado, (b) el tubo está abierto por un solo extremo. Se muestra el fundamental (f_1 , que es igual a ν_0 más adelante) y los armónicos siguientes.

Los nodos y anti-nodos de presión para un tubo de largo L , están dados por la longitud de onda del modo fundamental, teóricamente descritas por $\lambda = 4L$ [41]. Para los dos extremos cerrados la longitud de onda fundamental está dada por $\lambda = 2L$ [41], donde la frecuencia fundamental está dada por $\nu_0 = c/\lambda_0$.

Si el tubo es tubo es simétrico (ver Fig.2.9a, abierto o cerrado), los armónicos están dados por:

$$\nu_n^{sim} = \frac{(n+1)}{2L}c, \quad (2.4)$$

donde $\nu_1^{sim} = c/2L$ es la frecuencia fundamental y n el número del armónico. Con esta condición se encuentran todos los armónicos del sistema $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$

Si el tubo es asimétrico (por ejemplo Fig.2.9b), las frecuencias están dadas por:

$$\nu_n^{asi} = \frac{(2n+1)}{4L}c, \quad (2.5)$$

donde $\nu_1^{asi} = c/4L$ es la frecuencia fundamental, c es la velocidad del sonido en el fluido, n el número del armónico $n = 0, 1, 2, \dots$. Las frecuencias que aparecen en el tubo son solo frecuencias impares $\nu_1, \nu_3, \nu_5, \dots$, debido a las condiciones de borde.

2.4 Trabajos anteriores: modelos experimentales de resonadores

Si se enfoca en la explosión de un *slug* y asumiendo que éste ocupa todo el diámetro del conducto y tiene una geometría cilíndrica con una cabeza esférica (ver Fig.2.5b), algunos autores modelaron el sonido producido por la rápida abertura del *slug* con un modelo simple de un resonador dado por una cavidad cilíndrica cerrada por una burbuja de jabón [42] [?].

A continuación se presentarán detalles de los resultados que obtenidos por el trabajo experimental de V. Vidal et. al, 2006 [42, ?].

2.4.1 Dispositivo experimental

En el experimento modelado con una cavidad cilíndrica de longitud L , diámetro Φ , se cierra con un film de jabón. El film se hincha por medio de sobrepresión impuesta ΔP , se espera un tiempo de drenaje, regido principalmente por la gravedad, lo que hace que el film estalle solo y produce una

señal acústica por la caída de presión. En este sencillo experimento, que se muestra en la Fig.2.10b, se puede controlar todos los parámetros y ver cual es la dependencia de la frecuencia y la amplitud de la señal acústica [42]. La onda tiene una amplitud y una energía asociada que trae información después que la sobrepresión cae y es medida con micrófonos dentro, P_{int} y fuera de la cavidad a una distancia d , P_{ext} , que esta situado a 45° para evitar el jet producido por advección de aire, que no es sonido.

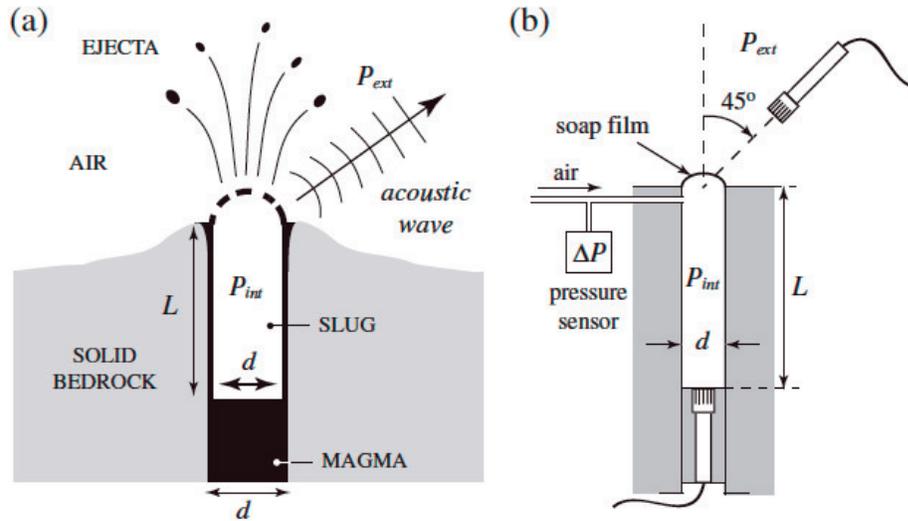


Figura 2.10: Esquema del modelo experimental. (a) Dibujo del tipo de actividad volcánica que se modeliza. (b) Esquema de el dispositivo experimental. El micrófono 1 se situa dentro de la cavidad para medir P_{int} y el micrófono 2 para obtener la señal de P_{ext} y esta situado a una distancia d del externo abierto de la cavidad.

Luego de que la burbuja de jabón estalla se produce una frente de onda que viaja por dentro y por fuera de la cavidad (ver Fig.2.11)a. En modo de cuantificar experimentalmente y analíticamente el estudio, se estudiaron los mecanismos físicos responsables de la forma y de la amplitud de la onda acústica registrada al interior y al exterior de la cavidad [42].

2.4.2 Frecuencia de la onda

Las señales acústicas, se acoplan a la geometría de la cavidad y que rige la frecuencia del sistema.

La frecuencia fundamental ν_0 , está definida y se rige principalmente por la longitud de la

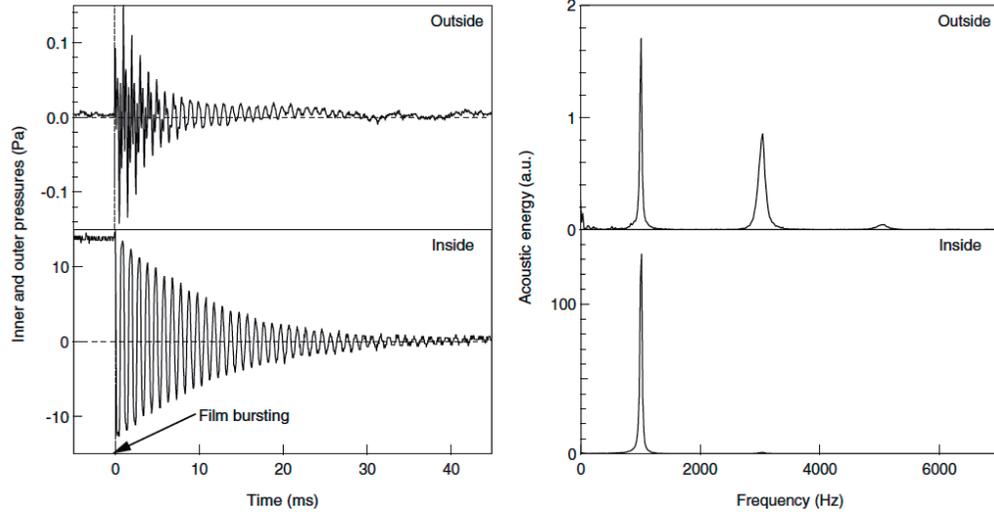


Figura 2.11: Izquierda: Señales de la presión, P_{ext} y P_{int} , al exterior e interior de la cavidad, y a la derecha, se muestran sus respectivos espectros en frecuencia.

cavidad L . Debido a la repentina ruptura del film, una onda acústica se va a propagar en la cavidad. En este caso, cuando el conducto es un tubo abierto por un extremo y cerrado por el otro, la longitud de onda está descrita por

$$\lambda = 4(L + \delta L), \quad (2.6)$$

donde δL , es una corrección debida a la radiación [43].

Una base teórica para el cálculo de la corrección debida del largo del tubo, es la impedancia acústica de radiación de un pistón circular [43]. Esta impedancia representa la relación de la presión acústica en el pistón, dividido por la tasa de flujo inducido por el mismo. La velocidad del aire se supone típicamente uniforme en todo el extremo del tubo. Esta es una buena aproximación, pero no es exactamente cierto en la realidad, ya que la viscosidad del aire reduce la velocidad de flujo en la capa límite muy cerca de la superficie del tubo. Por lo tanto, la columna de aire dentro del tubo se carga por el fluido externo debido a la radiación de la energía acústica. Esto requiere una longitud adicional que se añade a la longitud y está dado por un cierto valor del diámetro del tubo [ver Anexos para los cálculos].

Para una radiación en un medio espacio (*flanged*) el valor de $\delta L = 0,3\Phi$, con Φ diámetro del

tubo y para una radiación en todo el espacio (*unflunged*) es de $\delta L = 4\Phi/3\pi$ [43] [44, 41, 42].

Para este experimento, las medidas experimentales de frecuencia se ajustan bien a la teoría, incluyendo el valor de δL para la frecuencia fundamental y todos los armónicos medidos $\nu_n = (2n + 1)/4(L + \delta L)$ [42].

2.4.3 Amplitud teórica de la onda

Inmediatamente después de que el film se rompe, las características de la onda acústica, que recorre por dentro y hacia afuera del tubo resonante (ver figura.2.11a), dependen generalmente de la geometría del tubo y, la disipación viscosa y la radiación son responsables del amortiguamiento de la señal acústica [43, 41, 42, ?].

Enmarcando el campo de la acústica en la mecánica de fluidos, las ecuaciones de movimiento para la propagación acústica son un especial caso de la ecuación linealizada de Navier-Stokes para un irrotacional, compresible, fluido Newtoniano asumiendo un fluido simple [45, 41]. Una onda de sonido propagándose, se rige por la ecuación siguiente [46]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (2.7)$$

donde c es la velocidad del sonido, p es la presión acústica definida como la diferencia entre la presión instantánea P y la presión atmosférica (o en equilibrio) P_0 ,

$$p = P - P_0 \quad (2.8)$$

La repentina caída de presión produce un frente de onda que viaja a lo largo del tubo. El tiempo de propagación de este frente de onda, τ_{prop} , está dado por el largo del tubo L y la velocidad de propagación del sonido c , $\tau_{prop} = L/c$, y los armónicos están dados correspondientemente a las frecuencias elegidas por el sistema, dependiendo de la geometría [ver sección 2.4.2].

La presión interna medida dentro de la cavidad, $P(t)$, en el régimen lineal [42], está descrita por:

$$P(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{4\Delta P}{\pi} \frac{\sin(2\pi\nu_n t)}{2n + 1} \exp(-t/\tau_n) \quad (2.9)$$

donde,

$$\frac{1}{\tau_d} = \frac{1}{\tau_n^Z} + \frac{1}{\tau_n^v} + \frac{1}{\tau_n^{r_0}}, \quad (2.10)$$

donde τ_n , es el tiempo de amortiguación de la señal y depende de el tiempo de amortiguación debido a la disipación viscosa en las paredes τ_n^v , la reflexión en el fondo del tubo, $\tau_n^{r_0}$, y la radiación fuera de la cavidad, τ_n^Z , dados por:

$$\tau_n^v = \frac{\Phi}{2} \frac{\sqrt{\pi\eta\nu(1 + (\gamma - 1)P_r^{-0,5})}}{\nu_n^{1/2}} \quad (2.11)$$

$$\tau_n^Z = 4\pi \frac{c^2}{\Phi^2} \frac{2n + 1}{\omega^3} \quad (2.12)$$

$$\tau_n^r = \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \frac{1}{4\nu_n}, \quad (2.13)$$

donde $P_r = 0,7$ es el número de Prandtl r_0 es el coeficiente de reflexión en el fondo del tubo, $\eta = 1.5 \times 10^{-5} [\text{m}^2/\text{s}]$ es la viscosidad cinemática del aire y $\gamma = 1.4$, el calor específico del aire.

La interpolación con los resultados experimentales dieron acceso al tiempo de decaimiento de cada armónico de magnitud suficiente para ser detectado (típicamente, $n \leq 4$). Se demostró que el tiempo de amortiguamiento característico $\tau_n(\nu_n)$ donde ν_n es el modo de frecuencia en la cavidad, es explicado tanto por la onda de radiación que se propaga afuera de la cavidad y por la disipación en la paredes (dentro de la cavidad), donde coeficiente de reflexión es $r_0 \sim 1$, y $\tau_n^r \sim 0$ [42].

$$\frac{1}{\tau_n} = 2 \frac{\sqrt{\pi\eta[1 + (\gamma - 1)P_r^{-1/2}]}}{\Phi} \nu^{1/2} + 2\pi^2 \frac{\Phi^2}{c^2} \frac{\nu^3}{2n + 1} \quad (2.14)$$

Esta expresión está de acuerdo con los resultados experimentales, sin parámetros ajustables.

2.4.4 Problema del tiempo de ruptura

Una de las características más importantes en los resultados de los trabajos previos son los resultados de la amplitud y la energía de la señal acústica medida. Realizados con experimentos similares (cambiando relación de aspecto de la geometría de la cavidad, sobrepresiones iniciales iguales), los registros de las señales acústicas evidencian diferencia entre los experimentos [42]. Este evidente falta de reproductividad está originada por el tiempo de ruptura del film de jabón. Después que se abre un poro en el film, la apertura es causada por la tensión superficial, que está limitada por la disipación viscosa [47] en el caso de films muy viscosos, donde la velocidad de abertura del film está dada por $v = \sqrt{2\gamma/\rho e}$, donde γ es la tensión superficial, ρ la densidad del fluido y e el espesor del

film [48] [49], para un film plano.

En los trabajos anteriores [42][?] se estimó el tiempo de ruptura a partir del tiempo característico del salto de presión al interior de la cavidad τ_p , después de la apertura del film. Cuando el tiempo característico de ruptura del film τ_{rup} es mayor que el tiempo típico de la trayectoria del frente de onda al interior de la cavidad, dado por $\tau_{prop} \sim 2L/c$ (donde c es la velocidad del sonido, L el largo de la cavidad), la amplitud, y por lo tanto la energía de la onda se registra como una drástica caída (Fig.2.12).

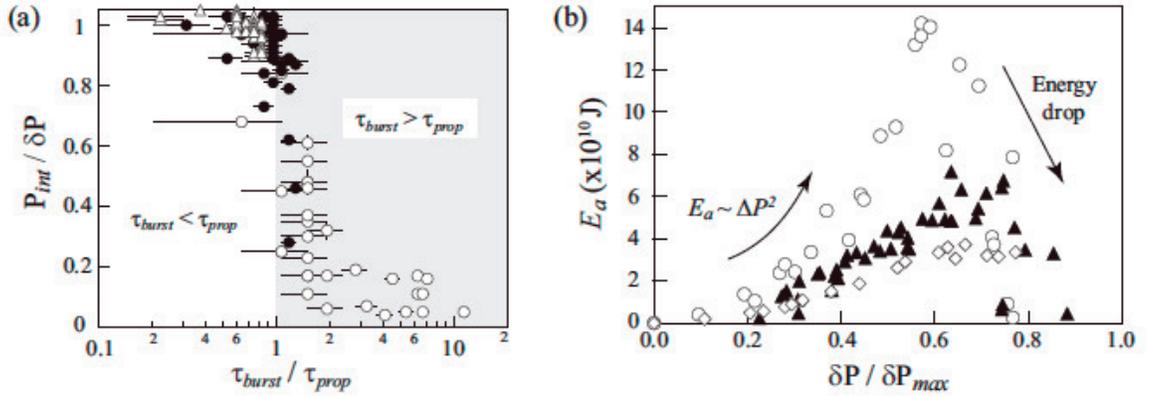


Figura 2.12: (a) Amplitud nomalizada de la señal de presión en la cavidad en función de la razón entre el tiempo de ruptura y el tiempo que le demora a la onda en recorrer la cavidad $\tau_{rup} \tau_{prop} > 1$) ($\phi = 10$ mm, [símbolos, L (cm)]: [○, 2] ; [●, 8] ; [▲, 23]). (b) Energía acústica E_a en función de la sobrepresión inicial (normalizada $(\delta P / \delta P_{max})$), para diferentes largos del tubo. ($\phi = 8$ mm, [símbolos, L (cm)] : [○, 2] ; [●, 4] ; [▲, 5.5]).

2.4.5 Energía acústica

En el caso donde el tiempo de ruptura τ_{rup} es mucho menor que el tiempo de propagación del frente de onda en la cavidad τ_{prop} , entonces otro fenómeno limita la transmisión de la energía a los modos resonantes. La energía acústica medida, se muestra en la Fig.2.12b, donde

$$E_a = \frac{4\pi d^2}{\rho c} \int_{t=0}^{\infty} P_{ext}(t)^2 dt, \quad (2.15)$$

donde 2π viene dado por la mitad del espacio radiado, d es la distancia desde la apertura de la cavidad hasta el micrófono afuera y ρ es la densidad volúmetrica del aire.

Cada punto de la fig2.12b corresponde al máximo de energía en una serie de 10 medidas efectuadas en las mismas condiciones experimentales (misma geometría del tubo, y sobrepresión inicial). De esta manera el tiempo de ruptura se desprecia, suponiendo que el valor máximo de la energía corresponde a la energía total de la señal en el caso de que $\tau_{rup}/\tau_{prop} < 1$, que estadísticamente esta correcto. La energía potencial inicialmente depende del volumen V y puede ser descrita como:

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{V \Delta P^2}{\rho c^2} \quad (2.16)$$

Para presiones iniciales bajos (δP pequeños), la energía acústica varía como $E_a \sim E_p$ y es una medida directa de la energía impuesta inicialmente. Para presiones más grandes, la energía acústica cae drásticamente. Esta caída es debida a la curvatura del film para ΔP grandes. Cuando se abre el film, el frente de presión inicial es esférico (tiene la forma del film). Si la curvatura es grande, hay un problema de “impedance matching” y pérdida de energía cuando el frente de onda esférico se convierte en el sistema de ondas longitudinales resonantes en el tubo. Entonces no se puede extraer ninguna información sobre la energía o la amplitud de la onda si no se controla el tiempo de ruptura y la curvatura [?], que finalmente son los parámetros que controlan la cantidad de energía puesta en los modos resonantes.

2.5 ¿Qué hay que entender?

En los experimentos anteriores, el τ_{rup} no se controla fácilmente, por lo que necesitamos tener un control o una forma de poder variar este parámetro, lo que es importante para tener una buena estimación de la amplitud de la onda y con ello la energía emitida por el estallido de una burbuja. Además, en una cavidad cerrada por un film de jabón, que alcanza sobrepresiones típicamente $< 30\text{Pa}$. Esta presión es insuficiente para observar que pasa cuando la sobrepresión en la burbuja alcanza el orden de los kilo-Pascales o se acerca a la presión atmosférica.

- Según trabajos previos existe una fuerte relación entre la señal acústica y la sobrepresión inicial dentro de la burbuja, pero, que pasa cuando esta sobrepresión se acerca a la presión atmosférica? Es decir cuando el régimen deja de ser lineal (Pascales), y se acerca a los kiloPascales, que es lo que sucede realmente en volcanes. Existe una transición al regimen no-lineal, existen ondas de choque en el sistema?.

Para ello, se escala el problema modelizando la burbuja con una membrana elástica que cierra

una cavidad cilíndrica en sobrepresión (cf. Capítulo 3). Para observar si el sistema tiene o no una transición del régimen lineal al no-lineal, se varía el valor de sobrepresión en la cavidad (0-80kPa)(cf. Capítulo 3).

- El control del tiempo de ruptura, como se vio en experimentos anteriores es importante para tener una medición exacta de la amplitud y de la energía de la señal acústica. Se controla con la deformación inicial de la membrana y se estima por medio de la adquisición de imágenes con una cámara rápida. En el Capítulo 4, investigamos el efecto del tiempo de ruptura en la dinámica de apertura de la membrana acústica, y la relación entre esta dinámica y la onda acústica emitida. Para ello se cuantifica la relación entre la señal acústica de los volcanes como una correlación lineal con la sobrepresión ante (causante de las ondas acústicas) de la ruptura de la burbuja y en particular el rol del parámetro del tiempo en la apertura de la membrana elástica. En particular, si el τ_{rup} es del orden o mayor del tiempo de propagación de la onda dentro de la cavidad, τ_{prop} (cf. Capítulo 4).

Capitulo 3

Regímenes no lineales

Contents

3.1	Introducción	32
3.2	Dispositivo experimental	33
3.2.1	Membrana elástica	34
3.2.2	Influencia de la sobrepresión	35
3.2.3	Control del tiempo de ruptura	36
3.3	Forma de la onda acústica	39
3.3.1	Amplitud dentro del tubo: transición	41
3.3.2	Amplitud afuera : teoría de Lighthill	42
3.3.3	Contenido Frecuencial	44
3.4	Energía Acústica	46
3.4.1	Energía de la señal afuera	46
3.4.2	Mecanismos de pérdida de energía	49
3.4.3	Influencia del tiempo de ruptura	52

- C. Sánchez, B. Álvarez, F. Melo and V. Vidal (2014), Experimental modeling of infrasound emission from slug bursting on volcanoes, *Geophys. Res. Lett.*, 41 p6705-6711.,

Motivación

La actividad estromboliana es comunmente descrita como una repetitiva explosión de burbujas de gas alargadas llamadas "slugs", de órdenes de diámetro entre 1-5 m que estallan dentro del conducto

volcánico [50] [11] [10] [19] [30]

Estimar la sobrepresión dentro de esta burbuja antes de la explosión, es uno de los mayores esfuerzos de los vulcanólogos, ya que no existen instrumentos que puedan medir dentro del conducto volcánico. Todas estas cuantificaciones, pueden fuertemente ayudar a entender el comportamiento eruptivo, y restringir aún más los modelos sismoacústicos existentes, pero no pueden estimar la sobrepresión que tiene la burbuja gigante antes de explotar, por lo que escalamos el problema en el laboratorio para poder entender los parámetros que pueden afectar a la acústica y la energía emitida de una burbuja tanto a dentro del conducto y fuera de él.

3.1 Introducción

La sobrepresión de la burbuja puede ser cuantificada por medio de una visualización directa del estallido de la burbuja [50] [51] [52], o también por modelos de inversión de la forma de la onda acústica, donde el conducto volcánico es considerado como resonante [26] [27] [53].

Previas estimaciones de sobrepresión dentro de la burbuja antes de la explosión varían fuertemente, desde los 25 kPa para Heimaey, Islandia [50], 600 Pa [50] a 0.1- 0.5 MPa para el volcán Stromboli en Italia [19] [52], entre 0.08 a 1.4 MPa para Shishaldin en Alaska [54], de 3.4 MPa para el volcán Arenal en Costa Rica [53]. El largo rango de sobrepresiones estimadas, desde unos pocos kPa hasta varios MPa [3], hace que sea difícil evaluar en que régimen acústico en el cual el problema tiene que ser considerado. También, la sobrepresión se puede estimar, por la vibración de la burbuja antes de estallar, por medio de predicciones teóricas [10] [19] y/o la liberación de sobrepresión de gas [55]

Varios modelos de radiación de ondas infrasónicas, dependen de variaciones del sonido que son bastante complejas, en un volcán pueden ser consideradas como una fuente de monopolo, dipolo y también cuadrupolos [17]. Estos modelos son considerados dentro del régimen de acústica lineal, donde la amplitud de la onda muestra ser mucho mayor que la de la presión atmosférica, pero, ¿qué pasa si pasamos a un régimen no-lineal, y nos acercamos a sobrepresiones del orden de la presión atmosférica?, que es lo que puede suceder en algunos volcanes.

Basados en experimentos de laboratorio, se investigó la onda acústica producida por una sobrepresión en una cavidad cilíndrica inicialmente cerrada por una membrana elástica, que permite alcanzar presiones del orden de los kilo Pascales. El setup es análogo a el estallido de una burbuja

en un conducto volcánico abierto como el volcán Stromboli. Este experimento no solo controla la sobrepresión impuesta en el sistema antes de estallar, si no que también se puede explorar la transición entre el régimen lineal y el no-lineal.

3.2 Dispositivo experimental

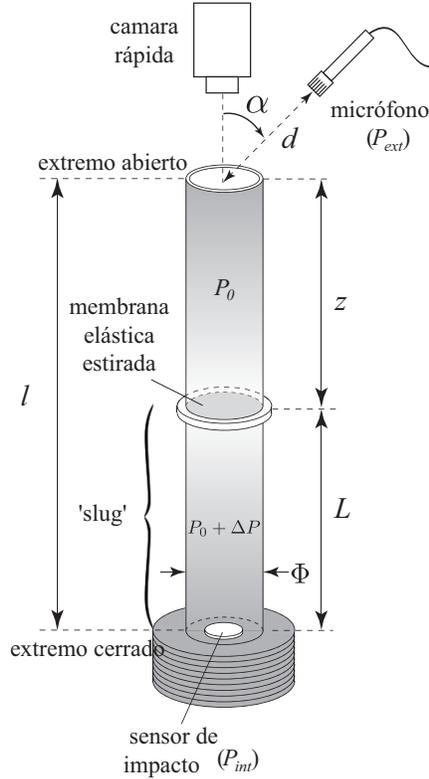


Figura 3.1: Se impuso una sobrepresión ΔP dentro de la cavidad cilíndrica cerrada por una membrana elástica localizada a una distancia L del fondo de la cavidad. Cuando esta se rompe, la señal acústica es registrada dentro, P_{int} , y fuera, P_{ext} , de la cavidad.

La onda acústica producida por la membrana estallando es monitorada fuera del tubo por un micrófono (PCB Piezotronics Inc., 1/4" micrófono 377A10 + pre-amplificador 426B03). El micrófono es localizado a una distancia d desde la apertura de la cavidad ($d = 1\text{m}$ típicamente), y tiene un ángulo de $\alpha = 45^\circ$ de la vertical. La forma de la onda acústica no cambia mucho variando el ángulo α desde

El montaje experimental consiste en una cavidad cilíndrica fabricada de plexiglas, de largo variable que va desde los $l=16$ a los 0.64m y diámetro constante $\Phi = 25.4\text{mm}$. El tubo es cerrado por un fondo rígido y una membrana elástica de espesor variable $e=0.2\text{-}0.5\text{mm}$ (látex) es inicialmente estrechada sobre el top del tubo y localizada a una altura $L \leq l$ dentro del tubo. Aire es inyectado con una bomba controlada de aire al cilindro por la parte inferior del tubo, así podemos controlar la sobrepresión, que puede variar, desde los 0 a los 0.8 bars. La parte cilíndrica con sobrepresión modeliza el "slug" explotando, y la membrana modeliza la cabeza de éste. Se puede jugar con la profundidad de la explosión ($l = 0.8\text{m}; 0.16\text{m}; 0.32\text{m}; 0.60\text{m}; 0.64\text{m}$ y $L = l/2$ o $L = l$). A tiempo $t=0$, una aguja, fijada a una pieza motorizada, perfora el centro de la membrana elástica, produciendo una ruptura.

los 0 a los 90°. No se puso el micrófono a los 90° con respecto a la vertical, ya que al estallar la membrana existe una advección del aire cuando la sobrepresión cae y esto, no es una onda acústica. Simultáneamente, medimos la señal de presión al fondo de la cavidad cilíndrica con un sensor de impacto (Force sensor PCB Piezotronics PCB 200B02 + amplificador PCB 482A16). Ambas señales son registradas por dos osciloscopios (Tektronix TDS2012B, frecuencia de muestreo 25 kHz).

3.2.1 Membrana elástica

Para cambiar la dinámica de estallido de la “burbuja modelo”, se cambia la forma en como se estrecha la membrana. Un círculo marcado en blanco de referencia (R_0) permite medir la deformación de la membrana, que se escribe como

$$\varepsilon = \frac{R - R_0}{R_0} \quad (3.1)$$

El pre-strain sin sobrepresión en el sistema está dado por R_i . Si se impone sobrepresión, cambia la curvatura de la membrana y cambia el strain por lo que el valor medido de la deformación es ε a un valor de R (ver Fig 3.2). El aumento de sobrepresión para un valor de pre-deformación determinada, produce el aumento de la tensión de la membrana.

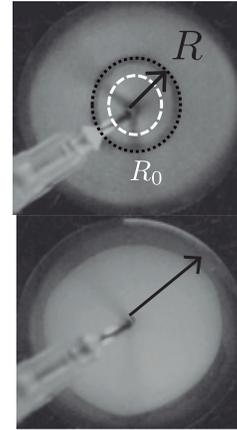


Figura 3.2: Medición de la deformación en la membrana elástica, dado por el valor ε . R_0 es el valor inicial de la membrana sin deformación y R es el valor con la membrana en sobrepresión, ε_{max} es el valor máximo de deformación.

La curvatura en la membrana debido a la sobrepresión se descuida, porque la diferencia de la curvatura entre alta tensión y baja la tensión en la membrana es pequeña, debido también al espesor de ésta (ver siguiente subsección).

El tiempo de apertura de la membrana, se mide desde que la aguja rompe, en el centro, la membrana elástica. Al empezar a propagarse, la dinámica es capturada con la cámara rápida (Phantom 9.1v), hasta que la apertura alcanza el borde del tubo, que está dado por la mitad del diámetro de la cavidad $\Phi/2$. La figura3.3, muestra la dinámica de apertura, para una resolución de

190×190 y 24.000 imágenes por segundo.

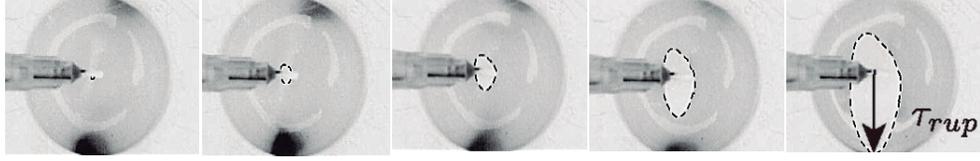


Figura 3.3: Medición del tiempo de ruptura en la membrana elástica. Este tiempo, τ_{rup} , se mide desde que la aguja toca rompe la membrana en el centro y la apertura se propaga hasta el borde del tubo. El tiempo entre cada imagen es de $t = 4.5 \times 10^{-5}$ s [$\Delta P = 10$ kPa; $e = 0,5$; $l = L = 32$ cm].

3.2.2 Influencia de la sobrepresión

Para un valor de espesor de la membrana $e = 0.2$ mm, se evidencia un cambio de la dinámica debido a la curvatura producida por la sobrepresión (Fig.3.4). Por otro lado, para la membrana ($e = 0,5$ mm) más gruesa $e = 0.5$ mm no se percibe un gran cambio en la curvatura. Haciendo una analogía con la ecuación de la Laplace para una membrana estrechada, tenemos:

$$\Delta P = e \sigma_{rr} \left(\frac{1}{R_1} \right), \quad (3.2)$$

donde e es el espesor de la membrana elástica y σ_{rr} es el valor de la tensión radial que se aplica a la membrana y R_1 es el radio de curvatura de la burbuja. Si e es grande, entonces σ_{rr} es chico en cambio si el valor de e es pequeño entonces el valor de la deformación σ_{rr} es grande. Si se inyecta más presión al sistema, la curvatura cambia mucho, por ejemplo (para membranas $e = 0,2$ mm), se ve en la figura 3.4, por lo que utilizamos una membrana más gruesa para que el cambio no sea tan significativo ni en la curvatura ni en la deformación.

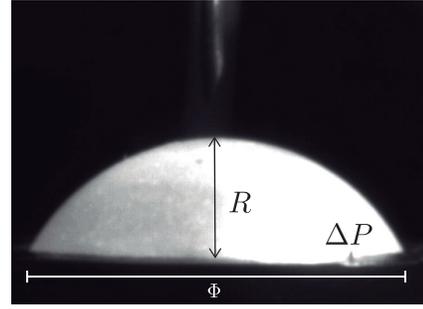


Figura 3.4: Vista por el lado de la membrana en sobrepresión. La imagen muestra la curvatura de la membrana [$\Delta P \sim 35$ kPa; $l = L = 32$ cm; $e = 0,2$ mm]

Al medir el tiempo de ruptura, τ_{rup} , en función de cambios de sobrepresión al interior de la cavidad, para membranas gruesas, el tiempo cambia. Al aumentar la sobrepresión, el τ_{rup} , dejando

una deformación inicial fija ($\varepsilon_i \sim 1$), el τ_{rup} va disminuyendo. A sobrepresiones grandes ($\sim 50\text{kPa}$) la dinámica es más rápida y al contrario para sobrepresiones pequeñas ($\sim 10\text{kPa}$), ver Fig.3.5

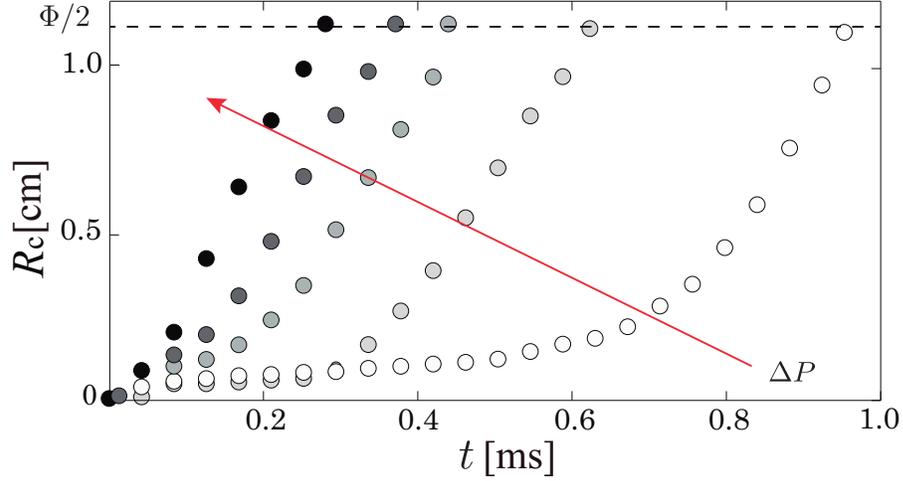


Figura 3.5: Largo de apertura R_c como función del tiempo, para diferentes sobrepresiones ΔP en el sistema. El tiempo τ_{rup} es medido cuando la membrana se abre hasta el borde del tubo $R_c = \Phi/2$ [$l = L = 32\text{cm}$; $e = 0,5\text{mm}$; $\varepsilon \sim 2$]

Podemos ver que en la fig.3.5, la diferencia en los tiempo de ruptura medidos con la cámara rápida en función de la sobrepresión ΔP impuesta inicialmente. Esta variabilidad, se da por la deformación que se produce en la membrana delgada, dejando en evidencia los cambios de curvatura del sistema.

Se observa que existen 3 regímenes muy marcados en la dinámica de apertura de la membrana elástica (ver figura.3.6). Para una presión de $\Delta \sim 10\text{ kPa}$ y una deformación $\varepsilon \sim [2,5 - 3,3]$ el primer regimen **(i)**, se caracteriza por una dinámica muy rápida de ruptura, donde $\tau_{rup} \sim 0.2\text{ ms}$. En el segundo régimen **(ii)** con valor de deformación $\varepsilon \sim [1 - 2]$, la membrana se abre en un tiempo $\tau_{rup} \sim 0,5\text{ms}$ y más largo. Y para el regimen **(iii)** $\varepsilon \sim [0,5 - 1]$, la ruptura no se propaga y la aguja alcanza solo hacer un agujero [más detalle en el capítulo siguiente].

3.2.3 Control del tiempo de ruptura

Se controla el tiempo de apertura de la membrana por medio de la deformación ε inicial de la membrana, obteniendo así el parámetro de control más limpio para el tiempo de ruptura de la burbuja τ_{rup} . Vemos en la Fig.3.7, que a más deformación inicial el tiempo de ruptura es más corto

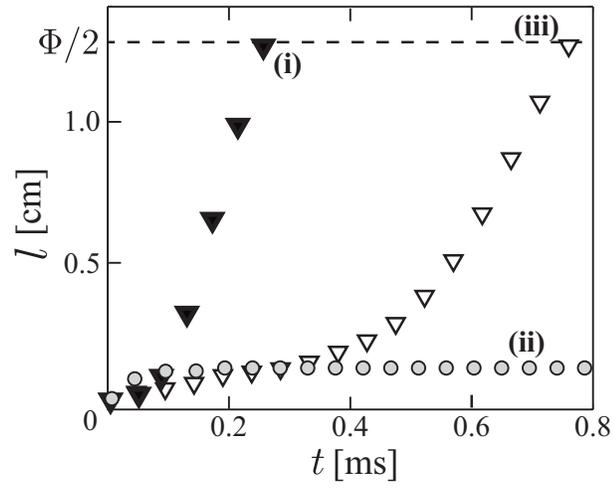


Figura 3.6: Largo de apertura R_c como función del tiempo, para tres deformaciones iniciales diferentes en la membrana. Definimos el tiempo τ_{rup} , cuando la ruptura alcanza $R_c = \Phi/2$. [$l = L = 0,32\text{cm}$, $\Delta P \sim 10\text{kPa}$; $e = 0,5\text{mm}$; $\varepsilon_i \sim 3$; $\varepsilon_{ii} \sim 1,5$; $\varepsilon_{iii} \sim 0,5$]

($\sim 0,2\text{ms}$), en cambio a menores valores de ε , el tiempo de ruptura es más largo y ocurren algunos efectos en la ruptura que veremos en el capítulo siguiente.

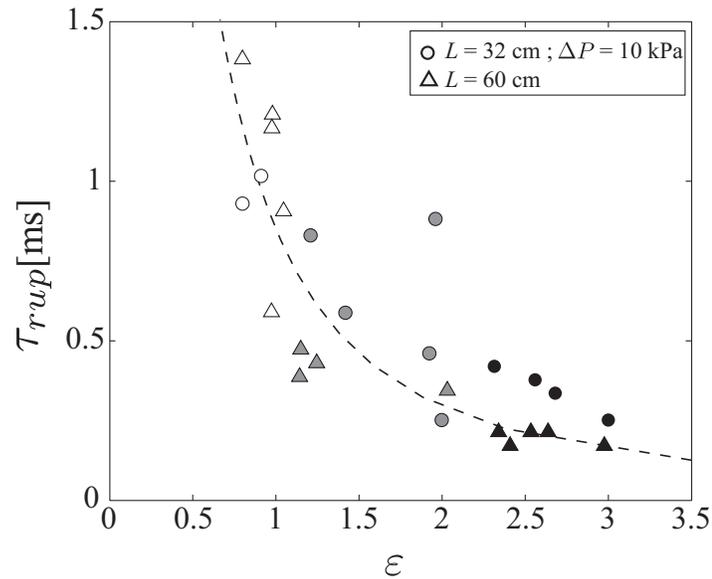


Figura 3.7: Tiempo de ruptura en función de la deformación de la membrana. $\Delta P \sim 10 \text{ kPa}$; $e = 0.5 \text{ mm}$. El τ_{rup} decrece con ϵ . La línea segmentada es el mejor fit de los datos, donde $\tau_{rup} = a \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}$, donde $a = 0.44$ (ver capítulo siguiente). Los puntos negros, indican una gran deformación en la membrana, los puntos grises están dados por una deformación intermedia y poca deformación está dado por los círculos blancos.

Se puede entonces tener una relación directa τ_{rup} vs. ϵ (Fig.3.7), lo que permite luego controlar el tiempo de ruptura. Pero a veces en los experimentos un punto falla.

Un punto gris en la Fig.3.7, se escapa del comportamiento sobre el fit, τ_{rup} es más grande de lo esperado. La membrana elástica se comporta como si fuera más blanda. Este efecto, se puede explicar con el efecto Mullins [56] y es un aspecto particular de la respuesta mecánica en cauchos en el que la curva de tensión deformación depende de la carga máxima encontrada previamente.

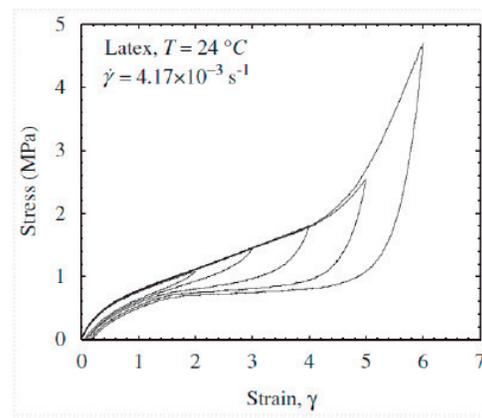


Figura 3.8: Curva de stress-strain para un material elástico [Niemczura & RaviChandar, 2011]

El fenómeno, llamado así por Leonard Mullins, puede ser idealizada para muchos propósitos como un ablandamiento instantáneo e irreversible de la curva de esfuerzo-deformación que se produce cada vez que la carga se incrementa más allá de su todo antes valor máximo de tiempo. A veces, cuando la carga es inferior a un máximo anterior, el comportamiento elástico no lineal prevalece. Este efecto no esta controlado en los experimentos, por lo que puede ser un trabajo para más adelante. En el trabajo de tesis, este fenómeno se verá reducido, ya que las membranas elásticas serán estiradas (deformadas) solo una vez, y además el parámetro importante y que se controla, es el tiempo de ruptura, que es medido directamente para cada experimento , τ_{rup} , por lo que si este valor está fuera de la curva de la Fig.3.7, el experimento no es considerado.

Nos ponemos en el caso donde $\tau_{rup} \tau_{prop}$ para que el tiempo de ruptura no afecte la onda acústica, en el regimen lineal [42, ?] 2.4.4. A continuación entonces, en esta parte del trabajo y en los capítulos siguientes, el espesor de la membrana utilizado es de $e = 0,5$ y sólo en este capítulo $\tau_{rup} \tau_{prop}$, así la ruptura se considera instantánea desde el punto de vista de la onda acústica. Se estudia que pasa con la amplitud de la onda acústica cuando el sistema está sometido a bajas sobrepresiones y “controlamos” el tiempo de ruptura τ_{rup} (~ 0.2 ms) a deformaciones grandes cuando el tiempo de propagación de la onda en la cavidad, $\tau_{prop} = 2L/c$ es más grande (ver Tabla3.1).

l [cm]	τ_{prop} [ms]
8	0.4
16	0.9
32	1.8
60	3.4
64	3.6

Tabla 3.1: Largos del tubo y sus respectivos tiempos de propagación de la onda τ_{prop}

3.3 Forma de la onda acústica

Se presentan dos configuraciones del modelo de una burbuja con el mismo volumen (con $L = 32$ cm) e igual sobrepresión inicial ($\Delta P = 30$ kPa), estallando en el extremo del conducto ($l = L$) y a la mitad de él ($l = 64$ cm). La Fig.3.9 muestra diferentes formas en la onda acústica dentro (P_{int} línea gris) y fuera (P_{ext} línea negra) de la cavidad, dependiendo de la posición de la membrana. Con la membrana al "top", P_{int} cae desde cero hasta el valor $-2\Delta P$ en el régimen lineal, debido

a la condición de reflexión total en el fondo de la cavidad. Note que el verdadero valor de P_{int} va desde $+\Delta P$ a $-\Delta P$, pero debido a la relajación del sensor de impacto, no se puede capturar la señal directa de esta componente.

La señal dentro de la cavidad P_{int} es resonante y se amortiga en unos 100 milisegundos. Cuando la membrana estalla a cierta profundidad en la cavidad, observamos claramente que el frente de onda es doble, inicialmente con un frente de presión hacia arriba positivo, y el otro frente hacia abajo con una presión negativa (descompresión). Denotamos P_{int}^* y P_{ext}^* a la amplitud del primer peak del exceso de presión en el interior (corresp. exterior) de la cavidad.

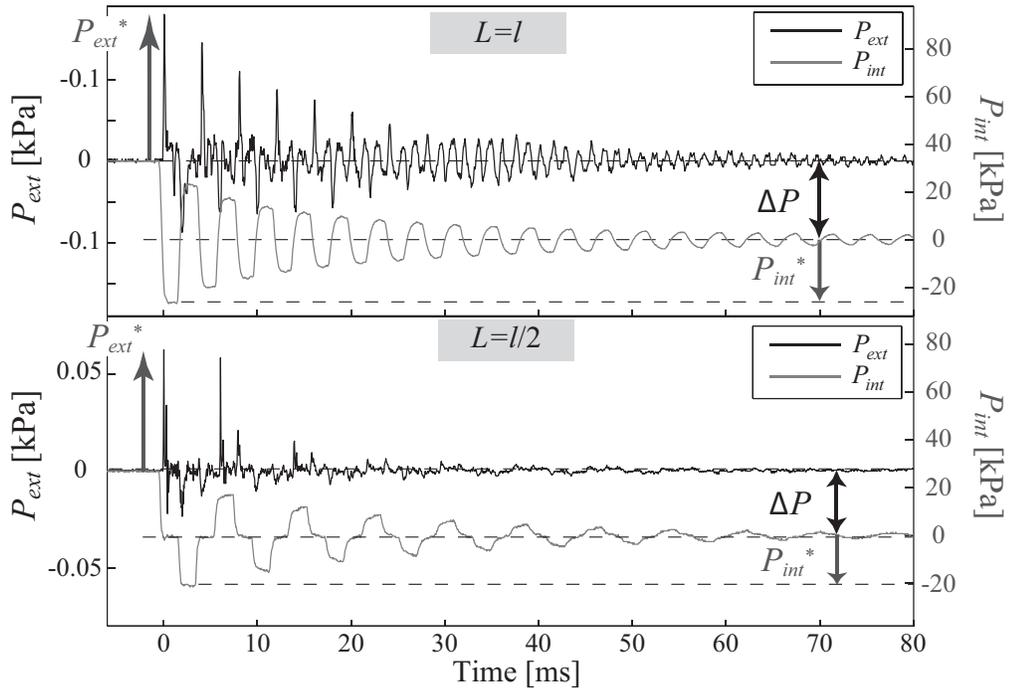


Figura 3.9: Onda acústica medida dentro (P_{int} , línea gris) y afuera (P_{ext} , línea negra) de la cavidad, antes de estallar. (Arriba) $L = l = 32$ cm; (Abajo) $l = 64$ cm, $L = l/2$ [$\Delta P = 30$ kPa].

Cuando la membrana se rompe, el frente de onda viaja por dentro de la cavidad y la amplitud de esta es medida en el fondo por el sensor de presión (P_{int}) y afuera por el micrófono (P_{ext}).

En el regimen lineal, esta simple experiencia se ha cuantificado, experimental y analíticamente [42]. Varios mecanismos físicos son responsables de la forma y de la amplitud de la onda que se registra fuera y dentro de la cavidad (Fig.3.9). Se puede escribir entonces, la presión en función del tiempo dentro del tubo:

$$P(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin(\omega_n t + \phi_n) \exp^{-t/\tau_n}, \quad (3.3)$$

donde $\omega_n = 2\pi(2n+1)\nu_0$ son las frecuencias de resonancia (armónicos) de un tubo con condiciones de borde asimétricas y τ_n es el tiempo de amortiguación de la onda en la cavidad para el modo n . Este tiempo de amortiguación depende de los coeficientes de radiación τ_n^Z y de la disipación viscosa τ_n^V en las paredes de la cavidad (ver sección 2.4.3).

Este modelo funciona cuando el tiempo de ruptura es mucho menor en comparación al tiempo de propagación que demora la onda en recorrer el tubo $\tau_{prop} = 2L/c$, $\tau_{rup} \sim 0,2\text{ms}$, además de tener sobrepresiones pequeñas en el sistema (régimen lineal).

3.3.1 Amplitud dentro del tubo: transición

En régimen de acústica lineal, debido a la condición total de reflexión en el fondo de la cavidad, la mínima amplitud de presión en la cavidad, P_{int}^* , es estrictamente igual a la sobrepresión inicial antes de la explosión, $P_{int}^* = \Delta P$ [42]. Para investigar la transición entre el régimen lineal y no lineal, registramos que sucede para diferentes sobrepresiones iniciales aumentando la presión en el interior de la cavidad, desde unos 5 kPa hasta aproximadamente los 50 kPa (Fig.3.10).

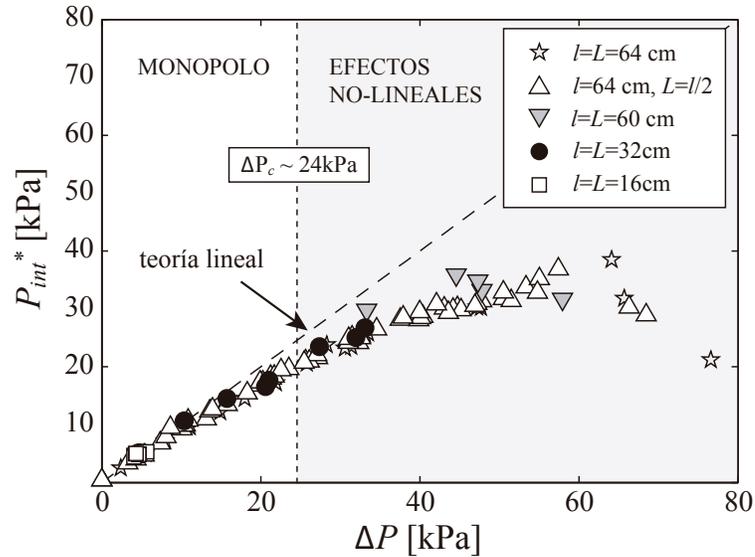


Figura 3.10: Presión interna máxima versus la sobrepresión impuesta al sistema para distintos largos del tubo. La línea segmentada representa la teoría lineal ($P_{int}^* = \Delta P$), y la zona gris es la región donde se observan efectos no-lineales [$\tau_{rup} \sim 0.2\text{ms}$].

El régimen lineal, $P_{int}^* = \Delta P$, se cumple para todos los largos del tubo hasta que la sobrepresión sobrepasa el valor ΔP_c , que es un poco mayor que 20 kPa. Para valores $\Delta P > \Delta P_c$ la presión medida en el interior es menor que la que predice la teoría lineal, y los efectos no-lineales comienzan a aparecer. La amplitud sigue creciendo, pero es más pequeña que la predicción lineal a medida que la sobrepresión aumenta. Esto se debe al hecho que el sistema no es capaz de soportar más presión dentro del tubo y la energía se va hacia afuera. El valor de ΔP_c está calculado como la variación mínima (al 5%) del ajuste de una recta que pasa por los primeros puntos.

3.3.2 Amplitud afuera : teoría de Lighthill

Se mide también la variación de P_{ext}^* , el primer peak de exceso de presión en el exterior, como función de ΔP (Fig.3.11). Esta no tiene una clara interpretación. Para poder entender este comportamiento, probamos la teoría de una fuente monopólica, descrita por Lighthill en 1978 [45], en la teoría lineal del sonido.

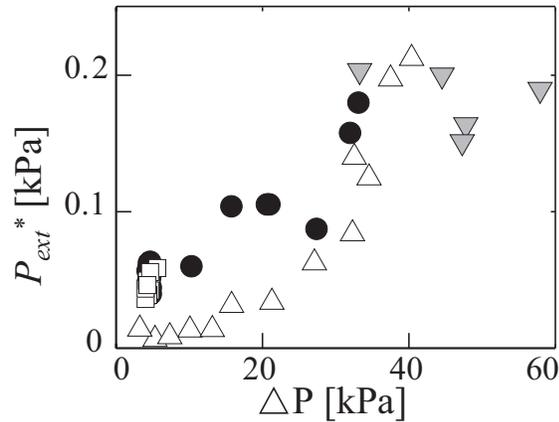


Figura 3.11: Presión externa máxima versus la sobrepresión ΔP impuesta al sistema, para distintas configuraciones y largos del tubo. Los símbolos son para los mismos valores que la figura.3.10.

$$P_{ext} - P_0 = \frac{\dot{q}(t - r/c)}{4\pi r}, \quad (3.4)$$

donde q es el flujo de masa dado por $q = \rho \nu S \frac{\pi \Phi^2}{4}$, donde S es la sección del tubo, ν la velocidad del gas, ρ la densidad del gas y c la velocidad del sonido en el gas.

Si tomamos el flujo de aire que pasa por esa fuente puntual e imponemos nuestros parámetros, donde la superficie a considerar es constante, $S = \pi(\Phi/2)^2$, donde Φ es el diámetro del tubo, entonces

obtenemos

$$q(t) = \rho v \pi (\Phi/2)^2, \quad (3.5)$$

con $v = P_{int}/\rho c$, entonces $\dot{q} = \pi(\Phi/2)^2/c dP_{int}/dt$, entonces reemplazando en la ecuación 3.4, queda:

$$P_{ext} = \frac{\Phi^2}{16dc} \left(\frac{dP_{int}}{dt} \right) \quad (3.6)$$

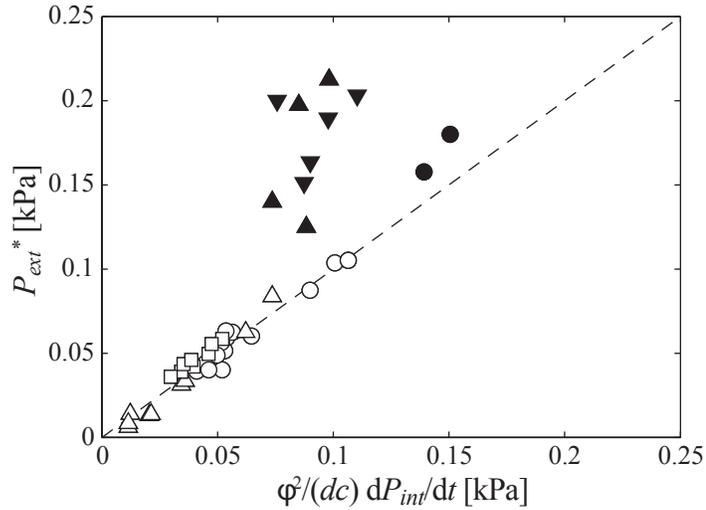


Figura 3.12: Máximo de amplitud de la onda acústica fuera de la cavidad P_{ext}^* , en función del exceso de presión predicha por la teoría de Lighthill. [símbolos blancos, $\Delta P \leq \Delta P_c$; símbolos negros $\Delta P > \Delta P_c$; línea segmentada: teoría de Lighthill.

La Fig.3.12 muestra el valor de P_{ext}^* es medido fuera de la cavidad, en función del modelo de Lighthill, para distintos largos del tubo y configuraciones donde la membrana se rompe. Se puede observar de la figura que para los símbolos blancos, que son valores de sobrepresión menores a los 24kPa para los cuales el modelo de Lighthill funciona muy bien, agregando una corrección geométrica al tubo $l = L/2 = 32\text{cm}$. Los símbolos blancos representan valores de sobrepresión mayores a 24 kPa y ya no cumplen con la relación de Lighthill lineal para la presión externa. La Fig.3.10 da el orden de magnitud de la transición ($\sim 20\text{kPa}$) pero si se compara con el modelo de Lighthill se tiene un valor más preciso de $\Delta P_c \sim 24\text{kPa}$.

Las mediciones de las amplitudes acústicas muestran que existe un cambio de régimen lineal a no-lineal a los $\Delta P_c \sim 24\text{ kPa}$, pero que pasa si se estudia desde el punto de vista del contenido

frecuencial?

3.3.3 Contenido Frecuencial

Podemos encontrar los valores en frecuencias del espectro acústico, tanto dentro como afuera del tubo. Usando la transformada de Fourier para los valores P_{int} y P_{ext} , podemos ver en la Fig.3.13 la señal dentro del tubo (línea gris) se observa como peaks regulares, donde la frecuencia fundamental esta dada por $\nu_0 = c/4l = 256\text{Hz}$. Por otro lado, la señal afuera (línea negra) se observan los mismos peaks de frecuencia, que es debido a la resonancia del tubo exitado.

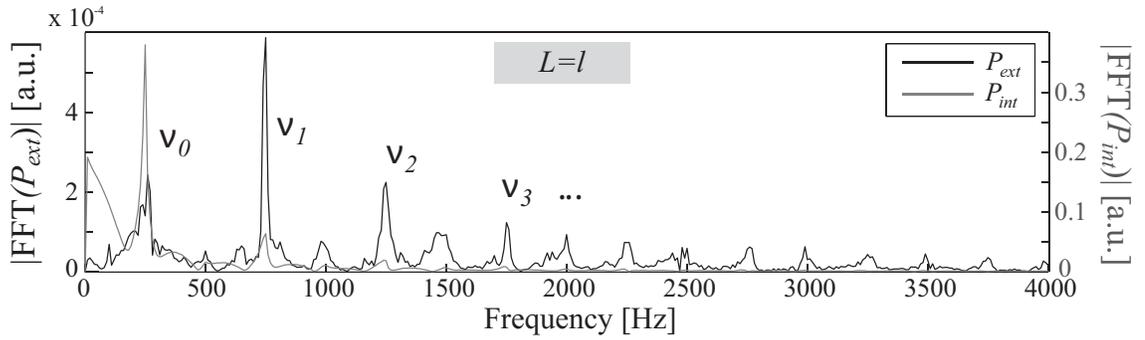


Figura 3.13: Transformada de Fourier para las señales acústicas dentro y fuera del tubo [$L=32\text{cm}$; $\Delta P = 20\text{kPa}$].

En el régimen de acústica lineal, se ha demostrado que por pequeña que sea la sobrepresión inicial, la repentina liberación de presión en un tubo conduce a ondas resonantes longitudinales en el tubo, y su subsecuente radiación hacia afuera [42]. Las señales acústicas dentro y fuera son armónicos con peaks regulares en el espectro dado por la longitud de la cavidad, $\nu_0 = c/4(l + \delta L)$ para la frecuencia fundamental y $\nu_n = (2n + 1)\nu_0$ para los armónicos más grandes, donde c es la velocidad del sonido en el aire. Sólo los armónicos impares están presentes en la señal, debido a las condiciones asimétricas de la cavidad (parte superior abierta, fondo cerrado (ver sección 2.3.2)). Aunque investigamos la transición hacia el régimen no lineal, todos los experimentos se destacan ya sea en la onda de sonido lineal o en el régimen onda de choque débil, que hablaremos más adelante. Así, la velocidad de la onda es igual a la velocidad del sonido en el aire ($c = 346\text{m/s}$ a 25°C). δL denota una corrección de longitud debido a la radiación de la onda fuera: $\delta L = 4\phi/3\pi$ (respectivamente, 0.3ϕ) para “unflunged” (respectivamente, “flanged”) [41]. En el siguiente capítulo, se verá que este largo efectivo, tiene una corrección del 0.9Φ , dado esencialmente por el efecto de la radiación (en un tubo de largo $L = 32\text{cm}$).

Desde el espectro de la señal dentro y fuera del conducto (Fig.3.13), podemos reportar el peak de frecuencia del fundamental y de cada armónico, en comparación con las predicciones teóricas para un “unflanged” (resp. “flanged”). Los estudios previos de temblores infrasonicos en el Villarrica [40] han vinculado el peak dominante del temblor a las oscilaciones de Helmholtz de la cavidad por encima del nivel magma en el conducto. En nuestros experimentos, sin embargo, la frecuencia dominante corresponde siempre a la fundamental del modo de ondas resonantes longitudinales, incluso cuando la membrana explota dentro del conducto, a cierta profundidad.

El contenido de armónicos (frecuencias peak del espectro) es representado en la figura Fig3.14, en comparación con las frecuencias teóricas. Aunque se reporta una ligera disminución de los armónicos más altos para alta ΔP , ninguna transición es visible a través de toda la gama de sobrepresión explorada, incluso cuando los efectos no lineales comienzan a afectar a la amplitud (zona gris).

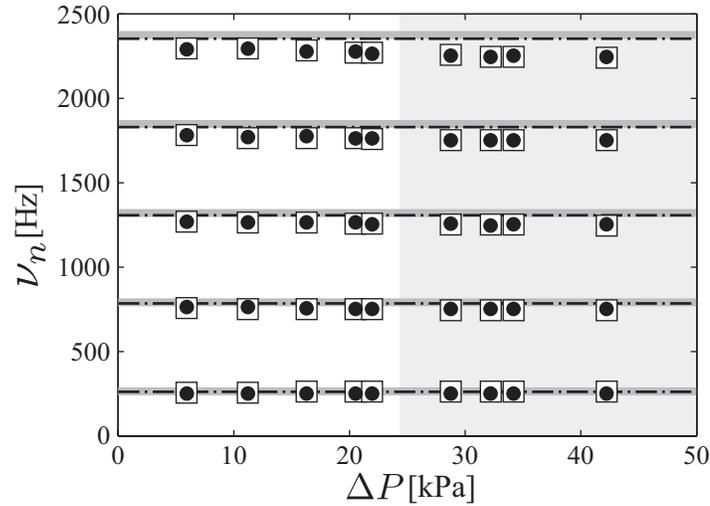


Figura 3.14: Contenido espectral (peak de frecuencias ν_n) para P_{int} (puntos negros) y P_{ext} (cuadrados blancos) para diferentes sobrepresiones iniciales ΔP , comparados con las frecuencias teóricas de una onda resonante en la cavidad (corrección: “unflanged”, línea negra segmentada con puntos; “flanged”, línea gruesa gris). El contenido espectral no muestra ningún cambio, incluso después de la transición al regimen no-lineal (zona gris) [$L = l = 32$ cm].

Reportamos que la señal fuera lleva más energía en el segundo armónico, $\nu_1 = 3\nu_0$, que

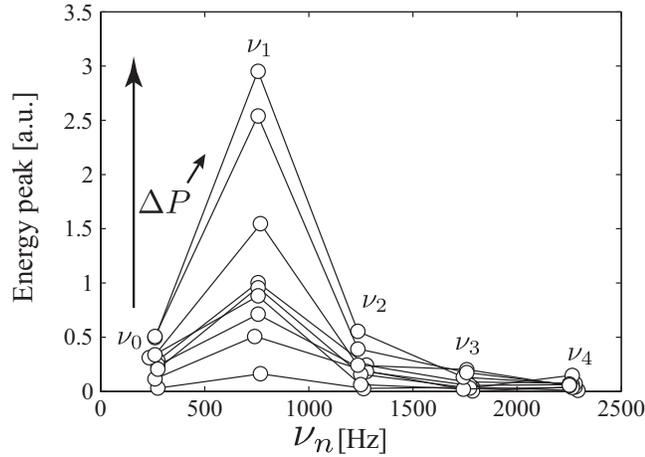


Figura 3.15: Energía de los peaks de frecuencia de P_{ext} en función de los primeros 5 armónicos cuando ΔP aumenta. Se observa que el segundo armónico del espectro es más grande para todos los valores de sobrepresión impuestos en el sistema [$L = l = 32\text{cm}$].

en el fundamental (mayor peak en el espectro, Fig.3.15). Incluso frecuencias correspondientes a armónicos pares, $\nu_{2n} = (2n)\nu_0$, también se pueden observar en el espectro (Fig. 3.13), que resulta de acoplamiento no lineal y la transferencia de energía a modos superiores.

3.4 Energía Acústica

3.4.1 Energía de la señal afuera

La energía calculada para cada armónico, se muestra en la Fig.3.15. Se ve que para el segundo armónico, la amplitud de la energía es más grande que la energía del armónico fundamental ν_0 , para todos los valores de sobrepresión impuestos. A continuación se explicará como la radiación y la disipación afectan los armónicos para distintos largos del tubo y a los sus respectivos armónicos pero para estudiaremos más adelante (ver sección B.1.3), por que el segundo peak afuera es más grande.

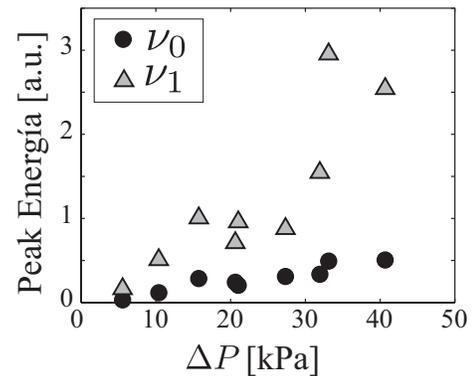


Figura 3.16: Peak de energía en función de ΔP , para el primer y segundo armónico.

Consideremos la energía total acústica definida anteriormente para un modelo de “slug” [42] [17]

$$E_a = \frac{2\pi d^2}{\rho c} \int_0^\infty P_{ext}^2 dt, \quad (3.7)$$

donde 2π viene dado por la mitad del espacio radiado.

A veces es difícil poder estimar bien el valor de E_a . De hecho, la señal grabada en el campo puede ser resultado de la superposición de eventos sucesivos, y estimar el final del sonido emitido por un solo estallido puede llegar a ser imposible. Se propuso de comparar la energía total, E_a , a la energía de la misma señal, calculado en sólo el primer período de la señal:

$$E_T = \frac{2\pi d^2}{\rho c} \int_0^T P_{ext}^2 dt \quad (3.8)$$

La Fig.3.18 muestra que E_T es un buen indicador de la estimación de la energía acústica. Sin embargo, con el fin de comparar este parámetro, de las burbujas que estallan a diferentes profundidades (aquí $z = 0$, puntos negros vs. $z = L$, triángulos blancos), es necesario considerar E_T/T , donde $T = 1/\nu_0$ es el periodo del fundamental. Este parámetro tiene en cuenta el cambio en longitud de onda debido a la onda de resonancia en diferentes largos del conducto. Después de la corrección (triángulos grises, Fig.3.18), todos los datos siguen la misma tendencia.

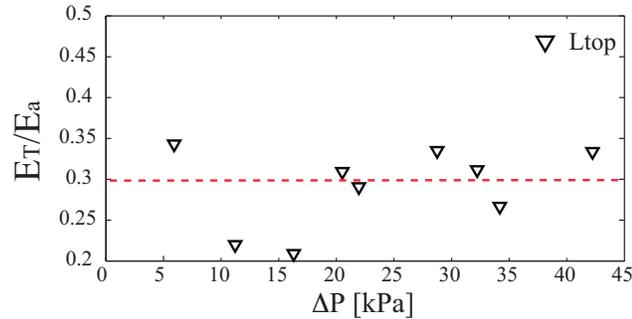


Figura 3.17: Energía de la burbuja

La figura3.17, muestra como la razón entre la energía calculada en el primer peak y la energía total se comporta cuando la sobrepresión aumenta. Esta razón es constante ~ 0.3 para cuando la membrana se rompe al top del tubo. Para verificar teóricamente cual es el valor de la energía del primer periodo de la señal, E_T , en función de la energía total E_a , se toma una onda “ideal” con una sola frecuencia más solo un tiempo de ruptura (en este caso muy pequeño) [42]. Entonces podemos escribir la forma de la onda acústica “idealizada” de la siguiente forma:

$$P_{ext} = A \sin(\omega t) \exp^{-t/\tau} \quad (3.9)$$

usando la relación para la energía y la relación trigonométrica para el $\sin(\omega t)$, tenemos que:

$$\frac{E_T}{E_a} = (1 - \exp^{-2T/\tau}), \quad (3.10)$$

donde τ es el tiempo de amortiguamiento de la señal y T es el periodo de tiempo donde calculamos el primer peak (ver el cálculo completo en el A.1).

Entonces hay que tomar en cuenta que la energía de la primer periodo de la señal es de aproximadamente 30 % de la energía acústica total.

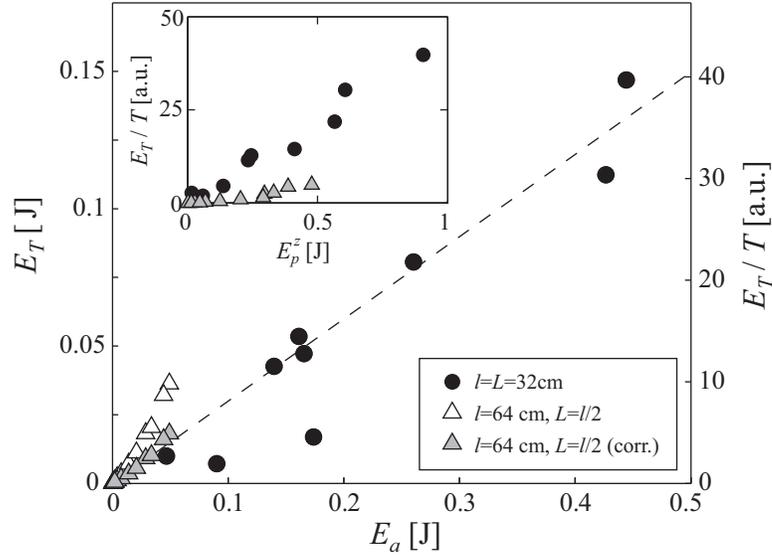


Figura 3.18: E_T es la energía del primer periodo de la señal afuera (P_{ext}) como función de la energía total de la misma señal, E_a [eje derecho, E_T/T , triángulos grises; la línea segmentada es una guía para el ojo]. Inset: energía del primer periodo normalizado en el primer periodo vs la energía potencial, E_T/T , como función de la energía potencial almacenada en la burbuja, corregida en función de la profundidad (ver texto).

En el inset de Fig.3.18, comparamos E_T/T a la energía potencial E_p almacenada inicialmente en la burbuja antes de estallar. Se puede evaluar considerando la expansión adiabática del volumen de gas $V = \pi(\Phi/2)^2 L$ (volumen “burbuja”) cuando la membrana explota. Entonces la energía potencial del sistema esta dado por

$$E_p = \frac{1}{2\rho c^2} V \Delta P^2 \quad (3.11)$$

Si se toma la configuración de la Fig.3.19, las sobrepresiones iniciales impuestas al sistema están dadas por ΔP y son iguales para cada caso. Para una burbuja que estalla a profundidad z , con sobrepresión ΔP (Fig.3.19b), podemos considerar desde afuera que es equivalente a una burbuja que explota con la misma cantidad de gas en el volumen total del tubo. Si la corrección de volumen es V entonces $V(L+z)$, pues la corrección de presión para la misma cantidad de gas la ΔP entonces $\Delta P * L/(L+z)$. La corrección para la energía potencial pues está dada por la fórmula E_p^z , donde $E_p^z = E_p(1+z/L)$.

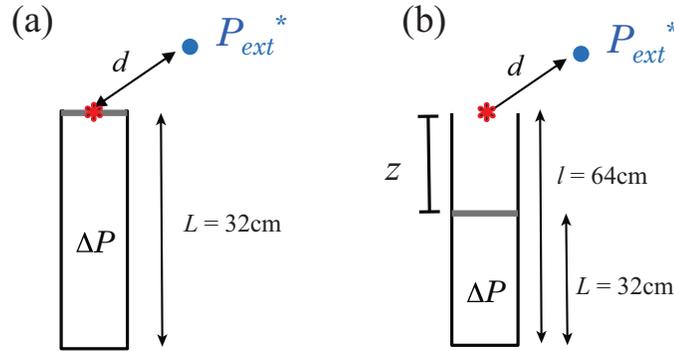


Figura 3.19: Esquema de la corrección en la profundidad del tubo para dos E_p^z . Asumiendo la fuente acústica como una fuente puntual (rojo), para dos configuraciones distintas, a) membrana rompiéndose al top ($l = 32\text{cm}$) y b) rompiéndose en la mitad ($L = l/2$, para $l = 64\text{cm}$).

3.4.2 Mecanismos de pérdida de energía

Las pérdidas de energía se rigen principalmente por disipación viscosa a lo largo de las paredes de la cavidad y la radiación de la onda en el borde abierto. En el régimen acústico lineal, el tiempo de amortiguación de onda característica asociada con estos procesos, τ_n^V , τ_n^Z , respectivamente, pueden ser determinadas analíticamente por el n^{th} armónico (frecuencia ν_n) [42] (ver en capítulo 2, sección.2.4.3).

Note que la amortiguación debido a la disipación viscosa domina a bajas frecuencias, mientras que el amortiguamiento debido a la radiación domina a altas frecuencias. Esperamos entonces que la radiación (respectivamente la disipación viscosa) debe dominar a regímenes para tubos cortos

(respec. largos). El conducto tiene un largo crítico l_c para que estos dos procesos tengan el mismo valor de magnitud (mismo peso). Resolviendo $\tau_n^v = \tau_n^Z$, con $\nu_n = (2n+1)c/4l_c$ y suponiendo $\delta l \ll l_c$:

$$l_c(n) = \left(\frac{\Phi^3}{32}\right)^{2/5} \left(\frac{c}{\eta^*}\right)^{1/5} \pi^{3/5} (2n+1)^{3/5} \quad (3.12)$$

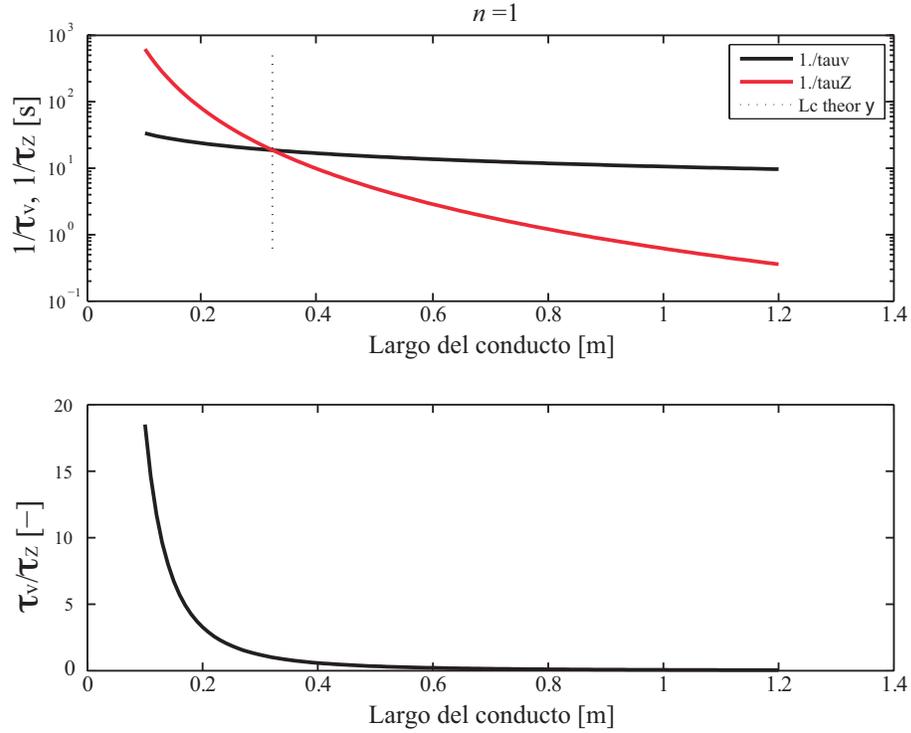


Figura 3.20: Arriba: para el modo $n = 1$ se muestra para la radiación y la disipación viscosa en función del largo crítico de la cavidad l_c . Abajo: La razón para distintos largos del tubo.

Se observa en la figura 3.20a es $1/\tau_n$ para radiación y disipación. En la figura para el largo crítico. En la Fig.3.20 arriba, se muestra cual es el valor del largo crítico para la radiación y la disipación viscosa en función del largo del tubo. Lo que muestra la figura es la evolución de los inversos de los tiempos característicos de amortiguación por disipación viscosa τ_n^v y por radiación τ_n^Z . Para un armónico fijo ($n = 0$, entre el tiempo característico de amortiguación debido a la disipación viscosa, y debido a la radiación, se ve que las curvas se cruzan, y se deduce que hay un largo crítico l_c , para $l = 32$ cm. Para largos de tubo más pequeños, se ve que para la frecuencia fundamental, la radiación juega un papel importante, en cambio para largos del tubo más grandes la disipación viscosa es dominante para el primer armónico.

Para cada modo en función del largo la radiación y la disipación en el tubo, tienen un peso respectivo más o menos grande. Se muestra en la figura 3.21 el valor teórico donde la disipación y la radiación tienen el mismo peso, en función de los modos n . Podemos ver así como la radiación y la disipación afectan más a cada armónico por cada largo del tubo.

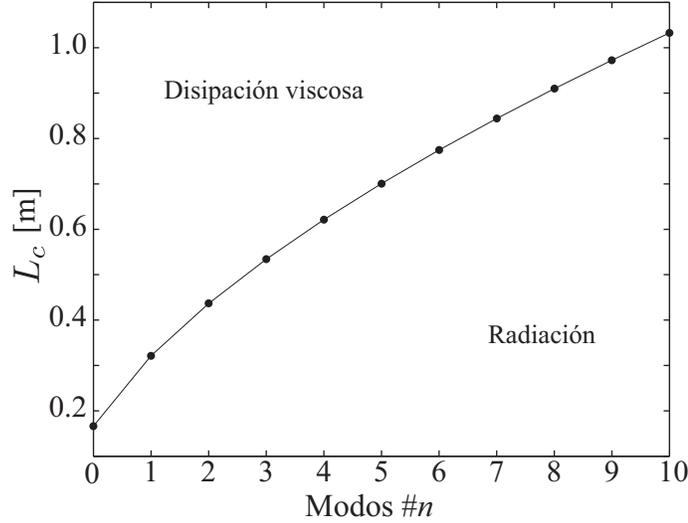


Figura 3.21: Regímenes de disipación y radiación para distintos largos de la cavidad en función de los modos en la cavidad.

Es difícil estimar cuantitativamente la corrección que debe aplicarse a los datos, debido al régimen de radiación dominante o viscoso dominante. En una (muy) burda aproximación, si tomamos en cuenta solamente la frecuencia fundamental, se puede estimar a partir de la teoría lineal, la relación de amplitud de la radiación dominante vs. régimen viscoso-dominante. Este corresponde aproximadamente a $\exp(-1/\tau_n^Z)/\exp(-1/\tau_n^V)$, donde τ_n^Z y τ_n^V son los tiempos de amortiguación característicos asociados con estos procesos, calculado aquí para el modo fundamental. Esta relación es de alrededor de 6.000 para $L = 32\text{cm}$, y 1600 para $L = 64\text{cm}$, lo que da un factor de 3,75 entre la amplitud acústica asociada con las dos longitudes de tubo, y un factor de $3.75^2 = 14$ para la relación de energía. Multiplicando E_T/T para $L = 64\text{cm}$ por este factor hace que un colapso aproximada de los datos con $L = 32\text{ cm}$, hasta $E_P \sim 0,3\text{J}$, que corresponde aproximadamente a 20 kPa. Por tanto, la magnitud parece razonable, aunque tal cruda aproximación es difícil de defender.

En el valor de la energía potencial $E_P \sim 0,3\text{J}$, existe un cambio de régimen en la energía

para los dos largos del tubo. Este valor 0.3J corresponde a una valor de sobrepresión cercano a los 24 kPa, que es el cambio de regimen que se había propuesto anteriormente con el modelo de Lighthill e indica nuevamente que este valor corresponde a una transición continua al regimen no-lineal.

3.4.3 Influencia del tiempo de ruptura

Si tomamos que el tiempo de caída de la sobrepresión es proporcional a τ_{rup} [42], entonces

$$\frac{dP_{int}}{dt} \propto \frac{\Delta P}{\tau_{rup}} \quad (3.13)$$

Podemos decir, que la energía acústica calculada en un cierto periodo está dada por

$$E_T = \beta \int_0^T P_{ext}^2 dt \approx \beta P_{ext}^2 T, \quad (3.14)$$

donde $\alpha = 2\pi d^2/\rho c$ y P_{ext} , se puede escribir usando la relación encontrada por Lighthill, para el medio espacio radiado y sustituyendo ec.3.13, entonces

$$P_{ext} = \frac{\Phi^2}{16dc} \frac{\Delta P}{\tau_{rup}}, \quad (3.15)$$

reemplazando en ec.3.14, la energía acústica

$$\begin{aligned} \frac{E_T}{T} &= \beta P_{ext}^2 \\ &= \beta^2 \left(\frac{\Delta P}{\tau_{rup}} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

si reemplazamos la energía potencial, E_p y β en la ecuación, se obtiene

$$\frac{E_T}{T} = \left(\frac{\Phi^2}{16cL} \right) \frac{1}{\tau_{rup}^2} E_p \quad (3.17)$$

Este resultado nos dice que el tiempo de ruptura, sigue siendo un parámetro muy importante, tanto en la medición de la amplitud como la energía acústica emitida. En este capítulo, τ_{rup} , no era un valor variable ($\tau_{rup} \sim 0.2\text{ms}$), ya que esta controlado por medio de una deformación grande en la membrana. En el siguiente capítulo veremos como el tiempo de ruptura, al aumentar, puede cambiar la señal emitida y por lo tanto la energía acústica.

Conclusión

Uno de los puntos clave en el análisis de datos en el campo es la información que se puede extraer de la señal acústica monitoreada en volcanes, P_{ext} . Se demostró que el espectro armónico es la firma

de los modos de resonancia en el conducto producido por estallido de una burbuja, incluso cuando los efectos no lineales son significativos. Las frecuencias dominantes están regidas por la geometría del sistema.

La amplitud del primer peak fuera de la cavidad P_{ext}^* , queda bien descrito para la teoría de una fuente monopólica, para $\Delta P < \Delta P_c = 24\text{kPa}$, este valor empírico es cierto para distintos largos del conducto y profundidades donde la burbuja explota. Para $\Delta P > \Delta P_c$ se observa que existe un fuerte cambio de régimen y no es posible poder inferir la sobrepresión inicial de la burbuja, ΔP , desde el exceso de amplitud de presión, incluso con un experimento bien controlado (τ_{rup}).

Las erupciones Estrombolianas ocurren en una complejo espectro de dinámica de erupción. A pesar de la expansión y estallido del "slug", que a menudo se invoca como el mecanismo de origen, observaciones recientes han informado de la existencia de ondas de choque en el inicio de la explosión, y el jet supersónico en el origen de la infrasonido [21] [57] [22].

El experimento investiga la transición entre la acústica lineal y no-lineal, pero no se extiende al régimen de onda de choque supersónica fuerte, que es altamente no lineal (Ver Anexo2). Los resultados se pueden extrapolar a los datos y análisis de volcanes en el límite de choque de onda débil, para un simple e impulsiva explosión debido a un "slug" que estalla.

Se propone a demás, que la energía calculada sobre el primer período de la señal, E_T , es un buen indicador de la energía acústica total E_a . Esto puede ser útil cuando se producen estallidos sucesivos, y sus firmas acústicas se superponen. E_T/E_a es constante y de aproximadamente de 30% cuando la ruptura se produce en la cima del extremo abierto, y más cuando estalla a cierta profundidad. Para una flujo saliente de gas constante y "slugs" de longitud y sobrepresión similares, la pendiente entre E_T y E_a proporcionan una indicación directa de la profundidad de ruptura, es decir, del nivel de magma en el conducto, en el volcán.

La disipación viscosa en las paredes del conducto y la radiación fuera de él, juegan un papel importante en el valor de la energía acústica en el primer periodo de la señal. Los valores de energía E_T en función de la energía potencial hasta los 0.3J (ΔP_c) cumplen la ley de conservación de la energía. Al sobrepasar este límite ΔP_c los tubos largos sufren el efecto de la disipación viscosa en las paredes por lo que existe una pérdida de energía a lo largo del conducto. En cambio la energía acústica para el tubo de $L = 32\text{cm}$ aumenta, debido a que toda la energía se va en forma de radiación

hacia afuera.

Por otra parte, en el campo los efectos adicionales se deben tomar en cuenta, por ejemplo; el tiempo de ruptura de la burbuja, que ha sido indicado como responsable de una drástica disminución de la amplitud de la onda acústica, o gradientes de temperatura, no han sido estudiados aquí. Por lo que en el siguiente capítulo se enfocará en estudiar la dinámica de ruptura de la burbuja, controlando bien el parámetro responsable de tener variaciones de amplitud de la señal, τ_{rup} , a pesar de tener los mismos parámetros impuestos ΔP .

Capitulo 4

Efectos de la dinámica de ruptura

Contents

4.1	Montaje Experimental	56
4.2	Señales acústicas en función del tiempo de ruptura	56
4.2.1	Tiempo de caída de presión y tiempo de ruptura	56
4.2.2	Onda en la membrana	59
4.3	Diferentes dinámicas de apertura	60
4.3.1	Dinámica rápida de apertura	60
4.3.2	Piercing en la membrana	64
4.3.3	Ruptura de la membrana en dos pasos	66
4.4	Onda transversal y dinámica de fractura	67
4.5	¿Cómo afecta a la señal acústica el tiempo de ruptura?	71
4.5.1	Forma de la onda acústica	71
4.5.2	Amplitud de la onda acústica	73
4.5.3	Contenido frecuencial	75
4.6	Conclusión	77

Motivación

Películas delgadas de jabón estallando se utilizaron para cerrar el extremo abierto de una cavidad resonante [42]. Pero, debido a la naturaleza capilar de los films, los valores de sobrepresión estaban limitados a valores muy bajos, del orden de los $\Delta P \sim 15$ Pa. Una alta variabilidad se observó en

energía liberada cuando la burbuja estallaba, que fué esencialmente retribuida a la fuerte dependencia del tiempo de ruptura [?], que no podía ser controlado. Si $\tau_{rup} > \tau_{prop}$, cae la amplitud de la señal y por lo tanto la energía total del sistema. Vimos en el capítulo anterior, que existe una transición al régimen no-lineal en el caso $\tau_{rup} < \tau_{prop}$ para evitar el problema del tiempo de ruptura. Vimos además que esta transición de un régimen lineal a un no-lineal es a una sobrepresión $\Delta P_c = 24\text{kPa}$ [58]. Utilizando el mismo dispositivo experimental, que nos permite alcanzar sobrepresiones más altas, vamos que sucede con el efecto del tiempo de ruptura de la membrana elástica en la onda acústica, cuando el tiempo de ruptura τ_{rup} se controla y se varía.

4.1 Montaje Experimental

Se utiliza el mismo montaje experimental pero se enfoca en la dinámica de la membrana (con análisis de imágenes) y la relación entre esta dinámica y la señal acústica.

Utilizando el mismo montaje experimental anterior (ver sección 3.2), donde se investigó la acústica producida por el repentino estallido de una membrana en una cavidad cilíndrica con sobrepresión, se estudiará la dinámica de apertura de la membrana y las consecuencias en la acústica. Para ello, se utiliza una cámara rápida Phantom v9.1. con una velocidad de captura de unos 16.000 a 24.000 imágenes por segundo, con una resolución del orden 200×200 píxeles en cada imagen. La membrana se ilumina desde arriba y de los lados, con 3 luces blancas led de unos 50Watts de potencia para grabar la propagación de la apertura y la onda en la superficie de la membrana elástica. La dinámica de ruptura, τ_{rup} , se mide con la cámara rápida, a unos 4.3×10^{-5} s por cada imagen. El tiempo de ruptura se mide con respecto al punto donde la aguja pincha y hasta el borde del tubo, donde se propaga la apertura de la membrana (ver Capítulo 3, sección 3.3). Se utiliza la configuración donde la membrana se rompe al top del tubo, así se visualiza bien la dinámica.

4.2 Señales acústicas en función del tiempo de ruptura

4.2.1 Tiempo de caída de presión y tiempo de ruptura

Las mediciones de tiempo de ruptura, τ_{rup} para experimentos anteriores [42, ?] se estimaban a partir del valor de la caída de presión en las señales, τ_p . En la figura 4.2 se muestra como el valor de τ_p aproximado de las señales y τ_p^{exp} es el valor medido en nuestros experimentos.

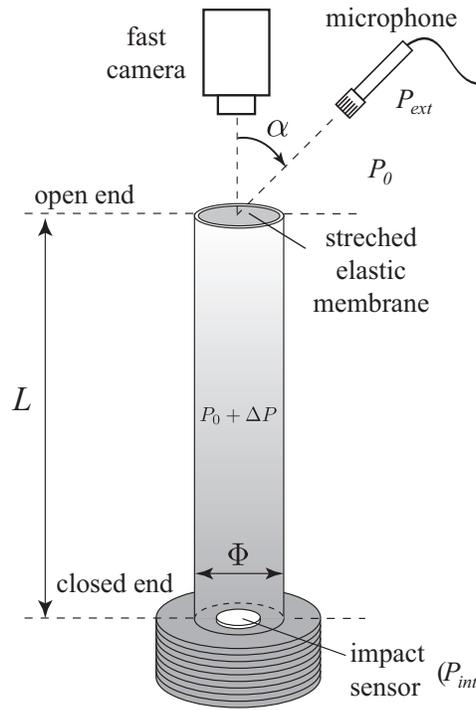


Figura 4.1: Se impuso para todos los experimentos valores $\Delta P \sim 10\text{kPa}$ dentro de la cavidad cilíndrica cerrada por una membrana elástica de espesor ($e = 0,5\text{mm}$) localizada a una distancia L (32cm,60cm) desde el fondo de la cavidad. Cuando la membrana se revienta, la señal acústica es medida dentro, P_{int} , y fuera, P_{ext} , de la cavidad y simultáneamente la cámara rápida registra la dinámica de apertura.

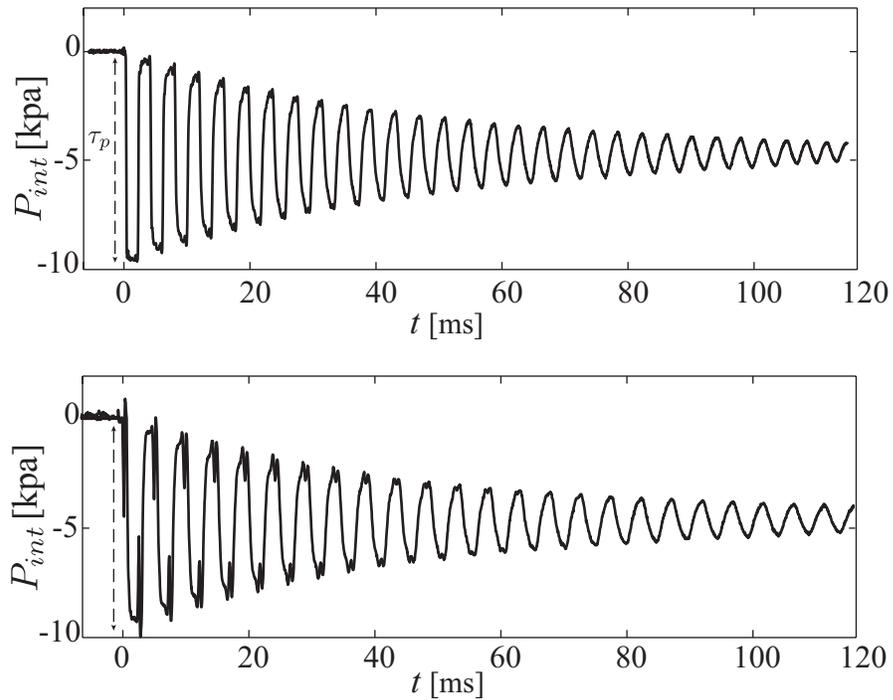


Figura 4.2: Señal P_{int} para dos tiempos de ruptura de la membrana [$L = 0,32\text{m}$; $\Delta P = 10\text{kPa}$; $e = 0,5\text{mm}$; $\varepsilon \sim 3$ (arriba); $\varepsilon \sim 2$ (abajo)]

El tiempo de caída de la presión, τ_p , es el tiempo que está relacionado al tiempo de ruptura [42]. Para dos señales completas con τ_{rup} diferentes, vemos como el tiempo de caída es medido en la figura 4.3.

El tiempo de caída de la presión dentro de la cavidad τ_p , se mide en la primera bajada de la presión (ver Fig.4.3). Este tiempo debería ser instantáneo, pero se ve que es distinto de cero. τ_p se mide desde la primera caída en la señal (punto (1)), hasta que la presión interna alcance el valor de la sobrepresión impuesta (punto (2)).

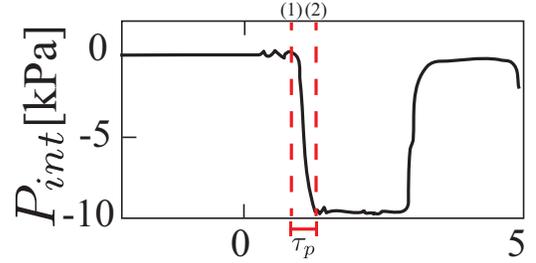


Figura 4.3: Medición tiempo caída de presión τ_p en la señal acústica. Este tiempo se mide en la primera bajada de presión [$L = 0,32\text{m}$; $\Delta P \sim 10\text{kPa}$; $\varepsilon \sim 3$].

Vemos entonces que si medimos los dos tiempos en nuestro experimentos, τ_{rup} y τ_p la relación es lineal como se ve en la figura.4.4. No es exactamente uno a uno, pero los valores están bien correlacionados.

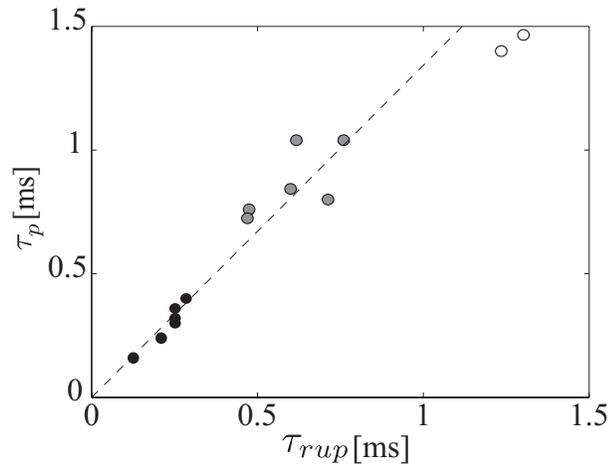


Figura 4.4: Tiempo de caída de la presión medida en la señal τ_p en función del tiempo de ruptura τ_{rup} , para distintas deformaciones iniciales en escala de grises [círculos negros $\varepsilon \sim [2-3]$, círculos grises $\varepsilon \sim [1-2]$ y círculos blancos $\varepsilon \sim [0.5-1]$. La línea segmentada es la teoría de que $\tau_{rup} = \tau_p$ [$L = 0,32\text{m}$; $\Delta P \sim 10\text{kPa}$].

4.2.2 Onda en la membrana

Para una membrana que se rompe al top del tubo de $L = 32\text{cm}$, con un espesor de $e = 0.5\text{mm}$, se muestran las señales acústicas, al interior, P_{int} , y al exterior, P_{ext} , con dos diferentes regimenes de tiempo de ruptura τ_{rup} (*ii*) y (*iii*), ver capítulo anterior, sección 3.2.3).

Se observa en Fig.??, que la forma total de la onda no cambia mucho (misma duración, mismo tiempo de amortiguamiento), pero para tiempos más grandes de ruptura, existe un primer pulso que muestra una pequeña caída de presión y que se comporta igual que el frente de onda principal.

La Fig.4.5 muestra la señal acústica dentro para tiempos de ruptura corto $\tau_{rup} \sim 0.2\text{ms}$ y tiempo de ruptura largo $\tau_{rup} \sim 1\text{ms}$. La Fig.4.6 muestra la señal acústica al interior y al exterior de la cavidad para tiempos de ruptura más largo, $\tau_{rup} \sim 1\text{ms}$, con un regimen distinto de apertura de la membrana (regimen *ii*).

Si miramos el gráfico, tiempo de ruptura, τ_{rup} , en función de la deformación, ε (ver sección.3.2.3, Fig.3.7), a pequeñas deformaciones, el tiempo de ruptura se hace más largo, la forma de la señal acústica dentro (resp. afuera) de la cavidad cambia (ver Fig.??).

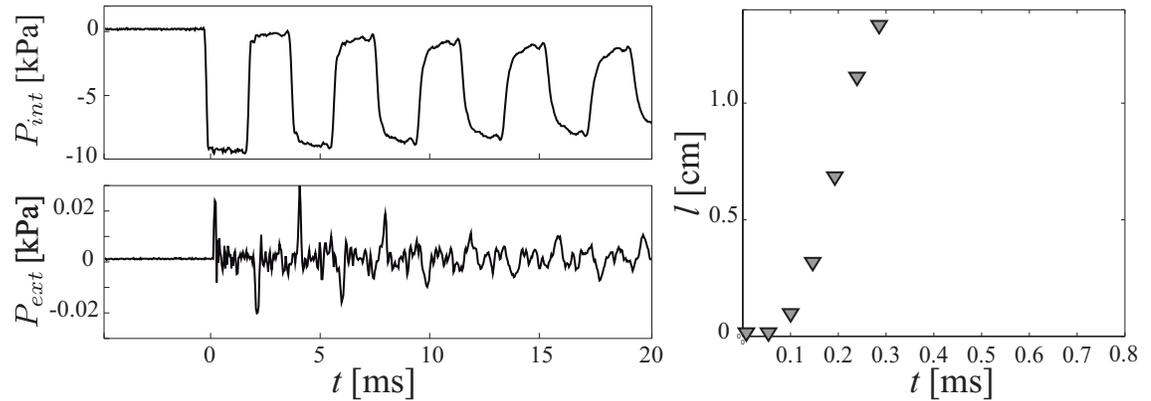


Figura 4.5: Señal interna y externa para una membrana que se rompe con un tiempo de ruptura $\tau_{rup} \sim 0.2\text{ms}$ [$L = 0,32\text{m}$; $\Delta P \sim 10\text{kPa}$; $\varepsilon = 3$].

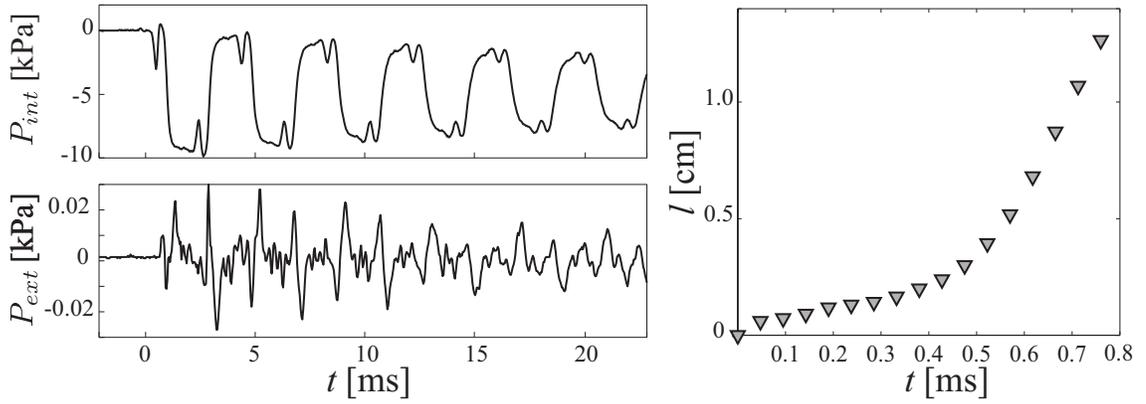


Figura 4.6: Señal interna y externa para una membrana que se rompe con un tiempo de ruptura $\tau_{rup} \sim 1$ ms. [$L = 0,32$ m ; $\Delta P \sim 10$ kPa; $\varepsilon = 1$].

Para las deformaciones más altas en la membrana los dos tiempos, τ_p y τ_{rup} se pueden comparar, pero a medida que la deformación ε se va haciendo más chica, los tiempos son proporcionales. Vemos que pasa en el primer regimen de tiempo de ruptura ($\tau_{rup} \sim 0.2$ ms), como estamos en el regimen lineal ($\Delta P \ll 24$ kPa), entonces se puede trabajar con el modelos descrito en la sección 2.4.3. En lo que sigue nos enfocamos en el efecto de la ruptura de la membrana mediante la realización de mediciones directas de la apertura de ésta junto con la grabación acústica simultáneamente.

4.3 Diferentes dinámicas de apertura

A continuación se describe las diferentes dinámicas con las que la membrana elástica puede abrir, dependiendo de la deformación inicial de ésta y simultáneamente, se registra la onda acústica dentro y fuera de la cavidad.

4.3.1 Dinámica rápida de apertura

La membrana al abrirse rápidamente ($\tau_{rup} \sim 0.1-0.2$ ms), exita el tubo y produce una onda acústica que se mide dentro y fuera de la cavidad. Descrito en el capítulo anterior, observamos como se comporta la señal acústica afuera y dentro del tubo para sobrepresiones menores (régimen lineal $\Delta P \leq 24$ kPa) y mayores (régimen no-lineal $\Delta P \geq 24$ kPa [58]).

Si nos enfocamos a imponer al sistema presiones bajas (regimen lineal), y estudiamos, primeramente, cuando la membrana se abre rápido, la señal acústica se puede modelizar desarrollando el modelo

de [42] tomando en cuenta el tiempo de ruptura.

En la Fig.4.9a se muestra la medición de la señal acústica (línea negra) para $\Delta P \sim 10\text{kPa}$ con una deformación en la membrana de $\varepsilon \sim 2.8$ y el tiempo de ruptura observado $\tau_{rup} \sim 0.2\text{ms}$. Se puede modelizar este señal de presión por:

$$P(x, t) = \delta P \exp^{-t/\tau_p} + \delta P \sum_{n=0}^{\infty} a_n \sin[\omega_n t + \theta_n] \exp\left(\frac{-t}{\tau_n^d}\right) \quad (4.1)$$

donde ω_n es la frecuencia, a_n es la amplitud y ϕ_n es la fase en el modo n dado por:

$$\omega_n \equiv (2n + 1) \frac{\pi c}{2L} \quad (4.2)$$

$$a_n \equiv \frac{4 \omega_0}{\pi \omega_n} \frac{(-1)^n}{\sqrt{1 + (\omega_n \tau_p)^2}} \quad (4.3)$$

$$\tan(\theta_n) \equiv \frac{1}{\omega_n \tau_p} \quad (4.4)$$

donde además τ_n^d representa la amortiguación total, dada por

$$\frac{1}{\tau_n^d} = \frac{1}{\tau_n^Z} + \frac{1}{\tau_n^{r_0}} + \frac{1}{\tau_n^v}, \quad (4.5)$$

donde τ_n^Z es el tiempo de amortiguación de la señal debido a la radiación, $\tau_n^{r_0}$ el tiempo de amortiguación de los modos resonantes debido a la reflexión en el fondo de la cavidad y τ_n^v correspondiente al tiempo característico de amortiguación viscosa debido a las paredes (ver sección 2.4.3).

La señal calculada del modelo [Eq.(??)] usando las frecuencias teóricas del tubo dado por $\nu_n = (2n + 1)\nu_0$, donde $\nu_0 = \frac{c}{4L} = 270\text{Hz}$ es la frecuencia fundamental, es representada por la línea segmentada en Fig. 4.9a. El modelo sistemáticamente tiene un desfase en comparación con la señal experimental, lo que nos indica que las correcciones debido a la radiación debe ser introducidas al modelo. De hecho, el espectro de potencia experimental indica que las frecuencias de vibración difieren ligeramente de los que se obtiene sólo por la geometría del tubo. Por lo tanto, consideramos una longitud “efectiva” del tubo $L' = L + 0,9\Phi$, que es consistente y del mismo orden con el efecto de la radiación [42] y corresponde a las frecuencias medidas experimentalmente. La línea gris obtenida a partir de la Ec.(4.1) con frecuencias corregidas $\nu_0 = c/4L'$, muestra que el modelo describe bien los datos experimentales y no existe desfase en toda la duración de la onda.

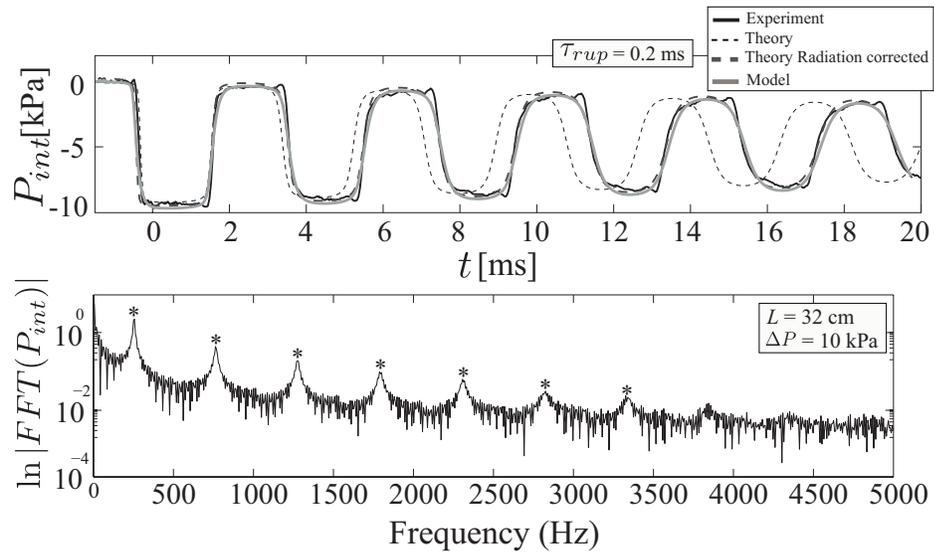


Figura 4.7: Datos experimentales y modelo para P_{int} [$L' = L + 0,9\Phi$; $L = 32$ cm; $\Delta P = 10$ kPa; $\tau_{rup} = 0,2$ ms].

Los parámetros usados en el fit son: para la velocidad del sonido $c = 346$ m/s, $\eta_\nu = 1.5 \times 10^{-5}$ la viscosidad cinemática del aire [m^2/s], $P_r = 0.7$ el número de Prandtl, $\gamma = 1.4$ coeficiente de calor específico y el coeficiente de reflexión $r_0 = -0.97$.

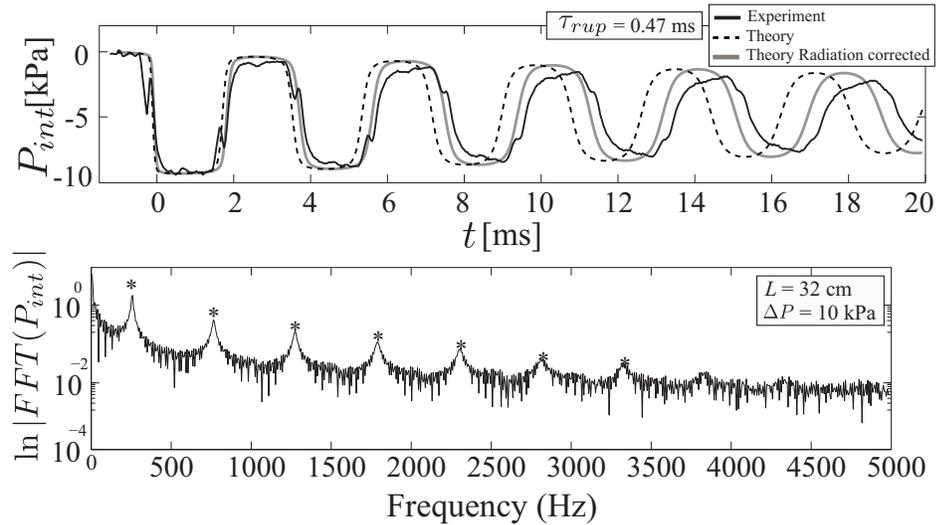


Figura 4.8: Datos experimentales y modelo para P_{int} [$L' = L + 0,9\Phi$; $L = 32$ cm; $\Delta P = 10$ kPa; $\tau_{rup} = 0,47$ ms].

La frecuencia de resonancia para el largo de la cavidad efectivo $L' = L + 0,9\Phi$ es igual a $\nu_0 = 256\text{Hz}$. Esta modificación del L' para la cavidad de $L = 0,32\text{m}$, es debida a que la radiación afecta más a los tubos cortos (bajas frecuencias). Al contrario cuando la cavidad es más larga ($L = 0,60\text{m}$), esta corrección es $L' = L + 0,5\Phi$. Cuando se recuperan las frecuencias experimentales, y luego se introducen en el modelo sin otro parámetro ajustable. Haciendo esto funciona bien. Los valores 0,5 y 0,9 no están tan lejos del modelo de corrección de radiación, aunque no se puede explicar la diferencia con mas precisión.

Si se cambia en el modelo el parámetro τ_p , para una misma señal experimental (mismo τ_{rup} , ver Fig.

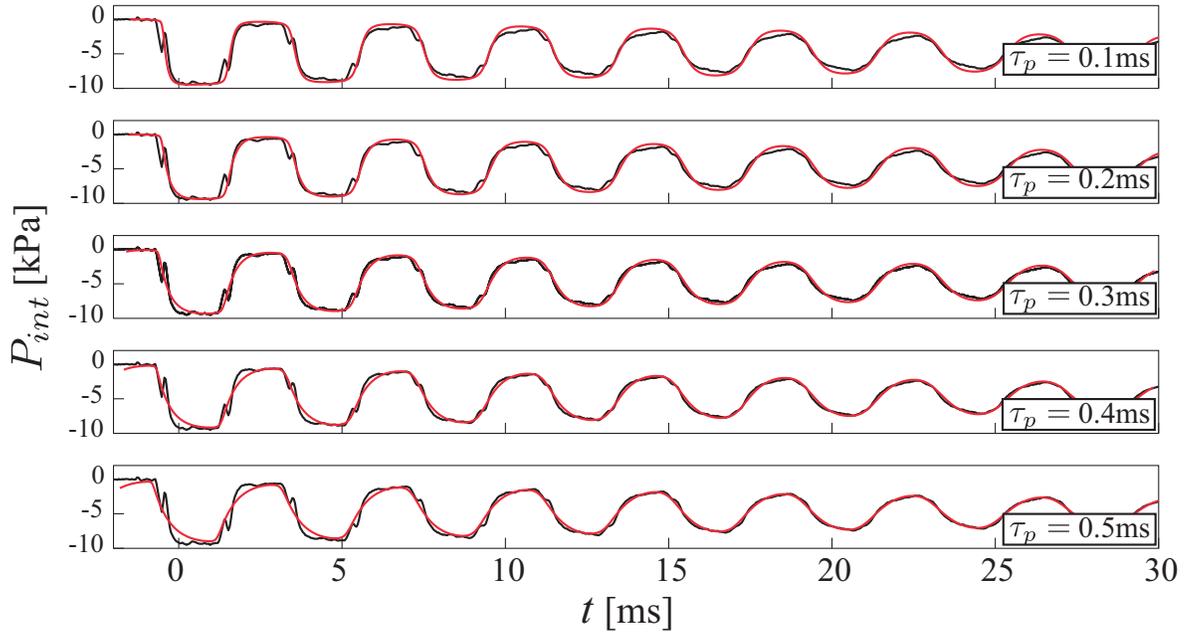


Figura 4.9: Modelo (línea roja) y datos experimentales (línea negra) para P_{int} con parámetros ajustables en función del tiempo y τ_p [$L = 32\text{cm}$; $\Delta P = 10\text{kPa}$; $L' = L + 0,9\Phi$; $\tau_{rup} = 0,47\text{ms}$].

4.3.2 Piercing en la membrana

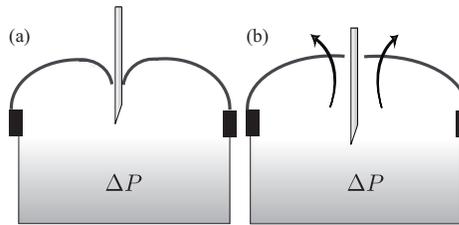


Figura 4.10: Esquema del piercing en la membrana. La membrana se deforma cuando la aguja hace el agujero.

A una baja tensión la propagación de la apertura no ocurre y solo se forma un pequeño agujero ($l_a \sim 0.2\text{cm}$) producido por la aguja. Sin embargo, existe igualmente una relajación de la membrana que toma lugar después del piercing, que induce una señal acústica dentro de la cavidad [ver Fig.??a]. Se observa que el contenido frecuencial de la señal es dado ahora por los armónicos de una cavidad cerrada, donde $\nu = \nu'_0(n + 1)$ con $\nu'_0 = c/2L = 280\text{Hz}$ (ver Fig.4.11).

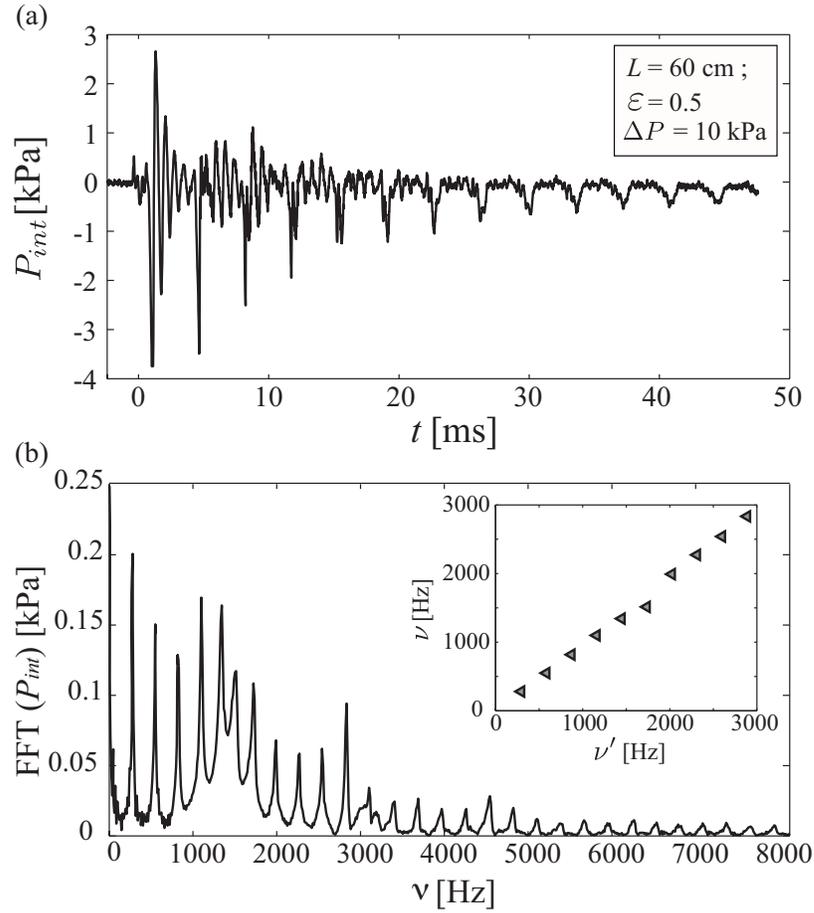


Figura 4.11: (a) Señal de presión interna P_{int} . (b) FFT de la señal de presión interna de (a) El espectro es el mismo que si tuviera el tubo cerrado donde sus armónicos están dados por $\nu = c/2L$. Las frecuencias medidas en función de las frecuencias teóricas dadas por ν' (inset).

Existe una onda elástica se propaga a lo largo de la superficie de la membrana, y se observa por medio de la variación de intensidad de la luz en la imagen capturada por la cámara rápida. Esta onda se observa cuando la deformación de la membrana es pequeña, entre valores $\varepsilon \sim 0,5$ o menores en el caso de un pearcing que se mantiene estático, pero también cuando la membrana propaga su apertura a tiempos largos ($\varepsilon \sim 0,5 - 2$). Analizaremos que pasa con esta onda superficial en la sección 4.4.

4.3.3 Ruptura de la membrana en dos pasos

Cuando la membrana es sometida a una deformación intermedia, en el rango de 0.7 a 1.5, la dinámica de apertura procede en dos pasos. La señal de presión interna para estos dos valores de deformación, se muestran en la Fig.4.12. t_1 es el valor del tiempo del primer pulso para las dos señales de P_{int} . La apertura progresa lentamente y se observa un agujero circular remanente que crece inducido por el “piercing”. Esta lenta propagación es seguida por un repentino incremento de la velocidad. Este cambio, “cross-over”, entre estos dos regimenes está dado por el tamaño crítico de la apertura, l_a .

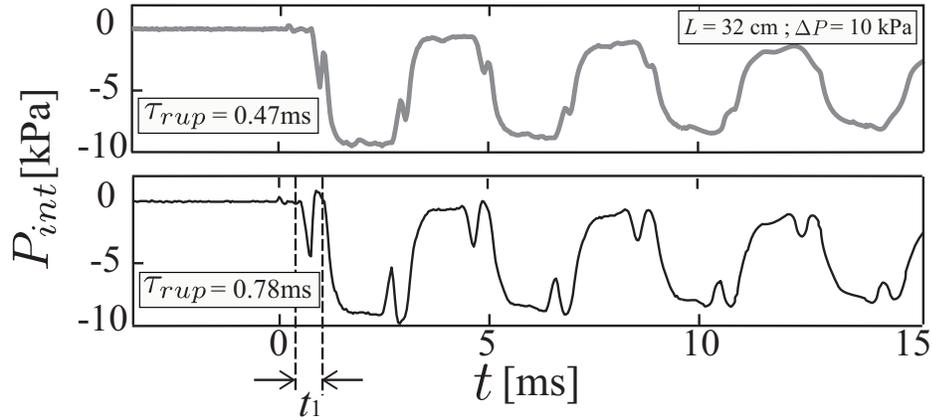


Figura 4.12: Señal de presión interna (P_{int}); $\tau_{rup} \sim 0,45\text{ms}$ y $\tau_{rup} \sim 0,78\text{ms}$ para la figura de arriba y abajo respectivamente [$L = 32\text{cm}$, $\Delta P = 10\text{kPa}$].

Si miramos el largo de la apertura en función del tiempo, donde a un tiempo t_2 (tiempo de "delay"), la apertura se empieza a propagar mucho más rápido debido a la relajación de la membrana después de alcanzar el largo crítico. Desde t_2 en adelante el crack se propaga a una velocidad v_c , que ajustaremos en la siguiente sección.

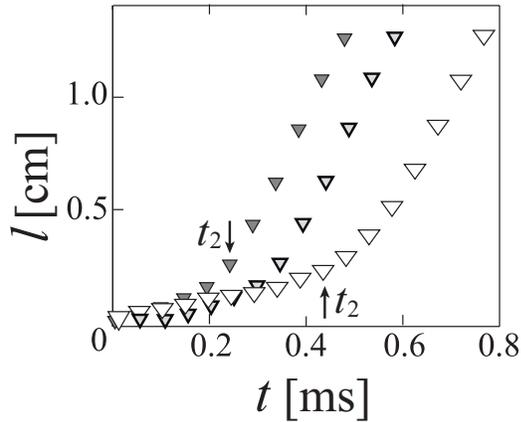


Figura 4.13: Largo del crack en función del tiempo, para varios valores de deformación de la membrana [$\varepsilon = [0.7, 1, 2]$; $\Delta P = 10 \text{ kPa}$; $L = 60 \text{ cm}$].

El tiempo que se demora la membrana en llegar al cross-over, t_2 , en función del tiempo del pulso que se crea en la membrana, t_1 , se puede ver en la Fig.4.13.

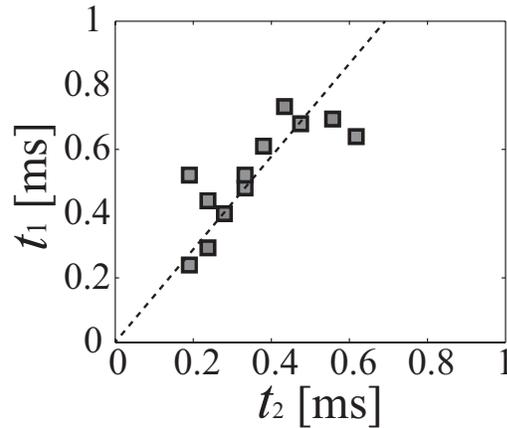


Figura 4.14: Tiempo “delay” t_1 versus el tiempo inicial de propagación del crack t_2 .

4.4 Onda transversal y dinámica de fractura

La onda que se observa cuando la tensión es baja ($\leq 2,8$) se analiza por medio de la resta de dos imágenes consecutivas. La deformación de la membrana debido a la propagación de la onda se observa mejor (ver Fig.4.15), dando lugar a una velocidad con la que se propaga la onda que está cerca de $v_w \sim 40 \text{ m/s}$ para una deformación inicial $\varepsilon = 0,7$.

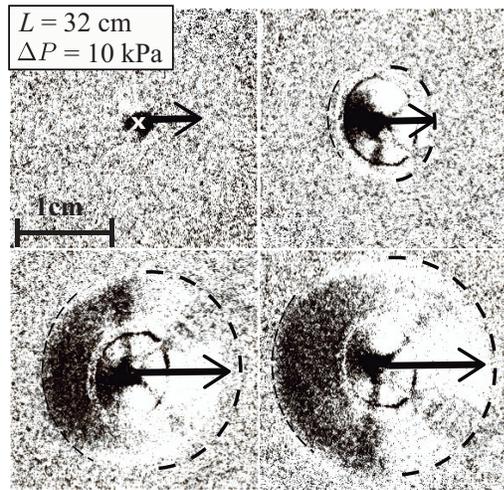


Figura 4.15: Propagación de una onda sobre la membrana, sin propagación del crack y/o con propagación del crack para tiempo de ruptura largo. [$L = 32\text{cm}$; $\Delta P = 10\text{kPa}$; $\varepsilon = 0,5$]

En orden de identificar la naturaleza de la onda que se propaga en la superficie de la membrana, investigamos la dependencia de su velocidad en función de la tensión de la membrana. Existen dos posibles formas de propagación de la onda superficial, llamadas ondas longitudinales y ondas transversales. Ha sido demostrado que puede existir una onda longitudinal en la superficie de la membrana cuando una membrana se recoge después de ser estirada [?]. De esto resulta una velocidad de onda que es independiente a la tensión de la membrana, que escala como $v_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, y que solo depende intrínsecamente del material. Típicamente en nuestro experimento el valor de v_l esta en el orden de los 40m/s con el valor del módulo de Young de la membrana elástica, $E = 1,5 \times 10^6\text{Pa}$ y la densidad $\rho = 920\text{kg/m}^3$.

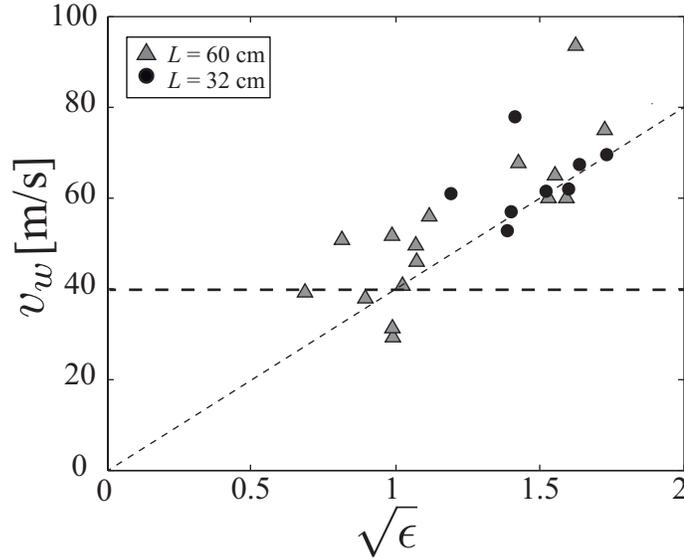


Figura 4.16: Velocidad de la onda medida en la membrana en función de la deformación inicial ϵ de la membrana. La línea horizontal segmentada corresponde a la velocidad calculada asumiendo que la onda es longitudinal. La línea segmentada más delgada, corresponde a a predicción de la velocidad de onda asumiendo como onda transversal, donde $v_w \approx \sqrt{\epsilon E/\rho}$, sin parámetros ajustables.

En la figura 4.16, la línea negra horizontal segmentada, es la velocidad asumida como onda longitudinal para los parámetros experimentales (E, ρ). El orden de magnitud es correcto, sin embargo la velocidad predicha es constante, independiente de la tensión de la membrana. Al contrario, la onda transversal es una función de la tensión de la membrana, escalada como, $v_t \approx \sqrt{\epsilon E/\rho}$. La línea delgada segmentada en la Fig 4.16 muestra la velocidad de la onda en la superficie de la membrana que es consistente con los datos experimentales.

Concluimos entonces, en nuestro sistema, la onda transversal tiene el mismo orden de magnitud que la onda longitudinal (ver Fig. 4.16). En el sistema se excita la onda transversal por causa del pearcing, que se abre o no, por la relajación de la deformación. La onda longitudinal v_l probablemente existe, pero con amplitud más pequeña, por lo que no se puede ver.

Ahora estudiaremos la dinámica de apertura de la membrana con más detalles. Asumiendo que la velocidad se propaga se forma transversal, y que además imponiendo que la dinámica se enfoca solo en el segundo régimen de apertura rápida, podemos describir la velocidad de la onda dada por la ecuación de la velocidad de una fractura de un material frágil [59]

$$v_w = v'_w \left(1 - \frac{l_a}{l}\right), \quad (4.6)$$

donde l es el largo de la fractura, l_a es el largo crítico para que la fractura comience a propagar y v'_w es la velocidad del sonido en el material. En la Fig.4.17a, se muestra la velocidad medida v_c para diferentes regimenes de apertura (dinámica rápida y de dos pasos) en función del largo l . La línea negra muestra el ajuste para la ecuación 4.6. Se extrae del fit la velocidad de onda v'_w ajustada de los valores experimentales del plot de la velocidad del crack en función del largo, haciendo un ajuste en el valor del l_a , largo crítico con un ajuste en los parámetros experimentales de la velocidad en función del largo de apertura de la membrana dado por la ecuación 4.6.

Entonces v'_w es directamente proporcional con la medición de la velocidad de onda transversal que se propaga a lo largo de la membrana v_w (Fig. 4.17b). El largo crítico obtenido desde el fit es de rango 0.1cm a 0.2 cm que está cerca de los valores de tamaño del agujero en la aceleración repentina del crack. Por consiguiente, concluimos que la ruptura de la membrana se puede describir en el marco de una ruptura frágil en un material elástico.

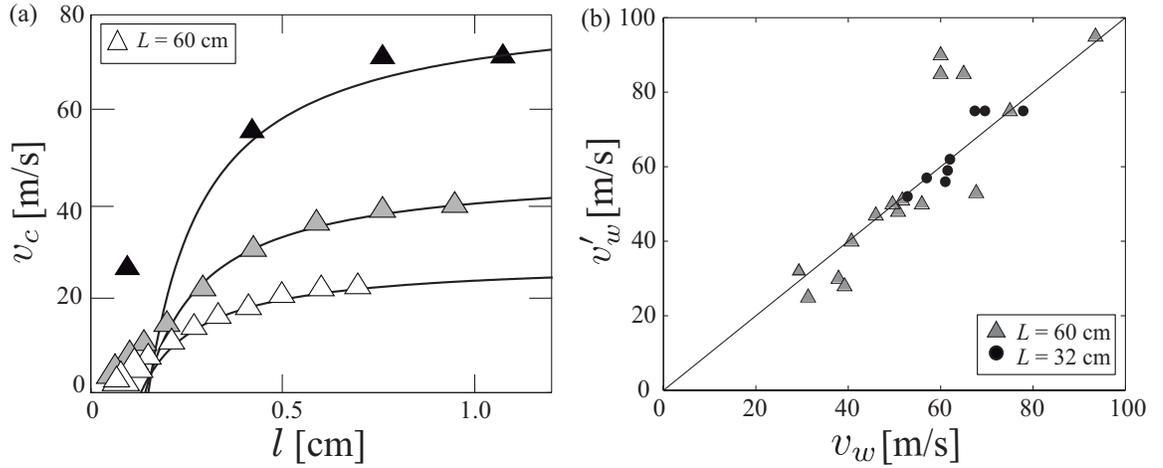


Figura 4.17: (a) Velocidad de apertura v_c en función del largo l para diferentes deformaciones de la membrana [$\varepsilon \sim 3$ (Δ negros); $\varepsilon \sim 2$ (Δ grises); $\varepsilon \sim 3$ (Δ blancos)] [$\Delta P = 10$ kPa; $L = 0,60$ m]. (b) Velocidad característica v'_w , obtenida de la Ec. 4.6 haciendo un fit de la velocidad de apertura del crack en función del largo de la apertura, ploteado en función de la velocidad de onda medida v_w para distintos largos del tubo.

Cuando medimos el tiempo de ruptura, τ_{rup} como función de la deformación (ver sección 3.2.3), el tiempo de ruptura decrece con la tensión de la membrana, $\tau_{rup} \sim 1/\sqrt{\varepsilon}$, que es directa

consecuencia de la velocidad de fractura en dependencia de la deformación. En adición, esperamos que en este regimen de deformaciones grandes en la membrana, τ_{rup} es una función que aumenta con el diámetro del tubo y es independiente de la longitud de este. Con la discusión anterior, es posible tomar en cuenta el tiempo de ruptura como una función de la tensión como se representa en la figura del tiempo de ruptura, τ_{rup} en función de la deformación, ε (ver sección 3.3.3). De hecho, para el régimen de alta tensión en la membrana, (ruptura de la membrana en un solo paso) el tiempo de ruptura puede calcularse a partir de la v_c por la integración de la ecuación. 4.6. Esto es,

$$\tau_{rup} = \int_{l_c}^{\frac{\phi}{2}} \frac{dl}{v_c}, \quad (4.7)$$

lo que nos lleva a,

$$\tau_{rup} = a \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (4.8)$$

donde, en el límite de $l_c \ll \phi$, $a = \phi/2\sqrt{\rho/E}$. Usando nuestros parámetros experimentales de la membrana elástica (módulo de Young E y la densidad ρ) y si consideramos el régimen de una fractura frágil, encontramos que $a \approx 0,3$. Experimentalmente, encontramos que el tiempo de ruptura de hecho es una función lineal de $1/\sqrt{\varepsilon}$, y el mejor fit con esta ley corresponde $a \approx 0,44$. Este fit indicado por la línea segmentada en la figura τ_{rup} vs ε (sección 3.2.3), captura la tendencia principal de los datos experimentales. A pesar de la dispersión inherente de los datos, se concluye que la dinámica de fractura pueden ser explicados en una buena aproximación por una fractura frágil de la membrana elástica.

4.5 ¿Cómo afecta a la señal acústica el tiempo de ruptura?

4.5.1 Forma de la onda acústica

Ahora, sabemos que en la membrana se propaga una onda con una velocidad transversal que depende de la deformación ε , y que a tiempos de ruptura largos, la señal al interior de la cavidad cambia y existe un pequeño pulso periodico que se repite a lo largo de la señal interna. Pero, ¿qué pasa con la señal al exterior?, ¿podemos modelizarla con la teoría del monopolo de Lighthill, si estamos trabajando en el regimen lineal ($\Delta P < 24$ kPa)? .

Se muestran en la figura 4.18 para dos tiempos de ruptura distintos y un largo $L = 32$ cm del tubo, la señal que emite hacia afuera el tubo.

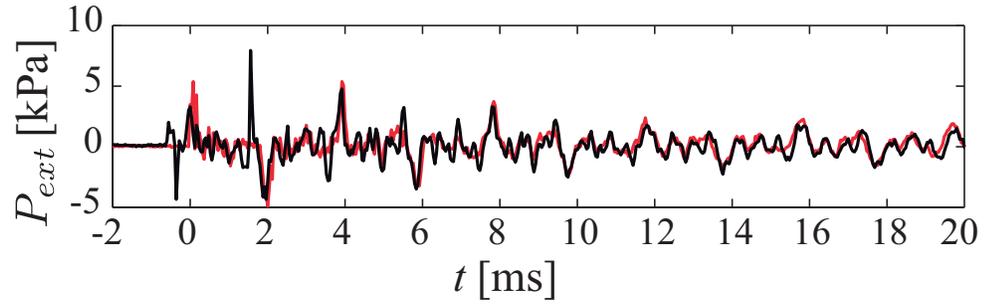


Figura 4.18: Señal P_{ext} , para dos tiempos de ruptura distintos [$L = 32\text{cm}, \Delta P = 10\text{kPa}$; (a) $\tau_{rup} \sim 0,2\text{ms}$; (b) $\tau_{rup} \sim 1\text{ms}$].

Las señales acústica, tanto interior, P_{int} , como externa, P_{ext} , se muestran en la figura 4.18 y Fig. 4.19, para dos tiempos de ruptura.

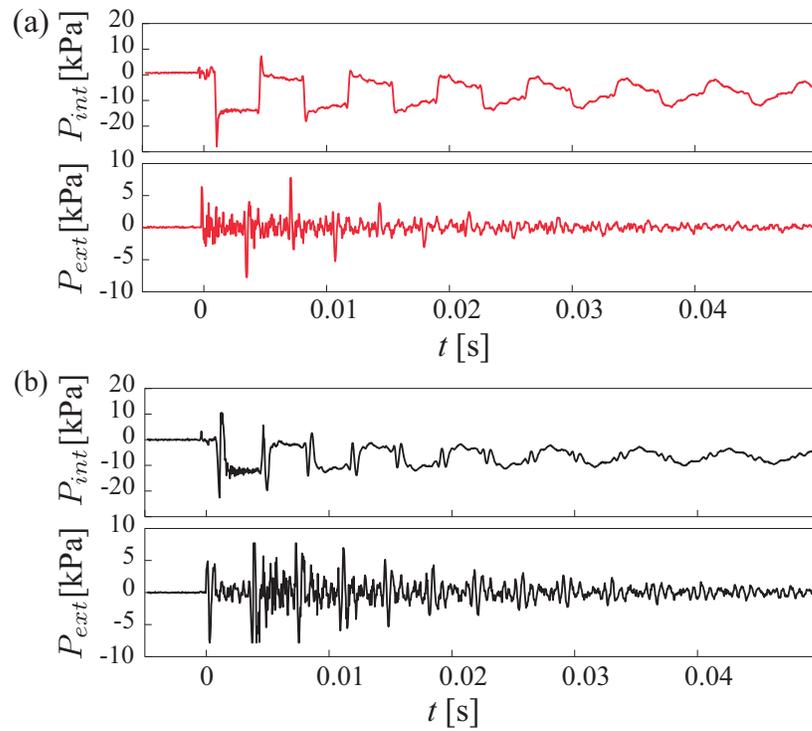


Figura 4.19: Señales acústicas dentro, P_{int} , y fuera, P_{ext} , del tubo [$L = 60\text{cm}, \Delta P = 10\text{kPa}$; a) $\tau_{rup} \sim 0,2\text{ms}$; b) $\tau_{rup} \sim 1\text{ms}$]

Observando la señal más detalladamente (ver Fig.4.20) para la presión al exterior, P_{ext} , podemos ver que para un tiempo de ruptura corto $\tau_{rup} \sim 0.2$ ms (línea roja), el primer peak de la señal se debería regir por la acústica lineal donde se debe cumplir la relación de Lighthill ($P_{ext} \propto dP_{int}/dt$), para $\Delta P < 24$ kPa. Para tiempo de ruptura más largos, esta relación se puede modelar, pero la señal acústica tiene un comportamiento diferente y el primer peak, puede que no refleje la cantidad de energía irradiada hacia afuera del sistema.

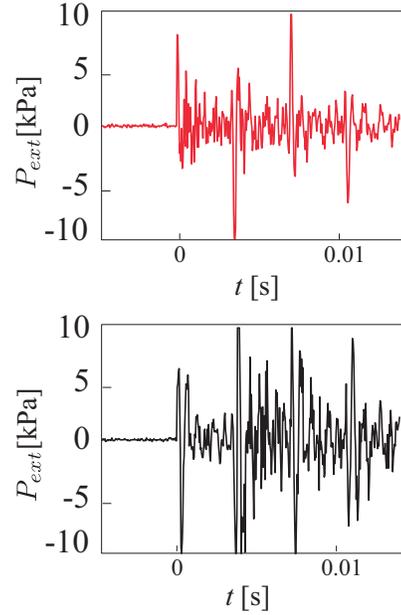


Figura 4.20: Señal acústica para dos valores de tiempo de ruptura; $\tau \sim 0,2$ ms (rojo); $\tau \sim 1$ ms negro. [$\Delta P = 10$ kPa; $e = 0,5$ mm; $L = 60$ cm]

4.5.2 Amplitud de la onda acústica

La relación de Lighthill aún se cumple para los dos largos del tubo con diferentes tiempos de propagación del crack, la derivada modelada es similar a la presión externa que se mide (ver Fig.4.21) y tomando para todos los valores de tiempo de ruptura, en la figura.4.22 se observa que los valores experimentales para P_{ext}^* , modelados con Lighthill (sin el prefactor), tienen un buen comportamiento para todos los tiempos de ruptura.

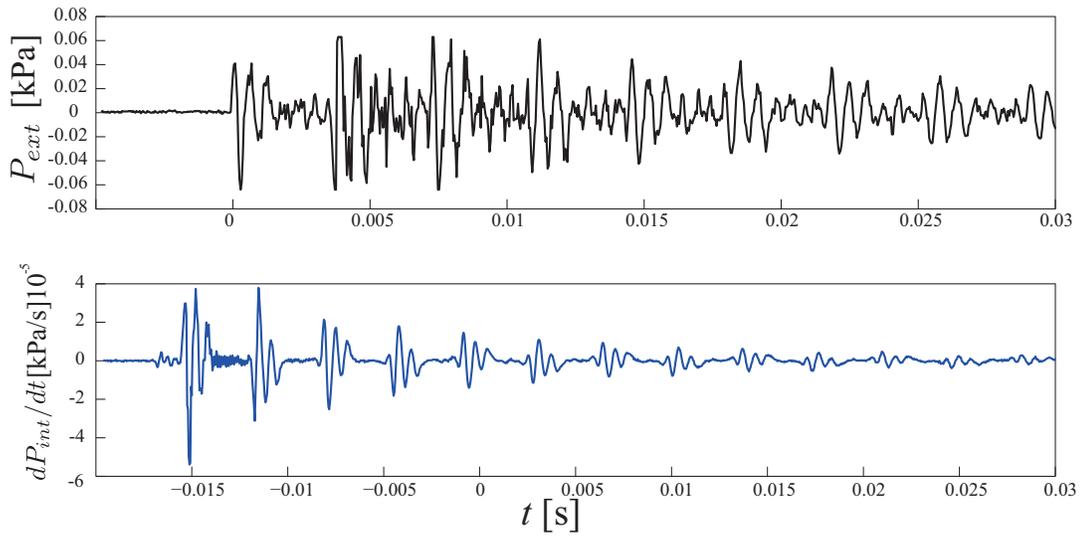


Figura 4.21: Señal acústica afuera (P_{ext} línea negra) y la derivada utilizando Lighthill con el modelo de la acústica lineal [$L = 60\text{cm}; \Delta P = 10\text{kPa}; \tau_{rup} \sim 1\text{ms}$].

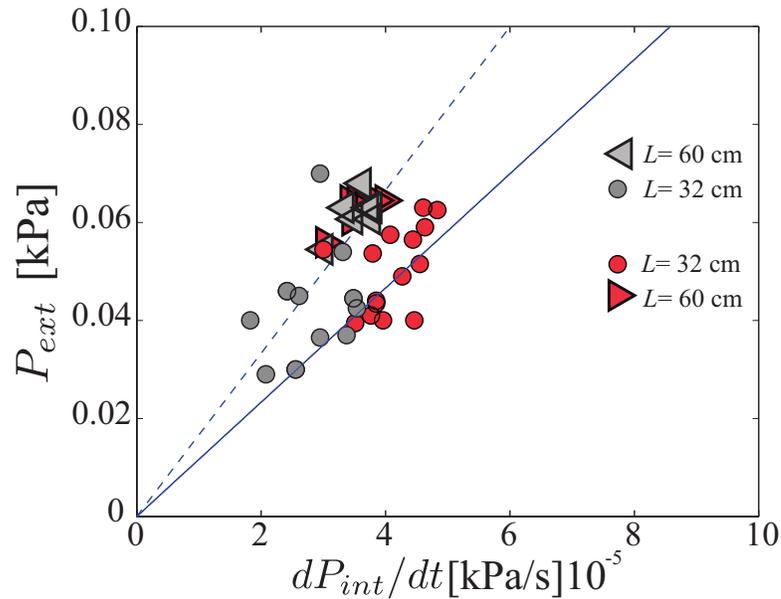


Figura 4.22: Relación de Lighthill (sin el prefactor) para para distintos tiempos de ruptura y distintos largos del tubo. P_{ext}^* para el primer periodo de la señal. La línea segmentada es la relación teórica para $L = 60\text{cm}$ y la línea azul es la relación teórica de Lighthill para $L = 32\text{cm}$. El color rojo indica que el tiempo de ruptura va entre $\tau_{rup} \sim [0,1 - 0,2]\text{ms}$ y el color negro, el $\tau_{rup} \sim [0,45 - 1,2]\text{ms}$

4.5.3 Contenido frecuencial

Calculando la transformada de Fourier para las dos señales, al interior de la cavidad, vemos que la amplitud del quinto armónico, $\nu_5 \sim 1300$ Hz, para el tiempo de ruptura $\tau_{rup} \sim 1$ ms se hace más grande que para el tiempo de ruptura más corto.

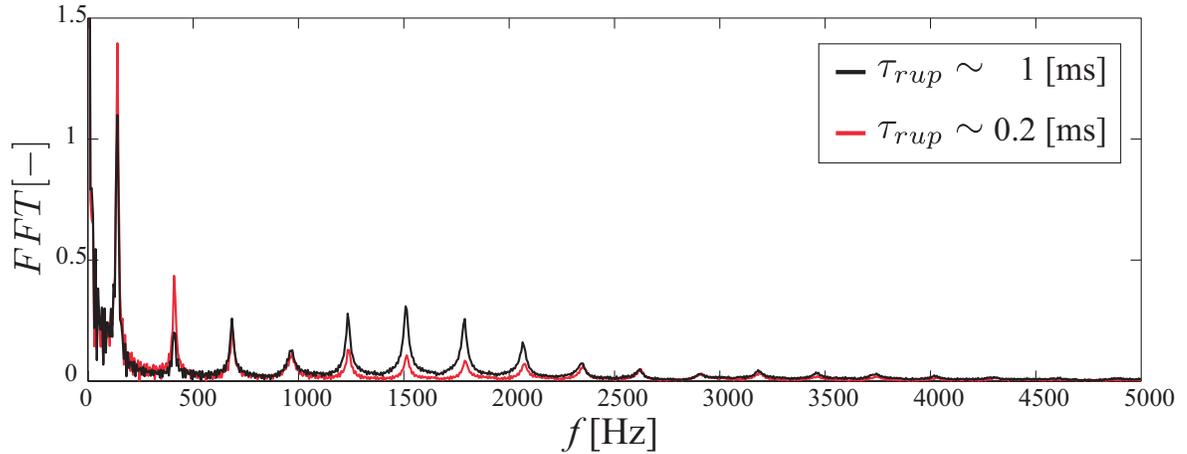


Figura 4.23: Espectro armónico para la señal al interior el tubo, para dos diferentes tiempos de ruptura, $\tau_{rup} \sim 1.2$ ms línea negra y $\tau_{rup} \sim 0.2$ ms para la línea roja, las velocidades son $v_w \sim 35$ m/s y $v_w \sim 62$ m/s respectivamente.

Para dos tiempos de propagación del crack en la membrana, la amplitud de los modos más altos en la frecuencia para tiempos más largos, es más alta (Fig.4.23) en el espectro al interior de la cavidad. Lo mismo se muestra en la figura 4.24 para todos los valores de tiempo de propagación del crack.

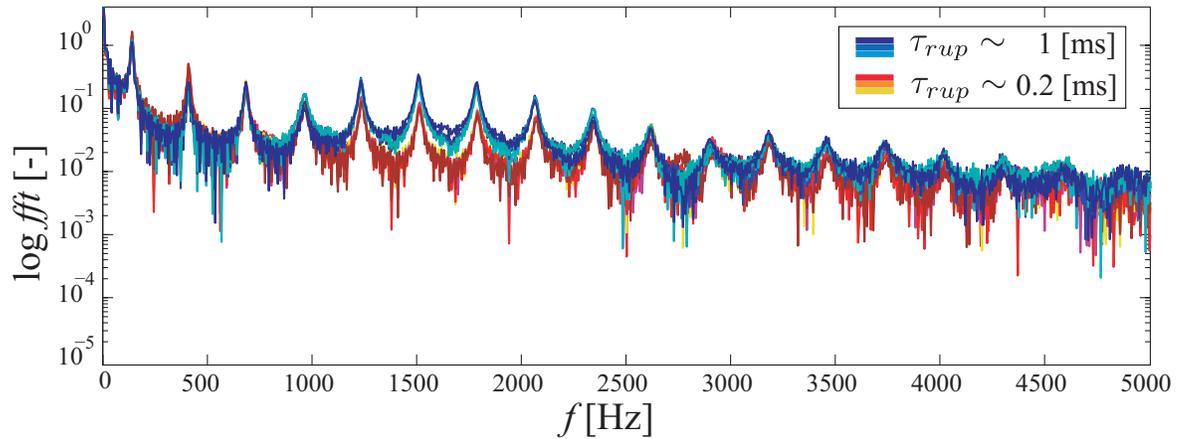


Figura 4.24: *FFT* de la presión interna para diferentes tiempos de propagación del crack. gama del azul: $\tau_{rup} \sim [0.45-1.2]$ ms; gama del rojo: $\tau_{rup} \sim [0.13-0.35]$; $\Delta P = 10$ kPa; $L = 60$ cm.

Los peaks de los modos más altos al interior de la cavidad se hacen más grandes. Esto se puede deber a existen otros modos en la cavidad que no se están mediendo y de alguna forma inyectan energía al sistema. Una posibilidad se debe al “piercing” en la membrana que crea una pequeña onda de alta frecuencia que hace que en la señal (ver. Fig.4.18) se ve un gran peak que cae más abajo de la sobrepresión inicial . Este pequeño salto provoca que los armónicos altos aumenten su valor. También, pueden existir no-linealidades en el sistema que no se están tomando en cuenta (ver Anexos Cy B).

4.6 Conclusión

En este capítulo se describió la dinámica de ruptura de la membrana elástica y como influye en la señal acústica emitida tanto al interior como al exterior del tubo. Midiendo la señal de presión interna con diferentes tiempos de ruptura de la membrana se encontró que la forma de la señal cambiaba, por lo que la señal acústica afuera también lo hace.

Encontramos que al cambiar la dinámica de la deformación también cambia la forma de la onda que se propaga por el interior del tubo y fuera de él. Esta onda viene decorada por un pulso que está dado por el primer agujero que forma la aguja. Después de este agujero, y sobrepasar el largo crítico l_a , la membrana se abre y propaga el frente de onda por la caída de la presión impuesta. La onda después de hacer el agujero propaga una onda superficial con una velocidad transversal v_w que es medida y ajustada por la ecuación de la velocidad de un crack en un material elástico, cuando la membrana se abre. Entonces, la dinámica de fractura puede ser explicada en una buena aproximación por una fractura frágil de la membrana elástica, donde v_c es la velocidad de la fractura.

Se puede hacer una buena aproximación del modelo de P_{int} y P_{ext} para tiempos de rupturas del orden de los tiempos de propagación de la onda en el tubo $\tau_{rup} \sim \tau_{prop}$. Las formas de las señales cambian, pero se pueden modelar empleando los modelos acústicos para el régimen lineal [42]. Existe un mecanismo físico, que hace que los modos más altos de la cavidad ($L = 60\text{cm}$) sean más grandes. En este capítulo no se analizó que paso con el espectro adentro y afuera por lo que se entregarán un poco más de las hipótesis de cuáles son estos posibles mecanismos en los Anexos C y B.

Capitulo 5

Ondas Sísmicas

5.1 Motivación

En algunos volcánes las ondas acústicas pueden propagarse por un medio elástico como la tierra y producir algunos tremores que son detectados por los instrumentos sísmicos. Estos tremores volcánicos son señales que perduran en el tiempo (en general hasta varios días) y están mayoritariamente asociados a los movimientos del magma en el conducto volcánico y la cámara magmática. Por otro lado, algunos eventos más esporádicos con largos periodos, en general son vinculados a explosiones aisladas de *slug* en la parte superior de la columna de magma [60].

La mayor parte de la energía sísmica que puede tener un volcán queda atrapada en el conducto volcánico lleno de magma y produce resonancia, y solo una pequeña parte de esta energía es liberada y se propaga a través de el medio sólido que lo rodea y puede ser medida como una señal sísmica [61]. Algunos modelos tratan de explicar la señales sísmicas asociadas a los tremores y se deben principalmente a las características geométricas del conducto y los efectos resonantes inducidas por las fluctuaciones de presión del conducto lleno de fluido. Esta señales son muy dispersivas y dependen de la longitud de onda, el diámetro del conducto y los parámetros elásticos del medio [62]. Estas señales altamente dispersivas, ¿pueden ser también producto de la resonancia debido a una acoplamiento de la resonancia acústica que se estudió en los capítulos anteriores?

Las ondas que se propagan por un medio elástico son diferentes dependiendo de la forma en que viajen. Existen diferentes tipo de ondas elásticas, las ondas de volumen: las ondas P que son ondas de compresión y viajan a una velocidad v_P y las ondas S, que son ondas de cizalle y viajan a

una velocidad v_S . Estas velocidades vienen dadas por:

$$v_P = \sqrt{\frac{\kappa + 4/3\mu}{\rho}} \quad (5.1)$$

y

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (5.2)$$

donde κ es el módulo de compresibilidad, μ el módulo de corte y ρ la densidad.

Existen también, ondas de Rayleigh y Love, que son ondas que se propagan en la superficie del medio elástico, donde la onda de Rayleigh son ondas elípticas, cuya amplitud disminuye exponencialmente con la profundidad y su velocidad es aproximadamente un 90 % de la velocidad v_S . Por otro lado las ondas de Love, producen un movimiento horizontal de corte en la superficie y su velocidad es del orden de las ondas de Rayleigh pero un poco mayor.

A diferencia de los experimentos anteriores, el tubo es un cilindro hecho dentro de un medio sólido. Se excitan ondas resonantes dentro del tubo, como en los experimentos anteriores, pero ahora queremos estudiar el acomplamiento de estas dos señales, acústica y sísmica y observar si existen ondas de volumen y/o de superficie cuando el tubo es excitado por la repentina caída de presión. Se mostrarán algunos resultados preliminares a continuación.

5.2 Dispositivo experimental

El montaje (ver Fig.5.1) consiste en un trozo de robalón ($50 \times 15 \times 23$), que es un plástico duro, donde la velocidad del sonido puede alcanzar $v_s \sim 860 \text{m/s}$, el módulo de Young $E = 470 \text{MPa}$ y la densidad $\rho = 0.93 \text{g/cm}^3$. En el centro, se le hizo un agujero en forma de cilindro de largo de $L = 21 \text{cm}$ y diámetro de $\Phi = 2.5 \text{cm}$.

Para captar la señal acústica al exterior se utiliza un micrófono (PCB Piezotronics Inc., 1/4" micrófono 377A10 + pre-amplificador 426B03) y para captar la señal acústica interna, usamos el sensor de impacto (Force sensor PCB Piezotronics PCB 200B02 + amplificador PCB 482A16). Ambas señales son registradas por dos osciloscopios (Tektronix TDS2012B, frecuencia de muestreo 25 kHz). Para captar altas frecuencias, registramos con un acelerómetro (PCB shear accelerometer; 352A24; sensibilidad $105.6 \text{ mV}/(\text{m/s}^2)$) las ondas superficiales o de volumen que puede existir en el sistema, a una distancia x_1 y x_2 medidas desde el borde abierto del tubo.

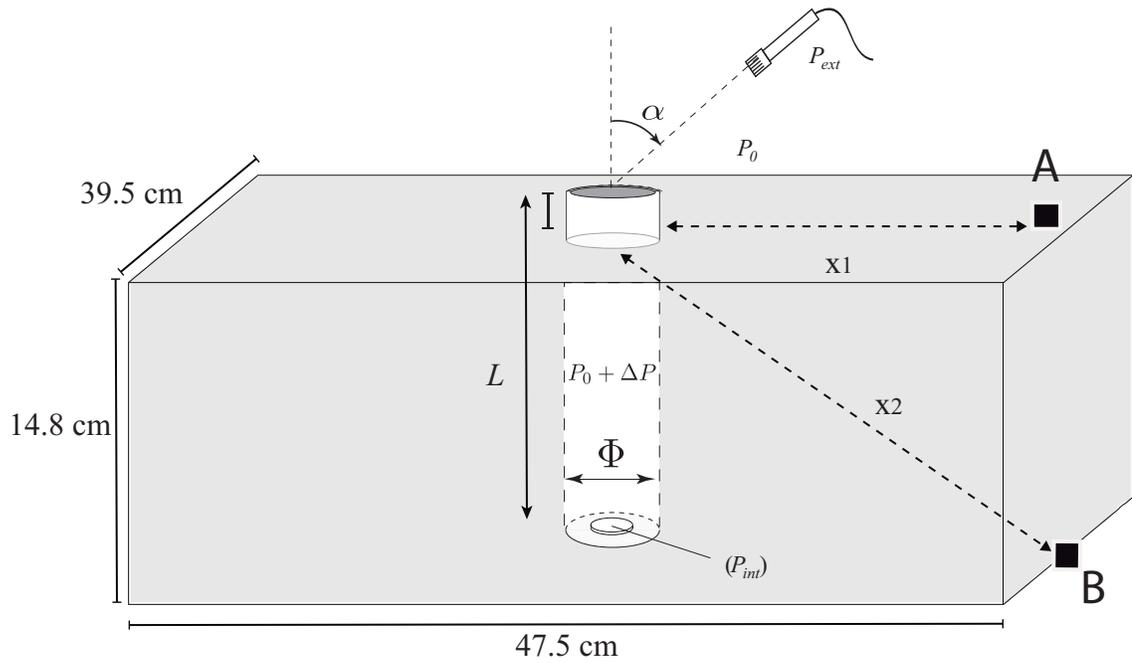


Figura 5.1: Montaje experimental, para medir ondas que pueden propagarse en la superficie. El acelerómetro puede ser localizado en la posición A o B (■) [$x_1 = 23$ cm ; $x_2 = 27.4$ cm].

5.3 Propagación de la onda

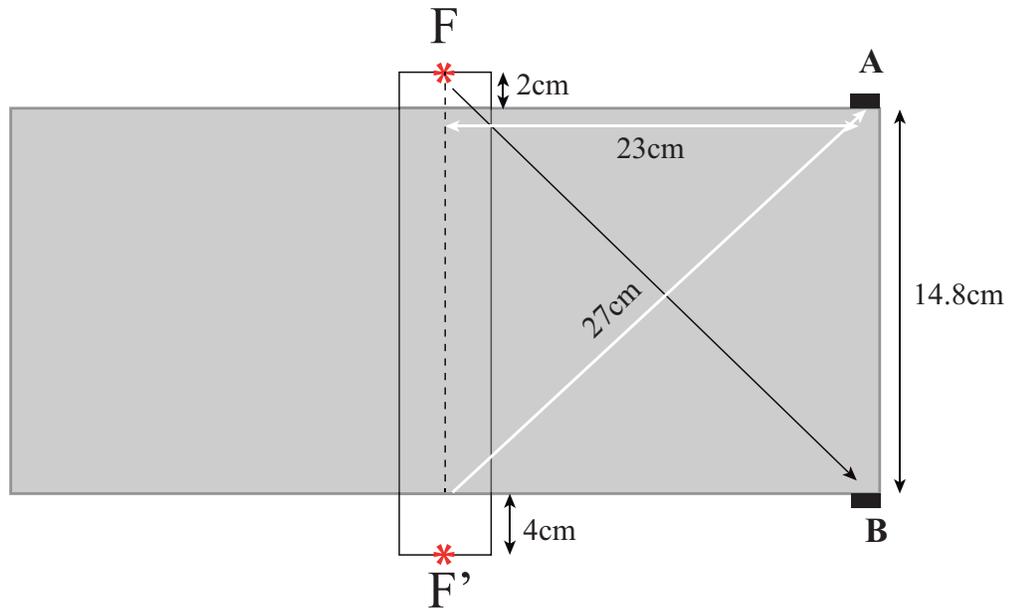


Figura 5.2: Esquema de las posibles fuentes de emisión de la onda sísmica en el sistema. F es la fuente donde la velocidad del fluido es máxima y F' es la fuente donde la presión es máxima. En el sistema el largo del tubo se toma como el largo del sistema sólido, despreciando las secciones de largo l'' (2cm y 4cm) que salen de el.

Para saber si existe una onda superficial o una onda de volumen en el sistema, se realizan mediciones de aceleración en dos distancias diferentes, x_A en **A** y x_B en **B**, para las diferentes fuentes de emisión de onda sísmica (F , F' , ver Fig.5.2). La figura 5.3, muestra para las dos posiciones; la señal del acelerómetro y la señal acústica al interior del tubo.

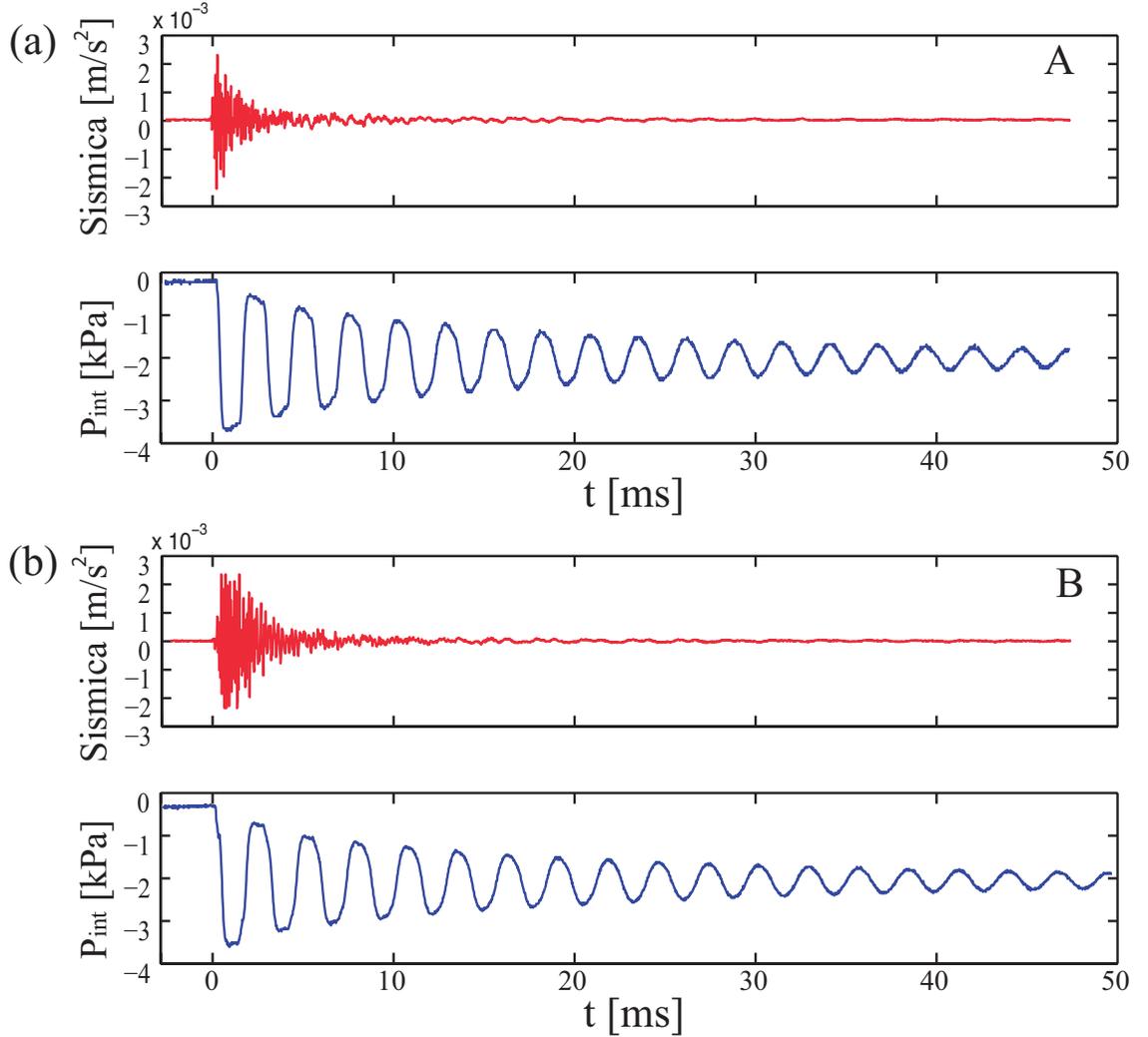


Figura 5.3: Señal de aceleración a y de presión interna P_i para **A** y **B** [$\Delta P = 4\text{kPa}$; $L = 21\text{cm}$; $e = 0,5\text{mm}$; $\tau_{rup} \sim 0,2\text{ms}$]

Los tiempos de propagación involucrados en el sistema son: t_a , que es el tiempo que mide el sensor de impacto la llegada de la onda acústica al fondo del tubo, t_s es el tiempo que mide el acelerómetro cuando llega onda onda “sísmica”. $\Delta t = t_a^* - t_s^*$ es la diferencia entre el tiempo t_a^* , que es el tiempo que demora la señal acústica en llegar al micrófono y t_s^* , que es el tiempo que mide el acelerómetro cuando llega una señal “sísmica” en la posición **A** o **B**. Estos dos tiempos de propagación, se miden directamente de las señales, dando entonces:

$$|t_a^* - t_s^*| = \Delta t = \left| \frac{x}{c_s} - \frac{l'}{c} \right|, \quad (5.3)$$

donde x es la distancia a la fuente de emisión de la “señal sísmica” (F o F'), l' es la distancia que recorre la onda acústica desde la fuente (F o F'), c es la velocidad del sonido en el aire, y c_s es la velocidad de la onda sísmica en el medio. Podemos decir que la velocidad c_s está dada por:

$$c_s = \frac{x}{\Delta t + \frac{l'}{c}} \quad (5.4)$$

Usando la relación 5.4, y los valores de Δt medidos para la posición **A** y **B** 5.4, podemos calcular el valor de la velocidad con que llegan las ondas sísmicas al acelerómetro.

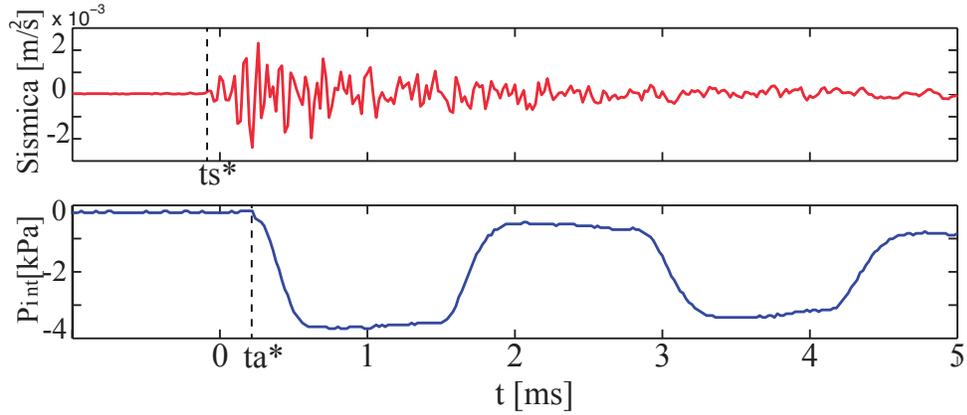


Figura 5.4: Señal aceleración S y de presión interna P_i a una distancia x_2 de la fuente. [$\Delta P = 4\text{kPa}$; $L = 21\text{cm}$; $e = 0,5\text{mm}$; $\tau_{rup} \sim 0,2\text{ms}$]

Midiendo los valores de Δt para las dos posiciones; $\Delta t_A = (3,2 + 0,2) \times 10^{-4}\text{s}$ y $\Delta t_B = (3,4 + 0,2) \times 10^{-4}\text{s}$.

Hipótesis 1: Si decimos que la fuente está en F , entonces $l' = 14,8\text{cm}$ y calculando la velocidad c_s , en que llega la onda sísmica en **A** $c_s^A(F)$ y en **B** $c_s^B(F)$

Hipótesis 2: Por otro lado si la fuente de emisión se considera en F' , entonces $l' = 0\text{cm}$ y $c_s^A(F')$ y en **B**: $c_s^B(F')$.

Se puede decir, que existe una emisión de una señal “sísmica” que se propaga desde la fuente F' y llega a los acelerómetros mucho más rápido que la onda acústica (ver Tabla 5.1). La velocidad del sonido en el material es del orden de $v_s \sim 860\text{m/s}$ que cae bien con las velocidades medidas desde la fuente F' de emisión. Con estos datos, no se puede saber que tipo de onda sísmica es (volumen o superficial), ya que no existe mayor diferencia entre los valores para este dispositivo.

	<i>A</i>	<i>B</i>
$c_s(F)$	307 ± 0.042 m/s	351 ± 0.039 m/s
$c_s(F')$	855 ± 0.035 m/s	676 ± 0.034 m/s
c	346 m/s	326 m/s
c_s	864 m/s	864 m/s

Tabla 5.1: Tablas de velocidades calculadas a partir de t_{sA} y t_{sB} de las señales.

Por las condiciones de borde del tubo, la frecuencia fundamental del tubo es del orden de $\nu_0 \sim 378$ Hz, y se puede ver en la FFT de la presión interna, P_{int} , del tubo (línea azul, ver Fig.5.5). Se puede observa en la Fig.5.5, que los dos espectros de las señales a distancias diferentes del extremo abierto de la cavidad, el primer peak de frecuencia (fundamental, rojo) se mide, de hecho el segundo armónico también (~ 1100 Hz). En la señal medida en **A**, la onda acústica si puede estar afectando las mediciones, ya que la onda acústica se propaga en el aire de forma radial en un ángulo de 2π . Esto puede producir un peak de frecuencias armónicos dados por la resonancia en el tubo y puede estar haciendo vibrar al acelerómetro. Por otro lado, la medición hecha en **B**, la frecuencia fundamental también se observa. En este punto, la señal acústica radiada, no debería afectar a la medición del acelerómetro (radiación en 2π), por lo que podemos deducir que la onda sísmica que se propaga por el sistema es consecuencia de la exitación del tubo.

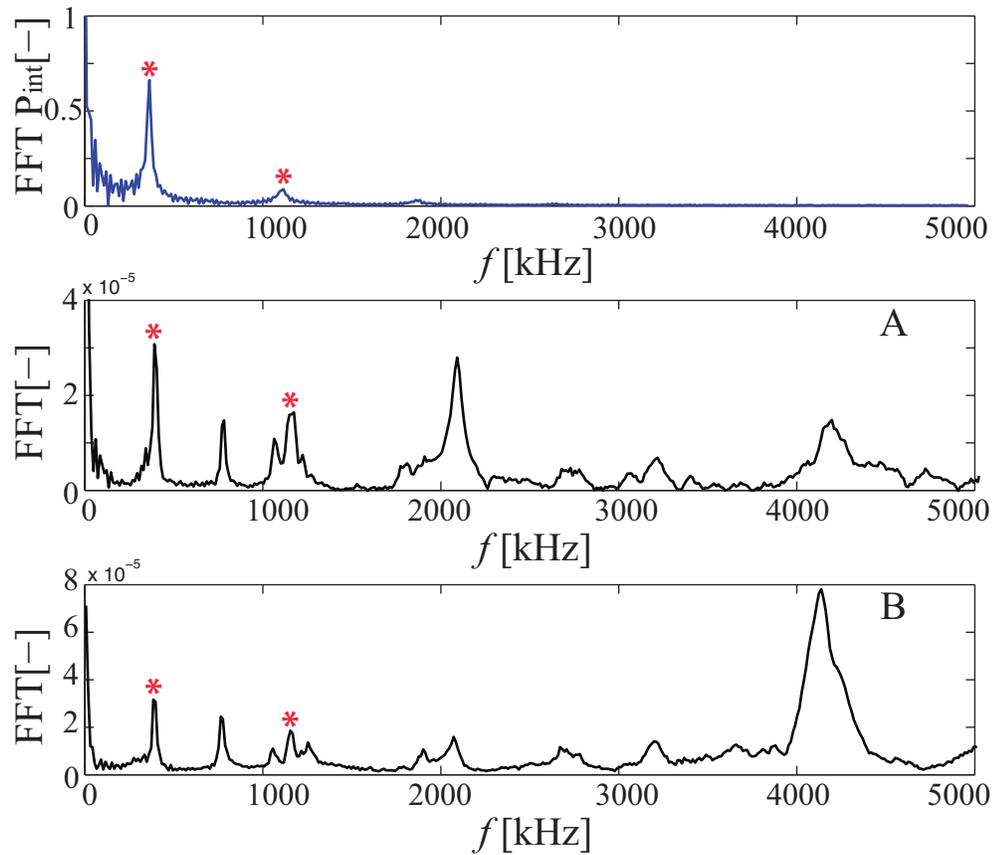


Figura 5.5: FFT de las señales del acelerómetro para *A* (arriba) y *B* (abajo).

5.4 Conclusión

Esta parte del trabajo se hizo de forma exploratoria. La idea fué correlacionar las señales acústicas de los experimentos anteriores (ver Capítulos 3 y 4) con las señales sísmicas que podría producir el tubo al resonar.

Se encontró que existe una onda “sísmica” que se propagada por el medio sólido y es captada por el acelerómetro. La fuente de la propagación de la onda está ubicada en el extremo cerrado del tubo, donde la presión es máxima. Desde ahí, se propaga una onda a una velocidad alrededor de 700m/s con un 5% de error experimental.

Es difícil cuantificar cual es el tipo de onda (volumen o superficial) que se propaga en el sistema. Existe una onda que se propaga con mayor velocidad que la onda de sonido, debido a que el ace-

lerómetro capta una señal antes que llegue la onda acústica. Se sabe que la velocidad de onda superficial de Rayleigh es un 90 % del valor de v_S , por lo que en esta experiencia, no es suficiente las dimensiones escaladas para poder diferenciar las ondas superficiales de las de volumen.

Las observaciones experimentales muestran que hay resonancia del tubo debido a la caída de presión. Esta caída de presión hace que el tubo tenga resonancia (ver capítulo 3), y propague una onda que tiene la firma de los dos primeros armónicos de la cavidad en una posición de medición donde la onda acústica exterior no debería afectar.

Con estos resultados, se abren una gran gama de preguntas con respecto a lo que puede suceder realmente en volcanes. Por un lado, los vulcanólogos observan estas burbujas gigantes que explotan en la superficie del magma, y por medio de triangulación con los datos sísmicos, pueden estimar el lugar de donde proviene la fuente de emisión, que no es donde rompe la burbuja, si no muchos metros más abajo. Esto se puede deber a la resonancia del conducto volcánico [27], pero este aún es un tema que se debate por los vulcanólogos.

Capitulo 6

Conclusión general

Con la idea de comprender la física asociada al estallido de burbujas gigantes en volcanes, se construyó un dispositivo experimental para poder estudiar de forma controlada este tipo de actividad. Escalando el sistema, la diferencia de presiones en el experimento nos da un parámetro clave para hacer la aproximación a lo que puede ocurrir realmente en estos fenómenos. Si bien el volcán es un sistema mucho más complejo, se encontraron distintas variables que pueden ayudarnos a entender aún más las características eruptivas de la actividad estromboliana.

Un punto clave para el análisis de señales en terreno, es la información que puede traer la presión acústica monitoreada en volcanes, P_{ext} . Se encontró que el espectro armónico de esta señal es la firma de los modos de resonancia en el conducto producido por el estallido de una burbuja. Las frecuencias principales en el sistema están completamente regidas por la geometría de la cavidad (modos longitudinales) y reescalando en volcanes, éstas frecuencias están en el rango del infrasonido ($\sim 20\text{Hz}$).

Explorando la transición de la acústica lineal a la no-lineal, encontramos que la amplitud del primer peak fuera de la cavidad P_{ext}^* , se describe bien por una fuente monopólica (modelo de Lighthill), para $\Delta P < \Delta P_c = 24\text{kPa}$, donde este valor empírico es cierto para distintos largos del conducto y profundidades donde la burbuja explota. En la actualidad ningún modelo toma en cuenta este valor. Sin embargo, se espera que esto sea cierto en un volcán, siempre y cuando se generen ondas resonantes por la ruptura de un “slug” sobre el conducto. Por otro lado, para $\Delta P > \Delta P_c$ se observa que existe un fuerte cambio de régimen y no es posible poder inferir la sobrepresión inicial de la burbuja, ΔP , desde el exceso de amplitud de presión, incluso con un experimento bien controlado.

En los volcanes, el estallido de burbujas gigantes no siempre son esporádicos, a veces puedes ir uno tras otro, por lo que la energía calculada en el primer periodo, E_T es una buena forma de estimar la energía total liberada, E_a cuando sus espectros se superponen. E_T es constante y es aproximadamente un 30 % de la energía total. Para un flujo saliente de gas constante y una burbuja de longitud y sobrepresión iguales, la pendiente entre estos dos valores (E_T y E_a) nos da una relación directa de la profundidad en donde la burbuja estallo, que esencialmente es la profundidad del magma en el conducto volcánico.

Por otra parte, en el campo los efectos adicionales se deben tomar en cuenta, en particular; el tiempo de ruptura de la burbuja, que ha sido indicado como responsable de una drástica disminución de la amplitud de la onda acústica. Este parámetro, τ_{rup} , es controlado por medio de la deformación inicial de la membrana elástica, ε , donde $\tau_{rup} \sim 1/\sqrt{\varepsilon}$. Si la deformación es grande, el τ_{rup} es pequeño y no tiene mayor influencia en la señal acústica. Por otro lado, si la deformación es pequeña, τ_{rup} es grande e influye en la señal que se mide, decorando la forma de onda con un pequeño pulso debido al “piercing” creado por la aguja cuando rompe la membrana. Adicionalmente, cuando τ_{rup} es grande ([0.5-1]ms), una onda transversal se excita en la superficie de la membrana y se mueve a velocidad v_w , que es modelada con la teoría de una fractura de en un material frágil.

Para poder entender aún más estos procesos, junto con la señal acústica se puede estudiar las señales sísmicas que podría emitir un tubo resonante. Para ello se desarrolló un dispositivo de modo de ver si existe acoplamiento entre estas dos señales. En los experimentos se pudo medir que existe una onda que viaja más rápido que el sonido en el medio sólido ($\sim 800\text{m/s}$) y que llega antes a los instrumentos de medición (acelerómetro). Por otro lado, el espectro muestra que hay una excitación debida a la resonancia del tubo, donde la acústica no debería afectar (bajo el montaje experimental), ya que la acústica del tubo sólo radia en medio espacio. Aún falta por entender varios puntos de este estudio, pero es un muy buen pie para comenzar a explorar el acoplamiento entre estas dos señales, ya que son estos datos los que ocupan los vulcanólogos para comprender mejor y anticiparse a las erupciones volcánicas, que en un país como Chile, son tan recurrentes.

Apéndice A

Cálculo de la energía en el regimen lineal

A.1 Cálculo de la relación energía total y el primer peak

Para la energía total de la presión al exterior, P_{ext} , se tiene

$$E_a = \int_0^{\infty} P_{ext}^2 dt \quad (\text{A.1})$$

Para la energía calculada en el primer periodo de oscilación de la señal

$$E_a^1 = \int_0^T P_{ext}^2 dt \quad (\text{A.2})$$

Haciendo una aproximación del modelo lineal para P_{ext} para un solo armónico [42], tenemos que $P_{ext} = A \sin(\omega t) \exp(-t/\tau)$ y usando la relación $\sin(\omega t) = \frac{e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}}{2i}$, remplazando en la energía tenemos:

$$\begin{aligned} E_a &= -\frac{A^2}{4} \int_0^{\infty} (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t})^2 e^{2t/\tau} dt \\ &= \frac{A^2}{4} \int_0^{\infty} [e^{2i\omega - 2/\tau} + e^{-2i\omega + 2/\tau} - 2e^{-2t/\tau}] \\ &= \frac{A^2}{4} \left[\tau e^{-2t/\tau} \frac{(e^{2i(i\omega 1/\tau)} - e^{-2i\omega t}(i\omega - 1/\tau) + 1)}{2\tau(i\omega - 1/\tau)(i\omega + 1/\tau)} \right] \\ &= \frac{A^2}{4} \left[-\frac{1}{\tau(\omega^2 + 1/\tau^2)} \right] \\ &= \frac{A_n^2}{4} \tau_n \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\tau_n^2} \omega_n^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

entonces la energía E_a en un n cualquiera, viene dado por:

$$E_a = \frac{\tau A^2}{4} \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{\tau^2 \omega}} \right) \quad (\text{A.4})$$

Utilizando el mismo procedimiento para la energía exterior en el primer periodo de oscilación, E_T , se tiene:

$$\begin{aligned} E_T &= -\frac{A^2}{4} \int_0^T (\exp^{i\omega t} - \exp^{-i\omega t})^2 \exp -2t/\tau dt \\ &= \frac{A^2}{4} \int_0^T \sin^2(\omega t) \exp -2t/\tau dt \\ &= \frac{A^2}{4} \left[-\omega \tau \sin(2\omega t) \exp -2t/\tau + \cos(2\omega t) \exp -2t/\tau - \tau e^{2t/\tau} \right]_0^T \\ &= \frac{A^2}{4} \left[\frac{e^{-2T/\tau} - 1}{\tau/\omega^2 + 1/\tau^2} - \tau(e^{-2T/\tau} - 1) \right] \\ &= \frac{\tau A^2}{4} \left(\frac{1}{1 + 1/\omega^2 \tau^2} (1 - e^{-2T/\tau}) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Generalizando para todos los modos n , la razón entre E_T/E_a viene dada por:

$$E_T^n = \left(1 - \exp^{-2T_n/\tau_n} \right) E_a^n \quad (\text{A.6})$$

Apéndice B

Sistemas no lineales

B.1 Mecanismos posibles para la repartición de la energía en los modos

Existen 3 posibles formas para explicar la repartición de energía de los modos en el tubo.

B.1.1 Helmholtz

Un resonador de Helmholtz normalmente consiste en una cavidad con una pequeña abertura rígida (cuello), actuando como un sistema masa-resorte debido a las oscilaciones de fluidos en el cuello (ver sección ??). En nuestro experimento, debido a que se estira la membrana con una gran deformación la velocidad de apertura es en un tiempo de $\sim 0,1$ ms, mucho más cortos que la duración total de la señal acústica. Su apertura es total, y casi instantánea para deformaciones grandes ($\varepsilon \sim 3$). La analogía con un resonador de Helmholtz es difícil, ya que no existe un equivalente a un “cuello” en nuestro experimento justo después de la explosión. Si se considera la frecuencia de Helmholtz, f_H en el caso en el cuello.^{es} la sección transversal del tubo, y nos calculamos una frecuencia inferior a la observada en nuestros experimentos (por ejemplo $f_H = 343$ Hz para una longitud de la cavidad de 32 cm por encima de la membrana), y no se ve en el espectro. Tampoco se ve a tiempos largos de propagación del crack. Simplemente la geometría del sistema del resonador de Helmholtz no es un candidato para poder darles energías a los armónicos más altos en todos los largos de las cavidades.

B.1.2 Modos laterales

Buckingham y Garcés (1996), desarrollaron un modelo canónico para el sonido generado por un conducto de magma resonante excitado por una fuente explosiva dentro del magma. Con ello un número grande de supuestos se hicieron para simplificar la solución. Se destaca que los modos radiales simétricos de una cavidad cilíndrica (a demás de los modos longitudinales dados por el largo), están dados por:

$$f_{s,m} = \sqrt{\left(\frac{c j_{1s}}{2\pi(\Phi/2)}\right)^2 + (f_m)^2}, \quad (\text{B.1})$$

donde c es la velocidad del sonido, j_{1s} es la función de Bessel para J_1 , a el radio del tubo y f_m los modos de resonancia longitudinales. Los modos radiales están dados principalmente por las funciones de Besel

$$J_1 = \frac{x}{2} + \frac{x^3}{2^2 4} + \dots \quad (\text{B.2})$$

A primer orden el modo longitudinal rige el sistema en los experimentos. Si el sistema se acopla con los modos laterales, la resonancia a primer orden tiene un valor $f_{s,m} \sim 1000\text{Hz}$. Para todos los largos y configuraciones del tubo, sin cambiar el diámetro de este, no se ve la firma de la frecuencia $f_{s,m}$ en ningún espectro de las señales medidas.

Existe un aumento de los modos más altos ($\geq 1000\text{Hz}$) en el tubo más largo ($L = 60\text{cm}$) (ver sección 4.5.3). En este caso, puede ser que el primer modo longitudinal este siendo “decorado” por el primer modo lateral en el sistema y este sumando o restando energía a ciertos armónicos en la cavidad, dependiendo de la suma (o resta) de los nodos de presión para cada frecuencia. Aunque este mecanismo es un posible candidato para moderar los valores de energía, en el modelo lineal para P_{int} no se ven reflejados. De hecho, el modelo lineal está descrito solamente para el valor de la presión interior, y la razón entre los peaks de modos más altos con el fundamental, se hacen más grandes afuera de la cavidad, lo que no se puede explicar muy bien con una linealidad en el sistema.

B.1.3 No-linealidades

Los modelos que se han desarrollado para describir la presión al interior, P_{int} , en todos los experimentos (distintos largos del tubo y tiempos de ruptura), han funcionado relativamente bien. Por otro lado, el valor de la presión al exterior, P_{ext} , se modeló con Lighthill y se encontró que era proporcional a la primera derivada en el tiempo de P_{int} . Estas dos suposiciones se han llevado a cabo solo en el regimen lineal y han funcionado. Pero que pasa entonces cuando si estoy en el regimen lineal (24kPa), pero igual veo cambios en la amplitud de los modos más altos. Por ejemplo, para el

tubo más largo $L = 60\text{cm}$, las no-linealidades si se pueden producir y el modelo lineal para la P_{int} , no funciona más (ver Anexo ,Tubo de choque). En la ecuación para la presión en función del tiempo, se tomarían en cuenta los valores de segundo orden para la presión.

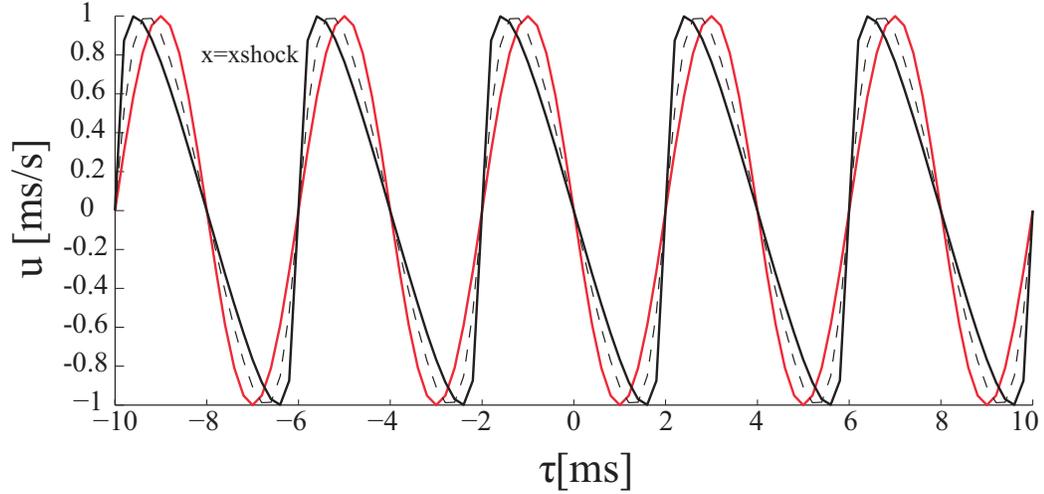


Figura B.1: Señales para el modelo No-lineal de Haller para cinco periodos de la señal, con parámetros ajustables a los experimentos. Línea roja es el modelo lineal, línea segmentada, modelo no-lineal a $x = 30\text{m}$ y línea negra sólida modelo no-lineal a $x = 57\text{m}$ [parámetros en el modelo: $c = 346\text{m/s}$; $\gamma = 1,4$; $\epsilon = (\gamma + 1)/2$; $f_0 = 250\text{Hz}$.]

La ecuación no lineal usada por Haller [63], esta descrita:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\beta \xi^2 + \delta \xi^3), \quad (\text{B.3})$$

donde ξ es el desplazamiento de la partícula, $c_0^2 = \gamma P_0 / \rho_0$ es la velocidad del sonido. El segundo término a la izquierda, es el término lineal de la ecuación, a la derecha el primer término está dado por valor cuadrático de las no-linealidades. El segundo término son los términos cubicos de las no-linealidades. El fenómeno no-lineal se puede observar para una mayor magnitud de la velocidad de las partículas (\vec{u}), o para densidades más altas o mayores presiones en el sistema, entonces la velocidad del sonido aumenta.

Si se modela la onda, inicialmente tiene una forma sinusoidal y entre más largo sea el recorrido de la onda a través del medio no lineal, la onda va tomando forma de una onda N. Modelando la

velocidad u ($\partial\xi/dt$) como :

$$u = u_0 \left(\tau + \frac{\epsilon}{c_0^2} u x \right), \quad (\text{B.4})$$

donde $u_0 = \sin(\tau)$, condición inicial de la onda, τ es el tiempo de retardo de la onda, dado por $\tau = t - x/c_0$, y ϵ es un parámetro del término no-lineal. La ecuación de onda entonces toma una forma de una ecuación de Riemann, y es la más simple ecuación no-lineal en acústica que describe la no-linealidad cuadrática.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\epsilon}{c_0^2} \frac{\partial u}{\partial \tau} \quad (\text{B.5})$$

En la Fig.B.1 se muestra como la onda va cambiando su forma, a medida que la distancia que recorre es más grande y las no-linealidades empiezan a aparecer. El x_{shock} es la distancia en que por primera vez aparece la onda de choque, donde el frente de onda por primera vez es vertical.

El espectro de frecuencias también cambia cuando las no-linealidades aparecen. Vemos en la Fig.B.2, dado solamente el valor para el primer modo en el sistema, al sumar no-linealidades los modos más altos del sistema empiezan a aparecer.

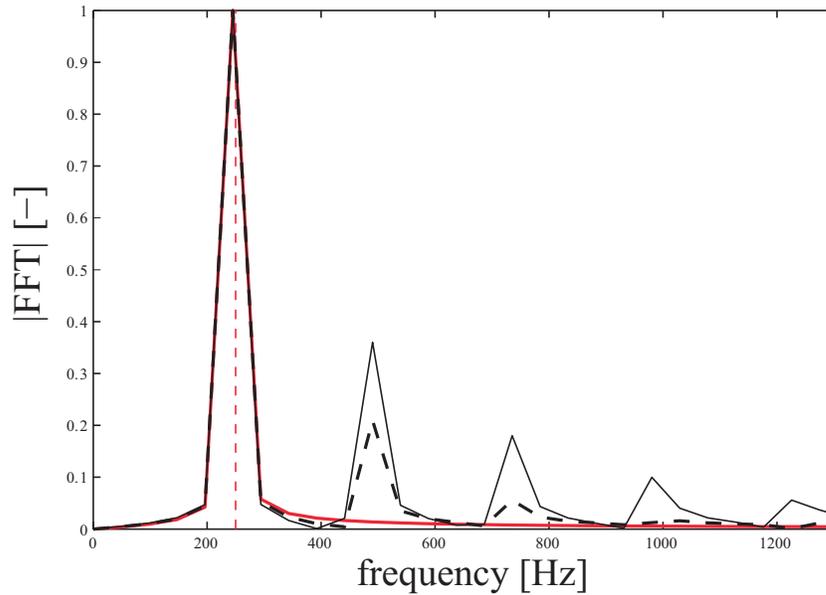


Figura B.2: FFT normalizado para cada una de las señales del modelo no-lineal. Se ve como se van sumando armónicos a medida que las no-linealidades aumentan [parámetros en el modelo: $c = 346\text{m/s}$; $\gamma = 1,4$; $\epsilon = (\gamma + 1)/2$; $f_0 = 250\text{Hz}$].

¿Se podrá imponer este modelo no-lineal en el sistema, y así poder ver la repartición de la

energía en los modos de nuestra cavidad tanto para la presión interna como externa?. Trataremos en problema de forma no-lineal con más detalles, con nuestros parámetros y condiciones de borde si existiera una onda de choque en nuestro sistema (cf. anexoC.1).

Apéndice C

Ondas de choque

C.1 Ondas de Choque

Las ondas de Choque son ondas de sonido con una presión y duración específicas, capaces de propagarse sin perder porcentajes significativos de su energía. A diferencia de la onda ultrasónica de características sinusoidales y propiedades mecánicas longitudinales, las ondas de choque son disarmónicas, tienen características de presión no lineal, una amplitud importante, una duración considerable del pulso y un abrupto frente de onda.

Las señales en los experimentos muestran que existe un cambio abrupto en la forma de onda de la señal, cuando la membrana se rompe al medio del tubo de $L = 64\text{cm}$.

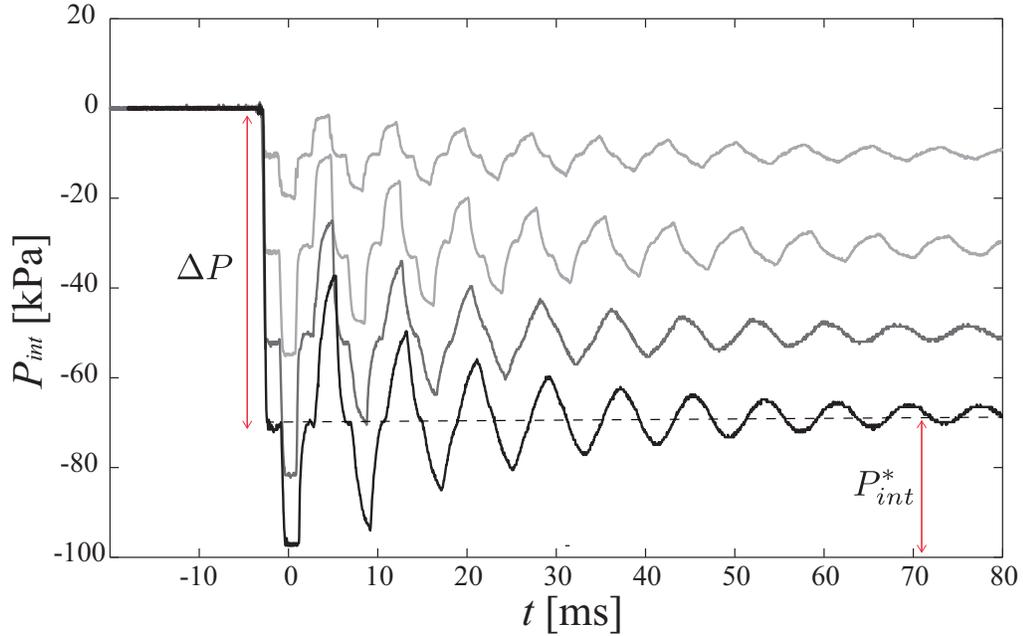


Figura C.1:

Este cambio abrupto, se podría explicar como la forma de la onda de una onda de choque, ya que estamos trabajando en el régimen no-lineal ($\Delta P > 24kPa$). En las ondas de choque la velocidad del sonido, $c(T, \Delta P)$, depende de la temperatura y de la sobrepresión. La onda de choque, al ser una expansión adiabática la velocidad cambia. En nuestros experimentos, el valor de c es constante ($c \sim 346m/s$ a 25°). Pero, si se aumenta mucho el valor de la sobrepresión, ΔP , puede cambiar, sumando a demás que en los tubos más largos, el fenómeno se evidencia más y las no-linearidades empiezan a manifestarse mejor. Entonces las emisiones acústicas que observamos a grandes sobrepresiones en el tubo ($\gtrsim 50kPa$) son realmente a una onda de choque?.

C.1.1 SPL

Una de las mediciones más usadas y fundamentales de los volcanólogos es la amplitud de la presión 2.8. Mencionando que los registros de las señales acústicas abarcan sobre los 14 ordenes de magnitud en intensidad de sonido, por lo que es útil mirar en una escala logartímica que se conoce como "sound pressure level" SPL, definida como

$$SPL = 10 \log_{10} \left[\frac{\Delta P^2}{p_{ref}^2} \right] = 20 \log_{10} \left[\frac{\Delta P}{p_{ref}} \right], \quad (C.1)$$

donde P es la medida de la presión acústica, p_{ref} es una presión de referencia, dada por $p_{ref} = 0,00002\text{Pa}$.

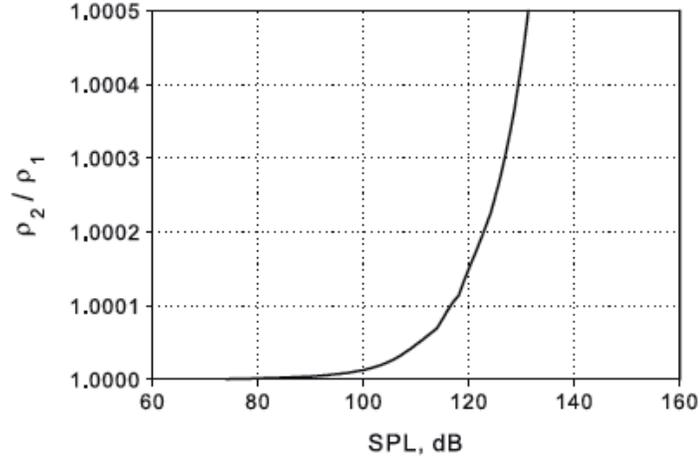


Figura C.2: Density ratio versus sound pressure level of a weak normal shock per Rankine–Hugoniot theory with $\gamma = 1.4$

La sobrepresión inyectada en el sistema entre 5-10 kPa, está en el rango de onda de choque para el rango SPL. Aunque las señales que se miden, no tienen el mismo cambio abrupto y la velocidad no es más grande que la del sonido, se puede hablar de una onda de choque débil.

C.1.1.1 Ondas de choque en tubos

La geometría en estos experimentos, juega un papel importante. Mientras las ondas de choque no se alcanzan a ver a tubos cortos, en tubos largos, el comportamiento de la caída de sobrepresión del sistema cuando la membrana se rompe a τ_{rup} cortos, es similar a la que ocurre en un experimento de un "shock tube"(tubo de choque). El modelo más simple de tubo de choque consiste en un tubo de sección transversal constante (circular o rectangular). El tubo de choque es una cavidad dividida por un diafragma, la cual separa dos compartimientos con gases a diferentes presiones. Cuando el diafragma se abre, rápidamente una onda de choque normal viaja dentro de la parte de baja presión del tubo y una onda de expansión se mueve en la parte de alta presión. En nuestro sistema, la caída de presión se exita rápidamente (τ_{rup}). Para los tubos más largos, puede que las no-linealidades en el tubo empiecen a desarrollarse y crear algo similar a una onda de choque, ya que el sistema esta sometido a grandes diferencias de presión.

C.1.2 Régimen de onda de choque débil

Entre $100 < SPL < 120$ ($2 < Pa < 20$), se le llama onda de choque [64]. Dependiendo de la forma de la onda, se puede llamar "loud sound wave" (baja onda de sonido), y la señal se ve lineal pero existe una pequeña distorsión, y cuando hay una no-linealidad en la forma de la onda entonces se llama "weak shock wave" (onda de choque débil).

De la figura C.2, se observa que para la razón de cambio de densidad en el sistema en función del valor SPL. En este experimento, los valores de SPL para sobrepresiones de los 5 kPa es de ~ 182 . Este valor nos indica (ver Fig. C.2) que es considerado como una onda de choque, en este caso una onda de choque débil, debido que no hay un cambio en la velocidad de la onda pero sí en la forma de ésta.

El régimen de choque de onda débil se puede ser en distintos fenómenos, como en un aplauso, o el sonido de una trompeta [64]. Todos estos fenómenos pueden ser caracterizados como una onda de choque débil, ya que no cumplen todas las condiciones para serlo.

C.2 No linealidades

Como se vio en la sección B.1.3, se podría explicar con una no-linealidad en la ecuación de onda, los posibles mecanismos que hacen que los modos más altos aumenten su valor en los espectros de frecuencia al exterior de la cavidad.

Si se considera el modelo ya descrito en para la presión interna a demás de el modelo de Lighthill, podemos describir la presión interna y externa en el régimen lineal. Ahora si en la ecuación para la presión se le agregan los términos no-lineales, de segundo y tercer orden, podemos modelar para cada periodo de la señal, que pasa con las frecuencias del sistema al interior y exterior de la cavidad cuando se aumenta la distancia que recorre el frente de onda. Dependiendo del periodo de la onda que se tome entonces

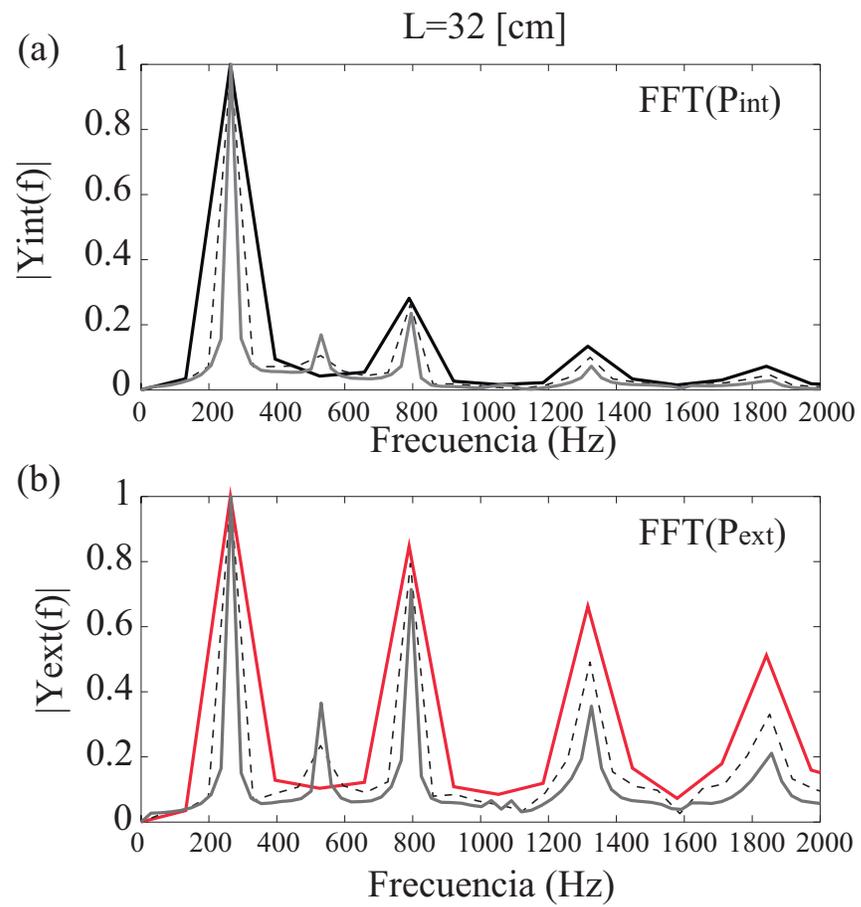


Figura C.3: FFT de la presión interna y externa usando el modelo no-lineal más Lighthill para los diferentes periodos k de la señal. a) FFT de P_{int} [$k = 2$ línea roja, $k = 4$ línea negra segmentada, $k = 10$]

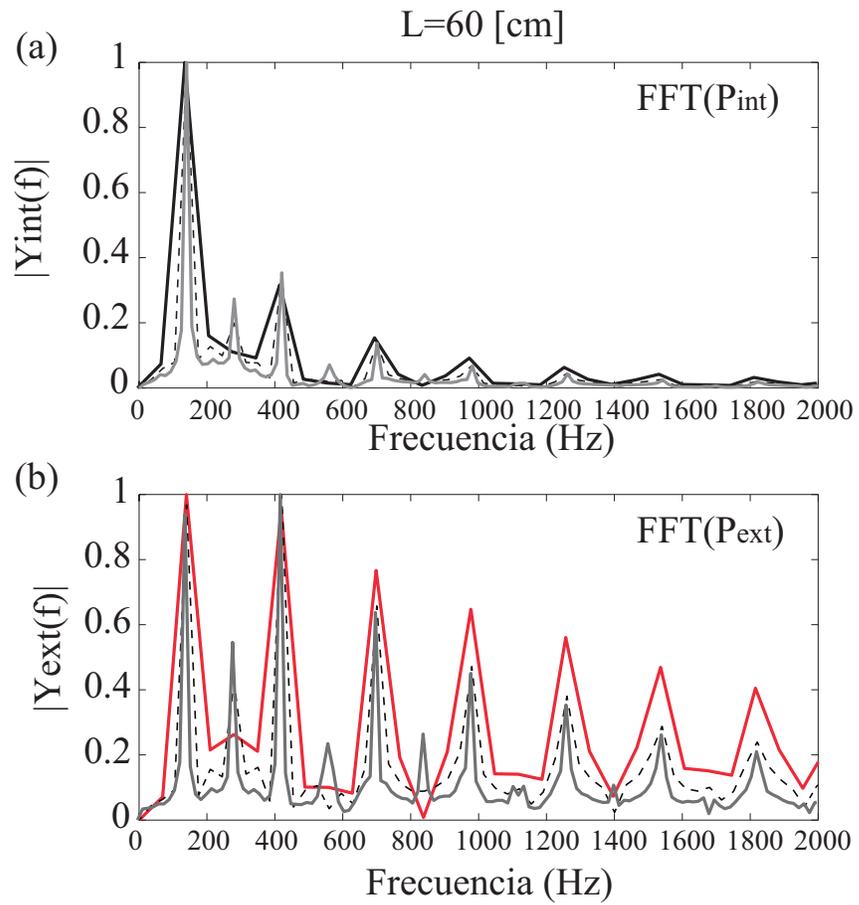


Figura C.4: FFT de la presión interna y externa usando el modelo no-lineal más Lighthill para diferentes periodos de la señal. a) FFT de P_{int} [$k = 2$ línea roja, $k = 4$ línea negra segmentada, $k = 10$]

Apéndice D

Publicaciones

RESEARCH LETTER

10.1002/2014GL061068

Key Points:

- No simple relationship between the acoustic amplitude and bubble overpressure
- Below $\Delta P = 24$ kPa, the monopole source theory holds true
- The energy computed over the first period is a good proxy for the total energy

Correspondence to:

V. Vidal,
valerie.vidal@ens-lyon.fr

Citation:

Sánchez, C., B. Álvarez, F. Melo, and V. Vidal (2014), Experimental modeling of infrasound emission from slug bursting on volcanoes, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, doi:10.1002/2014GL061068.

Received 1 JUL 2014

Accepted 9 SEP 2014

Accepted article online 14 SEP 2014

Experimental modeling of infrasound emission from slug bursting on volcanoes

C. Sánchez¹, B. Álvarez¹, F. Melo¹, and V. Vidal²

¹Laboratorio de Física No Lineal, Departamento de Física, Universidad de Santiago de Chile, Santiago, Chile, ²Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon – CNRS, Université de Lyon, Lyon, France

Abstract The acoustic signal produced by gas slugs bursting at volcano vents is investigated by means of laboratory experiments. In order to explore the transition between linear and nonlinear acoustics, we model the bubble by an overpressurized cylindrical cavity closed by a membrane. We find that the acoustic waveform inside and outside the cavity, produced by the membrane bursting, is well described by the linear acoustics equations and a monopole source model up to an initial overpressure inside the cavity of about 24 kPa. For higher overpressure, the amplitude inside the conduit is smaller than the linear prediction, whereas the amplitude measured outside is larger. The frequency content remains harmonic, even at high initial overpressure. Changing the bursting depth in the conduit does not change the scaling of the amplitudes but affects the waveform and energy partitioning. We show that the energy of the first signal period is about 30% of the total acoustic energy and can be used as a good estimate, with a geometrical correction to account for the bursting depth.

1. Introduction

Strombolian activity is commonly described as the repetitive bursting of overpressurized gas bubbles as large as the volcanic conduit (slugs) [see, for instance, Blackburn *et al.*, 1976; Jaupart and Vergnolle, 1988; Vergnolle and Brandeis, 1994, 1996; Ripepe *et al.*, 2001, and references therein]. Estimating the overpressure inside the bubble before the explosion is still a major challenge. Indeed, field measurements only provide an indirect estimate of this value. The bubble overpressure may be thus quantified from direct visualization of bubble bursting [Blackburn *et al.*, 1976; Wilson, 1980; Taddeucci *et al.*, 2012] or inversion models of the acoustic waveform, which consider either a resonant volcanic conduit [Buckingham and Garcés, 1996; Garcés *et al.*, 2000; Hagerty *et al.*, 2000], vibration of the bubble before its bursting [Vergnolle and Brandeis, 1994, 1996; Vergnolle *et al.*, 1996], or gas overpressure release at bursting [Lane *et al.*, 2013]. This quantification, however, would strongly help to understand the eruption behavior and further constrain the seismoacoustic models.

Previous estimates of the overpressure inside the bubble before its explosion strongly vary, from 25 kPa for Heimaey, Iceland [Blackburn *et al.*, 1976], 600 Pa [Blackburn *et al.*, 1976], to 0.1–0.5 MPa for Stromboli [Vergnolle and Brandeis, 1996; Taddeucci *et al.*, 2012], between 0.08 and 1.4 MPa for Shishaldin volcano [Vergnolle *et al.*, 2004], to 3.4 MPa for Arenal volcano [Hagerty *et al.*, 2000]. The large range of overpressure estimates, from a few kPa up to several MPa [Gonnermann and Manga, 2007], makes it difficult to assess in which regime the acoustic problem has to be considered. Several radiation models of infrasonic waves have pointed out that depending on the complexity of the sound variations, a volcano may be considered as a monopole, dipole, or even quadrupole source [Johnson *et al.*, 2008]. These models, however, have often been developed in the linear acoustic regime, where the wave amplitude should be much smaller than the atmospheric pressure. What happens then if entering a nonlinear regime?

Based on laboratory experiments, we investigate the acoustic wave produced by the overpressure release of a cylindrical cavity initially closed by a membrane. The setup is analogous to a slug bursting in an open conduit volcano, such as Stromboli, for instance [Ripepe *et al.*, 2007]. This configuration makes it possible not only to control the overpressure before bursting but also to explore the transition between the linear and nonlinear acoustic regimes. Finally, by adding an extra conduit length on top of the system, we investigate the effect of the bubble bursting depth in the conduit on the acoustic waveform.

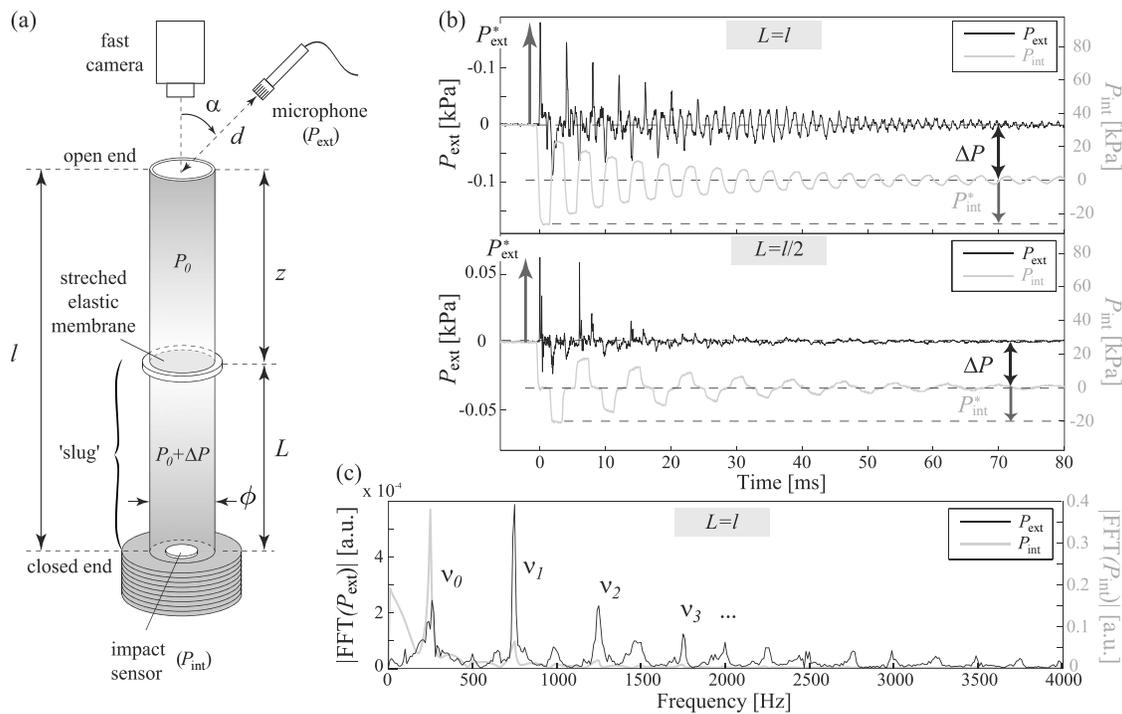


Figure 1. (a) Experimental setup. We impose an overpressure ΔP inside a cylindrical cavity closed by a membrane located at a distance L from the cavity bottom. When the membrane bursts, the acoustic signal is recorded inside, P_{int} , and outside, P_{ext} , the cavity. (b) Amplitude of the acoustic wave recorded inside (P_{int} , gray line) and outside (P_{ext} , black line) the cavity after bursting. ((top) $L = l = 32$ cm; (bottom) $L = 64$ cm, $L = l/2$; $\Delta P \approx 30$ kPa). (c) Spectrum of the acoustic waveform inside (gray line) and outside (black line) the cavity, for the signals displayed in Figure 1b (top).

2. Experimental Setup

The experimental setup consists of a cylindrical cavity (length $l = 0.16$ to 0.64 m, inner diameter $\phi = 25.4$ mm) drilled in plexiglas (Figure 1a). The tube is closed at the bottom end (rigid bottom). An elastic membrane (latex, thickness $e = 0.5$ mm) is initially stretched over a ring and located at a height $L \leq l$ inside the tube. Air is then injected in the lower part of the cavity, up to a controlled overpressure ΔP , which can be varied from 0 to a 0.8 bar. The topmost end of the tube (at height l) remains open.

At time $t = 0$ a needle, fixed on a motorized arm, pierces the center of the elastic membrane, which ruptures suddenly. Previous experiments have pointed out that in the linear regime, the wave amplitude may be strongly reduced when the typical bubble rupture time, τ_{rupt} , becomes comparable to, or larger than, the wave propagation time in the cavity, $\tau_{\text{prop}} = 2l/c$, where c is the sound speed [Vidal *et al.*, 2006, 2010]. We recorded the membrane aperture dynamics with a fast camera (Phantom v9.1, up to 23000 frames per second). In all our experiments, the rupture time $\tau_{\text{rupt}} \leq 0.2$ ms is always smaller than the typical propagation time of the wave inside the cavity, τ_{prop} , whichever the position of the membrane in the tube (from $l = 0.16$ m to $l = 0.64$ m, $\tau_{\text{prop}} \approx 0.9$ to 3.8 ms, respectively). This configuration makes it possible to neglect the effect of the membrane aperture dynamics on the acoustic wave amplitude. In the following, we can therefore consider that the opening is instantaneous.

The acoustic wave produced by the membrane bursting is monitored outside the tube by a microphone (PCB Piezotronics Inc., 1/4" microphone 377A10 + preamplifier 426B03). The microphone is located at a distance d from the cavity aperture (typically $d \approx 1$ m), at an angle $\alpha = 45^\circ$ from the vertical. The acoustic waveform does not change much when varying α from 0 to 90° . We do not position the microphone at the vertical of the tube to avoid the signal generated by air advection during the overpressure release, which is not an acoustic wave. Simultaneously, we measure the pressure signal at the bottom of the cavity with an impact sensor (Force sensor PCB Piezotronics PCB 200B02 + amplifier PCB 482A16). Both signals are recorded by means of two oscilloscopes (Tektronix TDS2012B, sampling frequency 25 kHz).

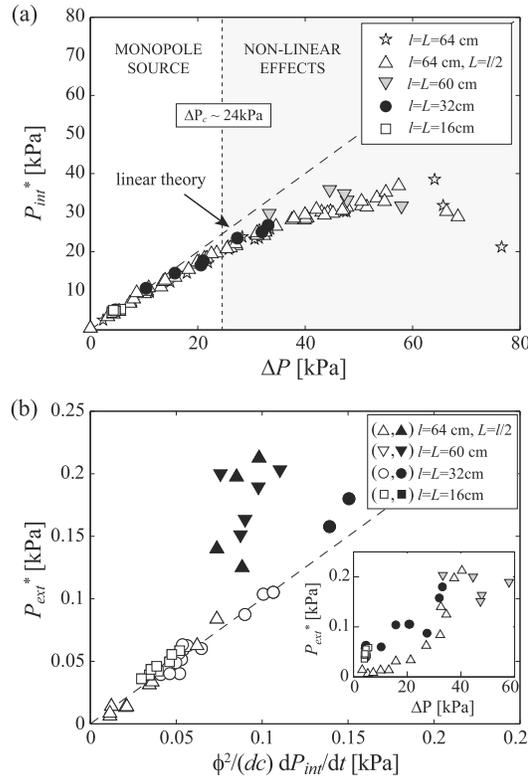


Figure 2. (a) Maximum amplitude of the acoustic waveform inside the cavity, P_{int}^* , as a function of ΔP (dashed line: linear theory). The monopole source approximation remains valid up to $\Delta P_c \approx 24$ kPa (from Figure 2b, see text). Significant nonlinear effects are observed when $\Delta P > \Delta P_c$. (b) Maximum amplitude of the acoustic waveform outside the cavity, P_{ext}^* , as a function of the excess pressure predicted by Lighthill's monopole source theory (see text) (white symbols, $\Delta P \leq \Delta P_c$; black symbols, $\Delta P > \Delta P_c$; dashed line: Lighthill's theory). Inset: P_{ext}^* versus ΔP does not display any obvious relation.

pressure amplitude in the cavity, P_{int}^* (Figure 2a). We check that for different experimental configurations (different tube length l and position of the membrane in the cavity, L), the linear regime $P_{int}^* = \Delta P$ holds true up to an overpressure ΔP_c slightly higher than 20 kPa. For $\Delta P > \Delta P_c$ the excess pressure amplitude in the cavity is less than the one predicted by the linear theory, and significant nonlinear effects are observed. In the next paragraph, we propose an exact determination of the threshold overpressure ΔP_c .

The variation of P_{ext}^* , the first excess pressure peak measured outside, as a function of ΔP does not have a clear interpretation at first sight (Figure 2b, inset). To further explain the data, a model is required. Here we test the monopole source theory proposed by Lighthill [1978]: in the linear theory of sound, the excess pressure for a simple (point) source is given by

$$P - P_0 = \frac{\dot{q}(t - r/c)}{4\pi r} \quad (1)$$

where P_0 denotes the atmospheric pressure, r the distance from the source, $q = \rho dV/dt$ the rate of mass outflow, with ρ the gas density and V the gas volume, and c the sound speed. For the cylindrical geometry of our experimental setup, equation (1) can be written as a function of our parameters:

$$P_{ext} = \frac{\phi^2}{16dc} \frac{dP_{int}}{dt}. \quad (2)$$

The excess pressure outside should therefore be proportional to the first derivative of the excess pressure inside the cavity. It can be qualitatively observed in Figure 1b, for example, where each pressure drop in the

3. The Acoustic Waveform

Figure 1b displays the acoustic waveforms inside (P_{int} , gray line) and outside (P_{ext} , black line) the cavity for different membrane positions in the tube. Here we point out the example of a “slug” of the same volume ($L = 32$ cm) and initial overpressure ($\Delta P \approx 30$ kPa) bursting either at the top of the conduit ($l = L$, Figure 1b, top) or at half the conduit length ($l = 2L$, Figure 1b, bottom). At bursting, P_{int} initially drops from ΔP to $-P_{int}^*$. The signal inside the cavity is then resonant, the wave traveling back and forth in the cavity, and damps over a few tens of milliseconds. When the membrane bursts at depth in the cavity (Figure 1b, bottom), we clearly note that the wave front is double, due to both an upward positive pressure front and a downward negative pressure front traveling in the cavity. The outside pressure (P_{ext} , black line) shows different successive peaks, in phase with each change of the wave amplitude inside. We note P_{int}^* (resp. P_{ext}^*) the amplitude of the first peak of the excess pressure inside (respectively, outside) the cavity, which is higher than that of any successive peaks.

3.1. Amplitude

In the linear acoustic regime, due to the condition of total reflection at the cavity bottom, the pressure amplitude in the cavity, P_{int}^* , is strictly equal to the initial overpressure in the cavity before bursting, $P_{int}^* = \Delta P$. To investigate the transition toward nonlinear regimes, we report for different initial overpressure ΔP the excess

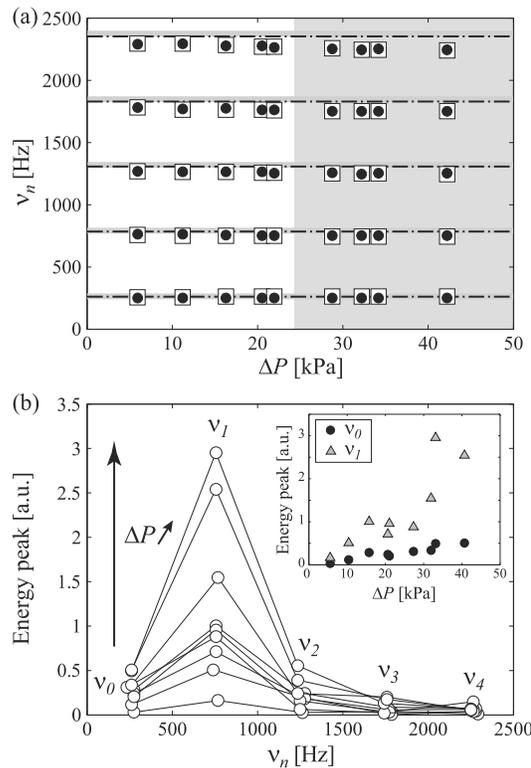


Figure 3. (a) Spectral content (peak frequencies v_n) for P_{int} (black dots) and P_{ext} (white squares) for different ΔP compared to the theoretical harmonics of a resonant wave in the cavity (unflanged, dash-dotted lines; flanged, thick gray lines). The spectral content remains unchanged, even after the transition to nonlinear regimes (gray zone) ($L = l = 32$ cm). (b) Energy of the frequency peaks (see Figure 1c) for the first five harmonics, when ΔP increases (a.u. = arbitrary units). *Inset:* Energy of the fundamental (black dots) and the second harmonics (gray triangle) as a function of ΔP .

wave regime. The wave speed thus equals the sound speed in air ($c \approx 346$ m/s at 25°C). δl denotes a correction length due to the radiation of the wave outside: $\delta l = 4\phi/3\pi$ (respectively, 0.3ϕ) for a flanged (respectively, unflanged) aperture [Kinsler et al., 1982].

From the signal spectrum inside and outside the conduit (see Figure 1c), we can report the harmonic peak frequencies, compared with the theoretical predictions for a flanged (respectively, unflanged) aperture (Figure 3a). Previous studies of infrasonic tremor on Kilauea [Fee et al., 2010] and Villarrica [Goto and Johnson, 2011] have linked the dominant tremor peak to Helmholtz oscillations of the cavity above the magma level in the conduit. In our experiments, however, the dominant frequency always corresponds to the fundamental mode of longitudinal resonant waves, even when the membrane bursts inside the conduit. We observe a slight decrease of the higher harmonics frequency for high ΔP , but no transition is visible through all the range of explored overpressures, even when nonlinear effects start affecting the amplitudes (gray zone).

Although the nonlinearities do not affect the harmonic frequencies, they have a strong signature on the spectral amplitudes. The signal outside bears more energy in the second harmonic, $v_1 = 3v_0$, than in the fundamental (higher peak in the spectrum). Even frequencies, $v_{2n} = (2n)v_0$, can also be observed in the spectrum (Figure 1c), resulting from nonlinear coupling and energy transfer to higher modes.

3.3. Acoustic Energy

In this section, we consider the total energy of the acoustic signal measured outside the cavity, defined by

$$E_a = \frac{2\pi d^2}{\rho c} \int_0^\infty P_{ext}^2 dt \quad (3)$$

conduit corresponds to a sharp pressure peak outside. We find that the monopole source approximation works well up to an initial overpressure $\Delta P_c \approx 24$ kPa (white symbols, Figure 2b), without any adjustable parameters. For $\Delta P > \Delta P_c$ the excess pressure recorded by the outside microphone is larger than the linear prediction (black symbols, Figure 2b).

Note that the bursting depth plays an important role on the amplitude. When the slug bursts at a depth $z = l - L$ in the conduit, the inner pressure derivative, dP_{int}/dt , has to be corrected by a geometrical factor $L/(L + z)$, to consider the equivalent monopole source at the conduit vent. Only after this correction do the data collapse on Lighthill's prediction in the linear regime (white triangles, Figure 2b).

3.2. Frequency Content

In the linear acoustic regime, it has been shown that for small initial overpressure, the sudden release of a pressurized cavity leads to longitudinal resonant waves in the tube, and their subsequent radiation outside [Vidal et al., 2006]. The inside and outside acoustic signals are thus harmonic, with regular peaks in the spectrum given by the cavity length, $v_0 = c/4(l + \delta l)$ for the fundamental frequency and $v_n = (2n + 1)v_0$ for the harmonics, where c is the sound speed in air. Only the odd harmonics are present in the signal, due to the asymmetric conditions of the cavity (open top, closed bottom). Although we investigate the transition toward the nonlinear regime, all the experiments stand either in the linear sound wave or in the weak shock

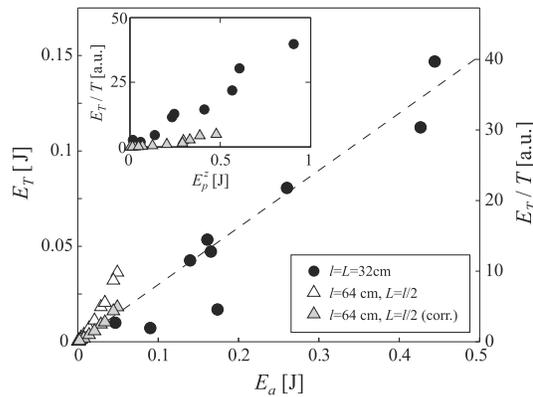


Figure 4. Energy E_T of the first signal period outside (P_{ext}) as a function of the total energy of the same signal, E_a (right axis, E_T/T , gray triangles; the dashed line is a guide for the eye). *Inset:* E_T/T as a function of the potential energy initially stored in the slug, corrected by the bursting depth (a.u. = arbitrary units).

ter takes into account the change in wavelength due to wave resonance in different conduit lengths. After correction (gray triangles, Figure 4), all data follow the same trend. Note that the energy of the first signal period is about 30% the total acoustic energy.

In Figure 4, inset, we compare E_T/T to the potential energy E_p initially stored in the slug before bursting. E_p can be evaluated by considering the adiabatic expansion of the gas volume $V = \pi(\Phi/2)^2L$ (slug volume, Figure 1a) when the membrane bursts:

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{V\Delta P^2}{\rho c^2} \quad (5)$$

For a slug bursting at depth z , the effective potential energy corresponding to the whole resonating conduit is $E_p^z = E_p/(1 + z/L)$. The energy measured outside increases as the potential energy increases, as expected. However, although all corrections are taken into account (period of the signal and geometry of the conduit), there is still a difference when the slug bursts at the top or inside the conduit.

Energy losses are mainly governed by viscous dissipation along the cavity walls and radiation of the wave at the vent. In the linear acoustic regime, the characteristic wave damping time associated with these processes, τ_n^v and τ_n^z , respectively, can be determined analytically for the n^{th} harmonic (frequency ν_n) [Vidal *et al.*, 2006]: $\tau_n^v = \phi/\sqrt{4\pi\nu_n\eta^*}$ where $\eta^* = \eta[1 + (\gamma - 1)P_r^{1/2}]$ accounts for the thermal loss at the wall, with $\eta = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ the air kinematic viscosity, $P_r \simeq 0.7$ the Prandtl number, and $\gamma = 1.4$ the specific heat ratio; and $\tau_n^z = (c/\pi\phi)^2(2n + 1)/(2\nu_n^3)$. Note that the damping due to viscous dissipation dominates at low frequencies, while the damping due to radiation dominates at high frequencies. We thus expect the radiation (respectively, viscous dissipation) to be the dominant regime for short (respectively, long) tubes. The conduit length l_c for which both processes are of the same order of magnitude is found by solving $\tau_n^v = \tau_n^z$, with $\nu_n = (2n + 1)c/4l_c$ ($\delta l \ll l_c$):

$$l_c(n) = \left(\frac{\Phi^3}{32}\right)^{2/5} \left(\frac{c}{\eta^*}\right)^{1/5} \pi^{3/5}(2n + 1)^{3/5}. \quad (6)$$

For the parameters of our experiments, radiation (respectively, viscous dissipation) is the dominant process for the conduit length $l = 32$ cm (respectively, $l = 64$ cm), which could explain the difference in the acoustic energy (Figure 4, inset).

4. Concluding Remarks

One of the key points in field data analysis is the information which can be extracted from the acoustic signal monitored on volcanoes, P_{ext} . We have shown here that a harmonic spectrum is the signature of resonant modes in the conduit produced by bubble bursting, even when nonlinear effects become significant. The

for a half-space radiation. It is often difficult to accurately estimate E_a . Indeed, the signal recorded in the field can result from the superposition of acoustic waveforms generated by successive burstings, and estimating the end of the sound emitted by a single bursting may be impossible. We propose to compare the total energy, E_a , to the energy of the same signal, computed over the first signal period only:

$$E_T = \frac{2\pi d^2}{\rho c} \int_0^T P_{\text{ext}}^2 dt. \quad (4)$$

Figure 4 shows that E_T is a good proxy for the estimation of the acoustic energy. However, in order to compare this parameter for slugs bursting at different depths (here $z = 0$, black dots versus $z = L$, white triangles), it is necessary to consider E_T/T , where $T = 1/\nu_0$ is the period of the fundamental. This parameter

dominant frequency is fixed by the total conduit length and, rescaled to volcanoes, lays in the infrasound range. The amplitude of the first pressure peak outside, P_{ext}^* , is well described by a monopole source theory for $\Delta P < \Delta P_c \simeq 24$ kPa. This empirical threshold holds true for different conduit lengths and bubble bursting depths. At present, no model was found to account for this value. However, it is expected to hold true for the volcanic scenario, as long as resonant waves are generated by slug bursting on the conduit. For $\Delta P > \Delta P_c$, strong departures are observed from the linear prediction and it is not possible to infer the initial bubble overpressure, ΔP , from the excess pressure amplitude—even in a well-controlled experiment.

Strombolian explosions occur on a complex spectrum of dynamics. Although slug expansion and bursting is often invoked as the source mechanism, recent observations have reported the existence of blast waves at the onset of the explosion, and supersonic jet at the origin of the infrasound [Matoza *et al.*, 2009; Marchetti *et al.*, 2013; Taddeucci *et al.*, 2014]. Our experiment investigates the transition between linear and nonlinear acoustics but does not extend to the highly nonlinear, supersonic, strong shock wave regime. The results are transposable to volcano data analysis in the limit of weak shock waves, for simple and impulsive explosions due to slug bursting. In the field, moreover, additional effects should be taken into account, for instance, the bubble rupture time, which has been pointed out as responsible for a drastic decrease of the acoustic wave amplitude, or temperature gradients.

We propose that the energy computed over the first signal period, E_T , is a good proxy for the total acoustic energy, E_a . This can be useful when successive burstings occur, and their acoustic signatures overlap. E_T/E_a is constant and of about 30% when the bursting occurs at the vent, and more when bursting at depth. For a constant gas outflux and slugs of similar length and overpressure, the slope between E_T and E_a provides a direct indication of the bursting depth, i.e., of the magma level in the conduit.

Acknowledgments

The data sets used in this article are available and can be provided by the corresponding author upon request (valerie.vidal@ens-lyon.fr). "The authors acknowledge financial support CONICYT 21110609". We thank J.-C. Géminard for fruitful discussions, and three anonymous reviewers who greatly helped us improving the manuscript.

Andrew Newman thanks three anonymous reviewers for their assistance in evaluating this paper.

References

- Blackburn, E., L. Wilson, and R. Sparks (1976), Mechanics and dynamics of Strombolian activity, *J. Geol. Soc. London*, *132*, 429–440.
- Buckingham, M. J., and M. A. Garcés (1996), Canonical model of volcano acoustics, *J. Geophys. Res.*, *101*(B4), 8129–8151.
- Fee, D., M. Garcés, M. Patrick, B. Chouet, P. Dawson, and D. Swanson (2010), Infrasonic harmonic tremor and degassing bursts from Halema'uma'u Crater, Kilauea Volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *115*, B11316, doi:10.1029/2010JB007642.
- Garcés, M., S. McNutt, R. Hansen, and J. Eichelberger (2000), Application of wave-theoretical seismoacoustic models to the interpretation of explosion and eruption tremor signals radiated by Pavlof volcano, Alaska, *J. Geophys. Res.*, *105*, 3039–3058.
- Gonnermann, H. M., and M. Manga (2007), The fluid mechanics inside a volcano, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *39*, 321–356.
- Goto, A., and J. B. Johnson (2011), Monotonic infrasound and Helmholtz resonance at Volcan Villarrica (Chile), *Geophys. Res. Lett.*, *38*, L06301, doi:10.1029/2011GL046858.
- Hagerty, M., S. Schwartz, M. Garcés, and M. Protti (2000), Analysis of seismic and acoustic observations at Arenal Volcano, Costa Rica, 1995–1997, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *101*, 27–65.
- Jaupart, C., and S. Vergnolle (1988), Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions, *Nature*, *331*, 58–60.
- Johnson, J. B., R. Aster, K. R. Jones, P. Kyle, and B. McIntosh (2008), Acoustic source characterization of impulsive Strombolian eruptions from the Mount Erebus lava lake, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *177*, 673–686.
- Kinsler, L. E., A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders (1982), *Fundamentals of Acoustics*, 3rd ed., John Wiley, New York.
- Lane, S. J., M. R. James, and S. B. Corder (2013), Volcano infrasonic signals and magma degassing: First-order experimental insights and application to Stromboli, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *377–378*, 169–179.
- Lighthill, J. (1978), *Waves in Fluids*, p. 504, Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K.
- Matoza, R. S., D. Fee, M. A. Garcés, J. M. Seiner, P. A. Ramón, and M. A. H. Hedlin (2009), Infrasonic jet noise from volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L08303, doi:10.1029/2008GL036486.
- Marchetti, E., M. Ripepe, D. Delle Donne, R. Genco, A. Finizola, and E. Garaebiti (2013), Blast waves from violent explosive activity at Yasur Volcano, Vanuatu, *Geophys. Res. Lett.*, *40*, 5838–5843, doi:10.1002/2013GL057900.
- Ripepe, M., S. Ciliberto, and M. D. Schiava (2001), Time constraints for modelling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli, *J. Geophys. Res.*, *106*(B5), 8713–8727.
- Ripepe, M., E. Marchetti, and G. Ulivieri (2007), Infrasonic monitoring at Stromboli volcano during the 2003 effusive eruption: Insights on the explosive and degassing process of an open conduit system, *J. Geophys. Res.*, *112*, B09207, doi:10.1029/2006JB004613.
- Taddeucci, J., M. A. Alatorre-Ibargüengoitia, M. Moroni, L. Torretta, A. Capponi, P. Scarlato, D. B. Dingwell, and D. De Rita (2012), Physical parameterization of Strombolian eruptions via experimentally-validated modeling of high-speed observations, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L16306, doi:10.1029/2012GL052772.
- Taddeucci, J., J. Sesterhenn, P. Scarlato, K. Stampka, E. Del Bello, J. J. Pena Fernandez, and D. Gaudin (2014), High-speed imaging, acoustic features, and aeroacoustic computations of jet noise from Strombolian (and Vulcanian) explosions, *Geophys. Res. Lett.*, *41*, 3096–3102, doi:10.1002/2014GL059925.
- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1994), Origin of the sound generated by Strombolian explosions, *Geophys. Res. Lett.*, *21*(18), 1959–1962.
- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1996), Strombolian explosions. 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound, *J. Geophys. Res.*, *101*(B9), 20,433–20,447.
- Vergnolle, S., G. Brandeis, and J.-C. Mareschal (1996), Strombolian explosions. 2. Eruption dynamics determined from acoustic measurements, *J. Geophys. Res.*, *101*(B9), 20,449–20,466.
- Vergnolle, S., M. Boichu, and J. Caplan-Auerbach (2004), Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of Shishaldin volcano, Alaska: 1. Origin of Strombolian activity, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *137*, 109–134.

Vidal, V., J.-C. Géminard, T. Divoux, and F. Melo (2006), Acoustic signal associated with the bursting of a soap film which initially closes an overpressurized cavity. Experiment and theory, *Eur. Phys. J. B*, *54*, 321–339.

Vidal, V., M. Ripepe, T. Divoux, D. Legrand, J.-C. Géminard, and F. Melo (2010), Dynamics of soap bubble bursting and its implications to volcano acoustics, *Geophys. Res. Lett.*, *37*, L07302, doi:10.1029/2009GL042360.

Wilson, L. (1980), Relationships between pressure, volatile content and ejecta velocity, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *8*, 297–313.

Bibliografia

- [1] M. Petit-Breuilh and J. Lobato. Análisis comparativo de la cronología eruptiva histórica de los volcanes Llaima y Villarrica (38-39 ls). In *Congreso Geológico Chileno*, number 7, pages 366–370, 1994.
- [2] S. Vergnolle and C. Jaupart. Dynamics of degassing at Kilauea volcano, Hawaii. *J. Geophys. Res.*, 95(B3):2793–2809, 1990.
- [3] H. Gonnermann and M. Manga. The fluid mechanics inside a volcano. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39:321–356, 2007.
- [4] M. Bottiglieri, E. De Lauro, S. De Martino, and M. Falanga. Analogical model inferred from time domain analysis and generating organ pipes self sustained-tone. *Int. J. Mod. Phys. B*, 18(4):509–518, 2004.
- [5] Claude Jaupart. Physical models of volcanic eruptions. *Chem. Geol.*, 128(1):217–227, 1996.
- [6] M. Ripepe. Evidence for gas influence on volcanic seismic signals recorded at Stromboli. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 70(3):221–233, 1996.
- [7] E. Parfitt. A discussion of the mechanisms of explosive basaltic eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 134(1):77–107, 2004.
- [8] S. Okumura, M. Nakamura, A. Tsuchiyama, T. Nakano, and K. Uesugi. Evolution of bubble microstructure in sheared rhyolite: Formation of a channel-like bubble network. *J. Geophys. Res.*, (7):113, 2008.
- [9] M. Polacci, Don R. Baker, L. Bai, and L. Mancini. Large vesicles record pathways of degassing at basaltic volcanoes. *Bull. Volcanol.*, 70(9):1023–1029, 2008.
- [10] S. Vergnolle and G. Brandeis. Origin of the sound generated by Strombolian explosions. *Geophys. Res. Lett.*, 21(18):1959–1962, 1994.

- [11] C. Jaupart and S. Vergnolle. Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions. *Nature*, 58:331, 1988.
- [12] M. James, S. Lane, B. Chouet, and J. Gilbert. Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 129(1):61–82, 2004.
- [13] M. Garcés and S. McNutt. Theory of the airborne sound field generated in a resonant magma conduit. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 78(3):155–178, 1997.
- [14] B. Chouet. Long-period volcano seismicity: its source and use in eruption forecasting. *Nature*, 380:309–316, 1996.
- [15] J.B. Johnson, R. Aster, and P. Kyle. Volcanic eruptions observed with infrasound. *Geophys. Res. Lett.*, 31(14), 2004.
- [16] D. Deihl and Carlson Jr. N Waves from bursting balloons. *Am. J. Phys*, 36(5):441–444, 1968.
- [17] J. Johnson, R. Aster, K. Jones, P. Kyle, and B. McIntosh. Acoustic source characterization of impulsive Strombolian eruptions from the Mount Erebus lava lake. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 177(3):673–686, 2008.
- [18] T. Kobayashi, A. Namiki, and I. Sumita. Excitation of airwaves caused by bubble bursting in a cylindrical conduit: Experiments and a model. *J. Geophys. Res.*, 115(B10), 2010.
- [19] S. Vergnolle and G. Brandeis. Strombolian explosions: 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound. *J. Geophys. Res.*, 101(B9):20433–20447, 1996.
- [20] J.B Johnson. Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 121(1):1–14, 2003.
- [21] R. Matoza, D. Fee, M. Garcés, J. Seiner, P. Ramon, and M. Hedlin. Infrasonic jet noise from volcanic eruptions. *Geophys. Res. Lett.*, 36(8):L08303, 2009.
- [22] J. Taddeucci, J. Sesterhenn, P. Scarlato, K. Stampka, E. Del Bello, J. Fernandez, and D. Gaudin. High-speed imaging, acoustic features, and aeroacoustic computations of jet noise from Strombolian (and Vulcanian) explosions. *Geophys. Res. Lett.*, 41(9):3096–3102, 2014.
- [23] R. Matoza, M. Landès, A. Le Pichon, L. Ceranna, and D. Brown. Coherent ambient infrasound recorded by the International Monitoring System. *Geophys. Res. Lett.*, 40(2):429–433, 2013.

- [24] J. Benoit and S. McNutt. New constraints on source processes of volcanic tremor at Arenal Volcano, Costa Rica, using broadband seismic data. *Geophys. Res. Lett.*, 24(4):449–452, 1997.
- [25] J. Lees, J.B. Johnson, M. Ruiz, L. Troncoso, and M. Welsh. Reventador volcano 2005: Eruptive activity inferred from seismo-acoustic observation. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 176(1):179–190, 2008.
- [26] M. Buckingham and M. Garcés. Canonical model of volcano acoustics. *J. Geophys. Res.*, 101(B4):8129–8151, 1996.
- [27] M. Garce
s, S. McNutt, R. Stephen, R. Hansen, and J. Eichelberger. Application of wave-theoretical seismoacoustic models to the interpretation of explosion and eruption tremor signals radiated by Pavlof volcano, Alaska. *J. Geophys. Res.*, 105(B2):3039–3058, 2000.
- [28] M. Garcés and R. Hansen. Waveform analysis of seismoacoustic signals radiated during the fall 1996 eruption of Pavlof Volcano, Alaska. *Geophys. Res. Lett.*, 25(7):1051–1054, 1998.
- [29] T.G. Leighton. The acoustic bubble. 1994. *Academic press*, 1994.
- [30] M. Ripepe, S. Ciliberto, and M. Della Schiava. Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli. *J. Geophys. Res.*, 106(B5):8713–8727, 2001.
- [31] N. Lautze and B. Houghton. Physical mingling of magma and complex eruption dynamics in the shallow conduit at Stromboli volcano, Italy. *Geology*, 33(5):425–428, 2005.
- [32] E. Marchetti, M. Ripepe, G. Ulivieri, and D. Delle Donne. Degassing dynamics at Stromboli Volcano: Insights from infrasonic activity. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 1, page 1796, 2006.
- [33] N. Fletcher and T. Rossing. *The physics of musical instruments*. Springer Science & Business Media, 1998.
- [34] J.B. Johnson and M. Ripepe. Volcano infrasound: A review. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 206(3):61–69, 2011.
- [35] K. Aki, M.Fehler, and S. Das. Source mechanism of volcanic tremor: fluid-driven crack models and their application to the 1963 Kilauea eruption. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 2(3):259–287, 1977.

- [36] T. Sakai, H. Yamasato, and K. Uhira. Infrasound accompanying C-type tremor at Sakurajima volcano. *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 41:181–185, 1996.
- [37] B. Chouet. Excitation of a buried magmatic pipe: a seismic source model for volcanic tremor. *J. Geophys. Res.*, 90(B2):1881–1893, 1985.
- [38] M. Garcés. On the volcanic waveguide. *J. Geophys. Res.*, 102(B10):22547–22564, 1997.
- [39] D. Fee, M. Garcés, M. Patrick, Matt, B. Chouet, P. Dawson, and D. Swanson. Infrasonic harmonic tremor and degassing bursts from Halema’uma’u Crater, Kilauea volcano, Hawaii. *J. Geophys. Res.*, 115(B11), 2010.
- [40] A. Goto and J.B. Johnson. Monotonic infrasound and helmholtz resonance at volcan Villarrica (Chile). *Geophys. Res. Lett.*, 38(6), 2011.
- [41] L. Kinsler. *Fundamentals of Acoustics*, 1982.
- [42] V. Vidal, J-C. Géminard, T. Divoux, and F. Melo. Acoustic signal associated with the bursting of a soap film which initially closes an overpressurized cavity. *Eur. Phys. J. B.*, 54(3):321–339, 2006.
- [43] H. Levine and J. Schwinger. On the radiation of sound from an unflanged circular pipe. *Phys. Rev.*, 73(4):383–406, 1948.
- [44] J. Kemp. *Theoretical and experimental study of wave propagation in brass musical instruments*. PhD thesis, University of Edinburgh, 2002.
- [45] J Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U. K., page p. 504, 1978.
- [46] P. Morse. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, 1968.
- [47] G. Debrégeas, P. Martin, and F. Brochard-Wyart. Viscous bursting of suspended films. *Phys. Rev. Lett.*, 75(21):3886, 1995.
- [48] F. Culick. Comments on a ruptured soap film. *J. Appl. Phys.*, 31(6):1128–1129, 1960.
- [49] S. Frankel and K. Mysels. Bursting of soap films. II. Theoretical considerations. *J. Phys. Chem.*, 73(9):3028–3038, 1969.
- [50] E. Blackburn, L. Wilson, and R. Sparks. Mechanics and dynamics of Strombolian activity. *J. Geol. Soc. London*, (132):429–440., 1976.

- [51] L. Wilson. Relationship between pressure, volatile content and ejecta velocity in three types of volcanic explosions. *J. Volcanol. Geotherm.*, 73(8):297–313, 1980.
- [52] J. Taddeucci, MA. Alatorre-Ibargüengoitia, M. Moroni, L. Tornetta, A. Capponi, P. Scarlato, DB. Dingwell, and D. De Rita. Physical parameterization of strombolian eruptions via experimentally-validated modeling of high-speed observations. *Geophys. Res. Lett.*, 39(16), 2012.
- [53] M.T. Hagerty, S. Schwartz, M.A. Garcés, and M. Protti. Analysis of seismic and acoustic observations at Arenal volcano, Costa Rica, 1995–1997. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 101(1):27–65, 2000.
- [54] S. Vergnolle, M. Boichu, and J. Caplan-Auerbach. Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of shishaldin volcano, Alaska: 1. Origin of Strombolian activity. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 137(1):109–134, 2004.
- [55] S. Lane, M. James, and S. Corder. Volcano infrasonic signals and magma degassing: First-order experimental insights and application to Stromboli. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 377:169–179, 2013.
- [56] L. Mullins. Studies in the absorption of energy by rubber. i. introductory survey. *J. Rubber Res.*, 16:180–185, 1947.
- [57] E. Marchetti, M. Ripepe, D. Delle Donne, R. Genco, A. Finizola, and E. Garaebiti. Blast waves from violent explosive activity at Yasur volcano, Vanuatu. *Geophys. Res. Lett.*, 40(22):5838–5843, 2013.
- [58] Sánchez, B Álvarez C., F. Melo, and V. Vidal. Experimental modeling of infrasound emission from slug bursting on volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, 41(19):6705–6711, 2014.
- [59] P. Oswald and M. Saint-Jean. *Rhéophysique: Ou comment coule la matière*. Berlín, 2005.
- [60] M. Ripepe, P. Poggi, T. Braun, and E. Gordeev. Infrasonic waves and volcanic tremor at Stromboli. *Geophys. Res. Lett.*, 23(2):181–184, 1996.
- [61] J.W. Neuberg, H. Tuffen, L. Collier, D. Green, T. Powell, and D. Dingwell. The trigger mechanism of low-frequency earthquakes Montserrat. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 153(1):37–50, 2006.
- [62] J. Neuberg, H. Tuffen, L. Collier, D. Green, T. Powell, and D. Dingwell. The trigger mechanism of low-frequency earthquakes Montserrat. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 153(1):37–50, 2006.

- [63] K. Haller. *Nonlinear acoustics applied to nondestructive testing*. Department of Mechanical Engineering, School of Engineering, Blekinge Institute of Technology, 2007.
- [64] M. Hargather, G. Settles, and M. Madalis. Schlieren imaging of loud sounds and weak shock waves in air near the limit of visibility. *Shock Waves*, 20(1):9–17, 2010.