



Universidad Nacional Autónoma de México
POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES

**SISTEMA PARA EJERCER FUERZAS IMPULSIVAS EN ESCALAS
TEMPORALES DE NANOSEGUNDOS POR MEDIO DE ONDAS DE
CHOQUE A ESCALAS MICRO Y SUBMICROSCÓPICAS.**

TESIS

**QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES**

PRESENTA:

ULISSES JESÚS GUTIÉRREZ HERNÁNDEZ

TUTOR PRINCIPAL:

**DR. PEDRO ANTONIO QUINTO SU
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES**

COMITÉ TUTOR:

**DR. JUAN ARNALDO HERNÁNDEZ CORDERO
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES**

**DR. ALEJANDRO VÁSQUEZ ARZOLA
INSTITUTO DE FÍSICA**

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX., SEPTIEMBRE DE 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Habían pasado solo unas semanas desde que inició formalmente el doctorado cuando, en el radio y de camino al mundo, escuchamos por primera vez noticias sobre un nuevo virus en China. Aunque los experimentos para esta tesis habían comenzado meses antes, con muchísima suerte los primeros resultados se obtuvieron el 12 de marzo de 2020, algo así como una semana antes de que se decretara el confinamiento en México. En realidad, en ese momento aún no sabía que los experimentos de ese día, después de muchas fallas y semanas de análisis, se convertirían en *resultados*.

Esos experimentos de marzo se transformaron en una colaboración que se publicó en enero de 2021. En esos meses aprendía a analizar, a escribir, a diseñar imágenes, a responder arbitrajes... porque el mundo no se detenía, aunque en realidad parecía que sí lo había hecho.

Han sido hasta ahora casi cuatro años, y muchas cosas han cambiado. El mundo entero cambió drásticamente en algunos aspectos, aunque en otros no tanto como quizá debió hacerlo. Incluso ahora, en retrospectiva, es difícil digerir todo lo que ha pasado. La mudanza a la virtualidad, las plataformas, las calles vacías, las ciudades detenidas, el sedentarismo, el miedo, la frustración...

Experimentalmente, el confinamiento para mí duró poco más de un año y un mes. A finales de abril de 2021 por fin pude volver al laboratorio, con horarios restringidos y todo, pero regresé.

Desde entonces y con el retorno progresivo a todas las actividades, parece que nos olvidamos un poco de lo que pasamos. De toda la incertidumbre, el miedo y muchos etcéteras. Ahora, nuevamente (y como nunca) inmerso en la dinámica de la *academia*, entre borradores, planes y proyectos, es importante recordar. Aunque esta *dinamicaacadémicavorazysalvaje* nos consume a niveles peligrosos... Es necesario agradecer y recordar lo verdaderamente importante.

Que estas líneas sirvan un poco para eso. Agradecer y recordar.

0. AGRADECIMIENTOS

Primero, a Irma. Gracias, por todo. Por encontrar siempre juntos la forma de mantener la cordura, y de perderla cuando es necesario. Por Macuilli, que es parte de nuestra cordura. Por el camino y la vida que juntos aprendemos a construir. Por luchar y dar forma a los sueños, por hacerlos realidad a tu manera.

Gracias también a mi familia. A mi mamá, papá y hermano. Sin su apoyo desde el inicio, absolutamente nada hubiera sido posible.

Gracias a mi tutor, Dr. Pedro Quinto. No conozco a una persona con más dedicación, compromiso y seriedad por su trabajo. Gracias por todo el aprendizaje, por la confianza, paciencia y apoyo en todo momento.

Al comité tutor, Dr. Juan Hernández y Dr. Alejandro Vásquez. Su apoyo y comentarios cada semestre han ayudado a mejorar esta investigación.

Al los sinodales, Dr. Franciso Mandujano, Dra. Karen Volke, Dr. Amado Velázquez, Dr. Rubén Ramos. Sus importantes recomendaciones y comentarios han ayudado a esclarecer muchos aspectos de este trabajo.

Agradezco a la DGAPA-UNAM (Proyecto PAPIIT IN107222), al CTIC-LANMAC y al CONAHCYT (proyecto LN-299057) por el apoyo financiero y por la beca de posgrado. Al Dr. Cristian Mojica-Casique por su apoyo técnico y al Sr. José Rangel Gutiérrez por la manufactura de piezas de optomecánica. A las personas que me apoyaron en alguna parte más específica de esta investigación, las he incluido en las secciones correspondientes.

Índice general

Agradecimientos	I
1. Introducción	1
2. Metodología	7
3. Enfocamiento de ondas de choque	13
3.1. Cuatro fuentes puntuales	13
3.1.1. Pares individuales	16
3.1.2. Retrasos temporales: $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns.	17
3.1.3. Medición de la presión	21
3.2. Anillos concéntricos	30
3.2.1. Anillos individuales	37
3.2.2. Retrasos temporales: $\Delta t = 0, 10$ y 20 ns.	40
3.2.3. Deformación de la superficie	43
3.3. Conclusiones	45
3.4. Agradecimientos	46
3.5. Publicaciones	46
4. Daño sobre material inducido por ondas de choque y ondas de Rayleigh	47
4.1. Ondas elípticas	47
4.1.1. Daño inducido y propagación controlada	52
4.1.1.1. Daño con geometría anular	54
4.1.2. Generación de estructuras	55
4.1.2.1. Caracterización de la fractura	59
4.1.2.2. Caracterización con SEM	59
4.2. Nano-cavitación acústica inducida sobre fractura	63
4.2.1. Principio físico de nucleación	64
4.2.2. Tiempo de vida en función de la posición	70
4.2.2.1. Ecuación de Rayleigh-Plesset modificada	72

ÍNDICE GENERAL

4.2.3. Daños sucesivos	78
4.2.4. Cavitación sobre fractura en función de la energía	81
4.3. Perforación de sustrato	82
4.3.1. Propagación circular de daño	83
4.3.2. Daño tipo caparazón (perforación)	84
4.4. Conclusiones	89
4.5. Agradecimientos	91
4.6. Publicaciones	91
5. Conclusiones generales y perspectivas	93
A. Programa para crear máscara de fase	97
B. Simulaciones de cuatro fuentes puntuales	101
C. Simulaciones FSI	103
Bibliografía	107

Introducción

El estudio de las propiedades de materiales al ser sometidos a fuerzas es un tema de investigación que es de amplio interés en la comunidad científica, en particular en ciencia e ingeniería de materiales. Para obtener algunas de las propiedades mecánicas de un material específico se aplica una fuerza y analizar el cambio en sus dimensiones, es decir, se mide la deformación del material en función de la fuerza aplicada [1]. La fuerza que se aplica puede ser cuasi-estática [2] o dinámica [3, 4], y se puede clasificar según su magnitud y duración [5, 6].

Algunos estudios se han centrado en investigar tasas de deformación con procesos cuasi-estáticos. Por ejemplo, en el estudio de Briones-Herrera et al. [7], para estudiar algunas propiedades mecánicas del pericardio bovino, este se somete a diferentes niveles de tensión y se relaciona su respuesta con la emisión láser aleatoria. Por otro lado, unos cuantos estudios se han encargado del análisis de las propiedades de los materiales bajo fuerzas impulsivas. Por ejemplo, en el estudio de Quinto-Su et al. [8], se han obtenido propiedades mecánicas de glóbulos rojos cuando son sometidos a fuerzas impulsivas con duración de decenas a centenas de microsegundos. Este tipo de estudios permite medir límites que no son accesibles con técnicas convencionales, teniendo presiones muy grandes que duran poco tiempo. Generalmente, para caracterizar a los materiales viscoelásticos en procesos cuasi-estáticos se pueden usar modelos simples como el de Voigt o el de Maxwell; sin embargo, en las investigaciones en que la presión crece tanto durante unos cuantos nanosegundos, se requieren otro tipo de modelos, pues la respuesta del material podría cambiar mucho respecto a su comportamiento macroscópico. Por ejemplo, en el trabajo mencionado de Quinto-Su et al. [8], el cambio en las dimensiones de los glóbulos sigue una ley de potencias en función del tiempo.

Uno de los métodos para generar fuerzas muy grandes con duración muy corta (fuerzas impulsivas) es usando ondas de choque [8, 9]. Una onda de choque se puede describir como una onda mecánica en cuyo frente la presión, densidad y

1. INTRODUCCIÓN

temperatura cambian de forma abrupta respecto del medio en que se propaga, moviéndose más rápido que la velocidad del sonido en el medio [10]. Diferentes técnicas de generación de ondas de choque permiten investigar diferentes rangos de presión, velocidad, etc. En este trabajo son de interés las ondas de choque inducidas al enfocar pulsos láser en medios líquidos. Para su generación comúnmente se utiliza un líquido absorbente [11]. Al enfocar el pulso láser sobre el líquido, las partículas absorbentes se calientan muy rápido, sobrepasando su temperatura de vaporización más rápido de lo que el calor tarda en difundirse [12], creando un punto de gas a alta presión que conlleva a la formación de una burbuja cavitante y de una onda de choque que se propaga a través del medio [13], estas ondas se propagan en el líquido con una velocidad superior a 1500 m/s, es decir, superior a la velocidad del sonido en el agua. De este modo se generan ondas de choque en el líquido, permitiendo tanto el estudio de presiones muy altas es escalas micrométricas [14, 15], así como de su interacción con diversos materiales.

De forma muy notable, el uso de *máscaras* difractivas para modificar la estructura espacial de los pulsos láser permite crear arreglos ópticos relativamente simples para enfocar a los pulsos láser en geometrías poco habituales [16, 15]. El modulador espacial de luz (SLM, *Spatial Light Modulator*) es un elemento difractivo que ha permitido simplificar aún más los arreglos experimentales. Este dispositivo permiten cambiar, sin modificar el arreglo, las máscaras de fase difractivas para estructurar el pulso láser [16]. El algoritmo para la creación de la máscara de fase digital (holograma) es sencillo [17] y se puede modificar en tiempo real, lo que cuál se traduce en una amplia ventaja al no mover ningún elemento óptico del arreglo. Esto permite que un pulso tenga una estructura espacial arbitraria, por ejemplo en el trabajo de Quinto-su et al [18], un solo pulso láser se enfoca sobre múltiples puntos generando formas arbitrarias de burbujas cavitantes.

Actualmente, un gran reto científico es desarrollar técnicas que permitan observar y analizar la respuesta de materiales en procesos que tienen lugar en escalas temporales y espaciales pequeñas (micro y nano). La técnica de fotografía estroboscópica, con ciertas limitaciones, permite estudiar la dinámica de las ondas de choque [19]. Por otro lado, se puede usar la técnica de fotografía ultrarrápida, particularmente el tipo *Streak*, que aprovecha la simetría de algunos arreglos para estudiar la evolución temporal de las ondas y los fenómenos inducidos en un solo disparo [20, 14]; en este tipo de fotografías se obtienen imágenes cuyo eje vertical es espacial y el horizontal temporal.

En la ciencia de materiales, trabajar con presiones grandes se ha convertido en un tópico de especial importancia. Muchos materiales, incluyendo ejemplos espectaculares de superconductores a altas temperaturas, se sintetizan a muy altas presiones, requiriendo equipo muy especializado. Recientemente, diversos estudios tanto teóricos como experimentales han mostrado que hay potenciales materiales,

como los hidruros de Itrio y de Lantano, que presentan superconductividad a temperaturas altas [21, 22]; en estos trabajos es necesario generar presiones del orden de hasta 200 GPa. Para generar presiones tan grandes, se ha requerido la combinación de dos o más métodos. Por ejemplo, en el trabajo de Jeanloz et al. [23], se analizan materiales sujetos a presiones en el rango de 10-100 TPa, obtenidas combinando compresión cuasi-estática y dinámica.

Uno de los métodos que se analiza para inducir presiones muy altas en lugares muy específicos, es el enfoque de ondas de choque. En el trabajo de Szabo [24] por ejemplo, se utilizan arreglos de transductores y retrasos temporales para enfocar ondas de presión de baja amplitud (*transmit beamforming*). Los retrasos temporales que se agregan a la señal en cada transductor permiten la generación de una onda esférica convergente, de este modo, al cambiar el retraso temporal se puede controlar el punto de convergencia (foco). En la investigación de Baac et al. [25], usando lentes negativas con un recubrimiento absorbente, se han creado fuentes acústicas para generar presiones de más de 50 MPa. En su trabajo han mostrado exitosamente que las lentes opto-acústicas se pueden usar para fragmentación ultrasónica (escala micro) de materiales sólidos, así como para remover células (de forma individual) de ciertos sustratos o de células vecinas.

El enfoque de ondas de choque ha tenido aplicaciones médicas de relevancia. Una técnica que se ha implementado exitosamente desde inicios de la década de los 80 es la litotricia extracorpórea con ondas de choque [26]. Es una cirugía que ha mejorado con el paso del tiempo y actualmente es completamente no invasiva. En esta técnica las ondas de choque se generan en agua de forma extracorpórea, de modo que el paciente está parcialmente sumergido en agua. Las ondas de choque se enfocan sobre los cálculos renales, que se deshacen en piedras más pequeñas para que puedan ser eliminadas por el cuerpo sin mayores complicaciones. Las dimensiones de las piedras en los riñones pueden ir desde unos cuantos milímetros hasta 2.5 cm. Aunque es una técnica no-invasiva, presentó efectos secundarios que se han visto considerablemente reducidos conforme la técnica se refina. Por ejemplo, debido a la compleja interacción de las ondas de choque con el tejido, órganos, etc., en algunos casos se generaron burbujas que, al colapsar rápidamente, producían daño en el tejido cercano [27].

Otra aplicación médica es el uso de las ondas de choque enfocadas para liberar fármacos. En las quimioterapias, una desventaja muy típica es que se presentan efectos secundarios muy diversos, los cuales generalmente son debidos a que los químicos usados no llegan únicamente a donde están las células cancerígenas, sino que afectan a otros órganos o tejidos. Se busca que los fármacos lleguen hasta el/los órganos afectados sin que interactúen con nada más. Una de las propuestas para lograrlo es que los medicamentos se encapsulen y se liberen hasta que lleguen a las células del órgano o sistema afectado, sin embargo, esta liberación no es sencilla.

1. INTRODUCCIÓN

Diversas técnicas se ha propuesto para lograrlo, principalmente con modificaciones químicas [28] y con intervenciones no invasivas. Una técnica no invasiva que resulta prometedora es el enfoque de ultrasonido sobre microburbujas [29], las cuales funcionan como contenedoras de los fármacos. Esta técnica ha mostrado tener un alto grado de eficiencia, causando daño mínimo a los tejidos sanos [30, 31].

Existen también estudios en los que se han usado ondas de choque generadas por pulsos láser para destruir ciertos tipos de biocapas de bacterias. En particular, se han estudiado las biocapas que se encuentran en heridas crónicas, protegiendo a las bacterias contra antibióticos; en el estudio de Yao et al. [32], usando pulsos láser con diámetros controlados entre 2.2 y 4.2 mm, se muestra a las ondas de choque emitidas como una terapia eficaz para el tratamiento de biocapas cutáneas.

Las aplicaciones que tiene el enfoque de ondas de choque abarcan muchas otras ramas, pues el análisis de materiales con fuerzas tan grandes y en tiempo tan pequeños, es tanto de interés científico como tecnológico. Al ser un material común en la industria, el estudio de las propiedades mecánicas de algunos tipos de vidrios resulta muy importante. Los más típicos son vidrio común (soda lime), vidrio *quartz* y el borosilicato. Estos se encuentran prácticamente en cada aspecto de la vida cotidiana, y también en el ámbito científico. Muchos elementos ópticos en un laboratorio están hechos de este material. De particular interés para este trabajo es el vidrio de borosilicato, el cual se puede encontrar en distintas presentaciones y para diferentes usos, que van desde contenedores, elementos ópticos, hasta vidrios protectores contra impactos.

Desde hace varias décadas se ha estudiado el origen y propagación de daño en materiales no-cristalinos, como el vidrio. Se conoce bien el proceso de rompimiento cuando un proyectil atraviesa una o varias capas de vidrios; sin embargo, el origen de la formación de una fractura, así como su propagación, a nivel micro y sub-micrométrico, no ha sido completamente entendido. Incluso, existe aún el debate respecto a la naturaleza *dúctil* o *quebradizo* de las fracturas en el material. A nivel macro, es intuitivo pensar que el vidrio es un material *quebradizo*, pues basta una pequeña fractura para que el material se rompa por completo. Sin embargo, recientes estudios, como el de Shen et al. [33], han mostrado propagación *dúctil* de fracturas inducidas a nivel sub-micrométrico. Para entender a detalle la formación de una fractura, resulta importante pensar en métodos de generación de fracturas tan pequeñas como sea posible. Actualmente, hay pocos métodos de *no-contacto* tanto para inducir fracturas a esta escala, como para inducir las de forma controlada. En el estudio de Veysset et al. [19], se determinó que el sustrato de borosilicato de 300 μm de espesor soporta esfuerzos de hasta 6 GPa sin presentar fractura. En dicho estudio se enfocaron ondas superficiales inducidas con pulsos láser de 800 nm y 300 ps de duración, y el material se caracterizó por técnicas interferométricas y simulaciones numéricas. En otro de los estudios de Veysset et al. [34], se ha mos-

trado que, enfocando ondas acústicas superficiales, es posible remover un cráter de unas cuantas micras de radio de un recubrimiento de oro en un sustrato de vidrio.

Generalmente, al realizar experimentos en escalas muy pequeñas, medir fuerzas y presiones es un reto muy complejo. Por ejemplo, en el trabajo de Márquez-Cruz & Hernández-Cordero [35] se muestra una técnica para analizar la tensión superficial de líquidos. A través del análisis de la interferencia generada por señales que se reflejan en gotas remanentes en un extremo de una fibra óptica (125 μm con revestimiento). El patrón de interferencia obtenido se ajusta a un modelo de Fabry-Perot obteniendo información del tamaño de la gota. Los resultados muestran que el tamaño de una gota que se forma en el extremo de una fibra óptica bajo condiciones controladas se relaciona directamente con la tensión superficial del líquido.

La medición de los parámetros inducidos por la dinámica de las ondas de choque en escalas de micrómetros implica desafíos en diversos sentidos, sobre todo en líquidos delgados. Debido a la escala de los fenómenos y de la muestra misma, es muy difícil tener dispositivos para la medición de parámetros de forma directa. En este sentido, se han desarrollado diferentes técnicas para poder estimar la presión. Algunas de las técnicas tienen su origen en métodos ópticos. Uno de los más conocidos y usados es a partir de imágenes *Schlieren*. En el trabajo de Raffel [36] se describe el fundamento este tipo de imágenes, las cuales típicamente se usan para mediciones de la dinámica de eventos rápidos. En esta técnica se puede estudiar el gradiente de densidad en el medio, usando la deflexión de la luz debido al cambio del índice de refracción. En el trabajo de Atcheson et al. [37], se ha mostrado que es posible hacer una relación entre la imagen obtenida y los campos de presión y densidad. Es una técnica común al estudiar gases [38, 39], sin embargo, en medios líquidos es mucho más complicado debido a que los cambios de densidad son menores, por lo que los estudios usando esta técnica en líquidos son escasos. En uno de los trabajos en líquidos, realizado por Hayasaka et al. [40], se reconstruyó el campo de presión a partir del campo de desplazamiento obtenido a partir de fotografías, pero se encontró que la correlación podría no ser correcta debido a que el número de vectores extraído no era suficiente. En un estudio posterior [41], se mejoró la correlación al introducir otra técnica para aumentar la resolución, aumentando también la complejidad del arreglo experimental; pudieron hacer mediciones de hasta 2 MPa.

En el presente trabajo de investigación se propone, mediante el uso de un arreglo óptico, crear un método para ejercer fuerzas impulsivas focalizadas en escalas de nanosegundos usando ondas de choque inducidas por pulsos láser enfocados en medios líquidos. En particular, se busca generar geometrías reconfigurables de enfoque de ondas de choque para inducir altas presiones (GPa), así como desarrollar técnicas que permitan estimar dichas presiones. Además, se pretende estudiar el comportamiento de sustratos de borosilicato expuestos a las condiciones límite ge-

1. INTRODUCCIÓN

neradas. Esto resulta muy importante para la ciencia e ingeniería de materiales, debido a que el método propuesto para su estudio permite analizar a los materiales en límites de presión y duración de eventos que hasta ahora no han sido accesibles con otras técnicas.

Esta tesis se divide, de forma general, de la siguiente manera.

En el capítulo 2, se describe el arreglo experimental, incluyendo la descripción de la muestra líquida y los métodos para medir la dinámica de las ondas de choque.

En el capítulo 3, se plantean dos técnicas de enfoque de ondas de choque. En la primera, una técnica inspirada en una lente de Fresnel, donde se usan dos pares de fuentes puntuales de ondas de choque. El par interno se dispara con un determinado retraso respecto del externo, de modo que las ondas se enfoquen en un punto sobre el eje de simetría. Esta posición de enfoque es función del retraso entre las fuentes. La segunda técnica de enfoque consiste en dos anillos concéntricos de diferente radio; cada anillo emite una onda de choque que converge en el centro. El anillo interno se induce poco después del externo, de modo que al generarlos con el retraso temporal adecuado, las ondas pueden llegar al centro al mismo tiempo. Aquí, se plantea el enfocamiento no solo de ondas de choque en el líquido, sino también de ondas de Rayleigh inducidas en la superficie del sólido.

En el capítulo 4, usando el mismo arreglo experimental, se plantea el estudio de daño controlado sobre el sustrato de vidrio. Primero, se describe la técnica de enfoque de ondas elípticas, de choque y superficiales, para inducir el daño. Se explica la propagación controlada de la fractura inducida, así como el grabado de estructuras sobre la superficie del vidrio. Después, se detalla en la formación de burbujas sobre la fractura con una técnica acústica novedosa. Estas burbujas inducidas acústicamente tienen tiempos de vida que van desde decenas de nanosegundos, hasta solo unos cuantos nanosegundos. Por último, se analiza la propagación circular de la fractura, así como la propagación al fondo del sustrato y el eventual desprendimiento de una parte del vidrio.

Para finalizar, en el capítulo 5, se dan las conclusiones generales de este trabajo y se plantean las investigaciones que podrían partir de los resultados obtenidos.

Nota: Con el permiso de todos los autores, este escrito contiene algunas partes sin cambiar, así como imágenes modificadas de los artículos publicados como primer autor durante el doctorado. Todas las explicaciones se han ampliado, detallado y profundizado. En cada capítulo se hacen explícitas las publicaciones.

Metodología

El arreglo experimental (simplificado) que se utiliza en esta tesis se muestra en la figura 2.1. Los pulsos provenientes de un láser Nd:YAG (New wave, SOLO PIV; $\lambda=532$ nm, 6 ns), se enfocan sobre una muestra líquida, generando una burbuja cavitante [42, 43]. Debido a que en este trabajo se generan distintos tipos de burbujas, esta en particular se denomina *burbuja láser*.

Antes de enfocarse sobre la muestra, el pulso láser se expande y colima para ajustar su tamaño de modo que llene la pantalla de un modulador espacial de luz (SLM-*Spatial Light Modulator*, Hamamatsu X10468-01). El SLM permite controlar y modificar la estructura (fase) espacial de los pulsos láser, usando una máscara de fase digital (holograma). Esta máscara se realiza con el algoritmo de Gerchberg-Saxton [17] y se proyecta en la pantalla del modulador en tiempo real, es decir, el holograma se puede modificar entre pulso y pulso. En el apéndice A, se muestran algunos detalles del algoritmo. Una de las ventajas que se tiene al generar hologramas digitales, es que al mismo holograma se pueden *sumar* diferentes fases para añadir mayor control al enfoque del pulso sobre el líquido. Se pueden agregar, al mismo tiempo, fases de prisma, de lente, etc., de modo que para hacer cambios en la posición, sitio de enfoque, profundidad, radio, etc., no es necesario alterar manualmente el arreglo experimental ni agregar o quitar elementos, sino únicamente modificar el holograma digital proyectado en el SLM [44, 45].

Desde hace unas décadas, ha sido una técnica cada vez con mayor uso. Por ejemplo, en el estudio de Quinto-Su & Ando [15] se utiliza un SLM para modificar la estructura de un pulso y hacer que se enfoque en dos posiciones al mismo tiempo, controlando digitalmente la distancia de los puntos entre sí; con esto se estudió la interacción de las ondas de choque y de las burbujas cavitantes generadas en función de la distancia de separación. En el trabajo de Veysset et al. [46] se agregó la fase de axicon para que el pulso adquiriera estructura anular. De esta forma, al enfocarse en el líquido se generó una burbuja anular, lo que permitió estudiar la cavitación

2. METODOLOGÍA

secundaria inducida poco después de la convergencia de la onda de choque en el centro, en función del radio de anillo.

En este trabajo, se utilizan cuatro modificaciones a la estructura del pulso láser: Puntual, dos puntos, anular y elíptica. Se detalla la descripción de cada estructura en la sección donde se usa.

El pulso láser se expande con el telescopio formado por las lentes l_1 (50 mm) y l_2 (200 mm), de modo que llene la pantalla del modulador. Después es reflejado del SLM y pasa por un filtro espacial para eliminar órdenes de difracción. En seguida se recolima con las lentes l_3 (400 mm) y l_4 (100 mm) para que su tamaño se ajuste a la apertura trasera de un objetivo de microscopio (Olympus, 10x, 0.4 N.A.) y se enfoca sobre un líquido absorbente, como se observa esquemáticamente en la figura 2.1(a). El líquido es tinta de impresora (T6643 Magenta, Epson) de propiedades muy similares al agua ($\rho = 998.97 \text{ Kg/m}^3$), pero con nanopartículas absorbentes a la longitud de onda del láser [11]. La tinta se confina entre un portaobjetos (Fisherbrand, espesor de 1 mm) y un cubreobjetos (Fisherbrand, espesor de 0.16 mm). Las propiedades de este material, se proveen por el fabricante (<https://www.fishersci.es>): densidad $\rho = 2230 \text{ kg/m}^3$, razón de Poisson $\nu = 0.20$ y módulo de elasticidad $E = 63 \text{ GPa}$.

La separación entre las placas de vidrio se puede controlar colocando un espaciador. En algunos trabajos la separación es de unas cuantas micras [47, 48], mientras que en otros se ha estudiado una separación de decenas de micras [34, 19]. Mientras más pequeña es la separación entre las placas, más complicado se vuelve tener una separación homogénea. En el presente trabajo, el espacio entre las placas se controla usando cinta doble cara como espaciador ($\sim 80 \mu\text{m}$). Este espacio se midió usando un vernier micrométrico digital, tomando mediciones, por separado y en conjunto, tanto de los sustratos de vidrio como de la cinta doble cara.

La burbuja láser inducida adquiere la misma estructura del pulso que se enfoca sobre el líquido, por ejemplo, si la fase proyectada sobre el SLM se modifica para que la estructura del pulso sea un anillo, la burbuja será anular. El pulso láser se enfoca cerca del fondo del líquido, es decir, sobre el líquido, pero muy cerca de la superficie del sustrato de vidrio más delgado (cubreobjetos, $\sim 160 \mu\text{m}$).

Una vez que el pulso se enfoca sobre la muestra, debido a la rápida absorción por las nanopartículas, el líquido se evapora muy rápido, conllevando a la generación de una burbuja cavitante [13, 49]. La duración del pulso es de 6 ns, de modo que la absorción es mucho más rápida en comparación con lo que tarda el calor en difundirse, i.e. los efectos térmicos son esencialmente despreciables. Usando un arreglo similar al que se presenta en esta tesis, en el trabajo de Quinto-Su et al. [12] se mostró que el cambio de temperatura es de solo unos cuantos Kelvin muy cerca del lugar de enfocamiento, y que el enfriamiento es relativamente rápido.

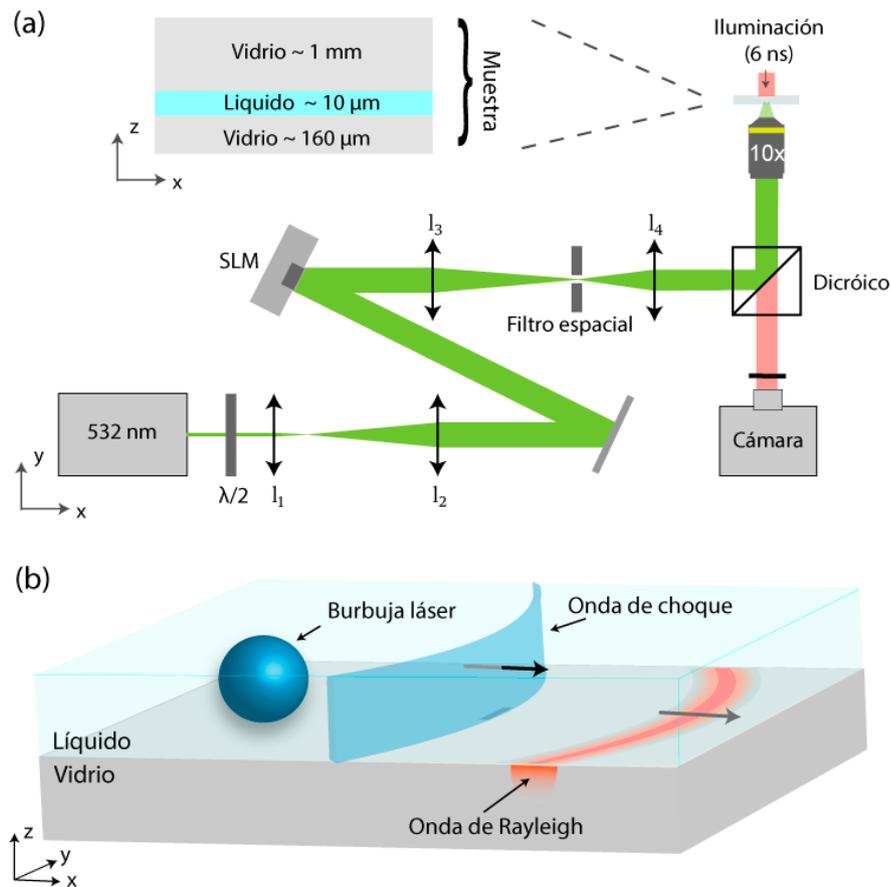


Figura 2.1: (a) Arreglo experimental simplificado. Un pulso láser se refleja en la pantalla de un SLM, dándole una estructura específica. El pulso estructurado se enfoca sobre un líquido delgado. Los eventos se iluminan usando otro pulso láser, que pasa a través de un espejo dicróico y se dirige a una cámara CCD. (b) Ejemplo de pulso con estructura puntual, generación de burbuja, de onda de choque en el líquido y de onda de Rayleigh en el sólido.

2. METODOLOGÍA

Debido a la rápida absorción del pulso, la presión se incrementa rápidamente, emitiendo una onda de choque [13]. Esta onda de choque se propaga con una velocidad superior a la del sonido en el medio (~ 1800 m/s), y adquiere la forma de la burbuja inducida por el pulso láser. De modo que, si la burbuja es esférica, la onda de choque tendrá la misma forma. Dadas las dimensiones del sistema, el frente de la onda de choque se convierte rápidamente en un frente cilíndrico.

Como la burbuja se forma justo por encima de la superficie del cubreobjetos, su rápida expansión transfiere energía al sustrato casi de forma instantánea. Esto genera la deformación del sustrato, lo que induce la formación de ondas elásticas en el sólido [50]. Estas ondas adquieren la forma de la burbuja inducida por el pulso láser. A diferencia del líquido, en donde se forma solo una onda de choque, en el sólido se forman varios tipos de ondas elásticas. De particular interés para este trabajo es la onda de Rayleigh (~ 3150 m/s). La mayor parte de su energía se propaga solo en la superficie, por lo que se conoce también como onda acústica superficial (*SAW-Surface Acoustic Wave*). En algunas investigaciones, como la de Zhang et al. [50], se ha estudiado el daño producido en un sustrato generado por las ondas de Rayleigh inducidas por ondas de choque esféricas. En este trabajo, se pretende analizar el comportamiento del sustrato en escala micro y sub-micrométrica usando ondas acústicas superficiales, generadas en diferentes geometrías. En la figura 2.1(b), se observa el esquema básico de la muestra: el pulso láser con estructura puntual se enfoca sobre el líquido, induciendo la formación de una burbuja cavitante esférica; la onda de choque se propaga en el líquido, con una velocidad menor a la onda de Rayleigh que se propaga en la superficie del sustrato de vidrio.

Los eventos inducidos por el enfoque del pulso láser sobre el líquido tienen periodos de vida muy pequeños. Tan solo el pulso láser de generación de la burbuja dura 6 ns, y la velocidad de las ondas sobre el líquido es mayor que la del sonido. Para observar la rápida dinámica de los fenómenos, se utiliza la fotografía estroboscópica. Debido a que es difícil pensar en una iluminación emitida con frecuencias tan altas, se puede generar un fenómeno repetible e iluminarlo en diferentes momentos, tomando una fotografía en cada experimento y así estudiar la dinámica completa del fenómeno.

A modo de iluminación, el pulso de otro láser Nd:YAG (532 nm, Orion, New Wave Research) de 6 ns de duración, es enfocado sobre una celda con rodamina para excitar la emisión en 698 nm, es decir, para tener iluminación *roja*. La luz de estos pulsos se redirige al condensador del microscopio para iluminar la muestra. La luz pasa nuevamente por el objetivo de microscopio y, pasando por el dicróico, que bloquea el verde del pulso de generación de la burbuja, se dirige a la cámara CCD (Sensicam QE, PCO).

Con la fotografía estroboscópica se puede obtener la información de la dinámica de los eventos en un experimento repetible. Sin embargo, esta técnica depende de que cada experimento cumpla con las mismas condiciones, pues la observación completa se hace juntando la información de muchos experimentos. Para obtener la información de un solo experimento, se puede hacer uso de otro tipo de fotografía con la cámara *Streak*, la cual es casi como tomar un video que se muestra en una sola imagen. Se aprovechan las simetrías de un arreglo y se elige una rendija donde se observa la evolución de la luz, formando una imagen que en un eje tiene al tiempo, y el otro eje la posición espacial. Este tipo de fotografía se ha usado en diferentes investigaciones para observar fenómenos relacionados con ondas de choque [14], sonoluminiscencia [20], entre otras. Para estas imágenes, es necesaria una iluminación más larga. En este trabajo se utiliza un láser de diodo, emitiendo en rojo con duración (controlada) de $1 \mu\text{s}$ (637 nm, L637G1, Thorlabs). La cámara streak utilizada es Optronis, SC-10.

Un generador digital de pulsos (Berkeley Nucleonics 575-8C), y un programa de automatización, permiten realizar la sincronización entre todos los elementos utilizados: cámara CCD, cámara Streak, dos pulsos láser de generación, pulso láser de iluminación estroboscópica y diodo láser para iluminación streak.

Enfocamiento de ondas de choque

En este capítulo se desarrollan dos técnicas para enfocar ondas de choque y ondas superficiales. Primero, se detalla el enfocamiento de ondas de choque usando cuatro fuentes acústicas, analizando únicamente los fenómenos inducidos en el líquido. En la segunda parte, se usan dos pulsos con estructura anular de diferentes radios para estudiar tanto el enfoque de las ondas de choque en el líquido, como de ondas superficiales inducidas sobre el sólido. En ambos casos, los experimentos se complementan con simulaciones numéricas.

3.1. Cuatro fuentes puntuales

Al pensar en enfocar ondas, lo inmediato es imaginar ondas de luz y una lente convergente. Si lo que se desea es enfocar grandes áreas o muchas ondas en un lugar muy cercano, un elemento óptico típico es una lente de Fresnel [51]. Por otro lado, un método que se utiliza para enfocar ondas acústicas es controlando el retraso temporal con el que se generan dichas ondas; en algunos trabajos han usado arreglos de transductores para generar las ondas acústicas, cada transductor se activa en un determinado tiempo de modo que se logre generar una onda acústica esférica convergente [24]. Extrapolando ambas ideas, ahora con ondas de choque inducidas por pulsos láser, se puede pensar en tener varias fuentes de ondas colineales, cuyo retraso temporal de generación determinen el punto de convergencia (*foco*), es decir, el lugar en el que las ondas se traslapan (interferencia constructiva) generando una región con alta presión. Esta región de alta presión (*foco*) será función del retraso temporal con el que se generan las burbujas, es decir, las fuentes de ondas de choque.

Usando el arreglo experimental descrito en el capítulo 2, se plantea el control temporal en la generación de dos pares de emisores de ondas de choque (burbujas

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

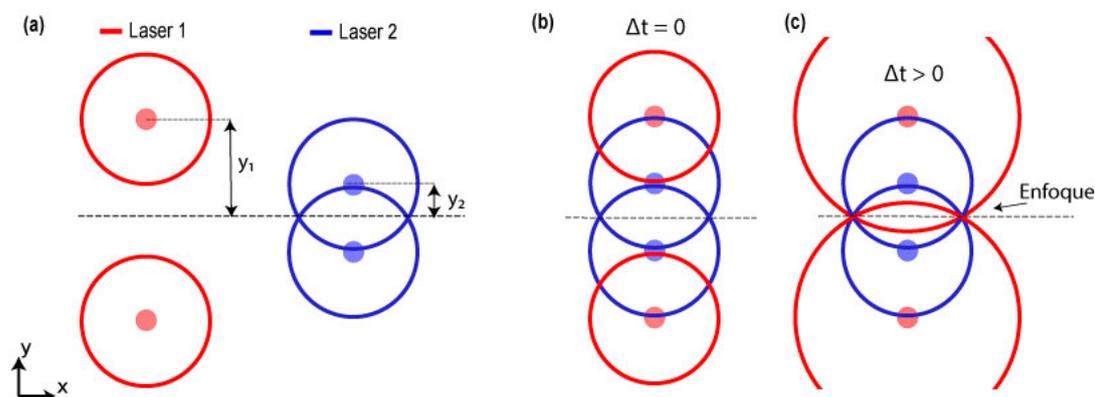


Figura 3.1: Bosquejo de principio de enfoque de ondas de choque inspirado en una lente de Fresnel. (a) Dos pulsos independientes (azul y rojo) generan, cada uno, dos fuentes separadas una distancia controlada. (b) Las cuatro fuentes generadas al mismo tiempo. (c) Cuatro fuentes generadas con retraso Δt , tal que convergen sobre el eje de simetría al mismo tiempo.

láser). El láser que se utiliza para generar las burbujas (New wave, SOLO PIV; $\lambda = 532$ nm, 6 ns) tiene dos cabezas independientes, de modo que con el arreglo experimental es posible tener dos pulsos láser con retraso temporal controlado. Usando el algoritmo de Gerchberg-Saxton [17], se utiliza el SLM dividido en dos. En cada mitad de la pantalla del SLM se proyecta un holograma que, al pulso que recibe, lo *estructura* para que se enfoque en dos puntos sobre la muestra líquida. Se puede pensar en más fuentes, sin embargo, se parte del caso simple con únicamente dos pares.

En la figura 3.1, se bosqueja el método de enfoque de ondas de choque inspirado en una lente de Fresnel. En la figura 3.1(a) se observan las dos fuentes generadas por cada pulso láser. El rojo indica el láser 1, que induce dos fuentes separadas una distancia $y_1 = \pm 145$ μm del eje de simetría ($y = 0$). El azul indica el láser 2, que genera dos fuentes separadas $y_2 = \pm 55$ μm del eje de simetría. Con el programa creado para generar el holograma que se proyecta en el SLM, se logra que las cuatro burbujas se generen a lo largo de la misma línea vertical ($x = 0$).

Si bien las distancias entre las burbujas se pueden controlar, la parte experimental presenta ciertas limitantes. La primera son los órdenes de difracción de cada pulso, los cuales se generan al reflejarse sobre el SLM, pues es un elemento óptico difractivo. Si la distancia entre los puntos de enfoque es muy pequeña, los órdenes inducen pequeñas burbujas que pueden coincidir o ser muy cercanos al lugar de generación de una de las fuentes. Esto complica el filtrado espacial.

Además, la medición de la energía de cada fuente individual se puede ver alterada. La segunda limitante es la región de visualización, si las fuentes son muy lejanas entre sí, podrían salir del campo de visión del presente arreglo experimental. Cada fuente tiene una energía de $(200 \pm 6) \mu\text{J}$, medida antes de la entrada al microscopio invertido.

En la figura 3.1(b), se observan las cuatro fuentes generadas al mismo tiempo, $\Delta t = 0$. De este modo se generaría un *frente plano* de ondas de choque. En la figura 3.1(c) se observan las cuatro fuentes generadas con cierto retraso temporal, $\Delta t > 0$, tal que las ondas se enfoquen en dos puntos sobre el eje de simetría, uno a la derecha y otro a la izquierda del eje donde se generan las fuentes ($x = 0$). Dada la simetría del problema, basta que estudiemos solo uno de estos sitios.

Para lograr un mayor entendimiento del problema, este estudio se complementó con simulaciones numéricas realizadas por el Dr. Fabio de Colle, del Instituto de Ciencias Nucleares. Se simula la propagación e interacción de las ondas de choque en un modelo de una sola fase [52]. Algunos detalles se pueden encontrar en el apéndice B.

Debido a que las cuatro fuentes se generan con la misma energía, la evolución temporal de las burbujas y de las ondas de choque inducidas es básicamente la misma. En la figura 3.2(a) se grafican los puntos extraídos a partir de las fotografías estroboscópicas. La línea continua representa la posición de mayor presión en función del tiempo extraída de la simulación, es decir, la posición de la onda de choque simulada. Como se aprecia, se tiene un buen nivel de concordancia. La velocidad de las ondas, experimental y numérica, es de 1700 m/s.

Teniendo esta velocidad y las posiciones iniciales de cada fuente, se puede obtener el tiempo de arribo de cada onda en función de la posición de enfoque, es decir, se puede determinar el tiempo que tardaría cada onda en llegar a cierta posición sobre el eje de simetría ($y = 0$). El cuadrado de la distancia a cualquier punto sobre el eje de simetría es $d_i^2 = y_i^2 + x^2$, con y_i la distancia de cada fuente a $y = 0$. Esto se observa en la figura 3.2(b). La línea roja corresponde a las ondas externas, mientras que la azul a las ondas internas. La separación entre ambas líneas representa el retraso temporal con el que se debería generar cada par de ondas para que se enfoquen a una distancia determinada, d . La gráfica del retraso temporal entre las fuentes en función de la posición de enfoque se observa en la figura 3.2(c). De este modo, si se desea que las ondas externas, inducidas en $t = 0$, alcancen a las internas y converjan en una posición $x = 50 \mu\text{m}$, el retraso temporal entre las fuentes debería ser de poco más de 35 ns. Esto lo observamos en las figuras 3.2(b-c). Así, de forma controlada se puede determinar la posición y tiempo de enfoque de las ondas de choque. Vale la pena repetir, en el presente trabajo se plantean cuatro fuentes, pero el método se puede extender y aplicar a muchas más.

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

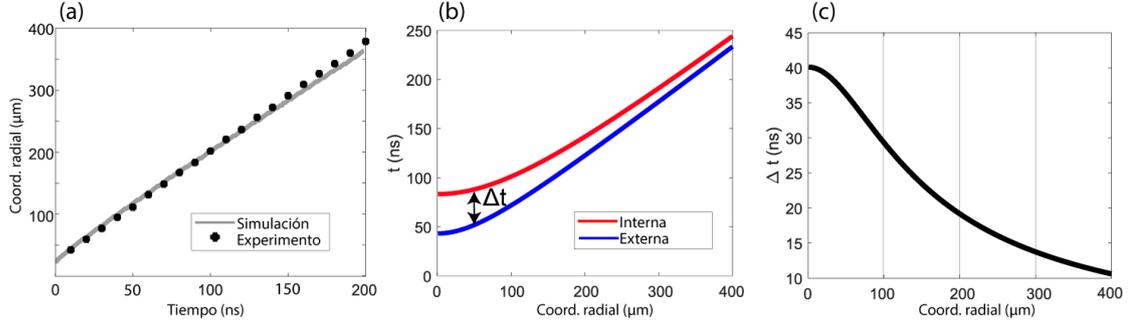


Figura 3.2: (a) Posición de la onda de choque en función del tiempo. Los símbolos son los datos experimentales, mientras que la línea continua es obtenida con las simulaciones. (b) Tiempo de arribo al eje de simetría ($y = 0$) de los pares de ondas en función de la posición sobre el eje. En rojo el par externo, en azul el interno. (c) Retraso temporal entre par interno y externo, en función de la posición de enfoque sobre el eje de simetría.

Se eligen cuatro retrasos de estudio, que corresponden a cuatro distancias teóricas de enfoque sobre el eje x . Los retrasos son $\Delta t = 0$, para el cual se generaría un perfil plano (onda plana), i.e., sin posición de enfoque. Los otros tres retrasos son $\Delta t = 15, 25$ y 35 ns, que corresponderían a enfocarse en las posiciones $x = 50, 125$ y 300 μm , respectivamente.

3.1.1. Pares individuales

En la figura 3.3, se presenta la dinámica de los pares de ondas de choque, arriba las ondas de choque del par interior y abajo del par exterior. En cada cuadro se muestra la comparación con la simulación, la cual se muestra en tonos de gris; tonos más oscuros representan mayor presión. Para el par exterior, las ondas de choque intersectan el eje de simetría después de 50 ns, mientras que para el par interior lo hacen poco después de su generación. En las fotografías las burbujas aparecen oscuras del lado izquierdo, y brillantes del lado derecho. Algo parecido ocurre con las ondas de choque, la parte que va a la izquierda aparece brillante, mientras que el lado derecho es oscuro. Esto se debe a que se coloca una navaja cerca del foco de la imagen para aumentar el contraste en las zonas de mayor densidad [53, 54]. En cada cuadro se observa el tamaño completo de la imagen ($550 \mu\text{m} \times 416 \mu\text{m}$). Las cuatro burbujas aparecen muy cercanas al extremo izquierdo, con la finalidad de observar la dinámica de las ondas de choque el mayor tiempo posible. La concordancia con las simulaciones es bastante buena; al igual que en las fotografías, en la simulación se observa que las zonas de mayor presión se dan cerca de lugar de generación de

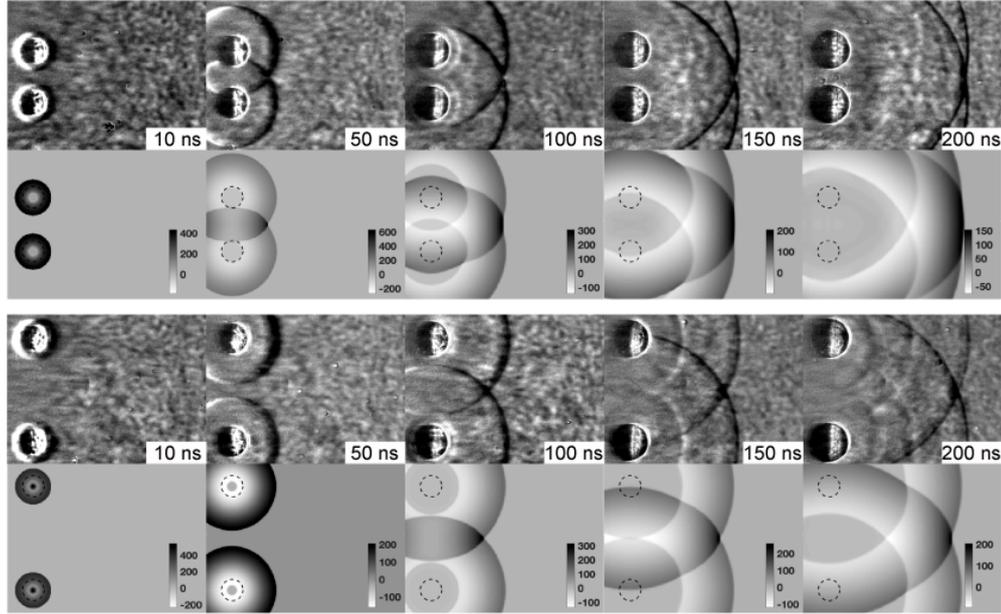


Figura 3.3: Dinámica de los pares de fuentes y ondas de choque. Arriba el par exterior, abajo el interior ($550 \mu\text{m} \times 416 \mu\text{m}$).

los pulsos de presión y en las zonas de intersección de las ondas de choque, es decir sobre $y = 0$.

En la figura 3.4, se observa la presión máxima a lo largo del eje x en el eje de simetría ($y = 0$), es decir, en el eje donde las ondas se intersectan. Se muestran cuatro casos, fuentes individuales (líneas punteadas) y pares (líneas sólidas). La presión máxima que se alcanza sobre el eje para la onda externa no llega a 200 MPa, mientras que la presión máxima para la onda interna es de 300 MPa. Para el par externo el valor máximo de presión es de 400 MPa, mientras que para el par interno se tiene una presión máxima de más de 700 MPa. Este último caso (par interno) es en donde se observa el decaimiento más rápido de la presión, incluso se vuelve menor que el caso del par externo después de $200 \mu\text{m}$. Para los cuatro casos, las presiones máximas se encuentran en el origen ($x = y = 0$), como es de esperarse pues es la primera posición de encuentro de las ondas.

3.1.2. Retrasos temporales: $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns.

En la figura 3.5 se observa la dinámica para los retrasos estudiados: $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns. Se encuentran en orden progresivo, de arriba hacia abajo. En cada

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

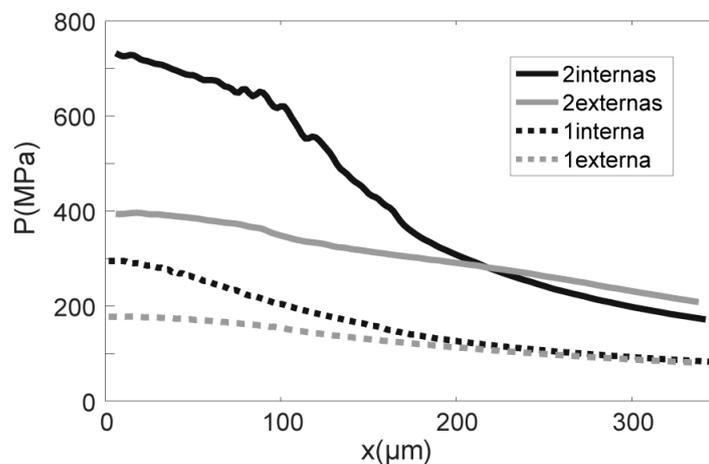


Figura 3.4: Presiones máximas a lo largo del eje de simetría para las fuentes individuales y los pares separados. En los cuatro casos el valor máximo se encuentra en $x = 0$, y decae conforme x crece.

caso, arriba están las fotografías y abajo el correspondiente cuadro extraído de las simulaciones; tonos más oscuros indican mayor presión.

Para el caso donde las cuatro ondas se generan al mismo tiempo, $\Delta t = 0$, de forma muy sorprendente no se observa una pared de presión (onda plana), sino que las ondas se terminan enfocando aproximadamente a los 120 ns, a poco más de 200 μm respecto del origen.

Para $\Delta t = 15$, la posición de enfoque calculada con el modelo lineal (posición esperada) era casi a las 300 μm . Sin embargo, el enfoque se obtiene a los 70 ns, en $x \sim 110 \mu\text{m}$. Esta posición representa menos de la mitad respecto de la esperada.

Este comportamiento se repite para los otros casos, $\Delta t = 25$ y 35 ns. Para el primero, la posición de enfoque esperada era 120 μm , pero en las fotografías se observa el enfocamiento de las ondas poco después de los 70 ns, a una distancia de 100 μm . Para el último retraso estudiado, la posición de enfoque esperada era 70 μm , mientras que en las fotografías podemos ver que el enfoque comienza a los 60 ns en una posición muy cercana al origen ($x = 0$). En estos últimos casos la diferencia no es tan dramática en comparación con los dos primeros, sin embargo, tanto en los experimentos como en la simulación se obtiene que la posición de enfoque es más cercana que la esperada.

Se observa entonces que, en las distancias que se estudian, la superposición de ondas de choque no se puede estudiar linealmente. La presión que *llevar* acelera a las mismas ondas al encontrarse entre ellas. Es decir, se presenta una *auto-*

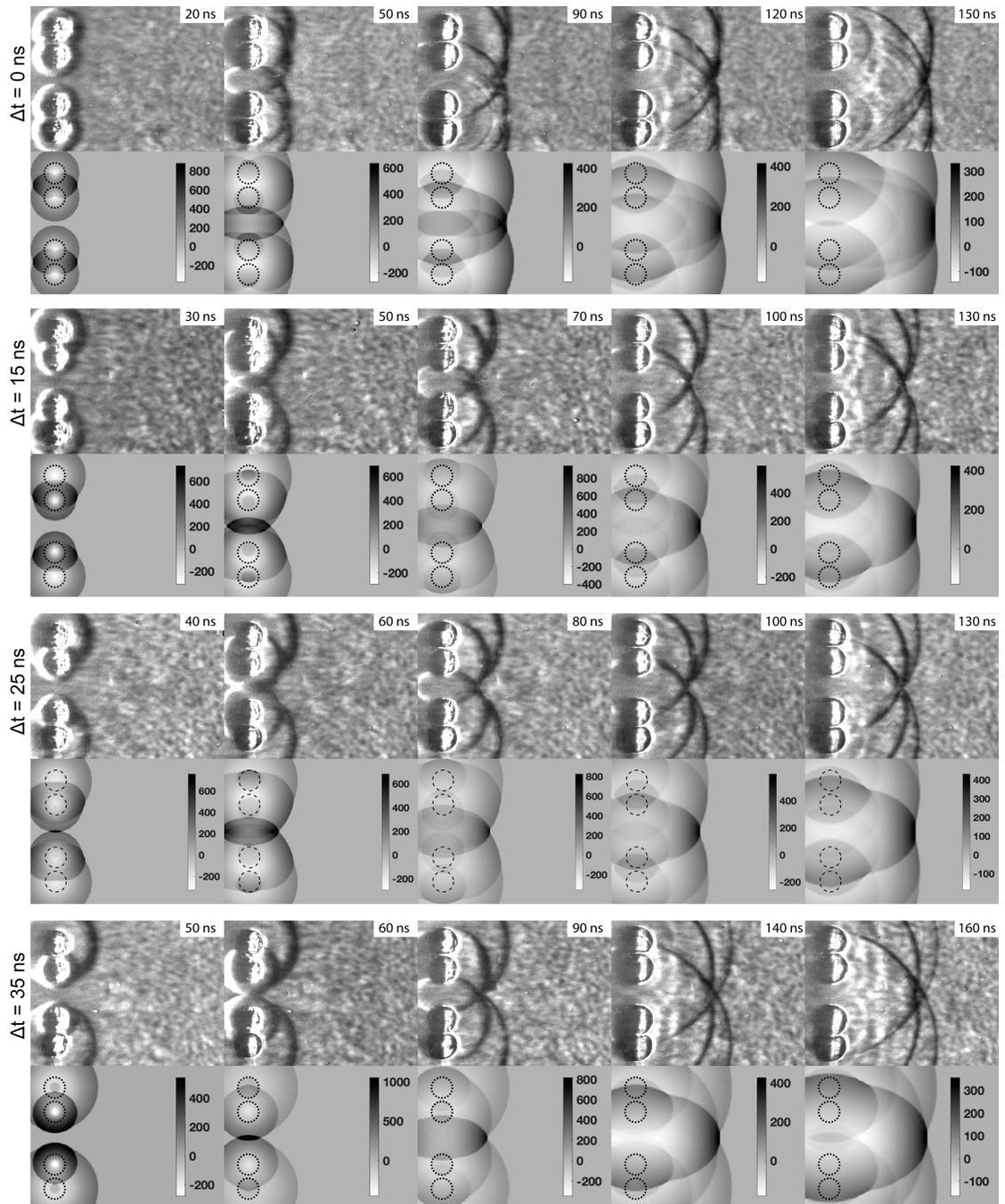


Figura 3.5: Dinámica de los casos estudiados $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns. Ordenados de arriba hacia abajo. Para cada caso, arriba se muestran las fotografías estroboscópicas y abajo se muestran los cuadros extraídos de las simulaciones ($550 \mu\text{m} \times 416 \mu\text{m}$).

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

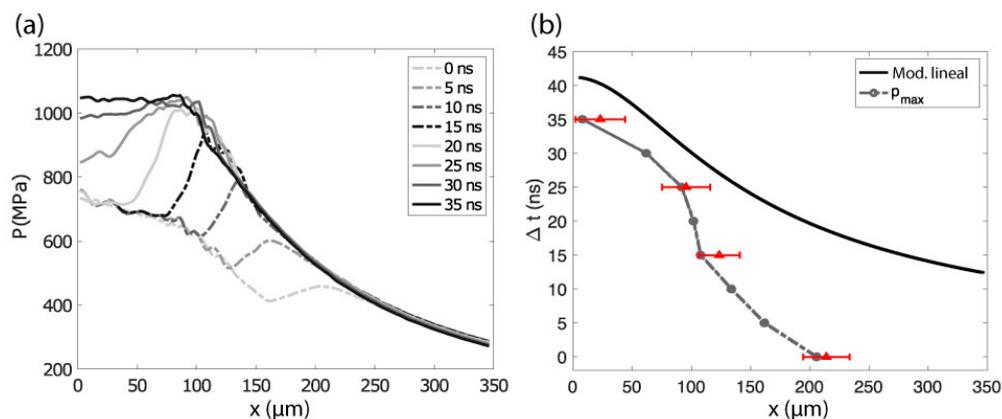


Figura 3.6: (a) Presiones máximas en el eje de simetrías para diferentes tiempos de retraso. (b) Comparación, teórica, experimental y numérica, de las posiciones de enfoque para cada retraso. La línea continua es la teórica, la punteada es la numérica y los datos corresponden a la experimental.

aceleración de ondas de choque en el sistema de estudio.

En la figura 3.6(a), se grafican las presiones máximas en el eje de simetría ($y = 0$) para diferentes casos simulados, desde $\Delta t = 0$ hasta $\Delta t = 35$ ns, en pasos de 5 ns. En la curva correspondiente al retraso $\Delta t = 0$, se tiene una presión cercana a los 800 MPa en el origen que decae en función del tiempo. Resulta importante notar que se presenta un pico a una distancia de 206 μm , y después sigue decayendo. Este pico indica el enfoque de las ondas a los 120 ns, aun cuando ambos pares se generan al mismo tiempo.

Para los demás casos se observa un comportamiento parecido. El primero notable es para $\Delta t = 15$ ns. En el origen, $x = 0$, se tiene una presión cercana a 800 MPa, y debido al enfoque de las ondas de choque se tiene un pico de presión que llega a más de 900 MPa en $x = 120$ μm . Resulta relevante, pues se obtiene una presión mayor en el lugar de enfoque que en el origen. Para $\Delta t = 25$ ns es muy similar: se tiene una presión cercana a 800 MPa en el origen, y alcanza un pico de presión de casi 1000 MPa poco antes de $x = 100$ μm .

De forma remarcable, el último caso estudiado ($\Delta t = 35$ ns) presenta una región de presión alta (> 1000 MPa) que se mantiene constante a lo largo de casi 100 μm . Esta región comienza en el origen ($x = y = 0$) y termina poco después de $x = 100$ μm . A diferencia de los casos anteriores, donde se tiene un pico de presión en la posición de enfoque, aquí es toda una región, espacial y temporal, donde se mantiene una presión alta.

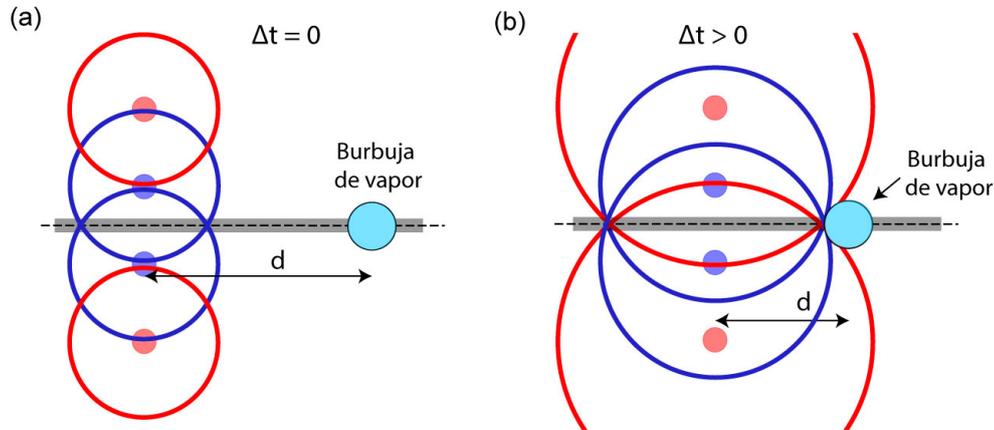


Figura 3.7: Principio para estimar la presión, en el eje de simetría (línea punteada) se observa una burbuja de vapor. La zona oscura representa la rendija de visualización para la fotografía *Streak*. (a) Fuentes disparadas al mismo tiempo. (b) Enfoque de ondas de choque sobre la burbuja de vapor.

3.1.3. Medición de la presión

Si bien el contraste de las fotografías estroboscópicas nos da información cualitativa sobre la presión (e. g. figura 3.5), todos los datos cuantitativos presentados hasta este punto, han sido extraídos de las simulaciones numéricas (e. g. figura 3.6(a)). Como se explicó en la introducción, es muy complicado pensar en dispositivos que midan la presión en escalas tan pequeñas. Al estudiar ondas de choque, uno de los principales problemas para realizar mediciones, es que los sensores (hidrófonos), pueden ser muy sensibles a las presiones inducidas, es decir, las presiones generadas pueden dañarlos. Existen intentos como el de Azouzi et al. [55] que estima la presión a través de mapas de color.

Como se ha descrito, la muestra que se usa en este trabajo es muy delgada. El líquido mide aproximadamente $80\ \mu\text{m}$, de modo que pensar en *introducir* un dispositivo para hacer mediciones es casi imposible. Resulta importante pensar en métodos *no-invasivos* o al menos poco invasivos para estimar las presiones que se inducen.

En el arreglo óptico, se coloca un láser continuo que servirá para generar una burbuja de vapor. Se diseña el arreglo de modo que la burbuja se mueva de forma controlada sobre el eje de simetría ($y = 0$). De este modo, se tendría un *sensor* de presión, pues las ondas de choque inducirán el colapso de la burbuja. En la

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

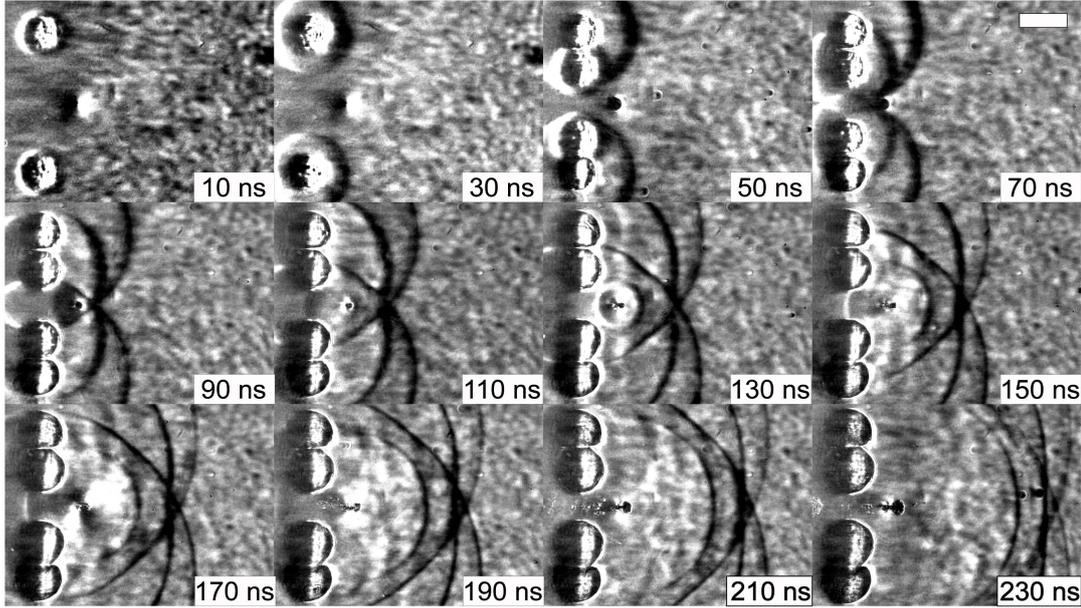


Figura 3.8: Secuencia estroboscópica de colapso de burbuja. $\Delta t = 35$ ns y $d = 64$ μm . El enfoque se observa a los 70 ns, mientras que el radio mínimo de la burbuja de vapor a los 110 ns, momento en que se comienza a observar la emisión de una onda de choque (550 $\mu\text{m} \times 416$ μm).

figura 3.7(a), se ilustra el principio. La burbuja de vapor se coloca a una distancia controlada, d , de la posición de las fuentes. Modificando la posición y el tiempo de retraso entre los pares de fuentes, se puede hacer que las ondas de choque se enfoquen sobre la burbuja de vapor, como vemos en la figura 3.7(b).

Dependiendo de la presión, más rápido (o lento) será el colapso de la burbuja. El tiempo de colapso de Rayleigh [56] para burbujas esféricas en tres dimensiones es

$$T_{RC} = 0.915R_0\sqrt{\frac{\rho}{P_A}} \quad (3.1)$$

donde T_{RC} es el tiempo de colapso, R_0 el radio inicial de la burbuja, ρ la densidad del líquido y P_A la diferencia de presión entre el interior de la burbuja y el líquido circundante. De este modo, midiendo el radio inicial de la burbuja, así como el tiempo que tarda en colapsar, se podría estimar la presión que induce el colapso.

En la figura 3.8 se observa una secuencia estroboscópica para el caso de las fuentes disparadas con $\Delta t = 35$ ns y la burbuja de vapor colocada a una distancia $d = 64$ μm . La burbuja de vapor se observa como un pequeño círculo oscuro sobre el eje de simetría. Debido a la técnica para tomar las fotografías, se observa un

poco borrosa. Como se explicó en las secciones anteriores, para este caso el enfoque comienza a los 70 ns, momento en que observamos a las ondas llegar a la posición de la burbuja. En el cuadro correspondiente a 90 ns, se observa un *rebote* de las ondas sobre la burbuja (zona oscura a la izquierda). A los 110 ns, la burbuja se observa con un radio mucho más pequeño, lo que nos indica que es un momento cercano al colapso. Además, a partir de ese cuadro se observa la emisión de una onda de choque, debida también al colapso [57].

Aunque este tipo de fotografías (estroboscópicas) dan una idea general de lo que sucede, pueden resultar muy rústicas e inducir errores muy grandes en la medición del tiempo de colapso de la burbuja de vapor. Esto debido principalmente a dos razones. La primera es que para obtener la secuencia estroboscópica se toma cada fotografía en un solo experimento, es decir, para la secuencia mostrada en la figura 3.8 se realizaron 12 experimentos y en cada uno se tomó una fotografía con un retraso diferente. Si bien todo lo estudiado hasta este punto es perfectamente repetible, ahora se incluye una burbuja de vapor que se *regenera* en cada evento con un radio que puede ser ligeramente diferente, y por lo tanto se tendría un tiempo de colapso diferente cada vez. La segunda razón es que el tiempo de iluminación es de 6 ns, por lo que al medir tiempos de colapso muy pequeños, el error asociado podría ser muy grande.

Se propone entonces usar una técnica de fotografía que permite captar el evento completo en un solo cuadro, usando la cámara *Streak*. En este tipo de cámara se obtiene una imagen barrida de rendija, permitiendo ver como evoluciona en el tiempo la luz que pasada por dicha rendija [57, 14]. Es como observar un video en un solo cuadro. Debido a la simetría del problema que se estudia, la rendija de estudio es el eje de simetría ($y = 0$), como se observa en las figuras 3.7(a-b). El recuadro oscuro es la zona de luz que captará la cámara. También es necesario cambiar la iluminación de 6 ns que se usa para las fotografías estroboscópicas, por una más larga que nos permita ver los fenómenos durante el tiempo suficiente. La iluminación para estas fotografías es de 1 μ s.

En la figura 3.9, a manera de ejemplo, se observan tres fotografías tipo *Streak*. Cada una corresponde a tres posiciones de la burbuja de vapor para los tres retrasos en los que, teóricamente (modelo lineal), se obtendría el enfoque para dicha posición. Es decir, $d_1 = 64 \mu\text{m}$ para $\Delta t = 15 \text{ ns}$, $d_2 = 146 \mu\text{m}$ para $\Delta t = 25 \text{ ns}$, $d_3 = 64 \mu\text{m}$ para $\Delta t = 35 \text{ ns}$. El eje horizontal es el tiempo, y el vertical es la coordenada espacial x . La línea punteada horizontal indica la posición de origen de las ondas de choque ($x = 0$). La línea punteada vertical está superpuesta a una zona brillante (pulso de luz), el cual corresponde al pulso que genera las fuentes externas. La luz que se observa a la derecha, corresponde al pulso que genera las fuentes internas. Mientras mayor el retraso, mayor la separación entre ambos pulsos.

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

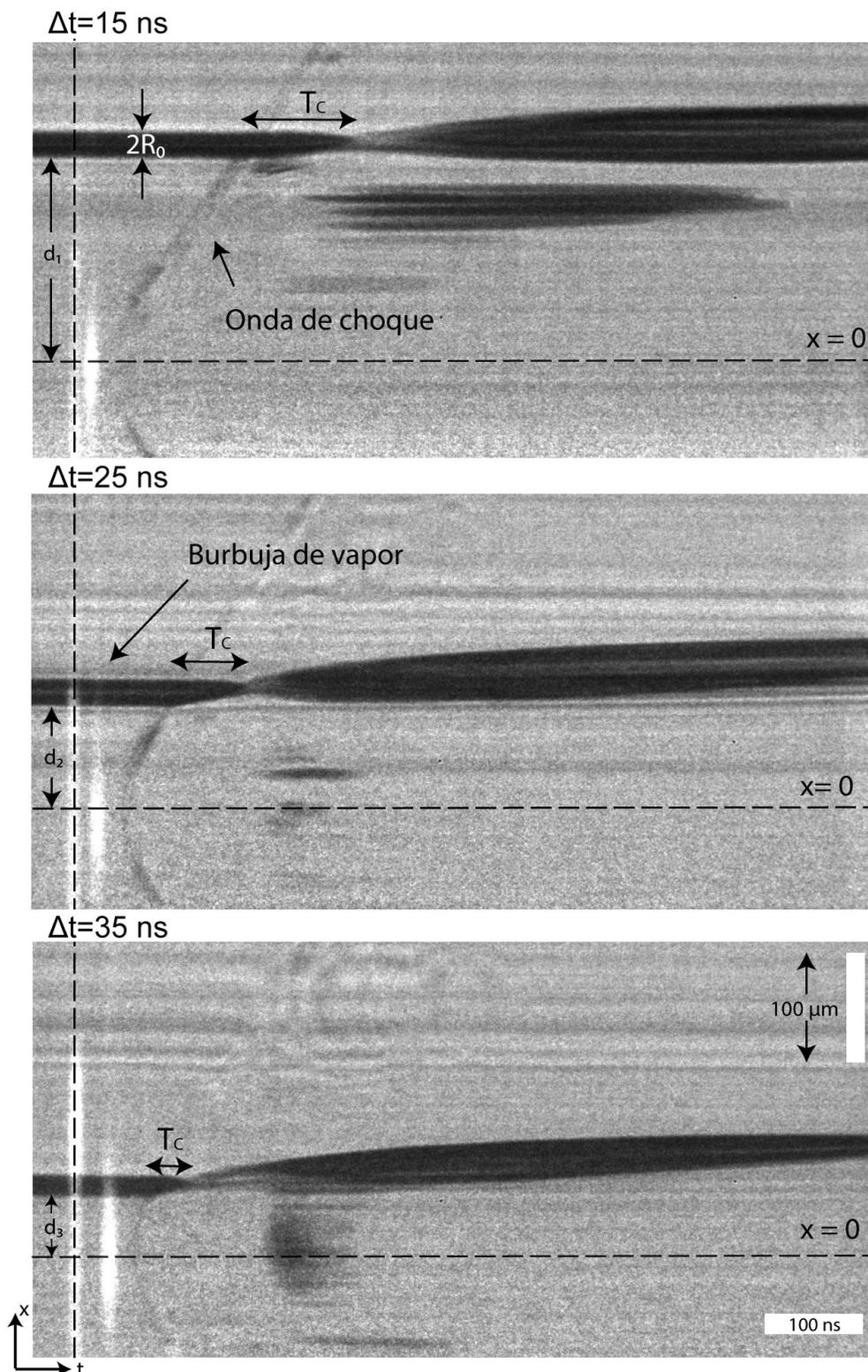


Figura 3.9: Fotografías *Streak*. La posición de la burbuja de vapor corresponde, de arriba hacia abajo, a la del enfoque para cada retraso. $d_1 = 290 \mu\text{m}$, $d_2 = 146 \mu\text{m}$ y $d_3 = 64 \mu\text{m}$.

Debido a que solo se observa la luz muy cercana al eje de simetría, no se distinguen las burbujas inducidas por los pulsos láser, que se encuentran más arriba y más abajo. De este modo, los primeros nanosegundos no es posible observar a las ondas de choque, sino hasta que llegan cerca del eje de simetría ($y = 0$), volviéndose más oscuras una vez que se comienzan a enfocar, a causa del aumento de presión. Esto se observa claramente en $\Delta t = 15$ ns, incluso se distinguen ambos pares de ondas de choque lejanos al inicio y como se empiezan a unir hasta llegar juntos a impactar sobre la burbuja de vapor. Para el caso $\Delta t = 35$ ns, es más complicado observarlo, pues la distancia que recorren para enfocarse es mucho menor.

La burbuja de vapor se observa como la franja oscura colocada en las tres posiciones de estudio. Una vez que las ondas de choque impactan sobre la burbuja, se observa su colapso. En las figuras, se indica el tiempo de colapso (T_C), que se mide desde que las ondas llegan a la burbuja, hasta el momento en que se observa el radio mínimo. Es muy fácil notar que el menor tiempo de colapso corresponde a la posición más cercana, con $\Delta t = 35$ ns, mientras que el mayor tiempo es para la distancia más lejana, con $\Delta t = 15$ ns. Esto es de esperarse, pues el tiempo de colapso depende de la presión sobre la burbuja.

Es importante notar que, incluso a simple vista, el radio de la burbuja de vapor se aprecia diferente en cada imagen *Streak*. Después de cada colapso, la burbuja se vuelve a generar en una zona limpia de la muestra. Al hacerlo, lo hace con un radio ligeramente diferente.

En la figura 3.10 se observan tres fotografías estroboscópicas tomadas con la iluminación de 1 μ s. Cada una corresponde a cada posición de estudio, d_1 , d_2 y d_3 , de izquierda a derecha. Se toman al mismo tiempo que las fotografías *Streak*, para corroborar posiciones y formación de burbuja. Como el tiempo de iluminación es más largo, no se observan las ondas de choque. En cambio, se observan las *sombras* de las cuatro burbujas inducidas por los pulsos láser, así como la burbuja de vapor y la *sombra* de su movimiento en el tiempo. El movimiento de la burbuja de vapor es debido al impacto de las ondas de choque sobre esta. La *sombra* se observa más grande para la posición d_3 , en comparación con la posición d_1 . Esto es un indicador de la presión que inducen las ondas sobre la burbuja de vapor. Las ondas no solo inducen el colapso, sino también su movimiento mientras el colapso ocurre. Esto también se puede observar en las fotografías *Streak* de la figura 3.9; el colapso no se da exactamente en la posición que corresponde al centro de la burbuja, sino que se da un poco más arriba. Después del colapso, la regeneración de la burbuja tampoco se da el lugar donde originalmente estaba, sino que lo hace en el punto de colapso y continúa moviéndose hacia arriba. Esto se observa más drásticamente para d_3 .

Es importante tener en consideración que la ecuación (3.1) describe burbujas

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

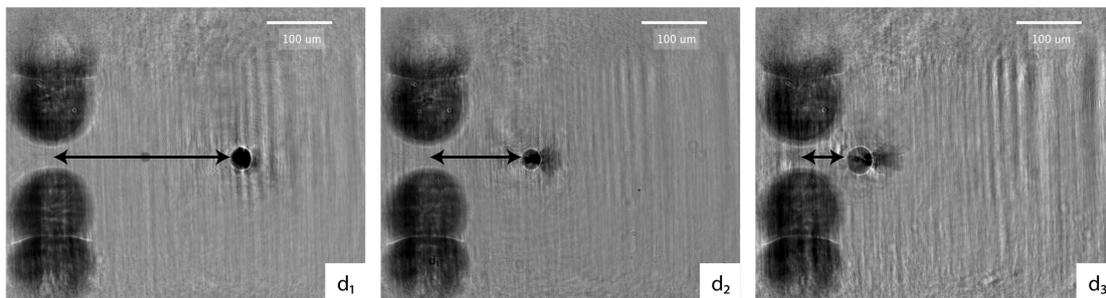


Figura 3.10: Fotografías CCD (xy) para la posición de la burbuja de vapor, $d_1 = 290 \mu\text{m}$, $d_2 = 146 \mu\text{m}$ y $d_3 = 64 \mu\text{m}$, de izquierda a derecha.

esféricas en tres dimensiones. En el presente trabajo, el diámetro de la burbuja de vapor es menor a $80 \mu\text{m}$, es decir, menor que la altura de la muestra. Aunque la dinámica del colapso de una burbuja cercana a paredes tiene importantes variaciones respecto a un burbuja en espacio libre, en algunos trabajos se ha estudiado el comportamiento de burbujas en condiciones similares a las que se presentan en esta investigación [58, 59], donde se ha mostrado que el tiempo de colapso es proporcional a la expresión de Rayleigh

$$T_c = \alpha R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P}} = m R_0 \quad . \quad (3.2)$$

La constante de proporcionalidad, α , depende de varios factores, como el tiempo que las ondas interaccionan con la burbuja, entre otros. Como vemos, esta relación es lineal, de modo que midiendo los valores de T_c/R_0 y graficándolos en función de R_0 , se obtendría una gráfica con los valores centrados al valor m .

Para poder lograr una estimación de la presión, es importante sistematizar las mediciones y determinar el tiempo de colapso y el radio en cada experimento para los diferentes casos estudiados. Los casos son los siguientes: una fuente interna individual (1 int), una fuente externa individual (1 ext), dos fuentes internas simultáneas (2 int), dos fuentes externas simultáneas (2 ext), y los cuatro retrasos de estudio $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns. Ocho casos en total. Con fines estadísticos, para cada caso se realizan 40 repeticiones. Se crea un programa en *matlab* que mida el tiempo de colapso en cada experimento. Este programa mide el radio de la burbuja, y determina el tiempo de llegada de la respectiva onda de choque (según el caso). Dado que la burbuja de vapor es una zona oscura en las fotografías, para determinar su momento de colapso, se suma la intensidad en cada línea de píxeles y se ubica aquella en que se tiene mayor intensidad de luz, es decir, el momento de menor radio de la burbuja.

En la figura 3.11 se muestran las gráficas obtenidas de T_c/R_0 en función de

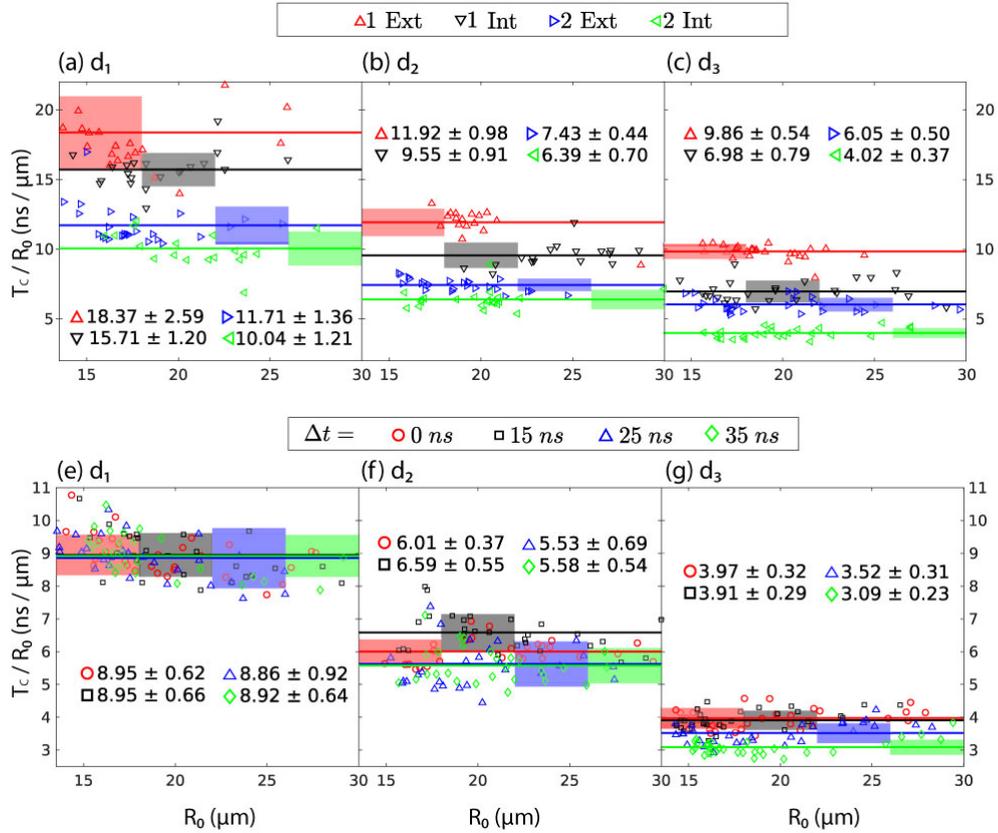


Figura 3.11: Gráficas de T_C/R_0 en función de R_0 . Arriba, los casos individuales. Abajo, los dos pares con retrasos temporales. Los símbolos representan experimentos individuales, las líneas continuas son el promedio sobre 40 repeticiones y la zona sombreada es la respectiva desviación estándar. Valores más pequeños de la razón indican presiones más grandes.

R_0 para los diferentes casos. Para una comparación más sencilla, en la parte de arriba se muestran los casos individuales, mientras que en la parte de abajo los casos de los retrasos temporales con las cuatro fuentes. Se divide en tres columnas: a la izquierda se estudia la posición $d_1 = 290 \mu\text{m}$, en medio $d_2 = 146 \mu\text{m}$ y, a la derecha $d_3 = 64 \mu\text{m}$. En todos los casos, en eje horizontal (R_0) va de $13 \mu\text{m}$ a $30 \mu\text{m}$, valores entre los que oscila el radio inicial de la burbuja de vapor. Cada símbolo corresponde a la medición de un solo experimento, las líneas continuas representan el valor promedio de T_C/R_0 , es decir, m . Las zonas sombreadas representan la desviación estándar de las mediciones para caso.

En las gráficas de los casos individuales (arriba), el eje vertical, es decir, la razón T_C/R_0 , va de 3 a 22 ns/ μm ; para los retrasos temporales (abajo) va de 2

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

a 11 ns / μm . En cada gráfica individual se puede leer el valor m y su respectiva desviación estándar. Valores más pequeños de m se asocian con presiones más grandes, pues, como es de esperarse, presiones más grandes inducen colapsos más rápidos.

Observemos que no se han obtenido valores específicos de la presión, debido a que el valor de la constante α podría ser diferente para cada caso y cada posición, pues las condiciones no son exactamente las mismas. Sin embargo, se pueden usar los valores de T_C/R_0 para comparar razones de presión en cada posición de la burbuja de vapor, con los valores de las razones obtenidos de las simulaciones, i.e.,

$$\frac{(T_C/R_0)_1}{(T_C/R_0)_2} = \frac{\alpha_1 \sqrt{\rho/P_1}}{\alpha_2 \sqrt{\rho/P_2}} \propto \sqrt{\frac{P_2}{P_1}} \quad , \quad (3.3)$$

donde α_1 y P_1 son la constante de proporcionalidad y la presión, respectivamente, para cierto tiempo de colapso y radio inicial, es decir, para determinado experimento. La última expresión es una proporción debido a que se omite el valor α_1/α_2 . Con esto es posible comparar las razones obtenidas con los datos experimentales con las razones obtenidas con las simulaciones. Aunque no es exactamente una igualdad, se esperan variaciones pequeñas de la constante de proporcionalidad, pues las presiones obtenidas de las simulaciones van de 177 MPa, a 1050 MPa, i.e., un rango de presión más pequeño que el estudiado por Bourne & Field [60], donde la variación de la constante va de 0.62 a 1.17 en el rango de presiones de 3500 a 500 MPa.

En la tabla 3.1, se presenta la comparación entre las razones experimentales y las obtenidas de las simulaciones para los casos de las fuentes individuales y los pares individuales. Los valores obtenidos representan la razón T_C/R_0 para cada posición, sobre la razón T_C/R_0 con menor magnitud en todos los casos, es decir, para las cuatro fuentes emitidas con el retraso $\Delta t = 35$ ns. Es muy importante notar que en muy pocos casos el valor obtenido con las simulaciones queda fuera del medido experimentalmente. Estos dos casos son para una sola fuente externa en la posición d_3 , quedando 12 % por debajo del límite inferior, y para una sola fuente interna también en la posición d_3 , quedando 4 % por arriba del límite superior.

En la tabla 3.2, se presenta la comparación entre las razones medidas experimentalmente y las obtenidas de las simulaciones para los casos de las cuatro fuentes emitidas con los retrasos temporales estudiados. Nuevamente, los valores obtenidos representan la razón T_C/R_0 para cada posición, sobre la razón T_C/R_0 donde menor magnitud se obtuvo en todos los casos, i.e., dos pares emitidos con $\Delta t = 35$ ns. Aquí, el único caso en que el valor de la razón con los valores simulados queda fuera de los experimentales es para $\Delta t = 0$ para la distancia d_2 . Es 2 % más grande que el valor del límite superior de la medición.

i (case)	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_1)}{(T_C/R_0)_{35}(d_1)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_1)}{P_i(d_1)}}$	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_2)}{(T_C/R_0)_{35}(d_2)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_2)}{P_i(d_2)}}$	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_3)}{(T_C/R_0)_{35}(d_3)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_3)}{P_i(d_3)}}$
1 ext	2.06 ± 0.44	1.94	2.14 ± 0.38	2.36	3.19 ± 0.41	2.48
1 int	1.76 ± 0.26	1.89	1.71 ± 0.33	2.12	2.26 ± 0.42	2.06
2 ext	1.31 ± 0.25	1.19	1.33 ± 0.21	1.52	1.96 ± 0.31	1.66
2 int	1.13 ± 0.22	1.28	1.14 ± 0.24	1.28	1.30 ± 0.22	1.24

Tabla 3.1: Comparación entre las razones T_C/R_0 para los datos experimentales y los obtenidos de la simulación para los casos de las fuentes individuales y los pares individuales. A la derecha se indica el caso. Después, cada dos columnas representan la posición estudiada d_1 , d_2 y d_3 .

i (ns)	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_1)}{(T_C/R_0)_{35}(d_1)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_1)}{P_i(d_1)}}$	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_2)}{(T_C/R_0)_{35}(d_2)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_2)}{P_i(d_2)}}$	$\frac{(T_C/R_0)_i(d_3)}{(T_C/R_0)_{35}(d_3)}$	$\sqrt{\frac{P_{35}(d_3)}{P_i(d_3)}}$
25 ns	0.99 ± 0.17	0.99	1.01 ± 0.22	0.99	1.14 ± 0.18	1.02
15 ns	1.00 ± 0.15	0.98	1.18 ± 0.21	1.01	1.27 ± 0.19	1.23
0 ns	1.00 ± 0.14	1.01	1.08 ± 0.17	1.27	1.29 ± 0.20	1.24

Tabla 3.2: Comparación entre las razones T_C/R_0 para los datos experimentales y los obtenidos de la simulación para los dos pares de fuentes emitidos con los retrasos $\Delta t = 0, 15$ y 25 ns. A la derecha, se indica el caso. Después, cada dos columnas representan la posición estudiada d_1 , d_2 and d_3 .

Con este método de enfoque se ha mostrado la interacción no-lineal de ondas de choque al enfocarse en una geometría inspirada en una lente de Fresnel. Además, se obtuvieron resultados razonables para las presiones usando una burbuja como sensor de presión.

3.2. Anillos concéntricos

En investigaciones previas [46], se ha estudiado un método de enfoque de ondas de choque usando una geometría anular. La burbuja es inducida por un pulso láser con estructura de anillo y se enfoca en un medio líquido. En dicho trabajo se estudió la cavitación secundaria inducida algunos nanosegundos después de la convergencia de la onda de choque en función del radio del anillo láser, usando una densidad de energía por unidad de área (*fluencia*) constante. Simulaciones numéricas revelaron picos positivos de presión de hasta 4 GPa durante la convergencia, además de cambios de presión negativos de algunas decenas de MPa poco después del enfocamiento. Esta última presión es la que induce la cavitación secundaria. Las presiones tan grandes y focalizadas se podrían usar para modificar o analizar materiales colocados en el sitio de convergencia.

En esta sección se pretende hacer una extensión de esa técnica usando dos anillos en lugar de solo uno, con el mismo arreglo experimental descrito en la sección anterior. Con el algoritmo de Gerchberg-Saxton [17], se modifica el holograma para darle estructura anular al pulso láser, en lugar de dos puntos. Cada mitad del SLM se utiliza para generar un anillo. Cada anillo emite una onda de choque con el perfil de la burbuja, es decir, una onda de choque anular. El frente de onda anular tiene una parte divergente (frente externo) que eventualmente se dispersa como onda acústica, mientras que la parte del frente de choque interna converge al centro (frente interno). Controlando el retraso temporal con el que se dispara cada pulso anular, es posible pensar en generar dos anillos, de diferentes radios cada uno, de modo que los frentes internos de las ondas de choque, converjan al mismo tiempo en el centro de la estructura.

El proceso se ejemplifica en la figura 3.12. A la izquierda, un solo anillo induce una onda, cuyo frente interno se propaga hacia el centro (converge), el frente externo (no se dibuja) se propaga hacia afuera (diverge) y eventualmente se dispersa como onda acústica. Al centro, dos anillos, cada uno con un radio diferente y generados al mismo tiempo ($\Delta t = 0$). El anillo rojo tiene radio mayor que el anillo azul, de modo que el frente de onda interno, inducido por el anillo rojo, tardará más en llegar al centro que el frente inducido por el anillo azul. A la derecha, observamos los mismos anillos, pero generados con cierto retraso temporal, $\Delta t > 0$, tal que los

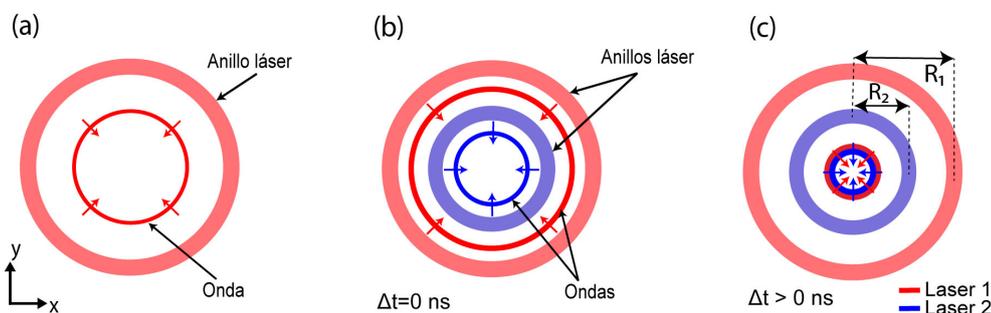


Figura 3.12: Bosquejo de método de enfoque de ondas con anillos, corte en ejes xy . (a) Un solo anillo inducido por un pulso láser. Se muestra el frente de onda convergente desplazándose hacia el centro. (b) Dos anillos láser concéntricos de diferentes radios generados al mismo tiempo, $\Delta t = 0$ ns. Se observan dos frentes de onda en dirección al centro. (c) Dos anillos láser concéntricos generados con un retraso, $\Delta t > 0$, tal que los frentes de onda llegan al centro al mismo tiempo.

frentes de onda internos inducidos por ambos anillos lleguen al centro al mismo tiempo.

Para tener experimentos repetibles, es necesario asegurar que la *fluencia*, energía por unidad de área, de ambos anillos sea la misma. Los radios que se usaron para este experimento son $R_1 = 96 \mu\text{m}$ y $R_2 = 67 \mu\text{m}$. Debido a que ambos pulsos se emiten de forma independiente, los dos tienen perfiles diferentes, por lo que al enfocarse sobre el líquido tienen anchos ligeramente diferentes. El ancho del anillo más externo es de $12 \mu\text{m}$, mientras que el del más interno es de $8 \mu\text{m}$. La energía utilizada en ambos pulsos láser es de $(360 \pm 6) \mu\text{J}$. De este modo, la energía por unidad de área, para ambos anillos, es de aproximadamente 7 J/cm^2 .

Como se ha explicado, la muestra es un líquido *ensadwichado* entre dos vidrios. El espesor del líquido es de $80 \mu\text{m}$, determinado por los espaciadores usados (cinta doble cara). El pulso láser se enfoca en la parte más baja del líquido, muy cercano a la superficie del vidrio. La rápida expansión de la burbuja en el líquido transfiere energía casi inmediatamente a la superficie sólida. Esta energía se traduce en una deformación que se convierte en ondas elásticas que se propagan en el sólido. En textos clásicos, como el de Achenbach [61] o el de Landau et al. [62], se puede encontrar la deducción completa y detallada de este tipo de ondas. Su clasificación generalmente se da en función de la geometría, de las condiciones iniciales y/o de frontera, así como del tipo de material. Las velocidades de estas ondas está determinada por las propiedades del material en el que se propagan: módulo elástico (E), razón de Poisson (ν) y densidad (ρ) [61]. Esencialmente, una onda elástica

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

se compone de dos ondas, longitudinal y transversal, que se propagan de forma independiente [62].

Se conoce como onda *longitudinal* a aquella en donde el movimiento se realiza de forma paralela a la dirección de la propagación, la expresión para calcular su velocidad es

$$v_l = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad . \quad (3.4)$$

Se le conoce también como onda *dilatacional*, *irrotacional* o de volumen (*bulk*). En el caso del vidrio de borosilicato, material con el que se trabaja en esta tesis, la onda de volumen se propaga con una velocidad de 5602 m/s.

En la onda transversal, el movimiento es normal a la dirección de propagación, y su velocidad está dada por

$$v_t = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1-\nu)}} \quad . \quad (3.5)$$

A esta onda se le conoce también como onda *de corte* (*shear*) o *rotacional*. En este trabajo, la onda transversal se propaga con una velocidad de 3430 m/s.

Un tipo de onda que es de particular interés para esta investigación, es la onda elástica que se propaga cerca de la superficie de un sólido elástico. Esta onda se conoce como onda de Rayleigh, o también como onda acústica superficial (SAW-*Surface Acoustic Wave*) [61]. Una aproximación para la velocidad de esta onda es [61]

$$v_R = v_t \frac{0.862 + 1.14\nu}{1 + \nu} \quad . \quad (3.6)$$

Para el vidrio de borosilicato, la velocidad de propagación de una onda de Rayleigh es de 3116 m/s. Como se mencionó, una de las características de la onda de Rayleigh, es que la mayor cantidad de energía se propaga solo en la superficie, y decae exponencialmente hacia dentro de la superficie [61, 63]. La última década, esta onda superficial ha tenido aplicaciones que van desde la detección de daño superficial en diversos materiales [64, 65], hasta diseño de metamateriales [66, 67]. En algunas investigaciones, se han utilizado las ondas superficiales para inducir daño sobre ciertas superficies. Por ejemplo, Zhang et al. [50] usando ondas de choque ha inducido ondas superficiales en borosilicato, caracterizado el área de daño producido. Usando una geometría anular, Veysset et al. [34] ha logrado enfocar ondas acústicas superficiales para dañar una superficie de forma localizada.

Para poder obtener la información de las ondas sobre el vidrio en este trabajo, se realizaron simulaciones numéricas en openFOAM [68]. Fueron hechas por el M. en C. Hendrik Reese, en el Departamento de Materia Blanda de la Universidad Otto

Von Guericke, en Magdeburg, Alemania. Se simularon ambos anillos, las ondas de choque y las ondas superficiales. Los parámetros del fluido y del sólido, así como las condiciones iniciales, se ajustaron a partir del experimento. Las simulaciones son muy completas pues se modela más de una fase. En el fluido se puede estudiar el comportamiento de la presión y el tamaño de la burbuja, mientras que en el sólido se puede estudiar el tensor de esfuerzos, deformación, entre otros. Algunos detalles de las simulaciones se pueden encontrar en el apéndice C

En la figura 3.13, se observa la dinámica de los anillos y la onda de choque. La parte de arriba de la figura corresponde al anillo externo ($R_1 = 96 \mu\text{m}$), mientras que la de abajo al anillo interno ($R_2 = 67 \mu\text{m}$). Como en la sección 3.1, para obtener fotografías en las que la onda de choque sea visible, se utiliza una navaja en el foco de la imagen para generar mayor contraste en las zonas de mayor densidad. Por esta razón, las imágenes aparecen un poco borrosas. Los anillos más externos, y oscuros, son las burbujas inducidas por los pulsos láser. Durante los primeros nanosegundos, en la parte central de cada anillo, se observa una delgada línea brillante, el remanente de la luz del pulso enfocado. En ambos casos, para el anillo externo y el interno, el frente de onda externo es difícilmente visible. Esto debido a que, como onda acústica, se dispersa rápidamente y su presión decrece. Al contrario, el frente interno, al converger, aumenta su presión, lo que facilita su visualización; en las fotografías, el frente se observa como una delgada línea oscura que se propaga al centro. La convergencia para el anillo externo se da poco después de los 40 ns, mientras que para el interno poco después de 20 ns. Debido a que la iluminación son pulsos de 6 ns de duración, las secuencias se toman cada 5 ns. Después de la convergencia, las ondas pasan a través de sí mismas y se propagan hacia afuera con un perfil circular.

En la figura 3.14, se grafica la dinámica extraída de los experimentos y de las simulaciones (x vs t). En color rojo para el anillo externo, y en azul para el interno. Los símbolos (cuadros) representan la posición extraída a partir de las fotografías estroboscópicas, cada uno con su respectiva barra de error, que representa la desviación estándar de la posición para cinco repeticiones en cada retraso temporal.

Las líneas sólidas son la posición de la onda de choque, extraída a partir de las simulaciones (posición de máxima presión). Se obtiene la posición de mayor presión en el fluido en función del tiempo. Como se puede apreciar, tiene buena concordancia con el experimento. La onda de choque del anillo externo, converge a los 42 ns, mientras que la del anillo interno llega al centro a los 24 ns. Se sigue la posición de ambas ondas de choque, hasta que chocan con la superficie de la burbuja anular inducida por el láser. Por eso se observa el corte a los 70 ns para la línea roja (anillo externo) y a los 43 ns para la azul (anillo interno).

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

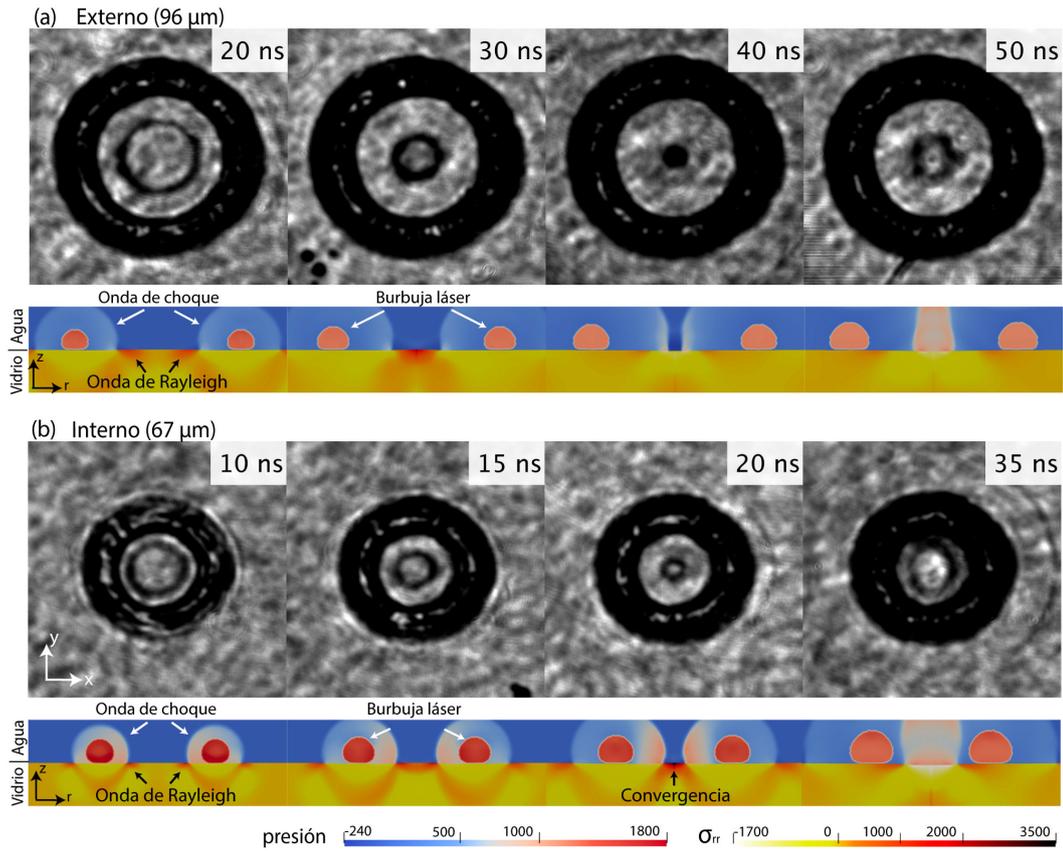


Figura 3.13: Evolución de temporal de los anillos y las ondas. Arriba, las fotografías estroboscópicas de la burbuja (anillo oscuro grueso) y la onda de choque (anillo oscuro delgado) que se propaga al centro ($200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$). Abajo, cortes del eje xz extraídos de la simulación. Se observa el corte de la burbuja anular, la onda de choque en el fluido y la onda de Rayleigh en el sólido. Las barras de escala están en MPa. (a) Anillo externo. (b) Anillo interno.

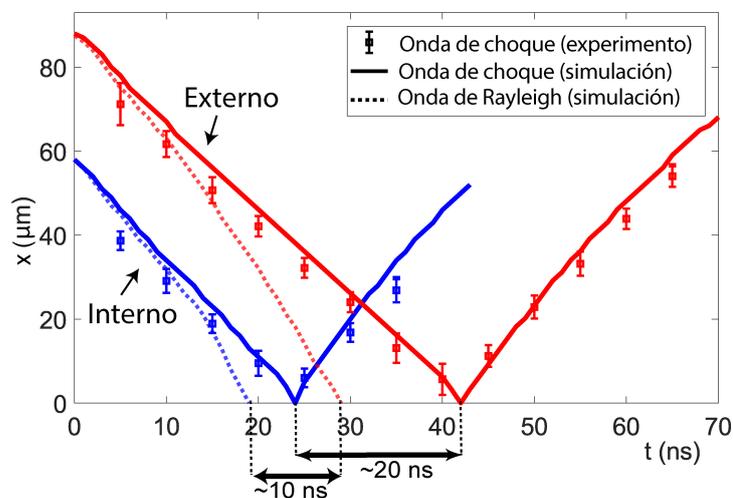


Figura 3.14: Dinámica de las ondas, de choque y de Rayleigh, de los anillos internos y externos. Los símbolos corresponden a los datos experimentales, mientras que las líneas a los datos de las simulaciones numéricas.

Las líneas punteadas representan la posición de la onda de Rayleigh, también extraída a partir de las simulaciones numéricas. Para cada tiempo se extrae la posición del valor máximo del componente σ_{xx} del tensor de esfuerzos. Se observa que la onda de Rayleigh del anillo exterior llega al centro a los 29 ns, mientras que la del interno llega a los 19 ns. Ambas ondas de Rayleigh, del anillo externo y del interno, se siguen únicamente hasta que convergen. Después de ese momento es imposible rastrear su posición debido a la compleja interacción de las diferentes ondas. Solo se grafica la dinámica de los frentes de onda convergentes. Es importante mencionar que las velocidades extraídas a partir de los datos anteriores: 1700 m/s para la onda de choque y 3100 m/s para la de Rayleigh, son similares a los esperados. La velocidad de la onda de choque es ligeramente superior a la de sonido en agua (1500 m/s), y la de Rayleigh teórica es 3116 m/s, calculada para los parámetros del material.

Al diseñar las diferentes geometrías para el enfoque de ondas, nos interesa no solo estudiar la presión por sí misma, sino los efectos que puede tener sobre el material. En este sentido, nos importa ahora el efecto que tiene la presión alcanzada al enfocar ondas de choque, pero también el efecto de los esfuerzos sobre el sólido al enfocar ondas superficiales en un sólido.

Al usar la geometría propuesta de dos anillos para el enfocamiento de ondas, es necesario pensar tanto en las de choque en el líquido, como en las superficiales en el sustrato de vidrio. A partir de los datos de la gráfica 3.14, la diferencia temporal

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

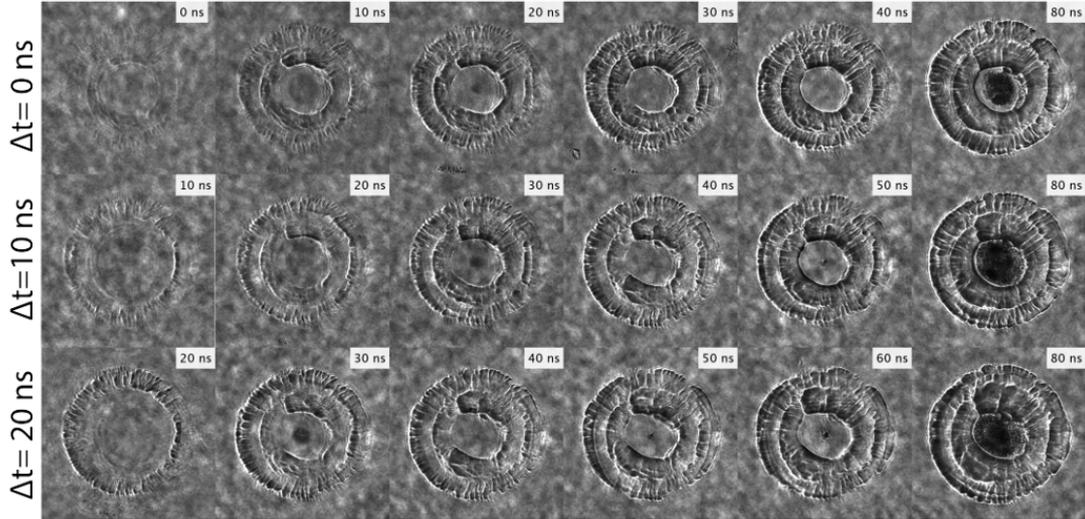


Figura 3.15: Evolución temporal de los anillos para los tres casos estudiados. En el primer cuadro se observa el momento de generación del anillo interno. ($200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$)

para la convergencia de las ondas de choque es de 18 ns, mientras que para las de Rayleigh, es de 10 ns.

Lógicamente, la onda de choque del anillo externo tarda más en llegar que la del interno. De este modo, controlando el momento de generación de cada anillo, es posible hacer que las ondas lleguen al mismo tiempo.

Primero se genera el anillo externo, definiendo este tiempo como $t = 0$. Algunos nanosegundos después, se genera el interno. El intervalo temporal entre la generación de cada anillo lo definimos como Δt . Por simplicidad experimental, se trabaja con $\Delta t = 10\ \text{ns}$ para estudiar la convergencia simultánea de las ondas de Rayleigh, y $\Delta t = 20\ \text{ns}$ para la convergencia simultánea de las ondas de choque.

Para controlar el retraso temporal entre un pulso y otro, Δt , se utiliza el generador de pulsos y un programa que permite cambiar el retraso en tiempo real para cada experimento, diseñado en *matlab*. Debido a que los pulsos se emiten de forma independiente, para asegurar que los retrasos temporales que se indican al generador son los mismos con los que los pulsos se emiten, se utiliza un fotodiodo y un osciloscopio para medirlos.

En la figura 3.5 se observa la dinámica de ambos anillos para tres casos. En la fila de arriba, los anillos se generan simultáneamente, i.e. $\Delta t = 0\ \text{ns}$. En medio, los anillos generados con $\Delta t = 10\ \text{ns}$, i.e., el retraso ideal para enfocar las ondas superficiales sobre el sólido. En la parte de abajo, se observan los anillos generados

con un retraso $\Delta t = 20$ ns, enfocando las ondas de choque. En estas fotografías no se usó la técnica de navaja de la figura 3.13, por lo que las imágenes no se ven borrosas, pero tampoco se distinguen claramente las ondas de choque. En el segundo y tercer fotograma de la primera fila se alcanza a distinguir la onda de choque del anillo interno a punto de converger. En el segundo fotograma de la tercera fila (30 ns), es donde mejor se observa la onda de choque poco antes de converger, debido a que la presión crece más, pues ambos frentes de ondas viajan juntos en ese momento. En todos los casos, en la última fotografía, a los 80 ns, se observa la cavitación secundaria [46].

Para estudiar el efecto del enfoque de las ondas sobre el sustrato de vidrio, se plantea lo siguiente: primero se caracteriza el efecto de las ondas de los anillos individuales (externo e interno), después para cada retraso temporal, $\Delta t = 0, 10$ y 20 ns. En cada uno de los cinco casos, el experimento se repite en la misma posición con una frecuencia de 0.5 Hz. i. e., se realiza un experimento (disparo del láser) y un segundo después se toma la fotografía del lugar donde se enfocaron las ondas. Un segundo después se repite el proceso. La finalidad de tomar la fotografía un segundo después del experimento es para analizar únicamente el vidrio, sin observar las ondas ni burbujas remanentes.

3.2.1. Anillos individuales

En la parte de arriba de la figura 3.16(a), se observa el daño progresivo inducido por el anillo externo ($96 \mu\text{m}$), mientras que abajo se observa el daño inducido por el anillo interno ($67 \mu\text{m}$). El número en la parte superior izquierda indica el número de repeticiones realizadas en el mismo sitio.

Para el anillo externo, después de 78 repeticiones no se observa daño sobre el vidrio. A las 180 repeticiones se comienza a observar un círculo borroso que se identifica como daño sobre el vidrio superior, es decir, sobre el vidrio que está más lejano a lugar donde se enfoca el láser. Hasta las 240 repeticiones ya se nota daño sobre el sustrato en estudio, mientras que en el vidrio superior el círculo ha oscurecido. Después de 300 experimentos realizados en el mismo sitio, el daño ha crecido significativamente. Para el anillo interno, después de 50 disparos, se comienza a distinguir un pequeño daño en el centro del cuadro mostrado. Este daño crece progresivamente, siendo fácilmente visible después de 100 repeticiones en el mismo sitio.

Debido a que el daño sobre el sustrato en ningún caso se realiza en un solo disparo, se estudia la probabilidad de daño en función del número de disparos, dependiendo del caso. El experimento se realiza 400 veces para el anillo externo

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

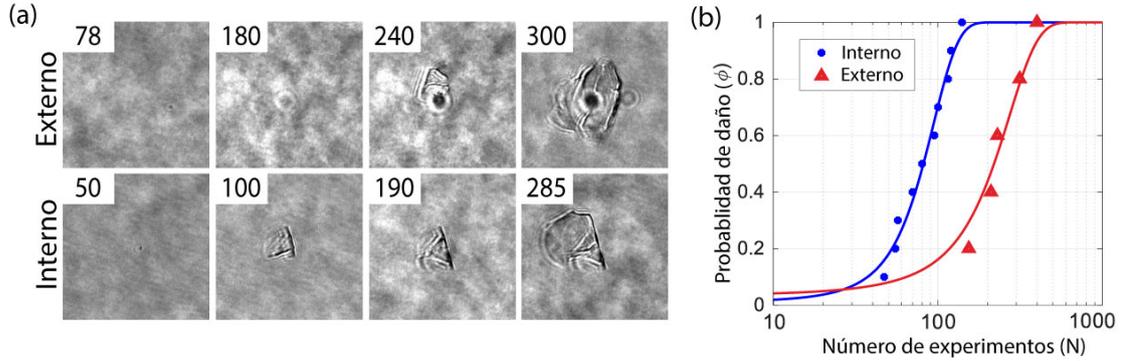


Figura 3.16: Daño inducido por anillos individuales (a) Secuencia del daño. ($150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$) (b) Gráfica de probabilidad en función del número de disparos para generar daño visible. Los símbolos corresponden a datos experimentales y las líneas a curvas de ajuste.

en 5 sitios diferentes del sustrato, y 200 veces para el anillo interno en 10 sitios diferentes. N es número de repeticiones del experimento y n es número de sitios en el sustrato, i.e., $n \cdot N = 2000$. Una vez que se han realizado N experimentos en el mismo sitio, la muestra se desplaza a una zona sin daño. Este proceso se repite n veces. La probabilidad de observar daño en el N –ésimo experimento es $\phi(N) = \sum_{i=1}^n p_i(N)/n$. Igual a uno cuando se observa daño, e igual a cero si no se observa.

En la figura 3.16(b) se observa la probabilidad de daño en función del número de experimentos. Los símbolos son los datos obtenidos experimentalmente, mientras que las líneas sólidas son el ajuste a la función de distribución

$$\phi_{\text{fit}} = \frac{1}{2} \left(1 + \text{erf} \left(\frac{N - a}{b\sqrt{2}} \right) \right) \quad , \quad (3.7)$$

donde a es el promedio, b la desviación estándar y erf la función error. Para el anillo interno $a = 81.54$ y $b = 34.51$, mientras que para el anillo externo $a = 219.27$ y $b = 120.88$.

En la figura 3.17 se observa la evolución de la presión y de los componentes σ_{xx} , σ_{zz} y σ_{xz} del tensor de esfuerzos en el sitio de convergencia ($x = y = z = 0$), obtenidos a partir de las simulaciones. A la izquierda para el anillo interno, a la derecha para el externo. En ambas gráficas se notan picos bien definidos, cada uno debido a la llegada de las diferentes ondas. En gris se observa un pico notable en la presión, debido a la convergencia de la onda de choque en el líquido; a los 44 ns para el anillo externo y a los 22 ns para el interno. Esto coincide con lo observado en las fotografías estroboscópicas.

El caso de los componentes del tensor de esfuerzos es más complicado debido a las diferentes ondas y su influencia sobre el sustrato. El signo positivo indica esfuerzo de tensión, mientras que el negativo esfuerzo de compresión. En el caso del anillo pequeño, el primer pico del componente σ_{xx} (de compresión), es apenas perceptible. Este se debe a la llegada de la onda de volumen (bulk wave), que es la más rápida (~ 5600 m/s). El segundo, es debido a la llegada de la onda de Rayleigh (de tensión), $\sigma_{xx} = 3.67$ GPa a los 19 ns. Por último, se tiene un gran pico negativo, $\sigma_{xx} = -4.97$ GPa a los 26 ns. De forma muy interesante, este pico de compresión en σ_{xx} se debe a la influencia de la presión inducida por la convergencia de la onda de choque justo sobre la superficie del sólido, $p = 5$ GPa. Después de los 30 ns se observan oscilaciones cercanas al 0, que indican el relajamiento del material que regresa a su equilibrio. En el componente σ_{zz} , se observa un ligero esfuerzo de tensión antes de la llegada de la onda de choque y un intenso esfuerzo de compresión a la llegada de la onda de choque, $\sigma_{zz} = -4.56$ GPa. Para el componente σ_{xz} , los valores son mucho más pequeños, por los que aparecen multiplicados por 10. Este componente del tensor es el esfuerzo de *corte*, con esfuerzos compresivos pequeños antes de que llegue la onda de choque induciendo esfuerzos de tensión a su paso.

Para el caso del anillo externo, el comportamiento es muy parecido al anillo interno, con la diferencia que se obtienen magnitudes más pequeñas y tiempos más largos de separación entre picos. Esta separación temporal se debe a la diferencia de velocidades de propagación entre la onda de choque y la onda de Rayleigh. El pico de esfuerzos de tensión para la componente σ_{xx} , inducido por la onda de Rayleigh se da a los 29 ns, con magnitud de 2.14 GPa. A diferencia del caso del anillo interno, se observa que el material se relaja después de la onda de Rayleigh hasta valores negativos. Cuando comienza a volver a cero, se hace muy negativo, $\sigma_{xx} = -3.86$ GPa, debido a la llegada de la onda de choque con una presión $p = 4$ GPa. La onda de choque también induce, como con el anillo pequeño, esfuerzos de compresión en σ_{zz} y de tensión en σ_{xz} , con valores de -4.12 GPa y 200 MPa, respectivamente.

Analizando el comportamiento de los componentes del tensor de esfuerzos y la presión, se observa que el daño inducido por el anillo interno, en comparación con el externo, se debe principalmente a dos razones. Primero, las magnitudes son significativamente mayores, y segundo, los tiempos entre los picos positivos y negativos, son menores. Es decir, para el anillo pequeño no solo las magnitudes son más grandes en los picos, sino que también el tiempo que pasa de esfuerzos tensión a esfuerzos de compresión es de solo 6 ns. Para el anillo externo este tiempo es de aproximadamente 13 ns, es decir, el doble de tiempo. En ambos casos es necesario notar que el pico más grande es el de presión, que también induce el pico de esfuerzos de compresión más negativo.

Una vez caracterizado el daño inducido por los anillos individuales, se procede

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

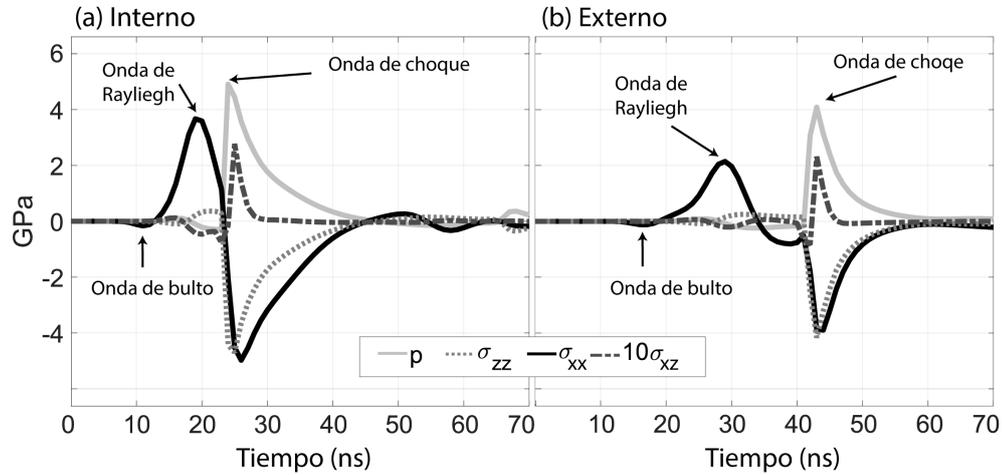


Figura 3.17: Evolución temporal de la presión y de los componentes σ_{xx} , σ_{zz} y σ_{xz} del tensor de esfuerzos en el lugar de convergencia de las ondas ($x = y = z = 0$). Las etiquetas indican el pico asociado a la llegada de cada onda. (a) Anillo interno. (b) Anillo externo.

a estudiar los casos de los anillos disparados de forma simultánea y con los retrasos temporales para el enfocamiento de las ondas.

3.2.2. Retrasos temporales: $\Delta t = 0, 10$ y 20 ns.

En la figura 3.18(a), se observa el daño progresivo sobre el sustrato de vidrio para los diferentes retrasos temporales entre la generación de los anillos.

En la primera fila, se muestra el caso de ambos anillos disparados simultáneamente. Es un caso interesante, pues a pesar de que desde los 100 disparos se observa daño superficial, este es muy pequeño. No pasa las $10 \mu\text{m}$. Después de 200 disparos en el mismo sitio, sigue sin crecer notoriamente. Es hasta los 320 disparos que el daño crece significativamente. Es importante notar que, a la derecha, se observa una zona borrosa que parece una línea ancha. Esta zona es daño, pero no en la superficie, sino por debajo de ella. Las zonas oscuras en los cuadros de 200 y 320 disparos no son daño, sino pequeñas burbujas remanentes de experimentos anteriores.

El retraso $\Delta t = 10$ ns, que se muestra en la segunda fila, corresponde al enfocamiento simultáneo de las ondas de Rayleigh. Como se puede observar, existe un cambio dramático con respecto de lo mostrado anteriormente. Después de solo 10 disparos se nota un daño significativo sobre la superficie. Este daño crece rápidamente. A los 37 disparos, última fotografía, el daño se ha propagado hasta el otro

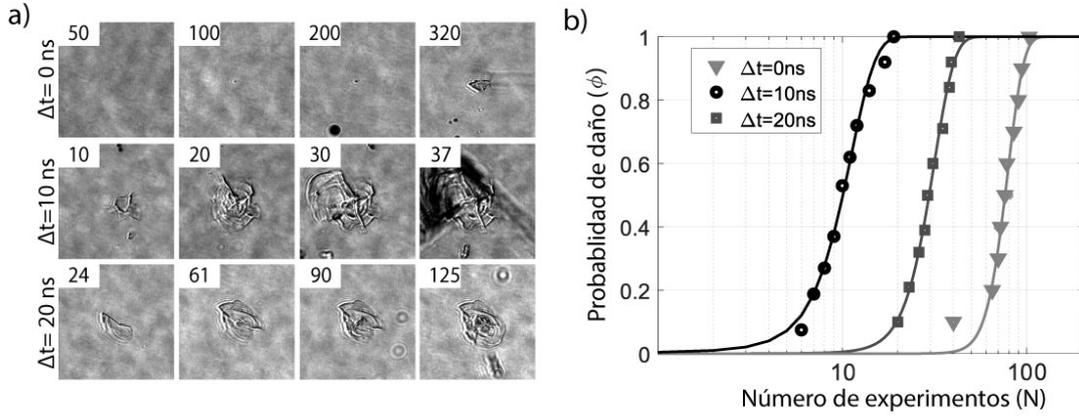


Figura 3.18: Daño inducido por anillos concéntricos para los retrasos temporales de estudio (a) Secuencia del daño ($150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$). (b) Gráfica de probabilidad en función del número de disparos para generar daño visible. Los símbolos corresponden a datos experimentales y las líneas a curvas de ajuste.

extremo del sustrato ($160 \mu\text{m}$).

Abajo, el último caso estudiado, correspondiente a $\Delta t = 20 \text{ ns}$, es decir, al enfocamiento simultáneo de las ondas de choque. Se observa que a los 24 disparos en el mismo sitio ya existe daño significativo. Sin embargo, a diferencia del daño inducido por el enfocamiento simultáneo de las ondas de Rayleigh, el crecimiento del daño no es tan rápido. Se observa que hasta los 125 disparos no ha crecido tanto y no se ha propagado más abajo de la superficie.

Como en la sección anterior, se obtiene la probabilidad de daño en función del número de experimentos. N son los experimentos en el mismo sitio, en n sitios diferentes, tal que $n \cdot N = 2000$. La probabilidad de observar daño en el $N - \text{ésimo}$ experimento es $\phi(N) = \sum_{i=1}^n p_i(N)/n$. Uno cuando se observa daño, cero si no se observa. Para $\Delta t = 0$, $n = 20$ y $N = 100$, para $\Delta t = 10 \text{ ns}$, $n = 100$ y $N = 20$, y para $\Delta t = 20 \text{ ns}$, $n = 40$ y $N = 50$.

En la figura 3.18(b) se observa la probabilidad de daño en función del número de experimentos. Los símbolos son los datos obtenidos experimentalmente, mientras que las líneas sólidas son el ajuste a la función de distribución 3.7. Recordando, a es el promedio y b la desviación estándar. Para $\Delta t = 0$, $a = 76.23$ y $b = 14.46$. Para $\Delta t = 10 \text{ ns}$ $a = 10.16$ y $b = 3.24$. Por último, para $\Delta t = 20 \text{ ns}$ $a = 29.55$ y $b = 7.72$.

En la figura 3.19 se observa la evolución de la presión y de los componentes σ_{xx}, σ_{zz} y σ_{xz} , en el sitio de convergencia ($x = y = z = 0$), obtenidos a partir de

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

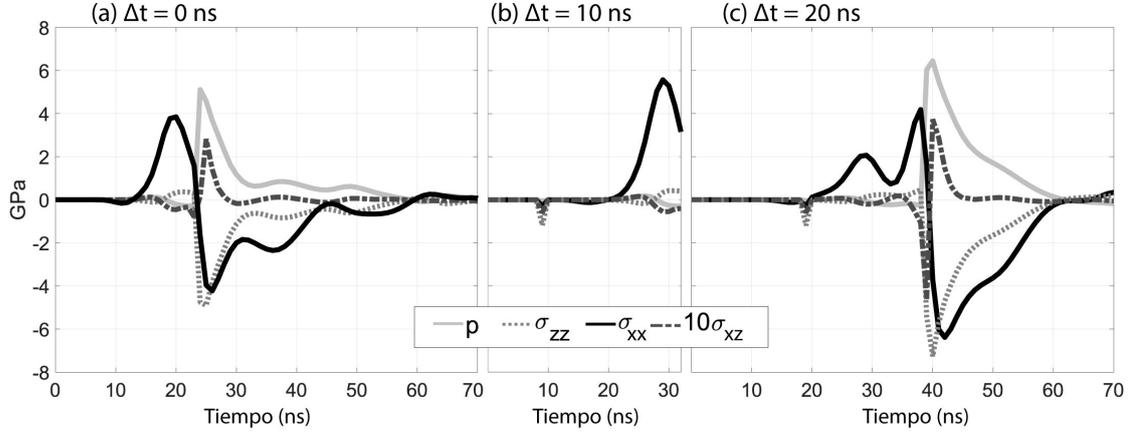


Figura 3.19: Evolución temporal de la presión y de los componentes del tensor de esfuerzos en el lugar de convergencia de las ondas ($x = y = z = 0$). Las etiquetas indican el pico asociado a la llegada de cada onda. (a) $\Delta t = 0$. (b) $\Delta t = 10$ ns. (c) $\Delta t = 20$ ns.

las simulaciones. A la izquierda para $\Delta t = 0$, en el centro para $\Delta t = 10$ ns y a la derecha para $\Delta t = 20$ ns.

En el caso de ambos anillos generados al mismo tiempo, $\Delta t = 0$, se observa el primer pico de esfuerzos tensión (positivo) para σ_{xx} , exactamente al mismo tiempo que para el caso de anillo interno individual, como era de esperarse. El pico de presión es parecido al caso individual, pero decrece más rápidamente y presenta oscilaciones mientras lo hace. Esto se debe a que la onda de choque interna llega primero al centro, y cuando pasa a través de sí misma va decreciendo en magnitud, al tiempo que llega la onda de choque externa. Es básicamente superposición (negativa) de ondas. Para los componentes del esfuerzo vemos algo parecido. La diferencia con el interno es que el componente σ_{xx} no alcanza un valor tan negativo. La razón es, otra vez, la superposición destructiva de las ondas. Mientras que el pico se vuelve negativo por la onda de choque interna llegando al centro, al mismo tiempo va llegando la onda de Rayleigh (de tensión). Pocos nanosegundos después llega la otra onda de choque y la otra onda de Rayleigh. Esta superposición genera las ondulaciones después de los 25 ns. Algo muy parecido ocurre con los componentes σ_{zz} y σ_{xz} . Esta superposición destructiva explica por qué en la figura 3.18, el daño para $\Delta t = 0$ no crece rápidamente ni se propaga. Aunque se genera casi con el mismo número de disparos que para el caso del anillo interno solo. El valor promedio, según la ecuación (3.7) es $a = 76$ y $a = 82$ para $\Delta t = 0$ y para el interno solo, respectivamente.

Para $\Delta t = 10$ ns, al centro de la figura 3.19, se observa un gran pico de esfuerzos de tensión en el componente σ_{xx} . El valor es el más grande de todos los casos

estudiados, $\sigma_{xx} = 5.56$ GPa a los 30 ns. Este pico se debe a la superposición constructiva de las ondas de Rayleigh sobre el sustrato. Esto explica por qué es el caso más destructivo. Lamentablemente, la simulación no converge pocos nanosegundos después. Posiblemente, eso se debe a que se sobrepasó el límite elástico (lineal) de material. Se intentaron diversas modificaciones a los parámetros, mallado, etc., sin éxito. Teniendo en consideración los demás casos estudiados, lo que seguiría debería ser un gran pico negativo inducido en los componentes de los esfuerzos inducido por las ondas de choque. Quizá también con el valor más negativo de los casos estudiados.

El último caso, $\Delta t = 20$ ns, corresponde a la convergencia simultánea de las ondas de choque. Se observa a la derecha de la figura 3.19. Aquí, se tiene el pico más grande de presión para los casos estudiados, $p = 6.44$ GPa a los 41 ns, como era de esperarse. El comportamiento del componente σ_{xx} presenta dos picos positivos, el primero debido a la onda de Rayleigh externa y el segundo, cuando el primero iba decreciendo, debido a la onda de Rayleigh externa. Poco antes de alcanzar el máximo para el segundo pico, es cuando llegan las ondas de choque simultáneamente e inducen esfuerzos de compresión sobre el vidrio. Este pico es el más negativo de los casos estudiados, $\sigma_{xx} = -6.38$ GPa. Esto explica el daño progresivo de la figura 3.18 para $\Delta t = 20$ ns. Los esfuerzos de tensión parece que no alcanza el valor suficiente para inducir ni propagar el daño suficiente, mientras que los esfuerzos de compresión si lo hacen.

3.2.3. Deformación de la superficie

En la figura 3.20(a) se observa un acercamiento al lugar de convergencia de las ondas para el caso del anillo interno, extraída de las simulaciones numéricas. Vemos un corte del plano xz , por lo que se observa a la burbuja en los extremos de la imagen. En el primer cuadro, a los 10 ns, se identifica a la onda de choque propagándose sobre el fluido, que es la mitad superior del cuadro. La mitad de abajo es el vidrio, donde se observa a la onda de Rayleigh. A los 20 ns, la onda superficial se ha enfocado, induciendo esfuerzos de tensión que hacen que la parte central del vidrio se desplace ligeramente hacia arriba. En el siguiente cuadro, a los 30 ns, el frente interno de la onda de choque se ha enfocado y se desplaza ahora hacia la burbuja láser. La presión alcanzada por el enfocamiento de la onda de choque induce desplazamiento hacia abajo del vidrio. Este desplazamiento es mucho más grande que el generado por los esfuerzos de tensión, casi 30 veces mayor. A los 40 ns se observa que el material regresa a su equilibrio, sin embargo, debido a que las burbujas láser se generan casi sobre la superficie de vidrio, éstas *empujan* al sustrato durante todo el tiempo de la simulación.

3. ENFOCAMIENTO DE ONDAS DE CHOQUE

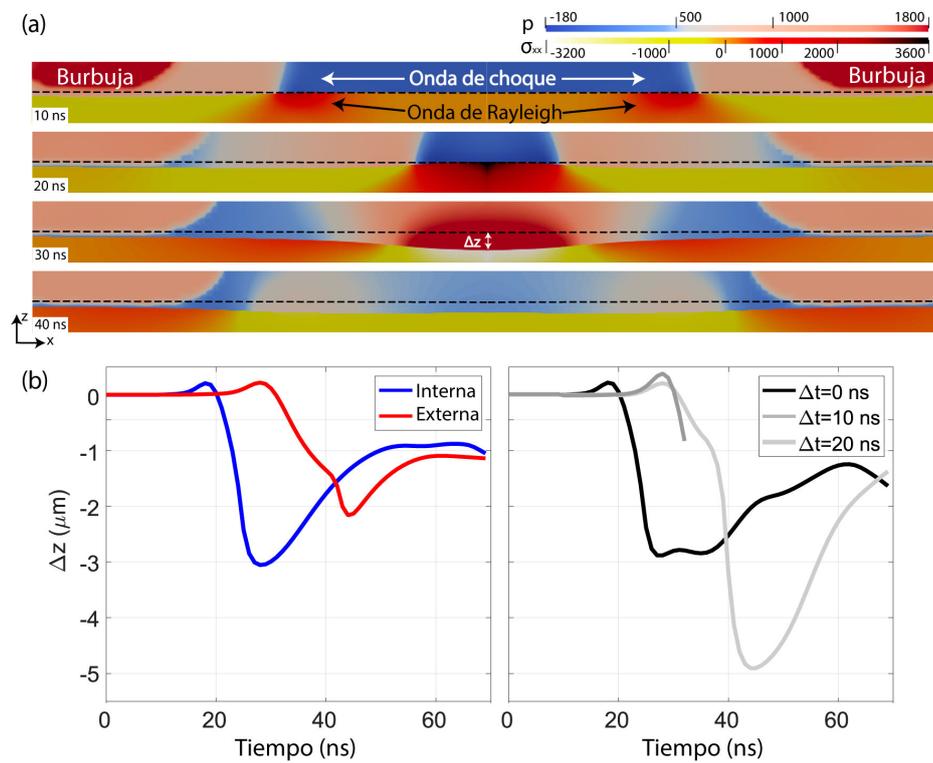


Figura 3.20: Deformación del sustrato en el lugar de convergencia. (a) secuencia temporal de la simulación para el anillo interno ($10\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$). (b) Gráficas de la deformación del lugar de convergencia ($x = y = z = 0$) en función del tiempo. Izquierda, anillos individuales. Derecha, retrasos temporales estudiados.

En la figura 3.20(b) se muestra la comparación del desplazamiento para todos los casos estudiados. A la izquierda se tiene la comparación para los anillos individuales, a la derecha para los dos anillos con los tres retrasos estudiados. Es posible fácilmente relacionar los esfuerzos de tensión en el sustrato con el desplazamiento hacia arriba, mientras que a los esfuerzos de compresión inducen desplazamiento hacia abajo. A pesar de que los valores para la tensión y compresión, figuras 3.17 y 3.19, no son muy diferentes en magnitud, los desplazamientos si cambian bastante. Esto se explica debido a que la onda Rayleigh llega primero e induce esfuerzos de tensión, lo que se traduce en el desplazamiento hacia arriba de la parte central del sustrato. Sin embargo, cuando este desplazamiento ha comenzado, la onda de choque está llegando centro, lo que induce rápidamente esfuerzos de compresión y cambia el desplazamiento ahora hacia abajo. Este movimiento perdura durante más tiempo, ya que no hay otra onda que genere los esfuerzos de tensión suficientes para modificarlo. Si bien hay distintos rebotes e interacción, todos tienen menor magnitud que el inducido por la onda de choque. En todos los casos estudiados se observa un comportamiento similar. El mayor desplazamiento (hacia abajo) se presenta para $\Delta t = 20$ ns ($\Delta z = -5$ μm), que es el caso con enfocamiento simultáneo de las ondas de choque. Aunque se espera que el desplazamiento con $\Delta t = 10$ ns sea similar o mayor, pues el desplazamiento positivo (tensión) es el pico más grande ($\Delta z = 0.3$ μm) de todos los casos estudiados.

3.3. Conclusiones

En este capítulo se ha mostrado el enfocamiento de ondas de choque usando dos geometrías diferentes.

En la primera geometría, inspirada en una lente de Fresnel, se mostró que al estudiar el enfocamiento dos pares ondas de choque colineales es importante considerar que estas se *autoaceleran* una vez que la presión aumenta, precipitando temporal y espacialmente su enfocamiento. La posición de enfoque se controla mediante el retraso temporal con el que se inducen las fuentes. Cuando los dos pares se generan al mismo tiempo, $\Delta t = 0$, el modelo lineal predice la formación de un frente de onda plano; sin embargo, se encuentra que las ondas se enfocan a una distancia de 206 μm . Con un retraso temporal de 15 ns entre las fuentes, el modelo lineal predice el enfoque a una distancia cercana a los 300 μm , mientras que la posición observada en los experimentos y en las simulaciones numéricas es cercana a 120 μm . Para los retrasos $\Delta t = 25$ y 35 ns la posición de enfoque esperada es 120 y 70 μm ; la posición de enfoque encontrada es de 100 y 20 μm , respectivamente. Además, se mostró que la presión se puede estimar a partir del tiempo de colapso de una burbuja de vapor, mostrando buena concordancia entre

los resultados experimentales y los de las simulaciones numéricas.

En la segunda geometría, se utilizan dos anillos concéntricos de diferente radio. Se mostró que al usar el retraso temporal para la convergencia simultánea de ondas superficiales ($\Delta t = 10$ ns) se induce mayor daño sobre una superficie de vidrio, en comparación al usar el retraso temporal para la convergencia simultánea de ondas de choque ($\Delta t = 20$ ns). Al estudiar ondas de choque en un sistema de líquido delgado, es importante tener en consideración la energía transmitida a la superficie por las ondas de choque, pues al generarse cerca de la interfaz, se inducen ondas superficiales que pueden modificar la estructura del material sólido. Mientras que la convergencia simultánea de ondas de choque genera daño después de aproximadamente 30 experimentos, para la convergencia de las ondas de Rayleigh se necesitan solo 10. Las simulaciones numéricas revelan la compleja interacción de las ondas sobre el vidrio, mostrando que la superposición tanto destructiva como constructiva tiene influencia en la propagación del daño inducido.

3.4. Agradecimientos

Por las simulaciones numéricas con cuatro fuentes y los diferentes retrasos temporales estudiados en la sección 3.1, agradezco al Dr. Fabio de Colle; esta investigación no hubiera sido posible sin su trabajo. Agradezco también al M. en C. Hendrik Reese por las simulaciones numéricas de la sección 3.2; el trabajo conjunto para entender la dinámica de las diferentes ondas fue esencial para esta tesis.

3.5. Publicaciones

1. **Gutiérrez-Hernández, U. J.**, De Colle, F., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A., Transient time-delay focusing of shock waves in thin liquids, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 910, no. A27, (2021), <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.1005>.
2. **Gutiérrez-Hernández, U. J.**, Reese, H., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A., Bullseye focusing of cylindrical waves at a liquid–solid interface, *Physics of Fluids*, vol. 34, 112013 (2022) <https://doi.org/10.1063/5.0127709>

Daño sobre material inducido por ondas de choque y ondas de Rayleigh

En este capítulo se describe una técnica de enfoque de ondas de choque y superficiales para inducir daño sobre la superficie de vidrio de forma controlada. Además, se estudia la generación de burbujas sobre el daño, mismas que permiten su visualización. Por último, se analiza la propagación circular del daño inducido por las ondas superficiales que se propagan radialmente, así como la consiguiente propagación del daño por debajo de la superficie.

4.1. Ondas elípticas

Resulta sorprendente que un evento tan común como el rompimiento de un vidrio, sea algo que aún no está completamente explicado. A escala micro y nano, hay puntos de vista que incluso resultan contradictorios al explicar la naturaleza del rompimiento. Algunas investigaciones apuntan a que el material tiene un comportamiento *dúctil*; Célerié et al. [69] mostró que algunas fracturas en vidrio se propagan de forma similar a como lo harían en metales, es decir, forma dúctil. Más recientemente, Shen et al. [33] mostró que la propagación de fracturas en distintos tipos de vidrio se da a través de pequeñas cavidades, argumentando que estas cavidades confirman la nano-ductilidad. Hay otros trabajos, sin embargo, que usando técnicas muy refinadas, no han encontrado evidencia de cavidades al estudiar la propagación de fracturas [70], y, por lo tanto, argumentan comportamiento completamente *quebradizo* (*brittle*).

Hay aún un largo camino para encontrar la naturaleza de la propagación de fracturas en vidrio. Al pensar en esto, la pregunta que llega eventualmente es:

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

¿cómo se podría generar el daño más pequeño posible?. Actualmente, las técnicas más refinadas para producir fracturas muy pequeñas y localizadas usan *indentadores* con puntas de solo unas cuantas micras [71, 72, 73]. Estas puntas aplican una fuerza controlada sobre la superficie del vidrio, hasta producir las fracturas. Debido a su dureza, la mayoría de las puntas están hechas de diamante. Existen varias geometrías para las puntas de los indentadores, pero las más comunes son tipo Berkovich [74], Vickers [33], y tipo Knoop [75]. *Nano-scratching* es otra de las técnicas para estudiar y modificar superficies en escala micro y nano. Utiliza las mismas puntas que los indentadores, pero en lugar de aplicar la fuerza en un solo sitio, se mueve lateralmente para producir canales en la superficie [76]. Una desventaja es que las puntas usadas sufren daño rápidamente.

En las últimas décadas, se ha buscado desarrollar técnicas *sin-contacto* para estudiar, modificar y estructurar materiales en escala micro y nano de forma controlada. Un método relativamente reciente es impactar partículas abrasivas sobre la superficie usando vibraciones ultrasónicas [77, 78]. Otras técnicas usan pulsos láser ultracortos para *cortar* vidrio de forma precisa. Debido a que los pulsos duran menos (típicamente *fs* y *ns*) de lo que el calor tarda en difundirse (μs), los efectos térmicos se minimizan. Sin embargo, ciertos tipos de daño no deseado pueden aparecer, como el daño *electrónico* [79] o derretimiento localizado que se induce por el enfocamiento de los pulsos cuando se repiten con frecuencias muy altas [80, 81].

Para producir daño sobre superficies también se han usado ondas de choque y ondas superficiales; sin embargo, hasta ahora el daño no ha sido controlado. En el trabajo de Zhang et al. [50], se estudia el daño que se propaga a partir de defectos en el vidrio usando ondas acústicas superficiales producidas por el impacto de ondas de choque sobre una superficie. En el trabajo de Veysset et al. [34], usando ondas acústicas superficiales convergentes inducidas por un pulso láser con estructura anular enfocado sobre una superficie de oro, lograron remover un pequeño fragmento del recubrimiento en el lugar de convergencia de las ondas superficiales ($\sim 15 \mu m$). En otro trabajo de Veysset et al. [19], se inducen ondas acústicas convergentes sobre un sustrato de vidrio (borosilicato), logrando remover un pequeño fragmento en el centro de apenas $5 \mu m$ de profundidad y de $15\text{-}20 \mu m$ de diámetro.

Hasta ahora, usando ondas de choque u ondas acústicas, no se ha generado un método para generar fracturas micro o submicroscópicas de forma controlada.

En el capítulo anterior se mostró que en una interfaz sólido-líquido, la convergencia simultánea de ondas superficiales en el sólido, seguida por la de ondas de choque en el fluido, induce daño sobre la superficie sólida. En esta sección se propone la modificación de las ondas, tanto de choque como superficiales, para inducir esfuerzos en regiones controladas, que a su vez inducirían daño solo a lo largo de

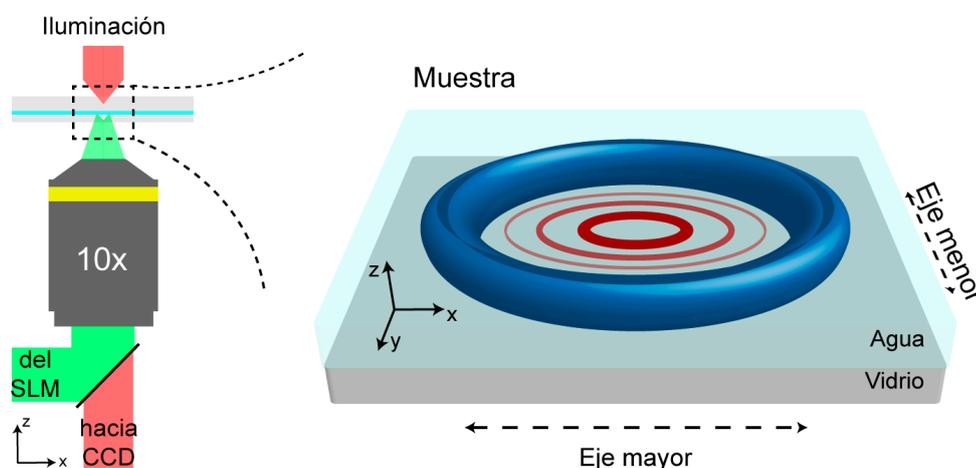


Figura 4.1: Geometría de enfoque del pulso estructurado sobre la muestra líquida. La elipse azul representa la burbuja inducida por el pulso láser, mientras que las elipses en tonos de rojo representan el frente de onda interno que se propaga al centro.

una línea.

En la figura 4.1 se muestra el proceso simplificado para la generación de ondas elípticas convergentes. A la izquierda, el arreglo simplificado. Del SLM se refleja el pulso láser con estructura elíptica. La fase utilizada para generar el holograma digital es $Ax^2 + Bxy + Cy^2$, de modo que a través de los parámetros A , B y C , es posible controlar el tamaño del eje menor, eje mayor y ángulo de rotación. A la derecha, se tiene un acercamiento a la muestra, donde se observa en azul la burbuja elíptica inducida por el pulso láser al enfocarse en el líquido justo sobre la superficie de vidrio. La generación de la burbuja induce la formación de una onda de choque en el líquido, con la misma forma de la burbuja. Además, se generan ondas superficiales en el sólido. En tonos de rojo, se muestra solo la propagación del frente de onda interno que va hacia el centro, que bien puede representar la onda de choque o la onda de Rayleigh. Para el presente trabajo, el tamaño del eje menor es de $78 \mu\text{m}$, mientras que la del eje mayor es $104 \mu\text{m}$. La energía utilizada para el pulso, medido antes de la entrada al microscopio, es de $(202 \pm 6) \mu\text{J}$.

Para obtener información con más detalle acerca de las presiones alcanzadas y en general de los fenómenos inducidos, se realizan simulaciones numéricas. Las condiciones iniciales de las simulaciones se ajustan a las del experimento. Nuevamente, estas las realiza el M. en C. Hendrik Reese, en el Departamento de Materia Blanda de la Universidad Otto Von Guericke, de Magdeburg, Alemania. Se modela más de una fase a la vez, acoplado el líquido al sólido, usando openFOAM. Algunos detalles se pueden encontrar en el apéndice C.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

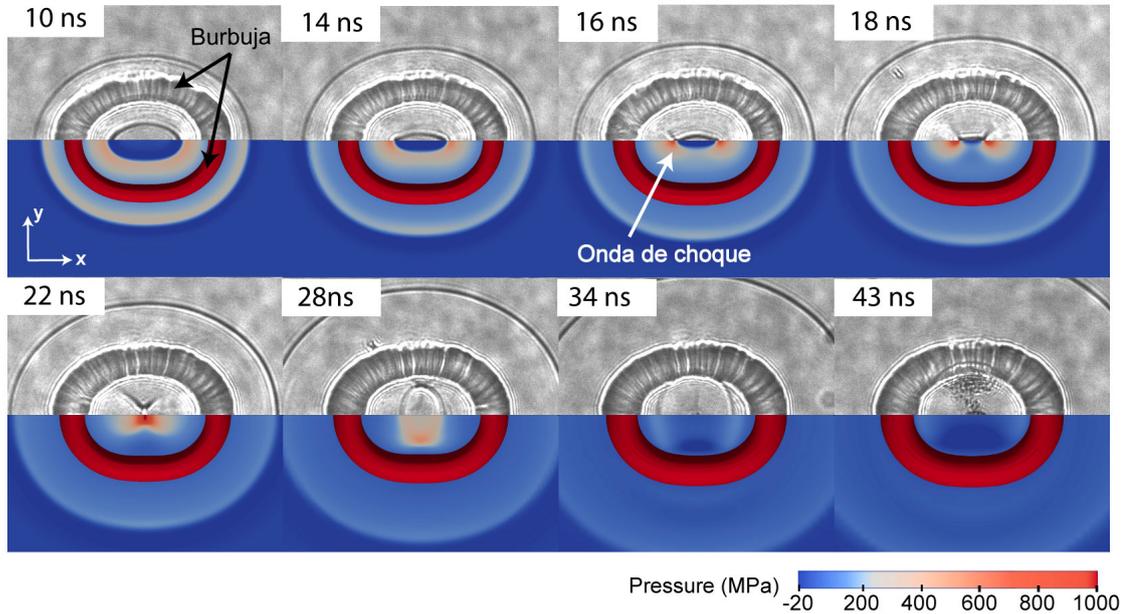


Figura 4.2: Dinámica de la burbuja elíptica y de las ondas emitidas. La mitad de arriba de cada cuadro son las fotografías estroboscópicas, mientras que la mitad de abajo corresponden a los cuadros extraídos de las simulaciones. ($200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$).

En la figura 4.2, se observa la dinámica de la burbuja láser y de la onda de choque convergente, cada cuadro mide $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$. La mitad de arriba corresponde a las fotografías estroboscópicas del experimento, mientras que la mitad de abajo son los cuadros extraídos de simulación en un corte sobre el fluido a $2.5\ \mu\text{m}$ por encima de la superficie del sólido, es decir, la altura a la cual se centra la formación de la burbuja en la simulación (ancho de $5\ \mu\text{m}$). La zona más oscura en las fotografías corresponde a la burbuja inducida por el pulso láser, en la simulación es la zona roja. La delgada línea que se propaga al centro es la onda de choque. Aquí el pulso de iluminación en el arreglo experimental se modificó por uno más corto (~ 200) fs, razón por la que las ondas de choque se observan con mucho mayor detalle.

A los 18 ns, la onda de choque se observa casi como una línea horizontal, pues la parte de arriba y abajo está llegando al centro, mientras que las partes laterales tardan un poco más. La máxima presión en el eje horizontal se alcanza en este cuadro, i.e., $t = 18\ \text{ns}$ en $x = \pm 8\ \mu\text{m}$ con $p = 1050\ \text{MPa}$. A los 22 ns, se observa el momento con mayor presión (1090 MPa), la cual se alcanza de forma casi constante a lo largo de una pequeña línea vertical a lo largo del eje menor ($\sim 10\ \mu\text{m}$), inducida por la convergencia lateral de la onda de choque. En los siguientes tiempos, se

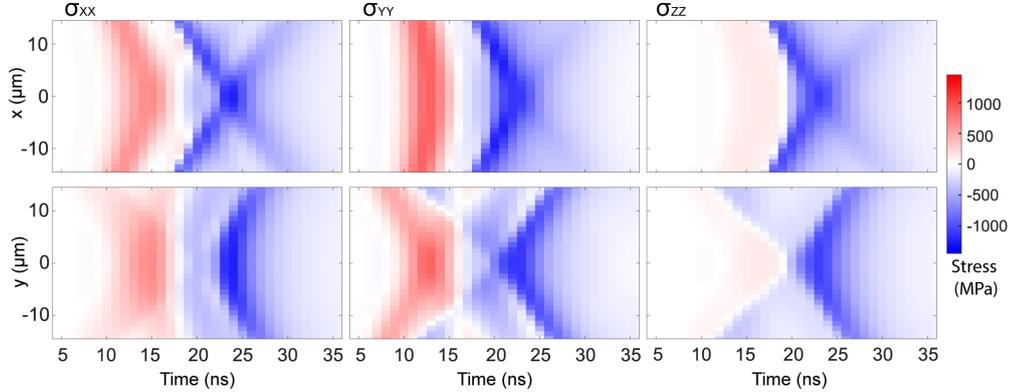


Figura 4.3: Componentes σ_{xx} , σ_{yy} y σ_{zz} , a lo largo de $30\ \mu\text{m}$ a lo largo del eje mayor (arriba) y del eje menor (abajo).

observa como la onda de choque pasa a través de sí misma y genera ahora un frente de onda que se propaga hacia la burbuja láser. En el último cuadro, en la fotografía a los 43 ns, se observa una zona de burbujas (cavitación secundaria) [46]. En la parte de abajo (en la simulación) se observa que en la misma zona que se generan las burbujas se tienen la zona de menor presión. Como era de esperarse, a diferencia de una geometría circular en donde las zonas son simétricas radialmente, en esta geometría se generan zonas con simetría lateral.

En las fotografías se puede observar claramente la onda de choque; sin embargo, no es posible observar la onda superficial. Esto se debe probablemente a que el cambio en la densidad del material no es suficiente para generar cambios en el índice de refracción. La información sobre los esfuerzos en función del tiempo se puede extraer a partir de las simulaciones numéricas.

En la figura 4.3, se observa la información extraída de la simulación de los componentes del tensor de esfuerzos sobre el sólido. Se muestra el comportamiento de los componentes σ_{xx} , σ_{yy} y σ_{zz} sobre $30\ \mu\text{m}$ a lo largo del eje mayor (arriba) y $30\ \mu\text{m}$ a lo largo del eje menor (abajo). El esfuerzo positivo (de tensión) se muestra en tonos de rojo, y es inducido por la llegada de la onda superficial (Rayleigh) convergente ($\sim 3150\ \text{m/s}$). El esfuerzo negativo (de compresión), que se observa en tonos de azul, es inducido por el arribo de la onda de choque ($\sim 1800\ \text{m/s}$).

Para el componente σ_{xx} , el valor más grande (650 MPa) se alcanza a los 15 ns y es casi constante a lo largo de $4\ \mu\text{m}$ sobre el eje mayor, y solo a lo largo de $2\ \mu\text{m}$ del eje menor. Para σ_{yy} , el máximo (875 MPa) se alcanza a los 13 ns y es casi constante a lo largo de $10\ \mu\text{m}$ sobre el eje mayor, y solo $2\ \mu\text{m}$ a lo largo del eje menor. Para σ_{zz} , el valor máximo es sólo 132 MPa. Se alcanza a los 17 ns y es constante a lo largo de $6\ \mu\text{m}$ sobre ambos ejes.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

Para el componente σ_{xx} , el esfuerzo negativo mínimo se da a los 24 ns con un valor de -1230 MPa. Este valor es casi constante a lo largo de $10\ \mu\text{m}$ sobre el eje menor, y solo sobre $2\ \mu\text{m}$ en el eje mayor. Para σ_{yy} , el esfuerzo negativo mínimo es (-1120 MPa) se alcanza a los 23 ns. Este valor es casi constante a lo largo de $10\ \mu\text{m}$ sobre el eje menor, y solo a lo largo de $2\ \mu\text{m}$ sobre el eje mayor. Para σ_{zz} , el mínimo del esfuerzo negativo se da a los 23 ns, con un valor de -1077 MPa. Este valor es casi constante sobre $10\ \mu\text{m}$ en el eje menor, y sobre $2\ \mu\text{m}$ en el eje mayor.

El esfuerzo compresivo más grande (en valor absoluto), para los tres componentes (σ_{xx} , σ_{yy} y σ_{zz}) se da a lo largo de casi $10\ \mu\text{m}$ sobre el eje menor, con solo un nanosegundo de diferencia. En valor absoluto, el esfuerzo compresivo máximo (-1230 para σ_{xx}) es 1.4 veces más grande que el esfuerzo de tensión máximo (875 MPa para σ_{yy}). Para cada componente, σ_{xx} , σ_{yy} y σ_{zz} , esta razón tiene valores de 1.89, 1.28 y 8.16, respectivamente. De esta manera, la geometría elíptica de la burbuja láser y las ondas inducidas permite generar regiones (una línea sobre el eje menor) con esfuerzos positivos y negativos de forma controlada. Esta región se podría usar para inducir daño sobre superficies de forma controlada.

4.1.1. Daño inducido y propagación controlada

Usando la misma energía ($202 \pm 6\ \mu\text{J}$) y parámetros para la inducir la burbuja elíptica, se propone estudiar el daño inducido sobre la superficie de vidrio. Para esto, se realizan varios disparos en el mismo sitio. Si bien el arreglo experimental permite tomar las fotografías que se muestran en este trabajo, no es posible observar daños muy pequeños. La resolución de las fotografías estroboscópicas es $0.48\ \mu\text{m}/\text{px}$, de modo que si se generan daños más pequeños no serían visibles; incluso daños del mismo orden de la resolución resultan complicados, pues se tendría que diferenciar un solo pixel. Para observarlos antes que se vuelvan más grandes, se utilizará una técnica que será descrita por completo y con detalle en las siguientes secciones. Por ahora, es suficiente entender que a su paso, las ondas superficiales inducen un cambio negativo de presión en el líquido cercano a la superficie. Este cambio negativo en la presión podría inducir pequeñas burbujas en inhomogeneidades de la superficie (cavitación acústica). La eventual llegada de la onda de choque sobre el líquido, más lenta que la onda superficial, colapsaría las pequeñas burbujas inducidas. Si las fotografías se toman en algún momento intermedio entre la llegada de la onda superficial y la onda de choque, se podrían observar las pequeñas burbujas. De esta forma, las burbujas servirían como indicador que ya existe daño sobre la superficie. De acuerdo a la figura 4.3, el tiempo de llegada de la onda superficial es 13 ns, y de la onda de choque es 22 ns.

En la figura 4.4(a), se observa una secuencia de fotografías estroboscópicas como

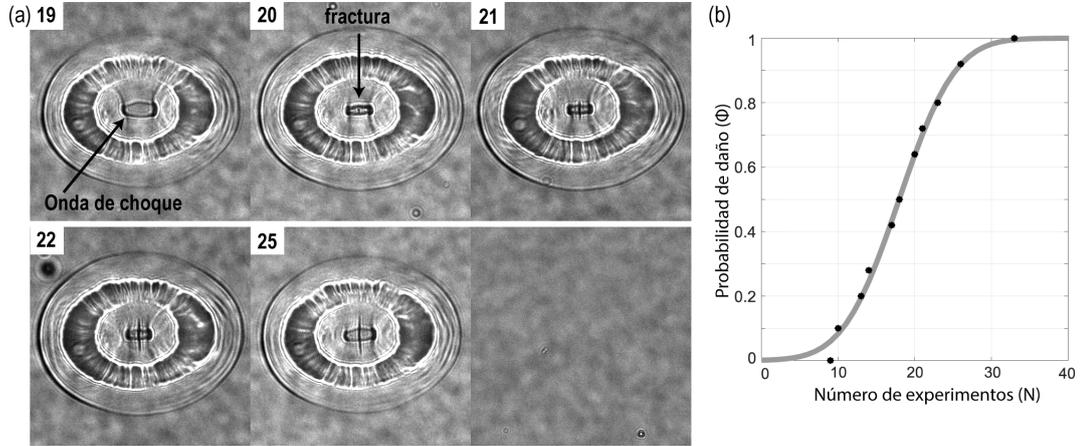


Figura 4.4: Daño inducido. (a) Secuencia de experimentos en el mismo sitio para generación de daño. (b) Probabilidad de daño en función del número de disparos en el mismo sitio. Los símbolos son los datos experimentales, la línea continua es el ajuste a la curva de probabilidad.

ejemplo. Las fotografías se toman 16 ns después de la generación de la burbuja láser, después de que la onda superficial ha llegado al centro, y antes que la onda de choque converja completamente. El recuadro de arriba a la izquierda indica el número de experimentos realizados en el mismo sitio. La primera fotografía corresponde a 19 disparos en el mismo sitio, no se observa daño. En la fotografía siguiente (experimento 20), se observa un pequeño daño ($\sim 8 \mu\text{m}$) en el centro de la elipse. Este pequeño daño se propaga verticalmente (sobre el eje menor) en los experimentos siguientes. En el experimento número 25, el daño se observa con un tamaño de $\sim 40 \mu\text{m}$. Aunque el daño crece aproximadamente $10 \mu\text{m}$ cada disparo durante los primeros experimentos después de observarlo por primera vez (21-22), parece tener un límite vertical. Este límite se debe probablemente a que la magnitud de los esfuerzos inducidos, componente σ_{xx} en particular, no son suficientes para seguir extendiendo el daño. En el último cuadro se muestra el mismo lugar, después del experimento 25. Sin la burbuja láser ni las ondas inducidas, no es posible observar el daño.

Debido a que el daño no se observa siempre con la misma cantidad de disparos, se mide la probabilidad de observar daño (ϕ) en función del número de experimentos realizados en el mismo sitio (N). El experimento se repite $n = 50$ veces en una posición diferente de la muestra, es decir, se estudia la generación de 50 daños diferentes. En cada posición, se determina el número de disparos para los cuales se observa por primera vez las burbujas sobre el daño. De esta forma, la

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

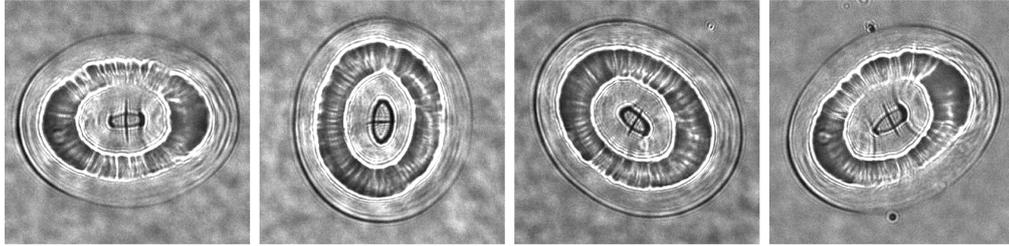


Figura 4.5: Elipses y fracturas con diferentes ángulos de rotación ($200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$).

probabilidad de observar el daño después de N disparos es $\phi(N) = \sum_{i=1}^n p_i(N)/n$, donde $p_i(N) = 1$ si hay daño para el N -ésimo disparo ($N \geq N_i$), o $p_i = 0$ si no lo hay. Este proceso es similar al realizado para caracterizar el daño inducido por los dos anillos de la sección 3.2. Aquí, de la misma forma, se ajusta a una curva de distribución normal de probabilidad (ec. 3.7), con valor promedio $a = 17.92$ y desviación estándar $b = 5.73$. Los resultados experimentales y la curva de ajuste se observan en la figura 4.4(b).

Como se ha explicado, la estructura elíptica del pulso láser se controla a través del holograma proyectado sobre el SLM. Modificando el holograma, es posible modificar también la dirección de los ejes, es decir, el ángulo de rotación de la elipse. A manera de ejemplo, en la figura 4.5, cuatro ángulos diferentes de la elipse son observados. Nótese que la fractura en el vidrio se da siempre a lo largo del eje menor.

4.1.1.1. Daño con geometría anular

En la figura 4.6, se observa el daño inducido por una burbuja láser con geometría anular de la sección 3.2, es decir, la burbuja láser con simetría radial ($R = 55\ \mu\text{m}$). La fotografía de la izquierda, corresponde a 26 experimentos realizados en la misma posición, la imagen se toma con un retraso de 15 ns después de la generación de la burbuja láser; en este momento las ondas de superficiales han llegado al centro, mientras que las de choque (que se observan en la fotografía) no han llegado al centro. Como se ha explicado, esto permite la formación de pequeñas burbujas sobre las fracturas más pequeñas. Se observa el daño que ha sido inducido sobre la superficie. Este daño se forma y crece con dirección aleatoria, y se expande formando una X (equis). Los extremos del lado izquierdo de la X , se han unido por una línea. En la fotografía del centro se observa el mismo sitio, después de 32 disparos, pero sin la formación de la burbuja láser ni las respectivas ondas. Se puede notar que la X no es completamente visible, solamente se nota una pequeña sección donde se ha desprendido un pequeño fragmente de vidrio. Las fracturas

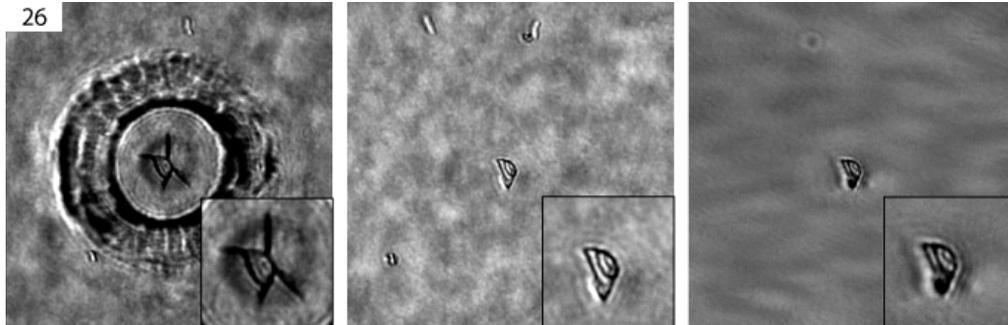


Figura 4.6: Izquierda, daño inducido por ondas simétricas después de 26 disparos. Se observa en diferentes direcciones formando una X . Centro, fotografía del mismo sitio sin burbuja ni ondas, se observa solo el cráter, no los daños más pequeños. Derecha, fotografía del mismo sitio con microscopía de fase ($200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$). Acercamiento ($50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$)

más pequeñas resultan invisibles con la presente óptica. A la derecha, se observa la fotografía del mismo sitio, pero con microscopía de fase para intentar observar los daños más pequeños, sin éxito. Abajo a la izquierda, en cada fotografía se muestra un acercamiento para observar con detalle la zona del daño.

4.1.2. Generación de estructuras

Usando la configuración de la burbuja láser con estructura elíptica, el daño se genera a lo largo del eje menor debido a las zonas de esfuerzos máximos y mínimos. En esta sección se explora el alargamiento de las fracturas, controlando la dirección en función del ángulo de rotación de la elipse.

En la figura 4.7, se observa el proceso de *alargamiento* de una fractura inducida según lo descrito en líneas arriba. En cada cuadro, se observa la burbuja anular y las ondas de choque. Nuevamente, el retraso con que se toma la fotografía es de 15 ns respecto del momento de formación de la burbuja láser.

Vale la pena recalcar que el tiempo de observación de las burbujas es muy pequeño, menor a 10 ns. En cada imagen, arriba a la izquierda, se indica el número de experimento. El primer cuadro corresponde al experimento en el que se nota la burbuja en el centro de elipse por primera vez (1).

Para mostrar el desplazamiento de la muestra, a la derecha de la burbuja elíptica se observa una marca sobre el vidrio (encerrada en azul). La muestra está montada sobre una plataforma motorizada que puede desplazarse con pasos de tamaño controlado en dirección x o y . El tamaño de paso se define de $5\ \mu\text{m}$ y se comien-

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

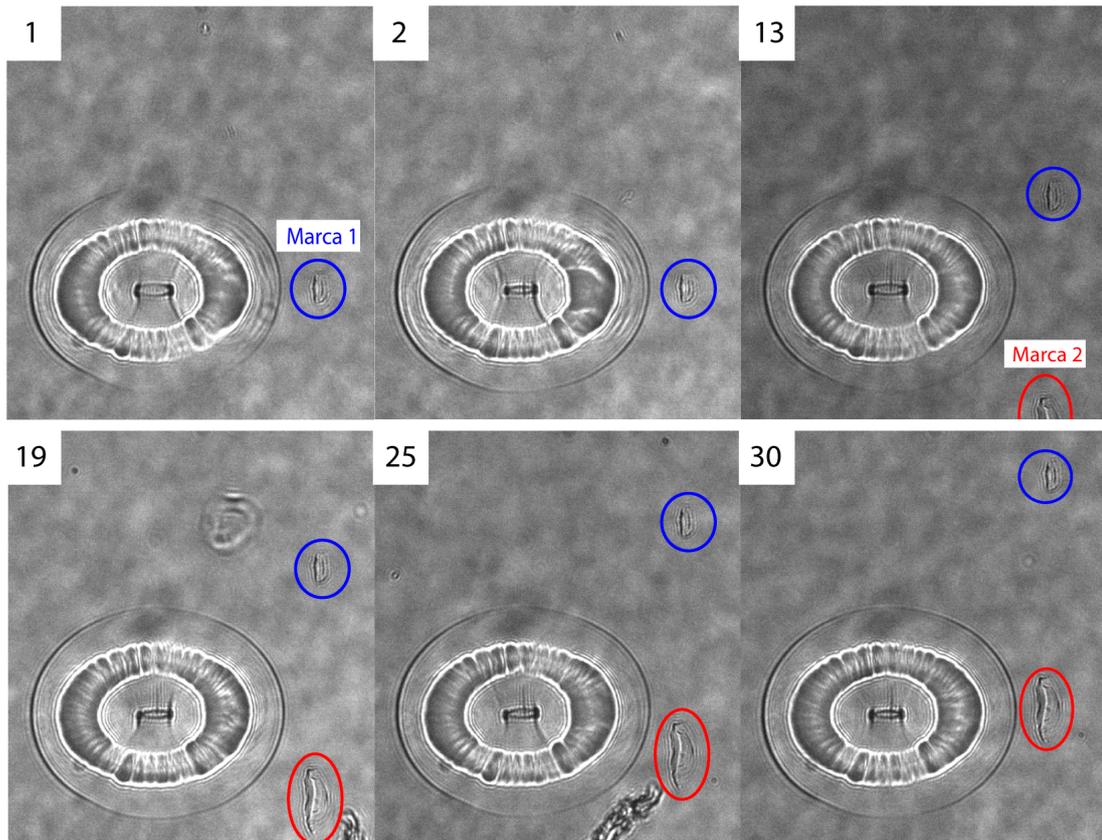


Figura 4.7: *Alargamiento* vertical ($150\ \mu\text{m}$) de una fractura. Cada cuadro individual mide $250\ \mu\text{m} \times 283\ \mu\text{m}$. Las marcas azul y roja están separadas verticalmente $150\ \mu\text{m}$. A la izquierda, aproximadamente a $100\ \mu\text{m}$ y a la altura de la marca azul, se induce el daño controlado sobre el vidrio. El daño se *extiende* hasta alcanzar la altura del daño rojo después de 30 experimentos.

za a desplazar hacia arriba. De este modo se *extiende* verticalmente la región de esfuerzos de tensión y de compresión máximos, lo que permite alargar la fractura, también verticalmente. Esto se observa en los siguientes cuadros de la imagen. El movimiento de la plataforma es hacia arriba, por eso la marca azul va en esa dirección. El desplazamiento termina hasta que se llega al nivel de una segunda marca (roja), colocada a $150\ \mu\text{m}$ debajo de la primera, realizando en total 30 disparos. Si bien, son necesarios cerca de 18 disparos en el mismo sitio para inducir el daño, este se extiende en cada experimento posterior.

Las marcas, azul (1) y roja (2), son daños que se generaron con la geometría anular. Después de varios experimentos en el sitio, el daño crece lo suficiente para que se desprenda un fragmento de vidrio, como se describe en la sección 4.1.1.1.

Es posible aplicar este método para alargar daños en cualquier dirección, pues únicamente se necesita modificar el ángulo de rotación de la elipse, es decir, modificar la línea donde se induce mayor esfuerzo de tensión y de compresión. En este trabajo se explora el grabado en la superficie del vidrio con formas básicas, como la línea ya descrita, cuadros, triángulos, letras, etc.

En la figura 4.8, se observa la secuencia de fotografías estroboscópicas (35-55 ns) para la observación de una estructura, que en este caso corresponde a un cuadrado. Cada lado de este cuadrado mide $\sim 135\ \mu\text{m}$. Para formarlo, solo fue necesaria una modificación en el holograma; primero se generaron los lados superior e inferior con una elipse *horizontal*, y después los lados derecho e izquierdo con una elipse *vertical*.

Los daños se generan con la geometría elíptica, pero para poder observar daños más grandes se necesita tensión sobre el sólido en áreas más grandes, para formar una región grande donde el cambio de presión sea negativo. Por esta razón se induce una sola burbuja láser esférica en el centro del cuadrado. Las diferentes componentes del tensor de esfuerzos, así como el desplazamiento de la superficie sólida, inducen cambios de presión negativos sobre el líquido, que a su vez generan las burbujas sobre la fractura. A los 35 ns se comienzan a observar estas burbujas sobre las líneas que forman el cuadro, a los 40 ns se observan más largas. Hasta los 50 ns se observan los vértices, aunque para este tiempo y para 55 ns, la onda de choque ha sobrepasado la posición de las líneas por el centro de cada una, colapsando las pequeñas burbujas.

Debido a las complejas interacciones y al poco tiempo de vida de las burbujas sobre las fracturas, en la figura 4.9, se observa la superposición de varias fotografías para tres ejemplos de estructuras grabadas sobre la superficie del vidrio, con la técnica descrita. A la derecha, se observa el mismo cuadrado de la figura 4.8, pero se han seleccionado las fotografías que permitan, al superponerse, observar completamente la estructura. También se ha modificado el brillo, para que la

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

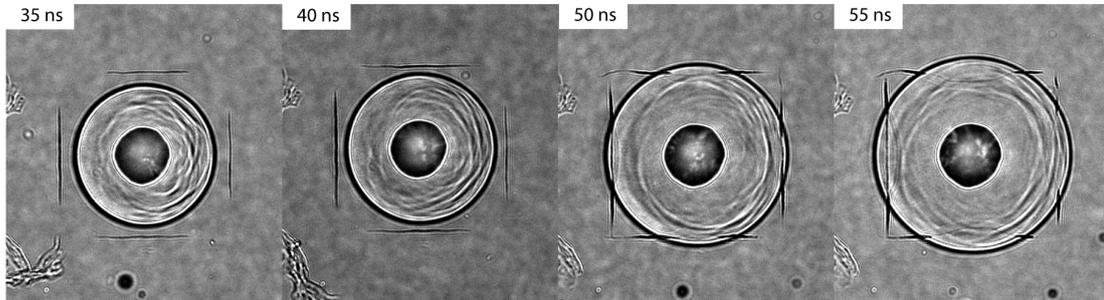


Figura 4.8: Secuencia de visualización de estructura cuadrada *grabada* sobre el vidrio ($220\ \mu\text{m} \times 240\ \mu\text{m}$).

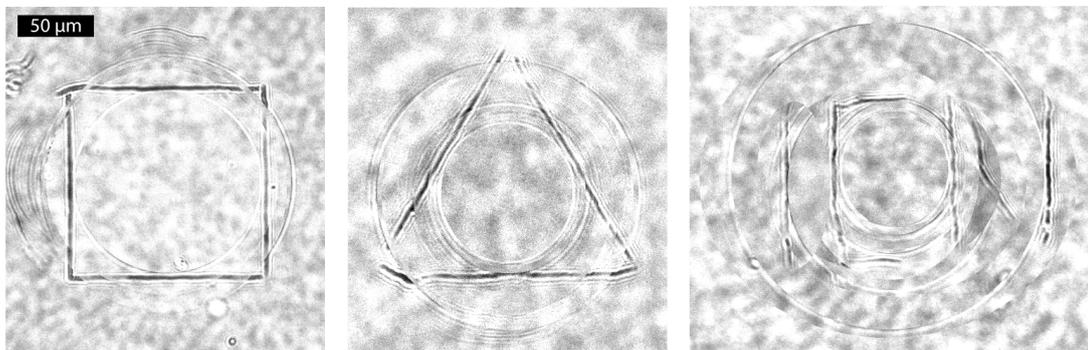


Figura 4.9: Superposición de fotografías que permiten visualizar las formas *grabadas* sobre el vidrio. Izquierda, un cuadrado de lado $l = 135\ \mu\text{m}$. A centro, un triángulo equilátero de lado $l = 175\ \mu\text{m}$. Derecha, letras "I C N", altura de $120\ \mu\text{m}$.

parte oscura, es decir, las burbujas, tengan mayor contraste y se visualicen mejor. En medio, se observa la superposición de fotografías para formar un triángulo equilátero, cuyos lados miden $175\ \mu\text{m}$. A la derecha, se observa la superposición de fotografías que permiten la visualización de las letras "I C N". La altura de las letras es $120\ \mu\text{m}$. Para este último caso se generó la burbuja láser en varias posiciones, pues el ponerla en el centro con la energía suficiente para observar las tres letras completas en una sola posición, podría dañar las letras mismas. Es importante recalcar que los tamaños de estas figuras se eligieron para poder observar las figuras con el arreglo experimental actual, es decir, induciendo la burbuja esférica en el centro. El cuadrado más pequeño grabado sobre la superficie del vidrio mide aproximadamente $20\ \mu\text{m}$ de lado.

4.1.2.1. Caracterización de la fractura

El vidrio sobre el que se induce el daño superficial tiene un espesor de 160 μm , y mide 2 cm \times 4 cm de ancho y largo. Debido a la resolución del arreglo (0.48 $\mu\text{m}/\text{px}$), se deduce que el daño inducido, después de unos cuantos disparos con la geometría elíptica, mide menos de 1 μm de ancho y unas cuantas micras de largo. De modo que, encontrar el daño para su análisis con otras técnicas, aun restringiendo el área de búsqueda, sigue siendo buscar una aguja en un pajar.

En la sección anterior se ha mostrado que, con la geometría elíptica, es posible *alargar* el daño tanto como se quiera, o tanto como la muestra lo permita. Además, se mostró que la dirección de extensión también se puede controlar y que, con la geometría anular, después de muchos disparos en el mismo sitio, se puede inducir daño mucho más grande hasta desprender un fragmento de vidrio. Esto último convierte a la zona del daño en un sitio localizable.

Con esto en consideración, se plantea la generación de estructuras sobre la superficie de vidrio de forma que se puedan encontrar fácilmente. La estructura planteada son líneas paralelas entre sí. En los extremos de cada línea, con la geometría anular, se realiza daño que se observa *a simple vista*. Una vez que la estructura se genera, la muestra se retira del microscopio y se limpia para analizarse.

4.1.2.2. Caracterización con SEM

En la figura 4.10(a), se observa una estructura generada para detectar y medir el daño inducido con microscopía electrónica de barrido (SEM). La estructura consiste en siete líneas paralelas (verticales) separadas entre sí 125 μm . La altura es de 300 μm . En los extremos y en dos posiciones a lo largo de cada línea, se generó daño más grande hasta quitar un pequeño trozo de vidrio. Esto con la finalidad de *guiarse* sobre la muestra, pues al hacer acercamientos es fácil *perderse*.

En la figura 4.10(b) se observa un acercamiento a la zona del recuadro naranja de la figura 4.10(a). Aquí se observan dos zonas donde se quitó un fragmento de vidrio (cráter), ambas zonas están unidas por un daño vertical que aun en esta escala no es visible.

En la figura 4.10(c) se observa un acercamiento a la zona del recuadro naranja de la figura 4.10(b). Aquí, se observa el extremo de uno de los daños donde se quitó un fragmento de vidrio. De la esquina del cráter (zona donde se desprendió vidrio) parte una delgada línea. Con el microscopio es posible seguir esta línea y comprobar que se une con el otro cráter, de modo que se confirma que es la línea inducida por la geometría elíptica. En la figura 4.10(d) se observa una fotografía donde se aprecia la fractura bien definida a la mitad de los cráteres. Es de notar

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

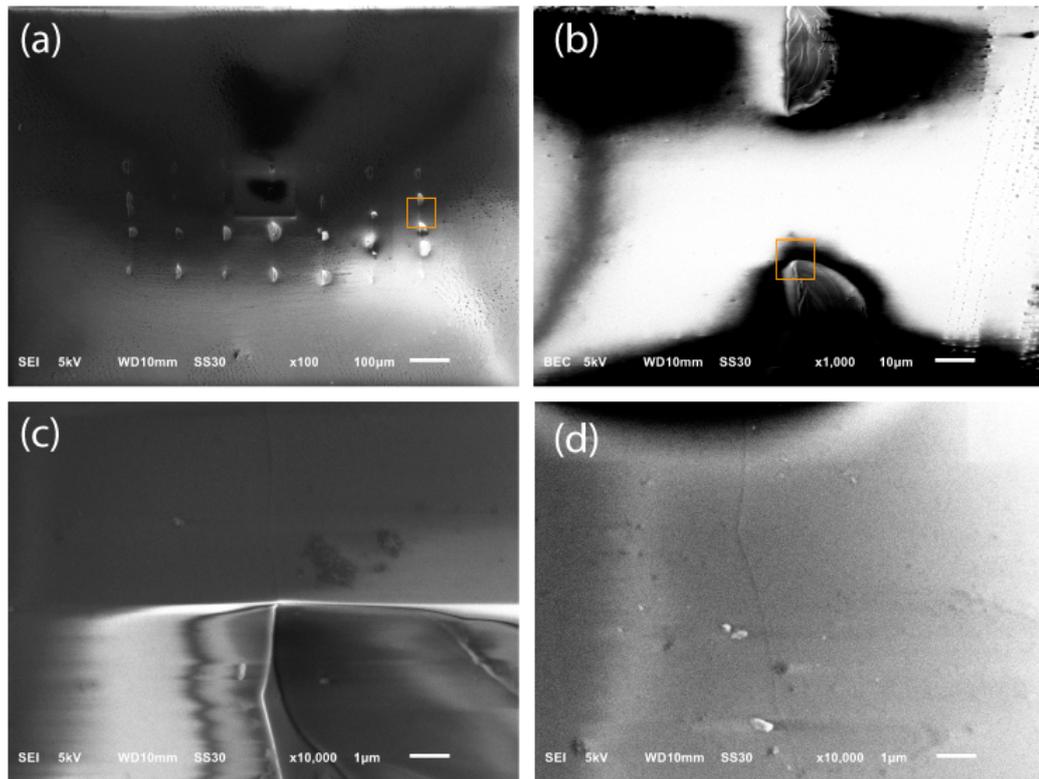


Figura 4.10: Fotografías (SEI, SEC) de estructura para encontrar daño, tomadas con SEM. En cada imagen se muestra la escala. En (a) se observa la estructura completa, formada por 7 líneas horizontales de 300 μm de altura. Cada línea tiene un daño grande en los extremos y dos a largo, en total cuatro daños por línea. (b) Acercamiento a la zona intermedia entre dos daños visibles. (c) Acercamiento al extremo de un daño grande. La fractura pequeña es visible. (d) Seguimiento de la fractura observada en (c).

que la barra de escala equivale a solo 1 μm . Midiendo diferentes zonas de la fractura con un programa para determinar su espesor, se obtiene que es aproximadamente de 100 nm. Se observa que no es una línea perfecta, sino que está *por partes*, esto puede ser debido a que cada fragmento lineal se genera en cada movimiento de la muestra. Al desplazar la muestra, la dirección de la fractura puede presentar ligeros cambios. Los pequeños fragmentos que se observan probablemente son trozos de vidrio de los cráteres. Solo la figura 4.10(b) es BEC (retrodispersión), el resto son SEI (secundarias).

En la figura 4.10 se presentan zonas muy oscuras y otras muy brillantes. Estas zonas se deben a la acumulación de carga por el material, debido a que el sustrato es de vidrio (borosilicato). Este material es dieléctrico, por lo que la microscopia electrónica de barrido es algo complicado. La acumulación de carga impide enfocar líneas que de por sí son difíciles de encontrar. Para reducir el problema se intentaron diversas técnicas, como inducir daño cerca, o dentro, de zonas restringidas por líneas de plata colocadas, tanto antes como después de hacer las fracturas. Debido a las dimensiones de las fracturas, estos intentos no tuvieron éxito.

Para mejorar las imágenes tomadas con SEM, se coloca una película delgada de oro (~ 8 nm). Una vez que la muestra se ha limpiado, la película se deposita por *sputtering*. Se deposita lo más delgada posible para evitar que la fractura se pueda *cerrar* o cubrir.

En la figura 4.11(a), se observa una fotografía (SEI) de la estructura generada, se nota la película delgada sobre la superficie, pues esta es más uniforme. En este caso la estructura consiste en 14 líneas paralelas, separadas una distancia de 30 μm entre sí. Cada fractura se extiende una longitud de 500 μm , y en sus extremos se genera un cráter para su fácil detección.

En la figura 4.11(b) se tiene un acercamiento al recuadro amarillo de la figura 4.11(a). Aquí el acercamiento es de x5000, y la fractura ya es visible. Notemos que aunque en x200 se observaban líneas rectas, en x5000 se presentan ciertas ondulaciones. Como se ha explicado, estas pueden deberse a que cuando la muestra se mueve, se puede cambiar ligeramente la dirección de los esfuerzos máximos. En el recuadro amarillo se observa un pequeño punto blanco sobre la línea. Probablemente este punto es un fragmento muy pequeño de vidrio de los cráteres, el cual se quedó incrustado sobre la fractura. Se utiliza este pequeño punto para enfocar la muestra con acercamientos más grandes.

En la figura 4.11(c) se tiene un acercamiento al recuadro amarillo de la figura 4.11(b). Aquí el acercamiento es de x10000, la línea de escala equivale a solo 1 μm . La fractura se observa muy delgada. A diferencia del caso anterior, es decir, del caso donde no se tenía la película de oro, ahora se puede intentar realizar un acercamiento aún mayor.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

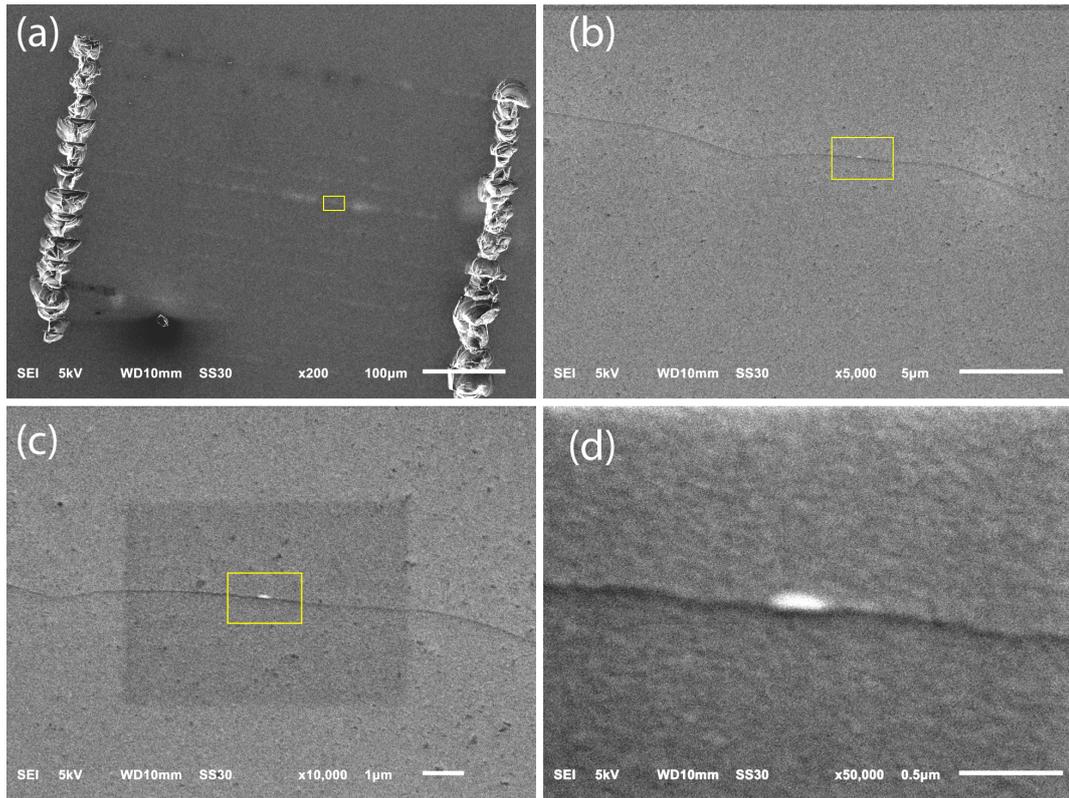


Figura 4.11: Fotografías (SEI) de estructura con película de oro para encontrar daño, tomadas con SEM. En cada imagen se muestra la escala. En (a) se observa la estructura completa: 14 líneas de 500 µm de largo. En cada extremo se quita un fragmento de vidrio. (b) Acercamiento a la zona del recuadro amarillo de (a), la línea es visible con barra de escala de 5 µm. (c) Acercamiento al recuadro amarillo de (b). (c) Máximo acercamiento logrado con SEM, recuadro amarillo de (c).

En la figura 4.11(d) se tiene un acercamiento al recuadro amarillo de la figura 4.11(c). Aquí el acercamiento es de $\times 50000$ (el máximo del microscopio), y la línea de escala equivale a 500 nm. La fractura se observa ya un poco más gruesa, pero considerablemente más delgada que la barra de escala. Midiendo la fractura con un programa para determinar su espesor, se obtiene que es aproximadamente de 75 nm.

4.2. Nano-cavitación acústica inducida sobre fractura

La generación de burbujas (cavitación) se puede hacer por diversas técnicas, una de las más comunes es usando calor, al hervir agua por ejemplo. En este texto se ha usado una variante, en donde el calor se deposita de forma localizada y muy rápida: la cavitación inducida por pulsos láser cortos. Otra técnica para generar burbujas es la cavitación acústica; el principio básico es usar ondas acústicas para controlar el crecimiento de las burbujas. De forma típica, se usa la parte *negativa* de la onda para *nuclear* burbujas o para hacerlas crecer, mientras que la parte positiva las colapsa. Generalmente, se usan transductores de alta frecuencia para generar los campos acústicos [82], de modo que el proceso de expansión y colapso se repite durante varios ciclos. Esto ha sido ampliamente estudiado [20, 83]. Los usos que tiene este tipo de cavitación son muy diversos, desde biológicos-médicos como en liberación controlada de medicamentos [84] o en cirugía celular [85], hasta tecnológicos-industriales como en la limpieza de materiales semiconductores en escala micro [86].

Como se ha explicado en secciones anteriores, el tamaño de una burbuja depende su tiempo de vida [56]. Mientras más pequeña la burbuja, más alta tiene que ser la frecuencia de las ondas acústicas. Cuando se reduce mucho el tamaño de las burbujas, eso se vuelve un problema. Altas frecuencias implican poco tiempo para que la burbuja crezca, lo que implica usar pulsos más intensos; pero mientras mayor es la frecuencia, se ha observado que las ondas acústicas parecen atenuarse [87].

En algunas investigaciones se ha realizado cavitación acústica de forma controlada usando cavidades de unas cuantas micras o decenas de micras, ubicadas en la superficie de un sólido en una interfaz líquido-sólido [88, 89, 90, 91]. En estos trabajos los tiempos de vida de las burbujas inducidas van desde unos cuantos microsegundos, hasta decenas de microsegundos. Es decir, burbujas con frecuencias de oscilación del orden de KHz hasta unos cuantos MHz.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

En investigaciones recientes, se ha inducido la formación de burbujas usando ondas superficiales en líquidos delgados. Por ejemplo, Rapet et al. [92] muestra la generación de estructuras anulares de burbujas inducidas por el paso de una onda tipo Lamb en un líquido de espesor aproximado de $10\ \mu\text{m}$. Usando un arreglo similar en combinación con calentamiento localizado, Pfeiffer et al. [48] induce la formación de burbujas con tiempo de vida de hasta $27 \pm 3\ \text{ns}$, es decir, con frecuencia de oscilación cercana a $35\ \text{MHz}$.

En esta sección se detalla la formación controlada de burbujas con tiempos de vida de hasta $10\ \text{ns}$ i.e., frecuencias de oscilación del orden de $100\ \text{MHz}$. Se inducen por la presión negativa generada por el paso de una onda de Rayleigh, y se colapsan por el paso de una onda de choque. El daño inducido con la geometría elíptica ($\sim 75\ \text{nm}$) se utiliza como inhomogeneidad para inducir la formación de las burbujas sobre él. Si bien estas burbujas se han usado en este trabajo para visualizar el daño inducido, aquí se describe con detalle el proceso de formación, expansión, y colapso.

4.2.1. Principio físico de nucleación

En la figura 4.12(a), se observa un esquema de lo que sucede al enfocar el pulso láser sobre el fondo de la muestra líquida. La parte de arriba es el agua, mientras que abajo es la superficie sólida. Se muestra la burbuja inducida por el pulso láser, la onda de choque propagándose sobre el líquido y la onda de Rayleigh viajando sobre el sólido (más rápido que la onda de choque). A una distancia d , se coloca, perpendicularmente, la fractura inducida con la geometría elíptica. En la misma figura, en la parte derecha, se muestra el esquema de evolución temporal de los eventos en la posición de la fractura. Los principales momentos se numeran 1-5. Al inicio (1), la fractura y el líquido encima se encuentran en reposo. Después, la onda superficial en el sólido induce esfuerzos que modifican la fractura y generan cambios de presión negativos en el líquido (2), en una zona cercana a la superficie. Esto permite la generación de pequeñas burbujas en esa posición (3), que se expanden debido a que la presión negativa en el líquido continúa (4). El crecimiento de la burbuja se ve interrumpido por el paso de la onda de choque sobre el líquido (5).

El tiempo de vida de las burbujas inducidas sobre la fractura en cierta posición d , depende de la diferencia de tiempo entre la llegada de la onda superficial y la onda de choque. Debido a la diferencia de velocidades entre las ondas, el tiempo de vida de la burbuja será función de la posición en que se coloque la fractura.

Se propone estudiar la dinámica de las burbujas formadas sobre la fractura, en función de su posición respecto al lugar de generación de la burbuja inducida por el pulso láser, es decir, del lugar donde se emiten las ondas. Utilizando la geometría

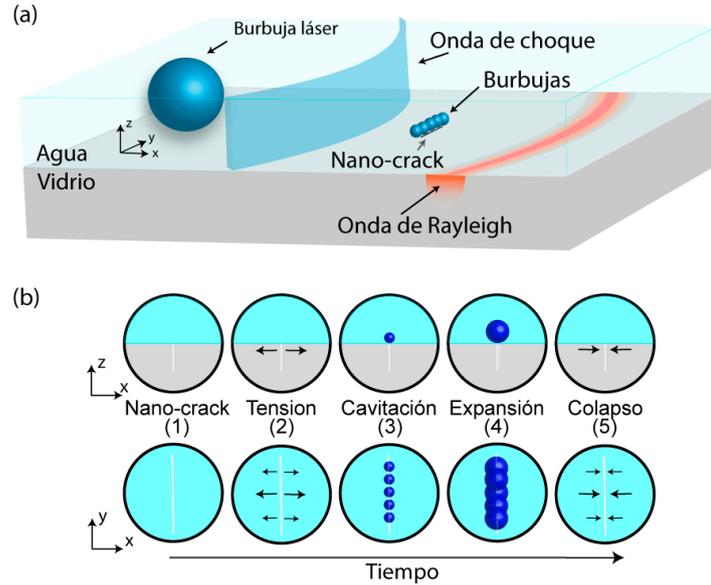


Figura 4.12: (a) El pulso láser enfocado induce la burbuja cavitante, la onda de choque y la onda superficial. El daño en vidrio se coloca a una distancia d del sitio de formación de la burbuja láser. (b) Esquema de la evolución temporal de la posición de la fractura.

anular descrita en la sección pasada, se genera un daño *vertical* de $\sim 40 \mu\text{m}$, i.e. una fractura a lo largo del eje y y con un ancho de $\sim 75 \text{ nm}$. El pulso láser se modifica a través del holograma que se proyecta sobre el SLM, esta vez para enfocarlo en una simple región puntual ($r = 12 \mu\text{m}$). La energía se fija en $(202 \pm 6) \mu\text{m}$. La muestra se coloca en una plataforma motorizada, de modo que la posición de la fractura respecto de la burbuja láser se controla y modifica fácilmente.

Al igual que en secciones anteriores, para completar el entendimiento físico de los fenómenos se realizan simulaciones numéricas. Nuevamente se realizan con openFOAM, simulando las fases necesarias para la burbuja láser, el agua y el sólido. Las condiciones iniciales se ajustan al experimento para tener la mejor concordancia. Además, para simular una cavidad que permita la nucleación de una burbuja, se modela también un pequeño daño en el vidrio que se coloca a determinadas distancias d de la burbuja láser. Esta cavidad, similar de la fractura en el vidrio, se coloca llena de aire. Las simulaciones se realizaron en Departamento de Materia Blanda de la universidad Otto Von Guericke, en Magdeburg, Alemania, por el M. en C. Hendrik Reese. Algunos detalles se pueden encontrar en el [aéndice C](#).

En la figura 4.13, se observa una comparación entre los experimentos y las simulaciones para el caso particular de la fractura colocada en $d = 175 \mu\text{m}$. En

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

cada cuadro, en la parte superior, se muestra la fotografía estroboscópica (plano xy); en la parte de abajo está el correspondiente cuadro extraído de la simulación (plano xz).

Las fotografías estroboscópicas se recortan para mostrar solo $x > 0$, con la finalidad de tener una mejor comparación con las simulaciones. El medio círculo oscuro que se propaga lentamente en las fotografías es la burbuja inducida por el láser. La región delgada y oscura, que se propaga rápidamente, es la onda de choque.

En la simulación, la mitad superior de cada cuadro corresponde a la parte líquida. Ahí, se tiene la burbuja láser y se propaga la onda de choque. La mitad inferior corresponde a la superficie sólida, donde se propaga la onda de Rayleigh. Se observa también un pequeño recuadro negro, colocado precisamente sobre la cavidad simulada, en $d = 175 \mu\text{m}$. El acercamiento detallado de este recuadro, para cada retraso temporal mostrado, se tiene en la parte de abajo de esta misma figura.

En el primer cuadro, a los 50 ns, se observa claramente la propagación de la onda de choque en el líquido y de la onda de Rayleigh en el sólido, esta última solo en la simulación como la región positiva del componente σ_{xx} del tensor de esfuerzos. Para este tiempo, esta región positiva de σ_{xx} aún no alcanza la fractura, por lo que ni el daño ni burbujas se observan en la fotografía.

A los 65 ns, la onda superficial ya pasó por la posición del daño en el sólido. En la fotografía se observa que el daño y las burbujas sobre él, comienzan a ser visibles. En el acercamiento a la simulación notamos que el aire dentro de la cavidad se comienza a expandir y *sale*, formando una pequeña burbuja sobre la cavidad. En el cuadro siguiente, correspondiente a 90 ns, las burbujas han crecido y son fácilmente visibles. Esta expansión alcanza su máximo a los 95 ns, justo antes de que la onda de choque pase por esa posición. A los 100 ns la onda de choque ya pasó por la posición de la burbuja sobre el daño. Aunque en la fotografía no se percibe un cambio significativo en el tamaño de las burbujas, en la simulación se observa que ha comenzado a disminuir. En el cuadro correspondiente a 120 ns, las burbujas han colapsado completamente y el daño ha dejado de ser visible. El tiempo de vida de las burbujas inducidas sobre la fractura es de aproximadamente 40 ns, es decir, una frecuencia de oscilación de 25 MHz.

En la figura 4.14 se observa el detalle de las burbujas formadas sobre la fractura para cuatro distancias, $d_1 = 75 \mu\text{m}$, $d_2 = 125 \mu\text{m}$, $d_3 = 175 \mu\text{m}$ y $d_4 = 235 \mu\text{m}$. A la izquierda se muestran el acercamiento de las fotografías estroboscópicas centradas en cada d ($30 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$). A la derecha, se muestran los acercamientos a las cavidades de las simulaciones numéricas ($10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$).

El intervalo temporal de visualización de las burbujas (tiempo de vida) es mayor

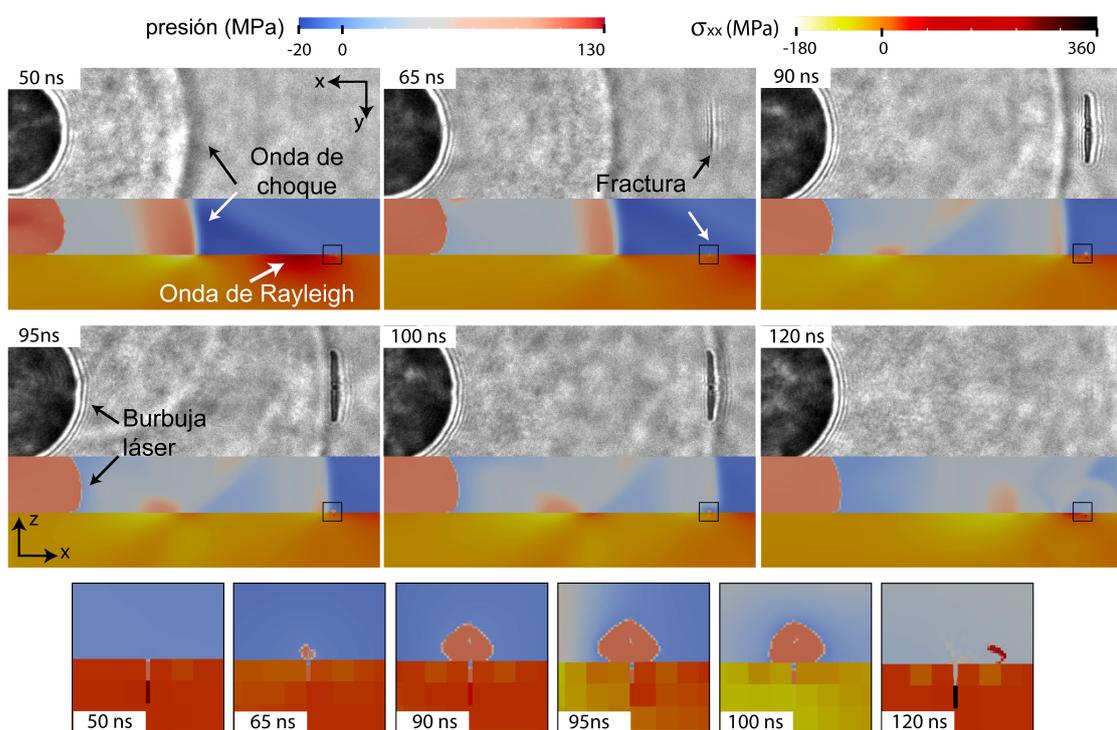


Figura 4.13: Secuencia estroboscópica de la generación de burbujas sobre el daño colocado en $d = 175 \mu\text{m}$. Se observa la comparación entre experimentos y simulación. Las fotografías miden ($70 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$), mientras que las simulaciones miden ($50 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$). La posición de la cavidad simulada se observa aumentada en los recuadros de abajo ($7 \mu\text{m} \times 7 \mu\text{m}$).

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

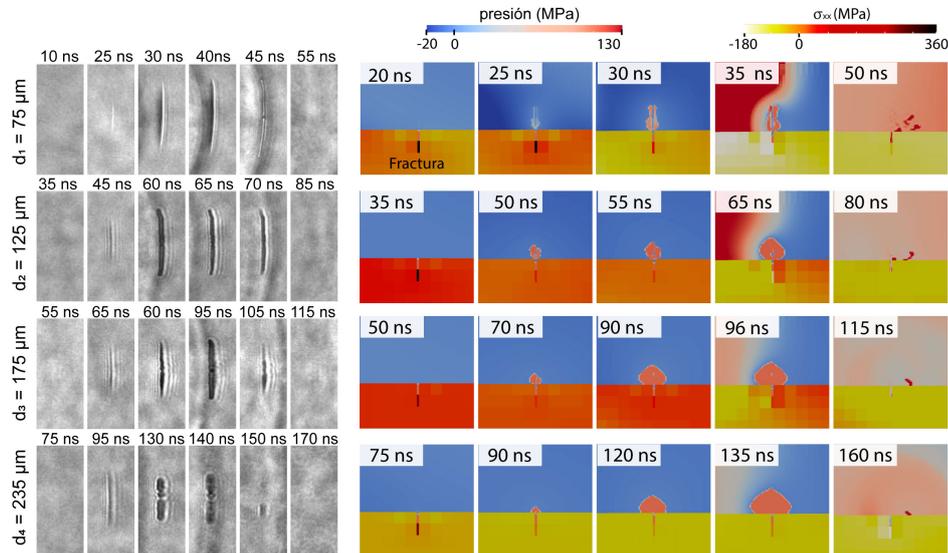


Figura 4.14: Izquierda, detalle de la secuencia estroboscópica de la generación de burbujas sobre el daño colocado para $d_1 - d_4$. Derecha, cuadros extraídos de las simulaciones para las mismas posiciones de la fractura. Las fotografías miden ($30 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$), mientras que las simulaciones miden ($10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$).

mientras más alejada se encuentra la fractura de la posición de origen de la burbuja láser. Para $d_4 = 235 \mu\text{m}$ este tiempo de cercano a 70 ns (14.3 MHz), mientras que para $d_1 = 75 \mu\text{m}$ es de solo 20 ns (50 MHz). Además, se observa que mientras más cercana es d , el ancho de las burbujas es menor, i.e., el radio de las burbujas que se forman sobre la fractura es más pequeño. Es importante enfatizar que en las simulaciones no se modelan burbujas, sino una cavidad llena de aire, la cual se expande y colapsa, debido a las presiones inducidas por las diferentes ondas, tanto en el líquido como en el sólido.

En la figura 4.15(a), se observa la dinámica de las diferentes ondas identificadas. Los símbolos negros corresponden a la posición de la onda de choque extraída de los experimentos, con las fotografías estroboscópicas. La línea continua negra representa la onda de choque de la simulación ($\sim 1800 \text{ m/s}$), la cual se extrae a partir de la posición con mayor presión en el líquido. La línea gris es la onda de Rayleigh ($\sim 3150 \text{ m/s}$), extraída a partir de la posición de máximos para el componente σ_{xx} , en la superficie. La línea gris más clara se identifica como la *onda de volumen* (bulk wave) (5100 m/s). Las líneas punteadas representan cuatro posiciones diferentes de la fractura, $d_1 = 75 \mu\text{m}$, $d_2 = 125 \mu\text{m}$, $d_3 = 175 \mu\text{m}$ y $d_4 = 235 \mu\text{m}$. Los recuadros grises sobre cada línea, son el tiempo de visualización de las burbujas sobre el daño

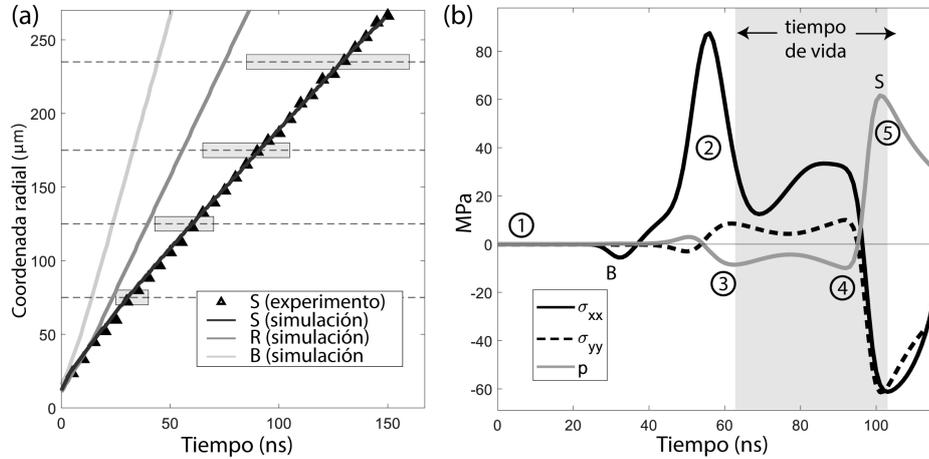


Figura 4.15: (a) Dinámica de las ondas identificadas en los experimentos y simulaciones. Los triángulos son los datos extraídos de los experimentos, mientras que las líneas son extraídas de la simulación. En negro, la onda de choque. En gris la onda de Rayleigh. En gris claro, la onda de volumen (bulk wave). (b) Perfil de presión, componentes σ_{xx} y σ_{zz} para $d = 175 \mu\text{m}$. Se identifican los momentos 1-5 de la figura 4.12. El recuadro gris representa el tiempo de visualización del daño para esta posición.

para cada posición. Podemos notar que el primer momento de observación se da poco después que la onda de Rayleigh ha pasado por la respectiva posición, y que la última visualización es poco después del paso de la onda de choque.

En la figura 4.15(b), se muestran los perfiles de la presión (p , línea gris) y de los componentes del tensor de esfuerzos, σ_{zz} (línea negra) y σ_{zz} (línea punteada), extraídos en la interfaz ($z = 0$) para la posición $d = 175 \mu\text{m}$, en una simulación efectuada sin ninguna cavidad. Algunos momentos importantes están identificados con números del uno al cinco, como en la figura 4.12. Al inicio, la posición se encuentra sin perturbación (1), pues ninguna onda ha llegado aún a esta posición. A los 33 ns se observa un pequeño pico negativo (-5.44 MPa) en el componente σ_{xx} , asociado al paso de la onda de volumen. Poco antes de los 40 ns, el componente σ_{zz} del esfuerzo, comienza a crecer hasta llegar a su máximo (87.4 MPa) a los 56 ns (2). El componente σ_{zz} del tensor de esfuerzos está relacionado directamente con el desplazamiento vertical de la superficie y, por lo tanto, se relaciona también con el cambio de presión en el líquido cerca de la interfaz. Poco después de los 40 ns, se observa un ligero decrecimiento en el componente σ_{zz} , que induce un ligero crecimiento en la presión. Ambos cruzan el cero al mismo tiempo (54 ns), y mientras el componente σ_{zz} crece, la presión se hace negativa (3).

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

Estos eventos, (2) y (3), son los que permiten la nucleación de burbujas en la posición de la fractura. La fractura actúa como una cavidad que puede tener un poco de aire atrapado, al verse modificada por los valores del componente σ_{xx} , se abre (2). Mientras que el daño se abre, la presión en el líquido comienza a decrecer hasta ser negativa, lo que permite que se induzca la generación de burbujas (3). Los mínimos locales de presión que se observan son de -8.5 a los 62 ns, y de -9.94 MPa a los 92 ns.

La región de presión negativa se mantiene poco más de 20 ns, lo que permite que la burbuja se expanda (4). Esta expansión se ve bruscamente interrumpida por la llegada de la onda de choque a la posición del daño (5). El gran pico de presión positiva (61.6 MPa), induce el colapso de la burbuja inducida.

La región sombreada gris corresponde al tiempo de visualización de las burbujas sobre la fractura en esta posición, determinado con las fotografías estroboscópicas ($65-105$ ns). Su visualización (tiempo de vida observado) comienza cerca del punto de menor presión, y concluye poco después de que la onda de choque pasa.

4.2.2. Tiempo de vida en función de la posición

Para medir los tiempos de vida en función de la distancia como se ha descrito hasta aquí, se presentan dos problemas. El primero es que la iluminación de las fotografías estroboscópicas es de 6 ns de modo que permiten medir tiempos de vida con un error aceptable si este tiene el orden de unas decenas de nanosegundos. En la figura 4.15(a), se observa como para $d_1 = 75 \mu\text{m}$, el tiempo de vida es cercano a 20 ns. Para distancias más pequeñas, se espera que el tiempo disminuya monotónicamente. El error en la medición con esas fotografías sería entonces cada vez más cercano al valor medido. El segundo es que la fotografía estroboscópica toma una sola fotografía por experimentos, y la dinámica se extrae de muchos experimentos, cada uno tomado con diferente retraso. Cuando el fenómeno observado es repetible, no hay mayor problema. Pero si se observa un fenómeno sin repetibilidad, la medición de los parámetros puede llevar a conclusiones incorrectas o mediciones sin sentido.

Para solucionar ambos problemas, al igual que en la sección 3.1, se propone el uso de la cámara tipo *Streak*. Aprovechando la simetría del problema (sobre $y = 0$), se puede obtener la dinámica para cada experimento en una sola imagen.

En la figura 4.16(a), se observa un ejemplo de fotografía obtenida con la cámara *Streak*. Las líneas blancas punteadas representan el eje espacial (x , vertical) y temporal (t , horizontal). Su intersección indica el origen, es decir, la coordenada espacial y temporal de generación de la burbuja inducida por el pulso láser. Esta burbuja se identifica como la región oscura que se expande lentamente (~ 200 /m/s).

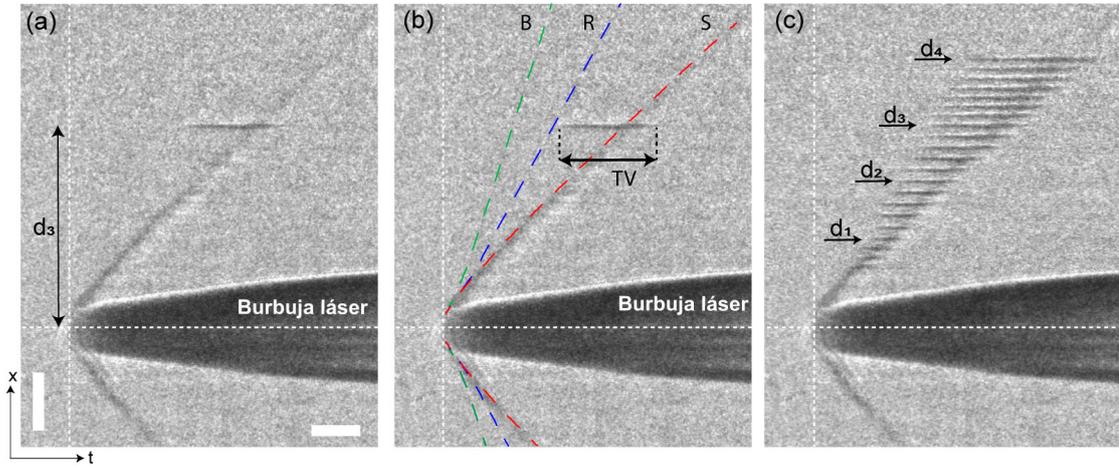


Figura 4.16: Fotografías *Streak* para observación de burbujas sobre fractura. (a) $d = 175 \mu\text{m}$, se indica la distancia, la burbuja láser y se observa la onda de choque simétrica. (b) $d = 175 \mu\text{m}$, se indica el tiempo de vida (TV) y las diferentes ondas, de choque en el líquido (S), de Rayleigh (R) y bulto (B), en el sólido ambas. (c) Superposición de 21 fotografías con diferente d . La barra de escala horizontal equivale a 25 ns, la vertical a 50 μm .

Debido a la diferencia de densidad inducida por la presión, en las fotografías podemos ver la onda de choque que se propaga simétricamente, hacia arriba y hacia abajo. Para tiempos cercanos al cero, se observa que la onda de choque está muy bien definida, y que después se vuelve más difusa, debido al decaimiento de la presión. La fotografía representa el experimento para la posición $d = 175 \mu\text{m}$. Antes de la llegada de la onda de choque, en esa posición se genera una región oscura, la cual desaparece una vez que la onda de choque pasa. Se identifica a esta región como la burbuja generada sobre la fractura. Con este tipo de fotografía, como se observa, es posible medir el tiempo de vida de esta burbuja para cada experimento realizado.

En la 4.16(b), se observa la misma fotografía que en (a), pero con los perfiles superpuestos de las diferentes ondas, extraídos de la simulación. En rojo el perfil de la onda de choque (S) sobre el fluido, en azul la onda de Rayleigh (R) y en verde la onda de volumen (B), estas últimas dos sobre la superficie del sólido. Se identifica el *tiempo de vida* (TV) de la burbuja en esa posición. Notemos que el primer momento en que se observa la burbuja se da poco después que pasa la onda de Rayleigh.

En la 4.16(c), se observa la superposición de 21 imágenes. Cada fotografía se toma para una posición diferente del daño. Se indican las cuatro distancias ($d_1 - d_4$),

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

que se estudiaron en la sección previa con fotografía estroboscópica. La distancia más grande estudiada es $d_4 = 235 \mu\text{m}$, debido a que para distancias más grandes no se forman burbujas (para la energía usada). La distancia más pequeña que se muestra es $d = 50 \mu\text{m}$. Aquí el tiempo de vida es suficientemente pequeño para fácilmente confundirse con la onda de choque. Se puede distinguir de la onda de choque porque la burbuja que se forma es un poco más oscura. Se espera que para distancias más pequeñas el tiempo de vida sea aún menor, pero debido los esfuerzos tan grandes en el sólido, la fractura se ve modificada, alterando las condiciones experimentales.

Para cada distancia se realizan 40 experimentos. Se genera un programa en *matlab* para automatizar la medición del tiempo de vida. Para la distancia más grande, el tiempo de vida obtenido es de (71 ± 6) ns, mientras que el más pequeño es de tan solo (9 ± 3) ns. Estos tiempos para $d_4 = 235 \mu\text{m}$ y $d = 50 \mu\text{m}$, respectivamente. En términos de la frecuencia de oscilación, las burbujas observadas van de 14 MHz, hasta los 111 MHz.

4.2.2.1. Ecuación de Rayleigh-Plesset modificada

Para realizar un análisis más completo de la dinámica de las burbujas inducidas sobre la fractura, usamos la ecuación de Rayleigh-Plesset, la cual describe (idealmente) la dinámica de una burbuja esférica,

$$\rho \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = p_g - P_0 - P(t) - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} - \frac{2S}{R}, \quad (4.1)$$

con $R(t)$ el radio de la burbuja, $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$, p_g la presión del gas dentro de la burbuja, P_0 (1 atm) la presión en el líquido lejos de la burbuja, S es la tensión superficial del agua (72.1 mN/m), μ (1 mPas) la viscosidad y $P(t)$ el pulso de presión en la posición de la burbuja. La deducción de esta ecuación, a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes, se puede encontrar en textos clásicos como el de Brennen [93]. Se ha utilizado para describir dinámica de burbujas que oscilan, entre colapso y expansión de forma cíclica, debido a pulsos de presión generado por transductores [83]. Este principio, dentro de algunos otros, ha permitido estudiar el interesante fenómeno de sonoluminiscencia [20].

En el presente estudio, es importante considerar la compresibilidad del agua, de modo que se usa la ecuación de Rayleigh-Plesset modificada [20]

$$\rho \left(R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right) = p_g(t) - P_0 - P(t) - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} - \frac{2S}{R} + \frac{R}{c} \frac{dp_g}{dt}, \quad (4.2)$$

donde c es la velocidad del sonido en el líquido (1500 m/s). Debido a que los pulsos del láser tienen una duración de 6 ns, la difusión térmica es más lenta [58], por

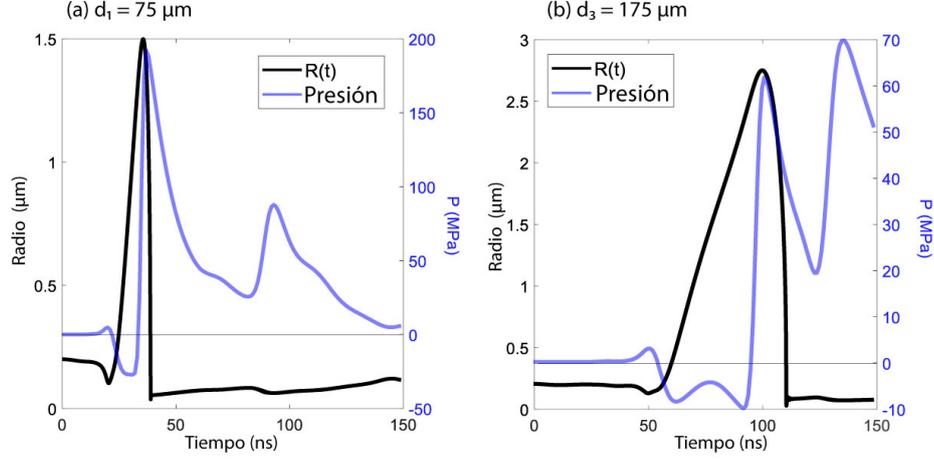


Figura 4.17: Soluciones de la ecuación modificada de Rayleigh-Plesset para $d_1 = 75 \mu\text{m}$ (izquierda) y $d_3 = 175 \mu\text{m}$ (derecha). En azul se muestra el perfil del pulso de presión en cada posición.

lo que se considera el proceso como adiabático. Para describir el gas dentro de la burbuja, se usa la ecuación de Van-der-Waals,

$$p_g(t) = \left(P_0 + \frac{2S}{R_i} \right) \left(\frac{R_i^3 - h^3}{R^3(t) - h^3} \right)^\gamma, \quad (4.3)$$

donde R_i es el radio inicial de la burbuja, γ ($4/3$, vapor de agua) es el coeficiente adiabático, y h es el radio de Van-der-Waals (*hard-core radius*) del gas dentro de la burbuja. En algunos trabajos se ha discutido el valor de h dependiendo del gas. Toegel et al. [94], explica que para vapor de agua y argón, el valor difiere por menos del 5%, de modo que se puede usar el valor para argón en este trabajo ($h = R_i/8.86$).

El perfil de presión para las diferentes posiciones se extrae de la simulación en la que no se tiene ninguna cavidad. Se crea un programa en *matlab* para resolver numéricamente la ecuación diferencial.

En la figura 4.17, se observa la evolución temporal del radio de una burbuja para dos perfiles de presión diferentes, es decir, se grafican las soluciones de la ec. 4.2. El perfil de presión obtenido de las simulaciones VoF se muestra en azul (escala en el eje derecho), mientras que las soluciones de la ecuación modificada de Rayleigh-Plesset se muestran en negro (escala en el eje izquierdo).

A la izquierda, en (a), se muestra el caso $d_1 = 75 \mu\text{m}$. La presión se comienza a hacer negativa a los 22 ns, llega a un mínimo de -27 MPa a los 30 ns y regresa a

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

ser positiva a los 34 ns. Al colocar una burbuja en esa posición con un radio inicial $R_i = 200$ nm, se observa que comienza su expansión a los 23.56 ns, llegando a un tener un radio máximo de $1.5 \mu\text{m}$ a los 35.79 ns, para después colapsar rápidamente a los 38.79 ns. Esta solución da un tiempo de vida de 15.2 ns. A la derecha, en (b), se muestra la solución para $d_3 = 175$ ns. El perfil de presión es el mismo de la figura 4.15. La burbuja comienza su expansión a los 56.67 ns, alcanza un máximo de $2.74 \mu\text{m}$ a los 100 ns y colapsa a los 110.52 ns. El tiempo de vida es entonces 53.85 ns.

Los valores obtenidos para el tiempo de vida con la ecuación 4.2, son muy similares a los medidos tanto estroboscópicamente y con la cámara *Streak*. Sin embargo, notemos que la dinámica de la burbuja depende su radio inicial. Las soluciones descritas se calcularon con $R_i = 200$ nm. Asumimos que el radio inicial es de ese orden debido al estudio de la fractura de la sección anterior. El radio inicial de la burbuja podría ser un poco más pequeño, pero también un poco más grande, por lo que es necesario analizar diferentes radios iniciales y comparar la dinámica.

En la figura 4.18(a) se observa la comparación de la evolución temporal de la solución de la ecuación de Rayleigh-Plesset en función del tiempo para diferentes radios iniciales. La posición para la cual se extrae la presión es $d_3 = 175 \mu\text{m}$. El eje y (radio de la burbuja) se encuentra en escala logarítmica. Para $R_i = 8$ nm no se observa expansión, mientras que para $R_i = 9$ nm se observa un pico cerca de los 90, ns. Este pico mide menos de 200 nm, por lo que difícilmente sería visible. Para $R_i = 10$ nm, el radio máximo es de $2.14 \mu\text{m}$, a los 99 ns, i.e., una expansión de 214 veces su tamaño inicial. Para $R_i = 100$ nm el radio máximo es de $2.65 \mu\text{m}$, a los 100 ns, i.e. 27 veces más grande. Para $R_i = 1 \mu\text{m}$ el radio máximo es de $2.86 \mu\text{m}$, a los 100 ns, i.e. solo 2.86 veces más grande que su radio inicial. Este factor de expansión se vuelve más pequeño mientras mayor sea el radio inicial. Independientemente del factor de expansión, notemos que la dinámica es básicamente la misma siempre que el radio inicial de la burbuja sea mayor a 10 nm. Para $R_i > 200$ nm se observan pequeñas oscilaciones después del fuerte colapso.

En general, una burbuja no se expande si la tensión superficial de la burbuja es más grande que la presión (tensión) que actúa sobre su superficie, más la presión del gas de la burbuja misma. El radio crítico para el cual la burbuja no se expande se conoce como *Límite de Blacke* [93],

$$P_{\min} = p_v - \frac{4S}{3R_{\text{crit}}}, \quad (4.4)$$

donde P_{\min} es el valor mínimo del pulso de presión, y p_v es la presión de vapor.

Arriba, en la figura 4.18(b), se grafica la presión mínima en función de la distancia d . Se observa que no hay presiones negativas antes de $d = 26 \mu\text{m}$. La presión

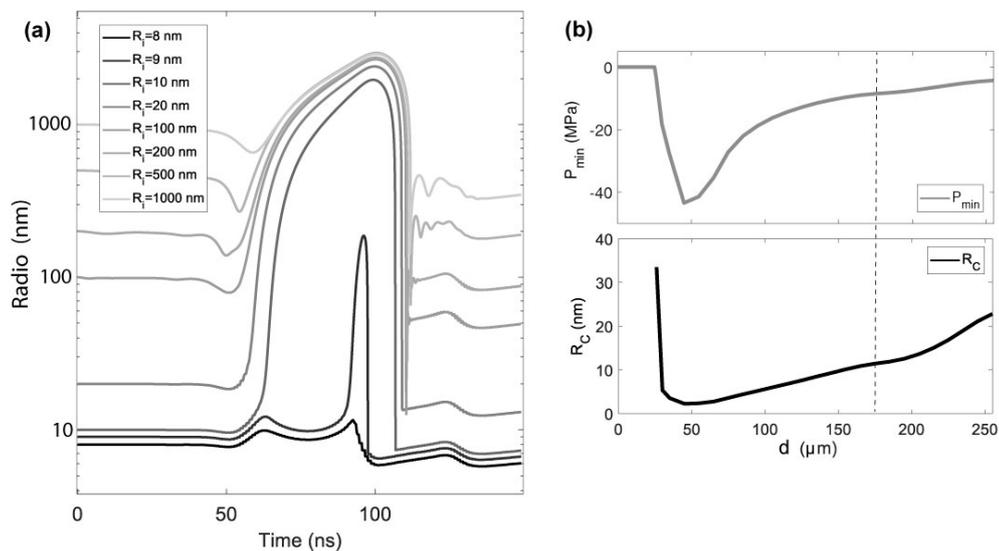


Figura 4.18: (a) Soluciones la ecuación modificada de Rayleigh-Plesset en $d_3 = 175 \mu\text{m}$ para diferentes radios iniciales. (b) Arriba, presión mínima en función de la distancia d . Abajo, radio crítico de Blake en función de la distancia d .

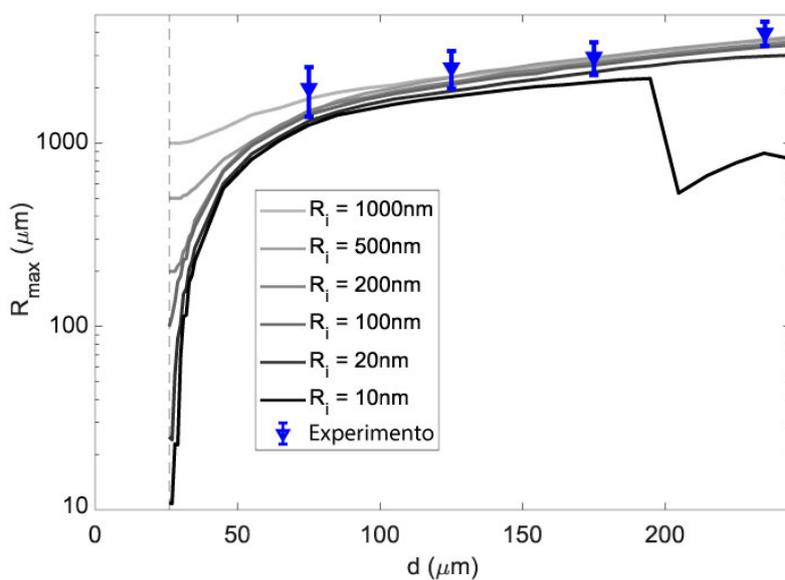


Figura 4.19: Radio máximo en función de la distancia d para diferentes radios iniciales. Los símbolos azules son los datos extraídos de los experimentos estroboscópicos.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

en cada punto va disminuyendo hasta llegar a un mínimo absoluto de -43 MPa en $d = 46$ μm . Después, la presión se vuelve cada vez menos negativa, tendiendo a cero. Abajo, en la misma figura, se grafica el radio crítico (R_c , límite de Blake). Debido a que no se tiene presión negativa antes de $d = 26$ μm , no hay radio para el cual se pueda formar una burbuja. El radio crítico para la primera presión negativa es de 34 nm. En el mínimo absoluto de presión, se tiene que el radio más pequeño para que una burbuja se expanda, es de solo 3 nm. Después el radio crítico tiene valores que aumentan progresivamente, pues la presión se va haciendo menos negativa en cada punto.

En la figura 4.19, se grafica el radio máximo en función de la distancia d para diferentes radios iniciales. Nótese el eje vertical está en escala logarítmica. Para $R_i = 10$ nm, se observa un decrecimiento abrupto poco antes de $d = 200$ μm . Esto se debe a que la presión mínima no es suficiente para expandir una burbuja con ese radio inicial. Para los radios mayores, el comportamiento es muy similar. Dado que mientras más grande sea el radio inicial, menor es la expansión, los radios máximos parecen tener un límite superior de 3 μm . Se observa también una buena concordancia entre los valores experimentales (medidos con las fotografías estroboscópicas) y los obtenidos con el modelo simple de Rayleigh-Plesset.

En la figura 4.20, se observa la comparación entre los datos experimentales, de las simulaciones y con el modelo de Rayleigh-Plesset. Los datos medidos con las fotografías *Streak* son los símbolos negros, con sus respectivas barras de error (desviación estándar). Los diamantes azules son los tiempos de vida obtenidos de las simulaciones numéricas, en donde el tiempo se mide a partir del momento en que comienza a salir y expandirse el aire de la cavidad, y termina una vez que el paso de la onda de choque sobre el fluido induce su colapso.

En el recuadro, se observa la forma de medición del tiempo de vida con el modelo simple de Rayleigh-Plesset (mod. RPE). El caso que se muestra para $d = 175$ μm , con $R_i = 20$ nm y $R_i = 200$ nm. Esta medición se ha descrito a detalle en párrafos anteriores. Las líneas continuas representan el tiempo de vida medido usando este modelo. La línea gris oscura para $R_i = 200$ nm, la gris claro para $R_i = 20$ nm. Observamos que la diferencia más grande entre ambos tiempos de vida, se da para distancias d más pequeñas. La línea punteada en $d = 26$ μm , indica la posición para la cual no hay expansión de burbuja, debido a que no hay presiones negativas antes de esta posición. La línea punteada en $d = 32$ μm representa la distancia más pequeña para la cual una burbuja con $R_i = 20$ nm crece al menos factor de 10. Es importante considerar que la resolución espacial (*Streak*) en el arreglo utilizado es de 0.6 $\mu\text{m}/\text{px}$, y dado que las burbujas inicialmente son invisibles, la suposición de $R_i < 300$ nm parece ser razonable. Además, el ancho de la fractura es menor a 100 nm.

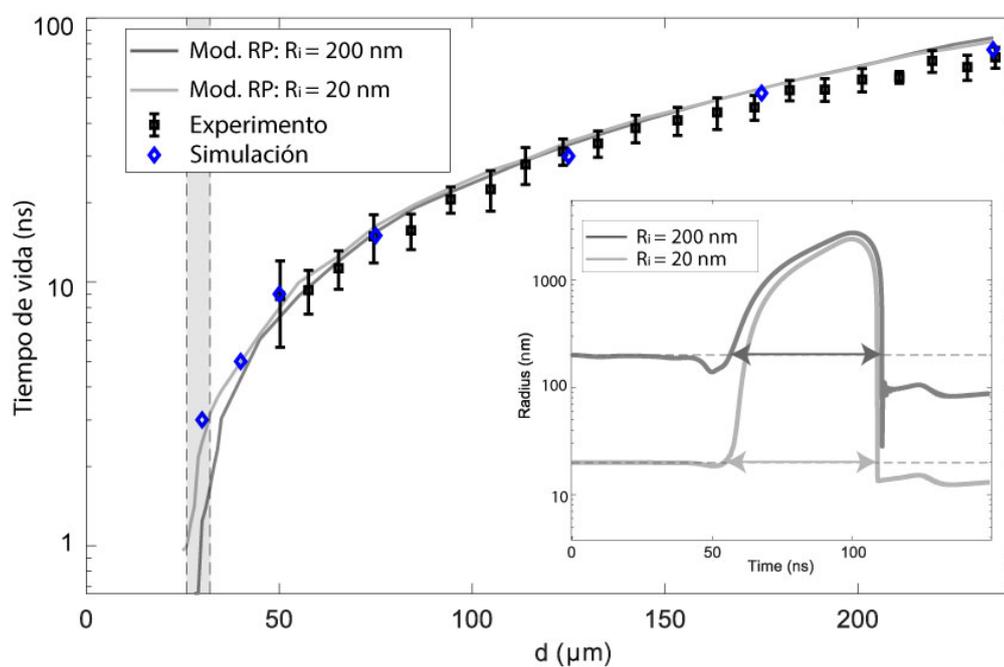


Figura 4.20: Tiempo de vida de las burbujas en función de la distancia. Los símbolos negros representan los valores experimentales, los símbolos azules son los tiempos medidos con las simulaciones VoF, y las líneas continuas los tiempos de vida medidas con el modelo simple de la ec 4.2. En el recuadro se indica la forma de medición de los tiempos de vida con el modelo simple RP para $d_3 = 175 \mu\text{m}$, con $R_i = 20 \text{ nm}$ y $R_i = 200 \text{ nm}$.

4.2.3. Daños sucesivos

La figura 4.16(c) mostró la superposición de 21 fotografías en diferentes posiciones. Ahí, se observó que el tiempo de vida de la burbuja comienza poco después de que pasa la onda de Rayleigh, y termina poco después de que pasa la onda de choque, que induce el colapso por la alta presión. En la sección 4.1.1.1, se explicó que es posible controlar la dirección y, en cierta medida, el tamaño de las fracturas inducidas sobre la superficie del vidrio. En la figura 4.11, se observó la estructura de varias líneas, paralelas entre sí y con una separación de 30 μm . Aquí, se presenta la generación de burbujas en fracturas consecutivas. Es decir, se crea un arreglo de fracturas, creadas con la geometría elíptica, y se induce la formación de burbujas sobre los daños.

En la figura 4.21(a), se observa un bosquejo de la geometría utilizada. La burbuja inducida por el pulso láser se genera en el origen ($x = y = 0$), el enfoque del pulso en el fondo del líquido induce la generación de la onda de choque y de ondas superficiales. En el dibujo se muestra esquemáticamente la onda de Rayleigh sobre el sólido. A ambos lados de la burbuja láser, se tiene la primera fractura, $x = \pm 105 \mu\text{m}$. Después se colocan otros cinco daños más, con una separación de 20 μm entre sí.

En la figura 4.21(b), se muestra la secuencia estroboscópica de visualización de los daños consecutivos, con la generación de burbujas sobre ellos. El círculo oscuro al centro corresponde a la burbuja láser. A ambos lados de la burbuja láser, se observa una sección de arco delgada y borrosa que se propaga rápidamente, correspondiente a la onda de choque. En el primer cuadro, a 40 ns respecto de la generación de la burbuja láser, se nota que las burbujas sobre los primeros daños comienzan a expandirse, i.e. se comienzan a visualizar. En los cuadros sucesivos se observa que las burbujas se comienzan a formar sobre cada daño poco a poco, mientras que la onda de choque las va colapsando una vez que pasa por esa posición. En el último cuadro la onda de choque ha pasado por todas las posiciones donde hay daño, de modo que no se observa más que el líquido. En el cuadro correspondiente a 90 ns, se observa algo interesante. La onda de choque ha pasado por el daño número cuatro, colocado a 165 μm del origen. A la derecha el quinto daño es visible (incluso desde los 85 ns). Sin embargo, a la izquierda el daño no es visible. Más aún, el sexto daño, que comienza a ser visible a la izquierda en el mismo cuadro a los 90 ns, no se observa en la parte derecha.

En la figura 4.21(b), se observa una fotografía tipo *Streak* para los doce daños. Las líneas punteadas indican los ejes, la horizontal el tiempo (t) y la vertical el espacio (x). Su intersección representa el origen (espacial y temporal). La zona oscura en el centro y que se expande lentamente, es la burbuja inducida por el

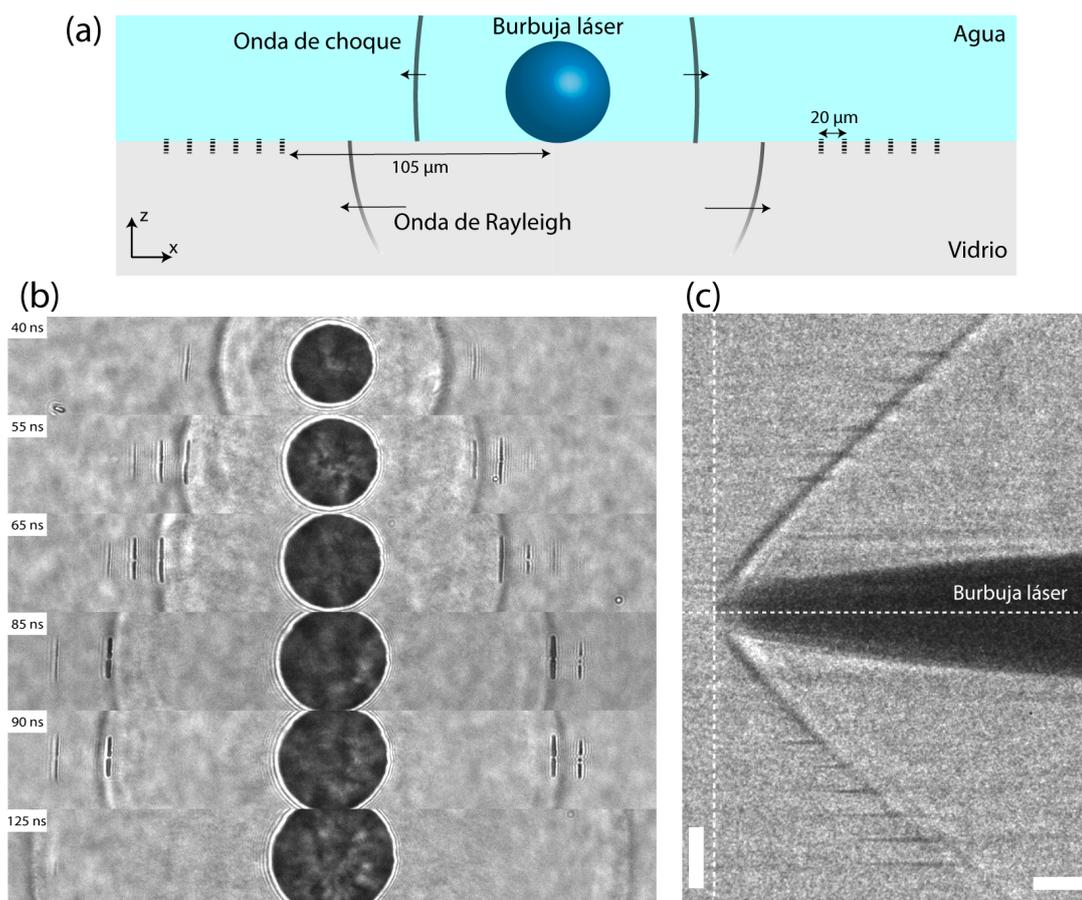


Figura 4.21: Generación de burbujas en daños sucesivos. (a) Esquema de la geometría de la burbuja láser y doce fracturas sobre la superficie del vidrio. (b) Secuencia estroboscópica de visualización de burbujas sobre doce daños sucesivos. El tamaño de cada foto es de $475 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$. (c) Fotografía *Streak* de las burbujas observadas al mismo tiempo. La barra de escala horizontal equivale a 25 ns, la vertical a $50 \mu\text{m}$.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

pulso láser. La onda de choque es la línea oscura que se propaga rápidamente de forma simétrica, hacia arriba y hacia abajo, i.e., en ambas direcciones del eje x . De forma similar a lo descrito en la sección anterior, se observa que antes de la llegada de la onda de choque a las posiciones de las fracturas, se comienza a observar una burbuja. Esta burbuja colapsa rápidamente una vez que la onda de choque pasa por la posición. Mientras que en (a) son necesarias al menos seis fotografías, cada una de un experimento diferente, para visualizar todos los daños, con este tipo de fotografía se estudia todo en un solo experimento.

Se debe notar que las burbujas están colocadas simétricamente sobre el eje x , e igualmente espaciadas $20\ \mu\text{m}$ entre sí. Sin embargo, no se observa exactamente *lo mismo*. Se espera que mientras mayor sea la separación respecto de $x = 0$, mayor sería el tiempo de vida de las burbujas, pero en la parte de arriba se observa que las seis burbujas miden aproximadamente lo mismo. Incluso la cuarta burbuja (de abajo hacia arriba) parece ser la que menos mide. Algo similar ocurre en la parte de abajo ($-x$), en donde la burbuja con menor tiempo de vida parece ser la segunda y no la primera (de arriba hacia abajo).

Las secuencias estroboscópicas se realizan tomando tres fotografías para cada retraso, e.g. si la secuencia va de 0 a 100 ns, con fotografías cada 5 ns, se toman en total 150 fotos (50 retrasos \times 3 repeticiones). Es importante mencionarlo porque durante las primeras repeticiones todas las fracturas eran visibles, y conforme se hicieron más repeticiones fueron *desapareciendo*. Al final solo entre dos y cuatro fracturas eran visibles.

En el caso de la fotografía *Streak*, teniendo en consideración que después de varias repeticiones algunas fracturas se volverían invisibles, se generó el arreglo con los doce daños y se tomó la secuencia *Streak*. La fotografía mostrada es la segunda que se obtuvo. Las burbujas sobre algunos daños disminuyeron su tiempo de vida progresivamente, hasta que dejaron de formarse y no se pudieron observar más.

Este comportamiento es sumamente complejo, y difiere bastante en cuanto a repetibilidad respecto a los experimentos con una sola fractura. En algunas investigaciones se ha estudiado la atenuación de ondas superficiales en sólidos debido a la presencia de fracturas [87, 95]. Esta atenuación podría generar presiones cada vez menos negativas, insuficientes para inducir la generación de burbujas. Sin embargo, esto no explica que las burbujas se dejen de ver progresivamente en función del número de experimentos realizados. Es probable que, en cada experimento realizado, se modifica un poco la estructura de la fractura sobre la superficie del vidrio. Se podría hacer un poco más ancha, de modo que la atenuación en cada experimento va aumentando. Lamentablemente, ese análisis completo supera los objetivos de la presente tesis.

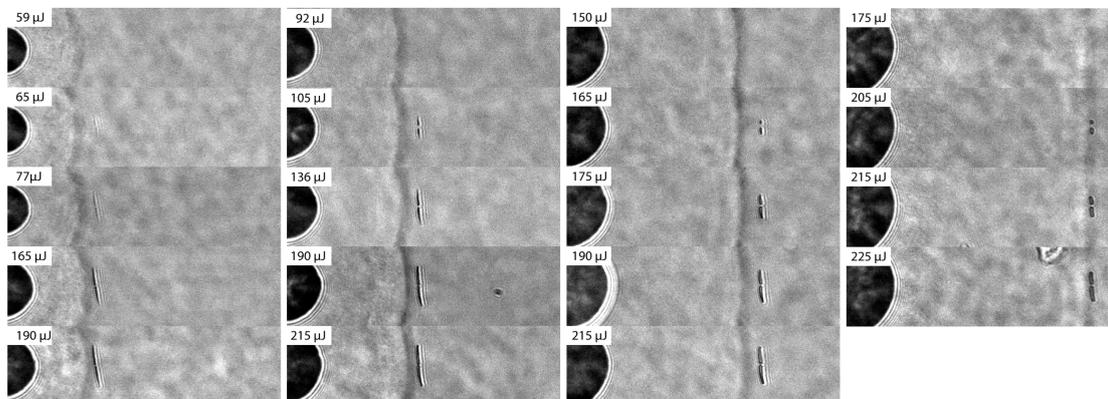


Figura 4.22: Generación de las burbujas en función de la energía para las distancias $d_1 - d_4$.

El tamaño de cada cuadro es de $475 \mu\text{m} \times 70 \mu\text{m}$.

4.2.4. Cavitación sobre fractura en función de la energía

El análisis detallado de la generación de burbujas sobre la fractura se realizó con una energía constante de $(200 \pm 4) \mu\text{J}$. Para ese valor, se aseguró que se formaran burbujas para la distancia más larga estudiada ($d_4 = 235 \mu\text{m}$). Dejar fijo el parámetro de la energía, simplificó, entre otras cosas, las simulaciones numéricas VF. Las condiciones iniciales de una simulación se ajustaron al experimento, de modo que las simulaciones con las cavidades en diferentes posiciones tenían las mismas condiciones.

Sin embargo, resulta natural pensar que hay un umbral de energía para el cual se generan las burbujas sobre la fractura, es decir, existe una energía umbral para la cual se induce la presión negativa suficiente que permita que una burbuja se expanda. Completar este estudio con simulaciones, ajustando para cada posición diferentes energías, podría resultar muy complejo. En esta subsección se presenta, experimentalmente, este umbral de energía en función de las cuatro posiciones estudiadas, $d_1 - d_4$.

En la figura 4.22, se tienen fotografías estroboscópicas de la generación de burbujas sobre la fractura en función de la energía utilizada. Cada columna corresponde a una distancia, $d_1 - d_4$, de izquierda a derecha. Para cada d las fotografías se toman con el mismo retraso, la única variación es la energía, la cual se mide antes de que el pulso láser entre al microscopio invertido.

Para d_1 , columna de la izquierda, notamos que con la energía de $59 \mu\text{J}$, no hay formación (visible) de burbujas. Usando $65 \mu\text{J}$, las burbujas comienzan a ser visibles, aunque siguen siendo muy tenues. Se observa que, a mayor energía, mayor

contraste en la zona de generación de burbujas, lo que indica que la densidad es más diferente y, por lo tanto, las burbujas han crecido lo suficiente para que se observe ese cambio. En los últimos dos cuadros, correspondientes a energías de $165 \mu\text{J}$ y $190 \mu\text{J}$, es importante notar que la fractura se ve *más larga* (de arriba hacia abajo), pero no más ancha. Es decir, se han generado más burbujas a lo largo de la fractura, debido a que la región de presión negativa es más grande, pero el radio máximo de las burbujas parece tener un límite. Este mismo comportamiento se observa para las demás distancias. Para d_2 , la energía umbral es de $105 \mu\text{J}$. Con energías de $190 \mu\text{J}$ y $215 \mu\text{J}$, el radio de las burbujas parece haber llegado a su límite. Para d_3 y d_4 , la energía umbral es de $165 \mu\text{J}$ y $205 \mu\text{J}$, respectivamente. Nuevamente, en los dos últimos cuadros, las burbujas parecen haber llegado a su radio límite. Nótese que la energía umbral de generación de burbujas sobre la fractura, parece tener una relación lineal.

4.3. Perforación de sustrato

En algunas investigaciones, se ha estudiado la generación de daño sobre superficies sólidas inducido por ondas. Por ejemplo, en el trabajo de Zhang et al. [50], usando ondas de choque producidas en agua, se estudió el daño generado por las ondas superficiales en un sustrato de vidrio, inducidas por las ondas de choque en función de la altura a la que se generan las ondas. En ese estudio se explica la propagación circular del daño a partir de daños preexistentes en la superficie del vidrio. Además, se muestra que después de muchos disparos sucesivos, se forman pequeñas fracturas curvilíneas.

En la sección 4.1.1.1 de este trabajo, se mostró que utilizando una geometría elíptica de convergencia de ondas de choque en el líquido y superficiales en el sólido, se induce la generación de una fractura cuyo ancho es menor a 100 nm , y largo de solo unas cuantas micras. Se ha mostrado que usando la misma geometría, es posible *guiar* la fractura inducida para *grabar* estructuras simples sobre la superficie del vidrio, como cuadrados, triángulos y letras. Si bien, la estructura se *alarga*, su ancho no crece lo suficiente para hacerlo visible con la resolución del arreglo. Para observar la fractura se induce la generación de burbujas sobre ellos, como se ha detallado en la sección anterior.

En esta sección se estudia la propagación circular de esa fractura, así como la perforación del sustrato, generando estructuras tipo caparazón con ondas de choque y superficiales. Es decir, se genera una técnica *sin-contacto* para inducir daño y para perforar a escala micro.

En la figura 4.23, se observa un esquema del proceso propuesto para la propaga-

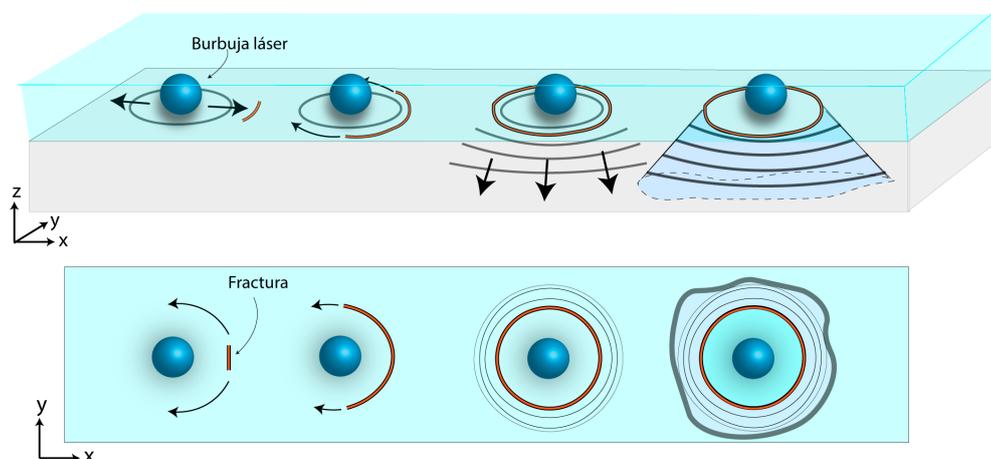


Figura 4.23: Esquema de propagación de daño usando una burbuja láser a una distancia d . Primero circularmente y después hacia abajo, hasta generar desprendimiento del sustrato vidrio Arriba la vista 3D, abajo corte en el plano xy .

ción circular de una fractura, así como de la perforación del sustrato. La geometría con la que se enfoca el pulso láser es una simple burbuja esférica. La fractura se coloca a una distancia d , del lugar de generación de la burbuja láser (origen, $x = y = z = 0$). Una vez que se genere la burbuja debido a la absorción del pulso láser por el líquido, se genera una onda de choque que golpea instantáneamente a la superficie sólida e induciendo la formación de una onda de Rayleigh. El componente σ_{xx} del tensor de esfuerzos, si es suficientemente grande, extenderá la fractura en zonas con igual esfuerzo, es decir, lo extenderá circularmente hasta que la fractura se alcance a sí misma del otro lado de la burbuja láser. De esta forma se genera una fractura circular. El daño se puede propagar ahora sobre eje z , es decir, hacia abajo de la superficie hasta alcanzar el otro extremo del sustrato hasta desprender un fragmento de vidrio. Este proceso se estudia generalmente en el estudio de proyectiles; sin embargo, aquí se estudia *en cámara lenta*, propagando el vidrio disparo a disparo y sin tener contacto directo con el vidrio.

4.3.1. Propagación circular de daño

En la figura 4.24, se observa una secuencia de fotografías estroboscópicas de la propagación circular de la fractura. El recuadro blanco, colocado en la parte arriba a la derecha de cada foto, indica el número de disparos realizados. En el primer cuadro, que corresponde al quinto disparo, la zona oscura en el centro es la burbuja inducida por el pulso láser con un retraso de 35 ns, mientras que el círculo, menos

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

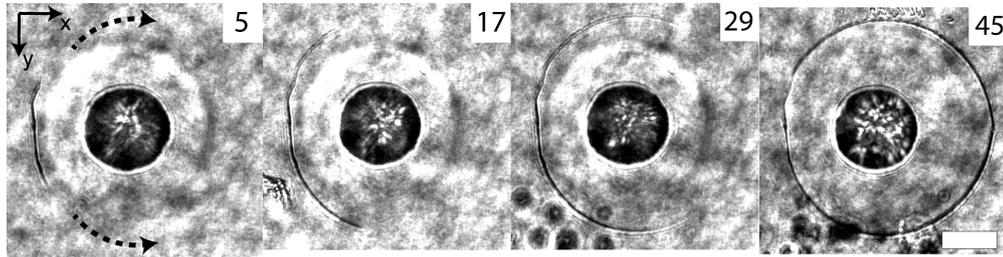


Figura 4.24: Secuencia estroboscópica de propagación circular de fractura. Cada recuadro blanco indica el número de experimentos realizados. La barra de escala equivale a 50 μm .

oscuro y borroso, es la onda de choque. Como se ha visto, este retraso temporal permite la visualización de las burbujas sobre el daño en el periodo que comprende el paso de la onda de Rayleigh y de la onda de choque. Todas las fotografías se tomaron con un retraso temporal de 35 ns respecto de la formación de la burbuja láser, cuando está a unas cuantas micras de la fractura y las burbujas son visibles. Para el caso mostrado en las fotografías, la fractura se colocó a 100 μm del origen.

En los siguientes cuadros se observa que la fractura se propaga formando una trayectoria semicircular. Después de 29 disparos, la fractura se ha expandido hasta formar un medio círculo, que termina por cerrarse en el disparo número 45 (en este cuadro el retraso temporal es de 45 ns). La trayectoria de propagación se explica por una razón muy parecida al usado para mostrar el *alargamiento*. Hay que recordar que para *alargar* una fractura, la muestra se movía unas cuantas micras, de modo que la región con mayor esfuerzo se desplace, alargando la fractura en cada movimiento. Es importante recordar que se necesitan cierta cantidad de disparos para generar la fractura, pero una vez que se tiene, se puede *alargar* en cada experimento. En el caso que aquí se presenta, de simetría axial, la fractura se propaga a lo largo de zonas con esfuerzo similar, es decir, en zonas circulares. Esto ha sido observado en otras investigaciones. Por ejemplo, Zhang et al. [50] estudió la propagación de defectos preexistentes sobre el vidrio usando ondas de Rayleigh inducidas por ondas de choque, analizando el daño en función de la altura a la que la onda de choque se generó.

Aquí, el daño ha sido colocado a una distancia controlada y, de la misma forma, se ha expandido hasta cerrar una trayectoria semicircular.

4.3.2. Daño tipo caparazón (perforación)

Al continuar con los disparos en el mismo sitio donde se cerró la trayectoria semicircular, la propagación de daño aumenta, pero ahora por debajo de la interfaz

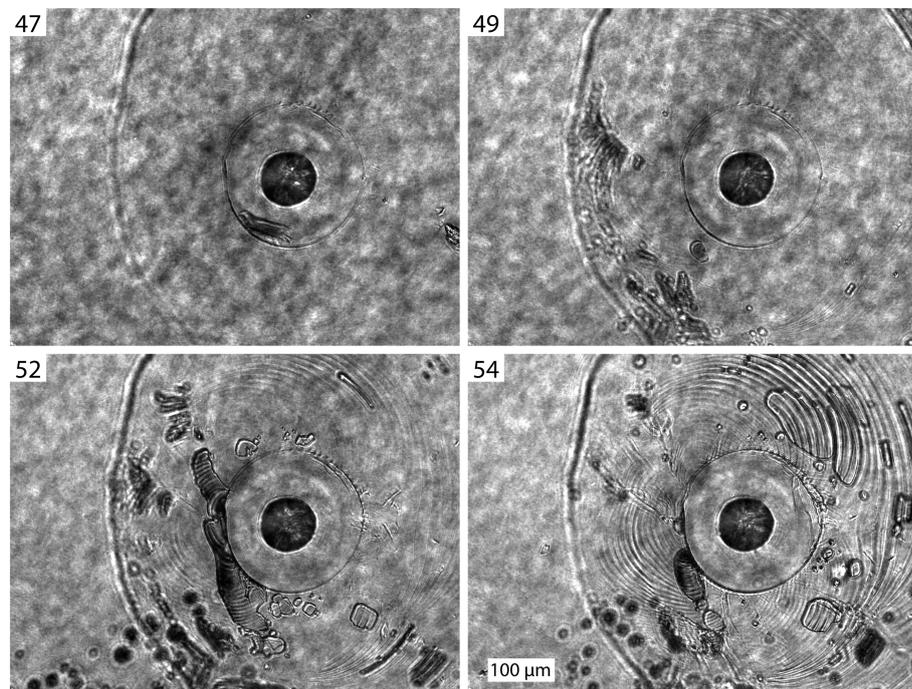


Figura 4.25: Propagación del daño y generación de estructuras semicirculares. En cada cuadro, el número de arriba a la izquierda indica el experimento realizado desde que se comienza a expandir circularmente el daño (continuación de la figura 4.24).

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

agua-sólido ($z < 0$). En el primer cuadro de la figura 4.25, correspondiente a 47 disparos, se puede notar una línea borrosa en la parte de abajo. Esta línea se nota borrosa debido a que está desenfocada, pues se encuentra en el fondo del vidrio, en $z = -160 \mu\text{m}$ (el foco se encuentra en $z = 0$). En el experimento número 49, se comienzan a observar estructuras semicirculares, entre la región que comprende la trayectoria semicircular (expandida) y la línea del otro lado del vidrio. Estas estructuras se vuelven más definidas en el disparo 52. Se observa que están a diferentes alturas, pues algunas se ven más desenfocadas que otras.

Después de 54 disparos, muchas estructuras semicirculares parecen haberse cerrado por completo. Las que se encuentran más lejos de la burbuja inducida por el láser, son más anchas que las que se encuentran más cerca. La fotografía completa no es suficiente para observar la región completa donde se ha propagado el daño.

Un experimento después, es decir, en el número 55. La estructura completa se desprende del sustrato en una sola pieza. El sustrato completo se limpia para ser analizado. Para obtener la topografía de la estructura formada, es necesario recubrir la superficie del vidrio con una delgada película de oro, aplicada por *sputtering*. Esta película permite que la luz sea reflejada, y no solo transmitida por el vidrio transparente. Con un perfilómetro óptico, se obtiene el perfil topográfico como el que se observa arriba en la figura 4.26. El perfil topográfico fue realizado por el Dr. Fabian Reuter, en la Universidad Otto Von Guericke, en Magdeburg, Alemania. La imagen corresponde a la vista *de abajo hacia arriba*, del cráter formado (eje xy). La barra de escala indica la profundidad (eje z).

El círculo central, cuyo radio promedio es de $\sim 100 \mu\text{m}$, es la fractura expandida circularmente, en $z = 0$. Veamos que la estructura se expande hacia abajo manteniendo simetría axial hasta $z = -50 \mu\text{m}$. Hasta esa posición, que se observa va del rojo al naranja, hay una distancia lateral de $175 \mu\text{m}$, medida desde el centro del círculo (marcado con una cruz). Sin embargo, la propagación de $z = -50 \mu\text{m}$ hasta $x = -160 \mu\text{m}$ pierde la simetría axial, manteniendo únicamente simetría lateral sobre $x = 0$. Lateralmente, el daño se propaga hasta $x \approx \pm 380 \mu\text{m}$. Hacia arriba hasta $y \approx 215 \mu\text{m}$, y hacia abajo hasta $y \approx -250 \mu\text{m}$.

El tipo de fractura generada después de sucesivos disparos, se identifica como *tipo caparazón*. En otros textos se le puede encontrar como tipo concha [96]. Este tipo de estructuras están formadas por fracturas semicirculares, paralelas entre sí. Se encuentran típicamente en rocas isotrópicas, como la obsidiana. Li and Moelle [97], explica que las fracturas (individuales) se generan por el cambio en la orientación de la fractura. McJunkins & Thornton [96] ha descrito como es que estas fracturas se forman en las zonas con máximo esfuerzo positivo (de tensión). Esto tiene sentido con lo que se observa en la simulación.

Abajo en la misma figura 4.26, se observa una simulación realizada en open-

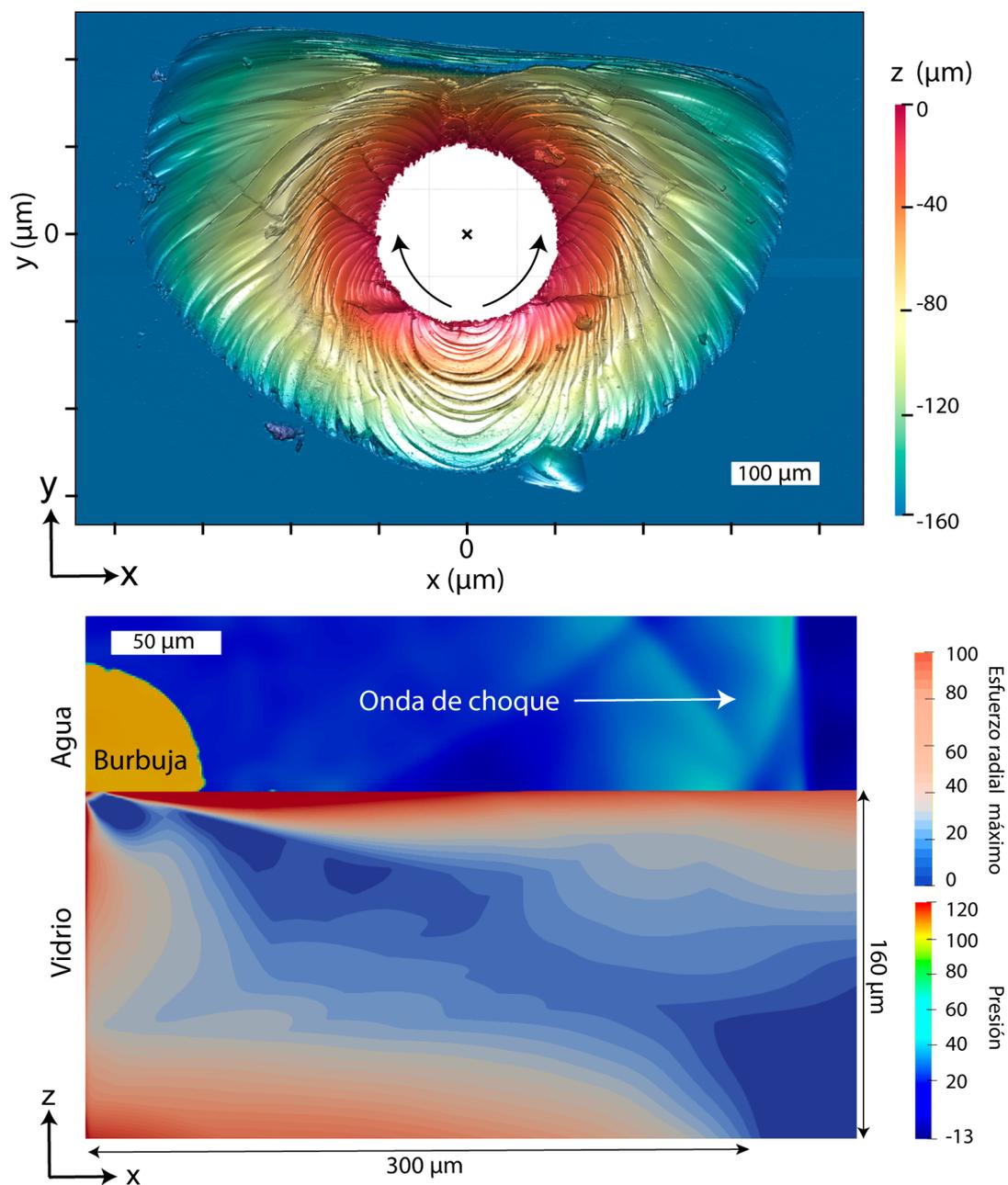


Figura 4.26: Arriba, mapa topográfico del sustrato, la barra de escala indica la profundidad (eje z). Abajo, cuadro extraído de la simulación. Se observa el fluido arriba y el sólido abajo. Sobre el fluido va la onda de choque a los 200 ns, mientras que en el sólido se representan los esfuerzos máximos durante todo el tiempo de simulación.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

FOAM para ayudar a entender el proceso de propagación del daño hacia abajo. Al igual que en simulaciones pasadas, se ajusta la geometría y las condiciones iniciales al experimento. En la simulación se observa el plano xz . Debido a la simetría del problema, solo se muestra $x > 0$. La parte de arriba corresponde al líquido, donde se genera la burbuja láser y se propaga la onda de choque. Este cuadro corresponde al tiempo completo de la simulación, es decir 200 ns, por lo que la onda de choque está en el extremo derecho, a punto de salir del cuadro. En el sólido se muestra el esfuerzo radial máximo en cada posición sobre todo el tiempo de la simulación. Como se espera, el esfuerzo máximo se da sobre la superficie del vidrio y cerca de la región de formación de la burbuja. Una característica de la onda de Rayleigh, es que se propagan solo una longitud de onda por debajo de la superficie, y su intensidad decae exponencialmente en la dirección de propagación [63]. Sin embargo, se observa que por debajo de la superficie se generan zonas con esfuerzos relativamente grandes. Sobre el eje de simetría, a lo largo de $100 \mu\text{m}$ se genera una zona que aparece de rojo intenso por los esfuerzos inducidos. De forma contra intuitiva, en el sustrato, en el lado opuesto a donde se genera la burbuja láser, se induce una zona de esfuerzos máximos muy grande. La zona mide lateralmente hasta $300 \mu\text{m}$, mientras que de alto llega a los $50 \mu\text{m}$ (de $-110 \mu\text{m}$ a $-160 \mu\text{m}$).

Estas zonas que se observan en la simulación pueden explicar la formación de la estructura sobre el vidrio. Se debe considerar que la simulación corresponde a un caso muy simple, en el que no se tienen defectos en la superficie ni por debajo de ella. En el experimento, la situación es mucho más compleja, pues en cada disparo se modifica el daño, lo que podría cambiar las zonas donde se generan los esfuerzos máximos. En la figura 4.26, la fractura inicial, la que se propaga circularmente, se encuentra en $x = 0$, $y = -100 \mu\text{m}$, es decir, en la parte de abajo. Por lo tanto, se cierra en la parte de arriba, $x = 0$, $y = 100 \mu\text{m}$. Es fácil notar que en donde se tiene la fractura inicial, el daño alcanza la otra superficie del vidrio a una distancia mayor que donde se cierra. Se puede intuir que la presencia de fracturas superficiales modifica las zonas de esfuerzos máximos, haciéndolas más largas ($> 300 \mu\text{m}$).

Otra de las características de este tipo de fracturas (tipo caparazón) es que otro tipo de fracturas se generan, perpendiculares a las fracturas semicirculares y en dirección de la propagación de daño. Este segundo tipo de fracturas, llamadas típicamente *hackle*, forman ángulos rectos a las fracturas semicirculares. En la figura 4.27, se tiene un acercamiento a la estructura. Al menos una docena de fracturas semicirculares son observadas, paralelas entre sí. En la zona centro-izquierda de la imagen, es posible distinguir claramente pequeñas marcas perpendiculares a las marcas curvilíneas, siendo paralelas a la dirección de propagación del daño.

Se realizaron experimentos para estudiar si existe la generación de estructuras sin poner una fractura previa. Un ejemplo de los resultados se observa en la figura 4.28. El *cráter*, tiene un radio de $50 \mu\text{m}$, es decir, la mitad respecto al caso mostra-

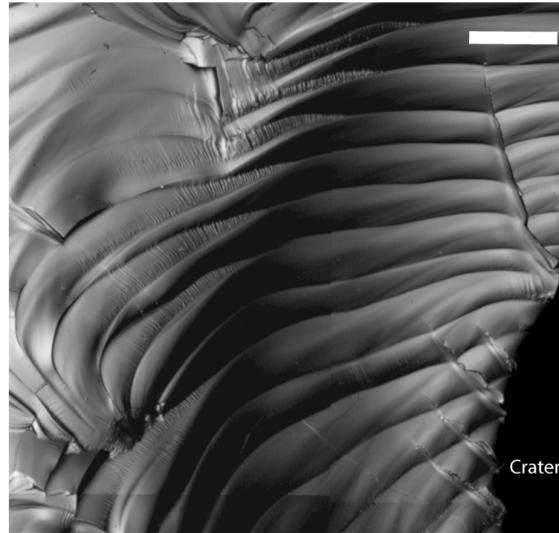


Figura 4.27: Acercamiento a la fractura de caparazón. Abajo a la izquierda se distingue parte del cráter formado por la expansión circular de la fractura. Perpendiculares a las fracturas circulares se observan líneas delgadas (hackle). La barra de escala mide 20 μm .

do anteriormente. Se observa una estructura con simetría radial, al menos hasta una profundidad de $z=-140\ \mu\text{m}$, casi alcanzando la superficie contraria. Los últimos $-20\ \mu\text{m}$ se genera una estructura con mayor propagación lateral, sin simetría aparente. A partir de los experimentos estroboscópicos, se observó que la fractura se genera muy cerca de la superficie de la burbuja láser. Además, no se propagó una sola fractura, sino que se generaron varias que se alcanzaron entre sí hasta formar una fractura circular. Como se ha explicado, la estructura de la figura 4.27(a), se generó después de 55 experimentos, mientras que la de control, figura 4.28, necesitó 157 disparos, es decir, casi el triple.

4.4. Conclusiones

En este capítulo se mostró que una geometría de enfoque elíptica de ondas de choque y superficiales, induce líneas de esfuerzos máximos y mínimos suficientes para crear nano fracturas ($< 100\ \text{nm}$) de forma controlada. Además, estas fracturas se pueden alargar para grabar formas básicas sobre el vidrio como líneas, cuadrados o triángulos, incluso formas un poco más complejas como letra y siglas. Esto representa una nueva técnica *sin-contacto* para inducir daño en escala nano que bien se puede extender para el estudio de otros materiales.

4. DAÑO SOBRE MATERIAL INDUCIDO POR ONDAS DE CHOQUE Y ONDAS DE RAYLEIGH

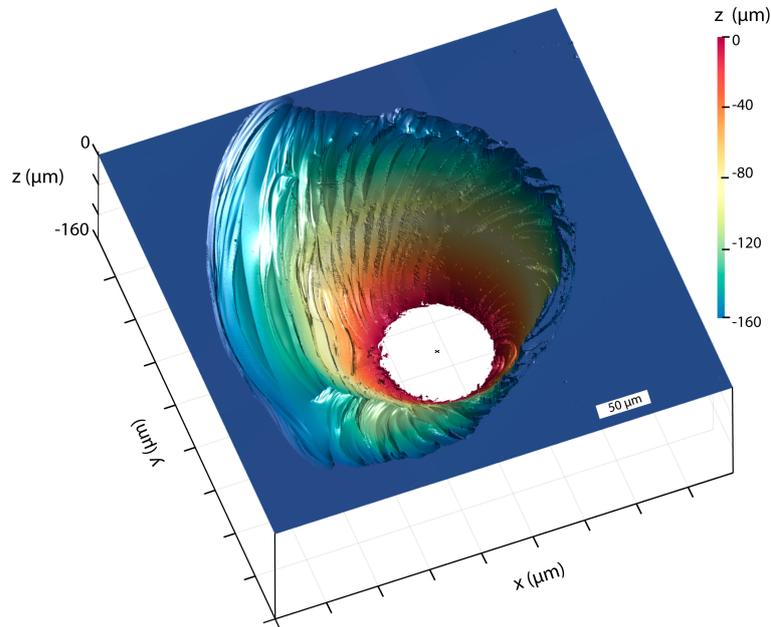


Figura 4.28: Mapa topográfico de estructura generada sobre sustrato de vidrio sin fracturas previas.

Las fracturas generadas se usaron como inhomogeneidades para inducir cavitación acústica controlada sobre el vidrio, colocando la fractura a una distancia determinada de una burbuja láser. La burbuja láser induce una onda de choque sobre el líquido y una onda de Rayleigh sobre la superficie del sólido. Se mostró que el tiempo de vida de la burbuja sobre la fractura, es función de su posición; comienza poco después del paso de la onda de Rayleigh, y termina poco después del paso de la onda de choque. De esta forma se controla la cavitación, usando dos ondas inducidas por el mismo pulso láser. Teniendo una nueva técnica de cavitación acústica. El tiempo de vida más pequeño medido fue de solo 9 ± 3 ns, es decir, una frecuencia de oscilación superior a 100 MHz.

Por último, usando una burbuja láser esférica, se estudió la propagación circular de la fractura. Después de 45 disparos con la grieta en $d = 50 \mu\text{m}$, se expandió hasta alcanzarse a sí misma en el lado contrario, teniendo una fractura semicircular. Con disparos sucesivos en la misma posición, el daño se propagó hacia abajo, generando una estructura similar a las que se generan cuando un proyectil atraviesa una superficie. Después de 55 experimentos, se desprendió un fragmento de vidrio, exhibiendo fracturas tipo caparazón.

4.5. Agradecimientos

Al M. en C. Hendrik Reese por las simulaciones numéricas de openFOAM. Al Dr. Fabian Reuter por el análisis de las muestras tipo concha. A la M. en C. Artemisa Mazón-Martínez por la ayuda con el recubrimiento de oro de las muestras con estructuras de líneas y el análisis AFM. Al Dr. Víctor Hugo Meza Laguna por el análisis SEM de las muestras.

4.6. Publicaciones

1. **Gutiérrez-Hernández, U. J.**, Reese, H., Reuter, F., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A., Nano-cracks and glass carving from non-symmetrically converging shocks, *Adv. Phys. Res.* 2300030. <https://doi.org/10.1002/apxr.202300030>.
2. **Gutiérrez-Hernández, U. J.**, Reese, H., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A., Inertial nano-cavitation under 100 MHz, aceptado en *Journal of Fluid Mechanics*.

Conclusiones generales y perspectivas

En la primera parte de este trabajo se mostraron dos técnicas de enfoque de ondas de choque que usan más de una fuente emisora. La primera, inspirada en una lente de Fresnel, con dos pares de fuentes, es decir, cuatro emisores de ondas de choque. Se controló el tiempo de generación de cada par, modificando la posición de enfoque sobre el eje de simetría. Se encontró que la posición de enfoque no corresponde a la esperada en un modelo lineal, pues las ondas parecen *autoacelerarse*. Incluso, para $\Delta t = 0$ ns, en donde se esperaría la formación de una onda plana, se encontró que las ondas se enfocan a cerca de 200 μm del lugar de formación de las ondas. En un intento para estimar la presión, se usa una burbuja de vapor a modo de sensor que se desplaza de forma controlada. El colapso inducido por las ondas de choque de las fuentes permite hacer una estimación la presión. Los resultados experimentales tienen buena concordancia con simulaciones numéricas. La segunda técnica de enfoque consiste en usar dos anillos concéntricos de diferente radio cada uno. El anillo externo se genera primero, mientras que el interno un poco después. Con el retraso temporal adecuado, las ondas emitidas por cada anillo podrían llegar al mismo tiempo al lugar de convergencia. El retraso temporal ideal para el enfoque simultáneo de las ondas de choque se encontró de $\Delta t = 20$ ns. Sin embargo, se mostró que debido a que la burbuja láser se genera muy cerca de la superficie sólida, se induce la formación de una onda acústica superficial (sobre el sólido). El retraso temporal para el enfoque de estas ondas superficiales es de $\Delta t = 10$ ns. El daño inducido por su enfoque simultáneo es significativamente mayor que el debido al enfoque de ondas de choque sobre el líquido. La superposición de ondas, tanto constructiva como destructiva, da lugar a esfuerzos muy complejos.

En la segunda parte de esta tesis, se modificó la estructura del pulso láser para inducir la convergencia asimétrica de frentes de ondas de choque en el líquido y acústicas superficiales en el sólido. A través del holograma proyectado en el SLM, se estructuró el pulso para inducir una burbuja elíptica, de modo que la convergencia asimétrica da lugar a la formación de una línea, en dirección del eje

5. CONCLUSIONES GENERALES Y PERSPECTIVAS

menor de la elipse, en donde se generan los esfuerzos más grandes. En comparación, el caso simétrico (un anillo) induce la formación de un solo punto con esfuerzos máximos. Después de cierta cantidad de disparos en el mismo sitio, se formó una nano-fractura, con un espesor menor a 100 nm, y largo de unas cuantas micras. Se estudió su propagación controlada usando la misma burbuja elíptica, lo que permite la formación de formas simples *grabadas* sobre la superficie del vidrio. Desde triángulos y cuadros, hasta letras y siglas. La información de las ondas de choque se obtiene a partir de los experimentos; sin embargo, en estos las ondas superficiales no son visibles, por lo que se realizan simulaciones VoF para complementar. La concordancia entre las simulaciones y los experimentos es muy buena.

Además, la fractura formada por la convergencia asimétrica de ondas se utiliza para como inhomogeneidad para inducir a formación de nano-burbujas. La formación de las burbujas se da por un método acústico novedoso. La presión negativa en el líquido se induce por la onda acústica superficial (de Rayleigh), mientras que su colapso se debe a la onda de choque. Los tiempos de vida de las burbujas se controlan a partir de la distancia a la que se sitúa la fractura respecto del lugar de formación de una burbuja láser esférica, debido a la diferencia entre las velocidades de las ondas. Los tiempos de vida estudiados van desde (70 ± 9) ns hasta los (9 ± 3) ns, es decir, se obtienen frecuencias de oscilación del orden de 100 MHz. Esto representa los tiempos de vida más cortos (o frecuencias más grandes) obtenidos de forma controlada con cualquier método hasta el día de hoy, según el conocimiento del autor. Los resultados se complementan usando una ecuación modificada de Rayleigh-Plesset y simulaciones VoF. La concordancia entre los experimentos, las simulaciones con la ecuación modificada de Rayleigh-Plesset y las simulaciones numéricas con openFOAM, son muy buenas.

Por último, se estudió la propagación circular de la fractura inducida por la convergencia asimétrica de ondas. Para la propagación circular se usaron ondas circulares generadas por una sola burbuja esférica. Además, se estudió la propagación de la fractura hasta la superficie contraria del sustrato de vidrio. Se necesitaron 54 experimentos para generar una estructura tipo *caparazón*, mientras que se necesitan más de 150 para generar una estructura similar sin fractura ni expansión circular previa. Para entender mejor la propagación del daño, se realizó una simulación VoF, determinando los esfuerzos máximos en cada posición, notando que en sí bien los más grandes se encuentran en la interfaz sólido-líquido, también se genera una zona de esfuerzo radial muy grande en la superficie opuesta, lo que explica la formación de la estructura.

Los estudios que parten de los resultados obtenidos en esta tesis pueden ir en diversos sentidos. Primero, es necesario realizar un estudio detallado de la *auto-aceleración* de las ondas de choque en diversas geometrías. Aunque en este trabajo se mostró el principio con el símil de la lente de Fresnel, se podría analizar con

la geometría de los dos anillos concéntricos e incluso pensar en geometrías 3-d. Es necesario caracterizar y entender este efecto, para conocer las limitantes que implica, así como para aprovecharlo en futuras aplicaciones.

También resulta importante mejorar el diseño y comprensión del colapso de una burbuja de vapor inducido por pulsos de presión. Como se mostró en este trabajo, este tipo de burbujas se pueden usar como sensores de presión en arreglos experimentales de difícil o nulo acceso.

Como se mencionó en el diseño de los métodos de enfoque con múltiples fuentes emisoras, en esta tesis se usan dos pulsos láser como generadoras; sin embargo, los métodos se pueden generalizar usando más pulsos. Usando un tercer pulso láser, se podrían, por ejemplo, generar al menos tres anillos que a su vez inducen sus respectivos frentes de onda. Por otro lado, usando pulsos consecutivos, con los retrasos adecuados, se podría generar un tren de ondas convergentes, tanto de choque como acústicas superficiales.

El enfoque de ondas asimétricas, particularmente elípticas, mostró ser un método para inducir una fractura muy pequeña, además de un método de *grabado* controlado. Esta misma técnica permite pensar en estudiar diferentes tipos de vidrios. Incluso, estudiar la posible propagación o grabado de superficies en materiales cristalinos o con fracturas previas puestas con otro tipo de técnicas. El uso de objetivos de microscopio de mayor amplificación podría permitir mayor control de la expansión.

Además, se mostró que con la geometría anular, la diferencia temporal entre la convergencia de la onda de Rayleigh y la onda de choque es de solo 7 ns, lo que plantea la posibilidad de *nuclear* burbujas con tiempos de vida aún más pequeños que los mostrados en este trabajo. Esperando tiempos de vida menores a 5 ns, es decir, obteniendo frecuencias de oscilación de cientos de megahertz.

Se plantea también el estudio de sonoluminiscencia en las geometrías planteadas. Hasta ahora, en ninguno de los experimentos se ha observado; sin embargo, no se debería descartar completamente la posibilidad de que se haya generado. La luz emitida durante este interesante fenómeno, generalmente se encuentra en o cercana al UV y puede ser de baja intensidad [57, 20], lo que implica, diversas complicaciones con el actual arreglo experimental. Se sugiere usar algo que *mueva* la emisión al visible. Por ejemplo, en [98], se observa sonoluminiscencia en el visible usando luminol, un compuesto común de fácil acceso y tratamiento.

Programa para crear máscara de fase

En este apéndice, se muestra el programa simplificado creado en *Matlab* para generar un holograma (máscara de fase) que se proyecta en el SLM para estructurar espacialmente el pulso láser. El programa se basa en el algoritmo iterativo de Gerchberg-Saxton [17], toma una imagen y determina la máscara de fase que recrearía dicha imagen. Aunque hay varias versiones del algoritmo, la que aquí se presenta ha mostrado tener buenos resultados en las aplicaciones de este trabajo de investigación.

En la primera parte del programa, se determina la distribución espacial de intensidad inicial. En el ejemplo que se muestra, la imagen es formada por un arreglo del tamaño (en píxeles) de la pantalla del SLM (800×600). Todos los valores son cero, excepto el punto central. Es decir, la imagen objetivo que se busca recrear es una imagen oscura con un punto brillante al centro.

```
%% imagen objetivo
iter= 20
x=linspace(-1,1,800);
y=linspace(-1,1,800);
[X,Y] = meshgrid(x,y);
a=zeros(800,800);
a(400,400)=1;
im1 = double(a);
amp0=10*ones(800,800); %intensidad aleatoria
```

En la siguiente parte del código, se crean las fases adicionales, siguiendo el método de Sinclair et al. [44] para pinzas ópticas. Para esta tesis, esta parte es fundamental, pues con estas fases se modifica la posición de enfoque del pulso, de modo que se optimiza tanto el enfoque como el filtrado espacial de los órdenes de difracción. Por ejemplo, si se busca que pulso láser se estructure con forma anular

A. PROGRAMA PARA CREAR MÁSCARA DE FASE

se puede usar una fase de *axicon*,

$$\phi_{axicon} = -\frac{2\pi\sqrt{x_h^2 + y_h^2}}{r_0}.$$

donde r_0 es un parámetro de control ajustable. Esta fase es la que se usa en la sección 3.2, en donde el modulador se divide en dos y en cada mitad se proyecta una máscara de fase para estructurar dos pulsos láser independientes, de tal modo que se enfoquen sobre la muestra líquida en anillos concéntricos (con diferente radio). Algunas modificaciones a esta fase de axicon permiten estructurar al pulso en una elipse, como en la sección 4.1.

Además, se pueden agregar fases más simples al mismo tiempo. Por ejemplo, para controlar la posición espacial de enfoque, tanto vertical como horizontalmente, se pueden agregar fases de prisma

$$\phi_{prisma}(x_h, y_h) = a(\Delta x x_h + \Delta y y_h)$$

donde a depende de las características de la imagen y de la longitud de onda. Como lo indica su nombre, agregar esta fase es equivalente a agregar un prisma en el arreglo experimental.

De la misma forma, se puede agregar una fase de lente

$$\phi_{lente}(x_h, y_h) = b(x_h^2 + y_h^2)$$

donde b es un parámetro ajustable que depende del corrimiento axial y de las características de la imagen. Esto es equivalente a agregar una lente adicional en el arreglo experimental.

```
Ixi = -200; %parametro prisma X
Iyi = 150; %parametro prisma Y
r0 = 0.003 %parametro axicon
p_px = exp(1i*((Ixi.*X))); %prisma en x
p_py = exp(1i*((Iyi.*Y))); %prisma en y
pa = exp(1i*(sqrt(X.^2+Y.^2)/r0)); %axicon
```

En la última sección del programa, se incluye el algoritmo iterativo de Gerchberg-Saxton. En la línea final de ciclo *for* se agregan las fases adicionales (prisma en x , prisma en y y axicon). Se aplica la función *angle* para obtener el ángulo de fase de cada elemento del arreglo obtenido (*im*); después se aplica la función *mod* para obtener valores únicamente entre 0 y 2π . Los pasos finales proyectan la máscara de fase sobre el modulador.

```
for i=1:iter
    Bi= amp0.*exp(1i*angle(im1));
```

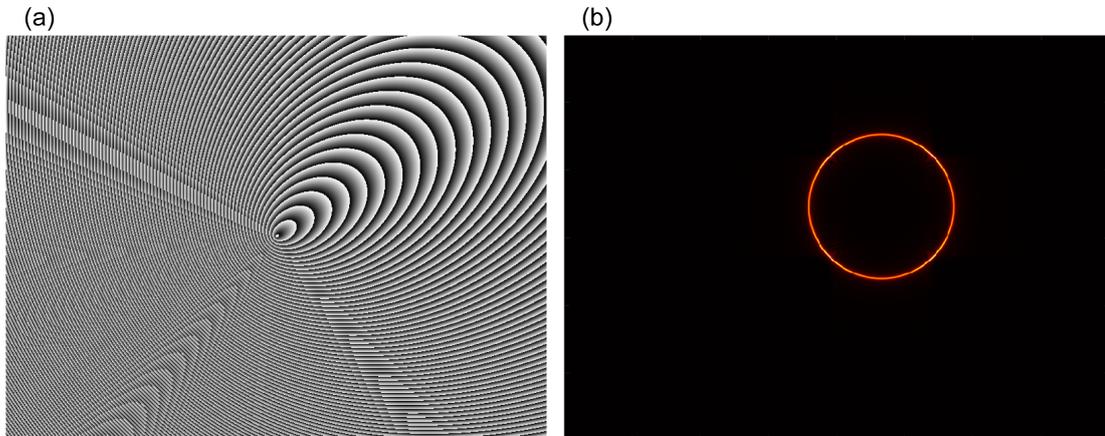


Figura A.1: Ejemplo de uso del programa para crear máscaras de fase. Se muestra la suma de fases de un axicón, y prismas en x y y , de modo que la imagen reconstruida sea un anillo con desplazamiento en ambos ejes. (a) Máscara de fase. (b) Imagen reconstruida.

```

Ci=fftshift(fft2(fftshift(Bi)));
Di=abs(im1).*exp(1i*angle(Ci));
im1=fftshift(ifft2(fftshift(Di))).*(p-px).*(p-py).*(pa);
end

ph_gs=angle(im1);
holi=round(mod((ph_gs),2*pi)*(255/(2*pi)));

hol0=double(zeros(600, 800));
hol0(:,:)=(holi(101:700,1:800)); %screen size

imshow(mat2gray(hol0)) %mostrar holograma

A1=(abs(fftshift(ifft2(fftshift(im1)))));
imagesc(A1(101:700,:)); %mostrar imagen reconstruida
axis image; colormap hot

```

En la figura A.1(a) se observa un ejemplo de la máscara de fase obtenida usando el programa descrito. En la figura A.1(b) se muestra la imagen reconstruida a partir de la fase de la figura A.1(a), es decir, de un anillo desplazado lateralmente a la derecha y verticalmente hacia arriba.

Simulaciones de cuatro fuentes puntuales

En este apéndice se dan algunos detalles de las simulaciones numéricas que complementan el trabajo experimental de la sección 3.1, estas fueron realizadas por el Dr. Fabio De Colle, del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Aunque algunas simulaciones se habían realizado las primeras semanas del 2020, todo el trabajo se concretó durante el confinamiento que prosiguió al mes de Marzo. Los siguientes párrafos contienen partes sin cambios del artículo [99], así como de otra colaboración realizada durante maestría [46].

Las simulaciones de la propagación e interacción de las ondas de choque se realizan usando el código *Mezcal*, el cual es un código *Euleriano* que integra las ecuaciones de la hidrodinámica usando un método de Gudunov de segundo orden [100]. Las ecuaciones se integran en su forma conservativa (masa, momento y energía). La energía se define como la suma de la energía térmica (e_{th}) y la energía cinética (e_k), donde la energía térmica se relaciona con la presión del fluido (p) por la siguiente ecuación de estado

$$e_{th} = \frac{(p + \gamma p_{\infty})}{(\gamma - 1)} \quad ,$$

donde $p_{\infty} = 3.07 \times 10^8$ Pa, y $\gamma = 7.15$ es el índice adiabático [101]. De este modo, la velocidad del sonido se define como

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma(p + p_{\infty})}{\rho}} \quad ,$$

con ρ la densidad del líquido.

Se realizan en un mallado 2-d, con 400×400 celdas y cuatro niveles de refinamiento. La mínima resolución espacial en los refinamientos es de $0.125 \mu\text{m}$. Las condiciones iniciales de presión y densidad en el líquido son 10^5 Pa y 10^3 g/cm³,

B. SIMULACIONES DE CUATRO FUNTES PUNTUALES

respectivamente. Debido a que la velocidad de las ondas de choque al menos nueve veces más grande que la velocidad con la que se expanden las burbujas, se simula únicamente la propagación de las ondas de choque, por lo que no se consideran efectos debido a la interacción de las ondas con las burbujas ni con los sólidos que confinan al líquido. En las posiciones de emisión de las ondas de choque, la condición inicial de presión es de 1.5 GPa, con un radio inicial de 30 μm . Estas condiciones iniciales se ajustaron de tal modo que la dinámica de las ondas de choque individuales simuladas se ajustaran a la posición de las ondas de choque experimentales. Además, la condición inicial de presión es consistente con trabajos previos [46].

Se simularon los diferentes casos estudiados experimentalmente, es decir, una onda de choque interna, una externa, el par interno, el par externo simultáneo, así como los cuatro retrasos entre ambos pares: $\Delta t = 0, 15, 25$ y 35 ns.

Simulaciones FSI

En este apéndice se dan algunos detalles de las simulaciones que complementan el trabajo experimental de las secciones 3.2, 4.1 y 4.2. Estas simulaciones fueron realizadas por el M. en C. Hendrik Reese, adscrito al Departamento de Materia Blanda de la Universidad Otto Von Guericke, de Magdeburg, Alemania (en unas cuantas semanas/meses presentará su trabajo para doctorarse). Nuestra colaboración comenzó a mediados del 2021, unos meses después del regreso al trabajo experimental en el laboratorio. Por suerte para ambos, nuestros trabajos (y formas de trabajar) se acoplaron casi a la perfección. Los siguientes párrafos contienen partes sin cambios de nuestros trabajos publicados [102, 103, 104].

Las simulaciones se realizaron con el software openFOAM [68] con el método de volumen finito. Particularmente se utilizó el paquete FluidStructureInteraction [105] y el *solver* CAVBUBBLEFSIFOAM, el cual es capaz de modelar dos líquidos compresibles e inmiscibles acoplados a un sólido elástico deformable. De este modo, en estas simulaciones se puede estudiar tanto las burbujas y las ondas de choque, como su interacción con el sustrato de vidrio, e.g. deformación y formación de ondas de Rayleigh.

Los fluidos se modelan usando la conservación de momento

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho \mathbf{f} - \nabla p + \mu(\Delta \mathbf{u} + \frac{1}{3}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u})) \quad ,$$

y la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad .$$

Los fluidos de interés son el líquido y un gas no-condensable que describa a la burbuja inducida por el pulso láser en el experimento. La compresibilidad del líquido se modela usando la ecuación de estado de Tait,

$$p = (p_0 + B) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - B \quad ,$$

donde $p_0 = 101325$ Pa, $\rho_0 = 998.2061$ kg/m³, $\gamma = 7.15$, $B = 303.6$ MPa para agua y $p_0 = 10320$ Pa, $\rho_0 = 0.12$ kg/m³, $\gamma = 1.33$, $B = 0$ para el gas (gas ideal). Los cambios de estado se tratan como adiabáticos, de modo que se desprecia la transferencia de calor. En el modelo no se incluye transferencia de masa ni transiciones de fase. Además, no se considera a la gravedad.

El sólido se modela como un material lineal elástico, con las propiedades del sustrato de vidrio que se utiliza en el experimento y que se proveen por el fabricante: módulo de Young $E = 63$ GPa, densidad $\rho = 2230$ kg/m³, y razón de Poisson $\nu = 0.2$. Se emplea el *solver* UNSTOTALLAGRANGIANSSOLID para resolver la ecuación de movimiento para un sólido elástico lineal:

$$\frac{\partial^2 \rho \mathbf{D}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \left[G \nabla \mathbf{D} + G (\nabla \mathbf{D})^T + \lambda \text{tr}(\nabla \mathbf{D}) \mathbb{1} \right] = 0 \quad ,$$

donde \mathbf{D} es la deformación, $\mathbb{1}$ la matriz unitaria y

$$\lambda = \frac{\nu}{1 - 2\nu} \frac{1}{1 + \nu} E, \quad G = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \nu} E \quad ,$$

los parámetros de Lamé.

La interacción fluido-estructura (FSI, *Fluid-Structure Interaction*) se modela usando un acoplamiento de dos vías. El sólido elástico se modifica por los fluidos a través del fuerzas superficiales

$$\mathbf{F}S_i = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_i$$

dadas por el tensor de esfuerzos en el fluido,

$$\boldsymbol{\sigma} = -p \mathbb{1} + \mu \left[\nabla \circ \mathbf{u} + (\nabla \circ \mathbf{u})^T \right] \quad .$$

por otro lado, el sólido actúa sobre la interfaz fluido-estructura a través de su deformación \mathbf{D} y velocidad $\dot{\mathbf{D}}$. En cada paso de tiempo, las ecuaciones del sólido y del fluido se resuelven de forma alternada.

Las condiciones iniciales y de frontera, se ajustan para ser lo más similar posible a las condiciones del experimento. El líquido modelado es una capa delgada de agua (80 μm) confinada entre una frontera rígida por arriba, y por un sólido elástico (160 μm) por abajo. Además, se incluye una región de aire por debajo del sólido elástico, lo que permite que este tenga desplazamiento vertical. Dadas las simetrías en los diferentes experimentos (axi-simétricos), es suficiente con realizar simulaciones en una delgada sección de un cilindro ($r = 1$ mm). Para la burbuja, la condición inicial de presión es de 1.69 GPa, la cual además de ser consistente con otros trabajos [99, 48], se basa en que el tiempo en el que se deposita la energía del

pulso láser en el líquido, es mucho menor que la expansión de la burbuja, de modo que su densidad inicial debe ser igual a la densidad del líquido circundante. En cada simulación, el tamaño inicial de las diferentes burbujas se eligió de modo que las posiciones de la frontera de la burbuja y de la onda de choque se ajustaran a las posiciones medidas en el experimento. La altura inicial de las burbujas, medida desde la interfaz sólido-líquido, es el radio de la burbuja, de modo que la parte inferior de la burbuja toca el sólido elástico.

En la tesis doctoral, próxima a publicarse, del M. en C. Hendrik Reese se podrán encontrar explicaciones mucho más claras y detalladas de estas y otras simulaciones usando openFOAM para burbujas inducidas por pulsos láser. Además, al ser de código abierto y en constante construcción por la comunidad científica, el *solver* CavBubbleFsiFoam se encuentra publicado con licencia de código abierto [106]. Algunos ejemplos listos para usar y ser modificados, se pueden encontrar también en el Github del M. en C. Hendrik Reese: <https://github.com/hedare/CavBubbleFsiFoam/tree/v1.0>.

Bibliografía

- [1] Kang, P., Zhaopeng, L., Quanle, Z., Zhenyu, Z. & Jiaqi, Z. Static and Dynamic Mechanical Properties of Granite from Various Burial Depths. *Rock Mech. Rock Eng.* **52**, 3545–3566 (2019). URL <https://doi.org/10.1007/s00603-019-01810-y>. 1
- [2] Feng, Q. *et al.* Quasi-static analysis of mechanical properties of Ti6Al4V lattice structures manufactured using selective laser melting. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **94**, 2301–2313 (2018). URL <https://doi.org/10.1007/s00170-017-0932-7>. 1
- [3] Kolsky, H. An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading. *Proceedings of the Physical Society. Section B* **62**, 676–700 (1949). URL <https://doi.org/10.1088/0370-1301/62/11/302>. 1
- [4] Chen, W. *et al.* Static and dynamic mechanical properties of expanded polystyrene. *Materials Design* **69**, 170 – 180 (2015). URL <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2014.12.024>. 1
- [5] Abd El-Aty, A. *et al.* Impact of high strain rate deformation on the mechanical behavior, fracture mechanisms and anisotropic response of 2060 al-cu-li alloy. *Journal of Advanced Research* **18**, 19–37 (2019). URL <https://doi.org/10.1016/j.jare.2019.01.012>. 1
- [6] Liu, K., Zhang, Q. B. & Zhao, J. Dynamic increase factors of rock strength. *Rock Dyn. Exp. Theor. Appl.* 169–174 (2018). URL <https://shorturl.at/dHQU2>. 1
- [7] Briones-Herrera, J. C., Cuando-Espitia, N., Sánchez-Arévalo, F. M. & Hernández-Cordero, J. Evaluation of mechanical behavior of soft tissue by means of random laser emission. *Review of Scientific Instruments* **84** (2013). URL <https://doi.org/10.1063/1.4823783>. 1

- [8] Quinto-Su, P. A., Kuss, C., Preiser, P. R. & Ohl, C. D. Red blood cell rheology using single controlled laser-induced cavitation bubbles. *Lab on a Chip* **11**, 672–678 (2011). URL <https://doi.org/10.1039/c0lc00182a>. 1
- [9] Huang, X., Quinto-Su, P. A., Gonzalez-Avila, S. R., Wu, T. & Ohl, C. D. Controlled manipulation and in situ mechanical measurement of single co nanowire with a laser-induced cavitation bubble. *Nano Letters* **10**, 3846–3851 (2010). URL <https://doi.org/10.1021/nl101051t>. 1
- [10] Krehl, P. O. *History of Shock Waves, Explosions and Impact*, vol. 44 (Springer-Verlag, 2009), first edit edn. URL <https://doi.org/10.1007/978-3-540-30421-0>. 1011.1669. 2
- [11] Chen, Y.-H., Chu, H.-Y. & I, L. Interaction and fragmentation of pulsed laser induced microbubbles in a narrow gap. *Physical Review Letters* **96**, 034505 (2006). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.034505>. 2, 8
- [12] Quinto-Su, P. A., Suzuki, M. & Ohl, C. D. Fast temperature measurement following single laser-induced cavitation inside a microfluidic gap. *Scientific Reports* **4**, 1–6 (2014). URL <https://doi.org/10.1038/srep05445>. 2, 8
- [13] Vogel, A., Busch, S. & Parlitz, U. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *J. Acoust. Soc. Am.* **100**, 148–165 (1996). URL <https://doi.org/10.1121/1.415878>. 2, 8, 10
- [14] Pezeril, T. *et al.* Direct visualization of laser-driven focusing shock waves. *Physical Review Letters* **106**, 1–4 (2011). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.214503>. 2, 11, 23
- [15] Quinto-Su, P. A. & Ando, K. Nucleating bubble clouds with a pair of laser-induced shocks and bubbles. *Journal of Fluid Mechanics* **733**, R3 (2013). URL <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.456>. 2, 7
- [16] Bowman, R. *et al.* Efficient generation of Bessel beam arrays by means of an SLM. *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **199**, 159–166 (2011). URL <https://doi.org/10.1140/epjst/e2011-01511-3>. 1401.5333. 2
- [17] Gerchberg, R. W. & Saxton, W. O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. *Optik* **35**, 237–246 (1972). URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:55691159>. 2, 7, 14, 30, 97

-
- [18] Quinto-su, P. A., Lai, H.-h., Yoon, H. H., Sims, C. E. & Allbritton, L. Examination of laser microbeam cell lysis in a PDMS microfluidic channel using time-resolved imaging 408–414 (2008). URL <https://doi.org/10.1039/B715708H>. 2
- [19] Veysset, D. *et al.* Glass fracture by focusing of laser-generated nanosecond surface acoustic waves. *Scr. Mater.* **158**, 42–45 (2019). URL <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2018.08.026>. 2, 4, 8, 48
- [20] Brenner, M. P., Hilgenfeldt, S. & Lohse, D. Single-bubble sonoluminescence. *Reviews of Modern Physics* **74**, 425–484 (2002). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.74.425>. 2, 11, 63, 72, 95
- [21] Somayazulu, M. *et al.* Evidence for Superconductivity above 260 K in Lanthanum Superhydride at Megabar Pressures. *Physical Review Letters* **122**, 27001 (2019). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.027001>. 1808.07695. 3
- [22] Drozdov, A. P. *et al.* Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures. *Nature* **569**, 528–531 (2019). URL <http://dx.doi.org/10.1038/s41586-019-1201-8>. 1812.01561. 3
- [23] Jeanloz, R. *et al.* Achieving high-density states through shock-wave loading of precompressed samples. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **104**, 9172–9177 (2007). URL <https://doi.org/10.1073/pnas.0608170104>. 3
- [24] Szabo, T. L. *Diagnostic Ultrasound Imaging: Inside Out: Second Edition* (2004). URL <https://doi.org/10.1016/C2011-0-07261-7>. 3, 13
- [25] Baac, H. W. *et al.* Carbon-nanotube optoacoustic lens for focused ultrasound generation and high-precision targeted therapy. *Scientific Reports* **2**, 1–8 (2012). URL <https://doi.org/10.1038/srep00989>. 3
- [26] Chaussy, C. *et al.* First clinical experience with extracorporeally induced destruction of kidney stones by shock waves. *Journal of Urology* **127**, 417–420 (1982). URL <https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/6977650/>. 3
- [27] Lingéman, J. E., McAteer, J. A., Gnessin, E. & Evan, A. P. Shock wave lithotripsy: Advances in technology and technique. *Nat. Rev. Urol.* **6**, 660–670 (2009). URL <http://dx.doi.org/10.1038/nrurol.2009.216>. 3
- [28] Figuerola, A., Di Corato, R., Manna, L. & Pellegrino, T. From iron oxide nanoparticles towards advanced iron-based inorganic materials designed for
-

- biomedical applications. *Pharmacol. Res.* **62**, 126–143 (2010). URL <https://doi.org/10.1016/j.phrs.2009.12.012>. 4
- [29] Pua, E. & Zhong, P. Ultrasound-Mediated Drug Delivery. *Drug Deliv. Princ. Appl.* 245–278 (2005). URL <https://doi.org/10.1109/MEMB.2008.931017>. 4
- [30] Chen, S. *et al.* Efficient gene delivery to pancreatic islets with ultrasonic microbubble destruction technology. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **103**, 8469–74 (2006). URL <https://doi.org/10.1073/pnas.0602921103>. 4
- [31] Korpany, G. *et al.* Targeting of VEGF-mediated angiogenesis to rat myocardium using ultrasonic destruction of microbubbles. *Gene Ther.* **12**, 1305–1312 (2005). URL <https://doi.org/10.1038/sj.gt.3302532>. 4
- [32] Yao, W., Kuan, E. C., Grundfest, W. S. & St. John, M. A. Safety of laser-generated shockwave treatment for bacterial biofilms in a cutaneous rodent model. *Lasers in Medical Science* (2020). URL <https://doi.org/10.1007/s10103-020-03171-3>. 4
- [33] Shen, L. Q. *et al.* Observation of cavitation governing fracture in glasses. *Sci. Adv.* **7**, 1–8 (2021). URL <https://doi.org/10.1126/sciadv.abf7293>. 4, 47, 48
- [34] Veysset, D. *et al.* Acoustical breakdown of materials by focusing of laser-generated Rayleigh surface waves. *Appl. Phys. Lett.* **111** (2017). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4993586>. 4, 8, 32, 48
- [35] Márquez-Cruz, V. A. & Hernández-Cordero, J. A. Fiber optic Fabry-Perot sensor for surface tension analysis. *Opt. Express* **22**, 3028 (2014). URL <https://doi.org/10.1364/OE.22.003028>. 5
- [36] Raffel, M. Background-oriented schlieren (BOS) techniques. *Exp. Fluids* **56**, 1–17 (2015). URL <https://doi.org/10.1007/s00348-015-1927-5>. 5
- [37] Atcheson, B., Heidrich, W. & Ihrke, I. An evaluation of optical flow algorithms for background oriented schlieren imaging. *Experiments in Fluids* **46**, 467–476 (2009). URL <https://doi.org/10.1007/s00348-008-0572-7>. 5
- [38] Raffel, M., Richard, H. & Meier, G. E. On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations. *Exp. Fluids* **28**, 477–481 (2000). URL <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050408>. 5

-
- [39] Meier, A. H. & Roesgen, T. Improved background oriented schlieren imaging using laser speckle illumination. *Exp. Fluids* **54** (2013). URL <https://doi.org/10.1007/s00348-015-1927-5>. 5
- [40] Hayasaka, K., Tagawa, Y., Liu, T. & Kameda, M. Measurement of a laser-induced underwater shock wave by the optical-flow-based background-oriented schlieren technique. In *Proc. 18th Int. Symp. Appl. laser imaging Tech. to fluid Mech.*, 249–247 (Lisbon, 2016). URL <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:201855015>. 5
- [41] Hayasaka, K., Tagawa, Y., Liu, T. & Kameda, M. Optical-flow-based background-oriented schlieren technique for measuring a laser-induced underwater shock wave. *Experiments in Fluids* **57**, 1–11 (2016). URL <https://doi.org/10.1007/s00348-016-2271-0>. 5
- [42] Lyamshev, L. M. Optoacoustic sources of sound. *Soviet Physics Uspekhi* **24**, 977–995 (1981). URL <https://doi.org/10.1070/pu1981v024n12abeh004757>. 7
- [43] Wu, B., Frez, C. & Diebold, G. J. Photoacoustic transients produced by laser generated, ultrahigh thermal gradients. *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013). URL <https://doi.org/10.1063/1.4821739>. 7
- [44] Sinclair, G. *et al.* Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for three-dimensional light shaping. *Opt. Express* **12**, 1665 (2004). URL <https://doi.org/10.1364/OPEX.12.001665>. 7, 97
- [45] Quinto-Su, P. A., Venugopalan, V. & Ohl, C.-D. Generation of laser-induced cavitation bubbles with a digital hologram. *Optics Express* **16**, 18964 (2008). URL <https://doi.org/10.1364/OE.16.018964>. 7
- [46] Veysset, D. *et al.* Single-bubble and multibubble cavitation in water triggered by laser-driven focusing shock waves. *Phys. Rev. E* **97**, 1–8 (2018). [1709.06836](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.06836). 7, 30, 37, 51, 101, 102
- [47] Veysset, D., Iàznev, A. A., Pezeril, T., Kooi, S. & Nelson, K. A. Interferometric analysis of laserdriven cylindrically focusing shock waves in a thin liquid layer. *Scientific Reports* **6** (2016). 8
- [48] Pfeiffer, P. *et al.* Thermally assisted heterogeneous cavitation through gas supersaturation. *Physical Review Letters* **128**, 194501 (2022). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.194501>. 8, 64, 104
-

BIBLIOGRAFÍA

- [49] Vogel, A. & Venugopalan, V. Pulsed Laser Ablation of Soft Biological Tissues. In *Opt. Response Laser-Irradiated Tissue*, chap. 14, 551–615 (Springer, 2011). URL https://doi.org/10.1007/978-90-481-8831-4_14. 8
- [50] Zhang, Y., Yang, C., Qiang, H. & Zhong, P. Nanosecond shock wave-induced surface acoustic waves and dynamic fracture at fluid-solid boundaries. *Phys. Rev. Res.* **1**, 33068 (2019). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.1.033068>. 10, 32, 48, 82, 84
- [51] Hecht, E. *Optics* (Pearson Education, 2002), 4th edition edn. 13
- [52] De Colle, F. & Raga, A. C. Interaction of Herbig-Haro objects with molecular cloud and generation of Alfvén waves. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359**, 164–170 (2005). URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.08876.x>. 15
- [53] Kantrowitz, A. & Trimpf, R. L. A sharp-focusing schlieren system. *Journal of the Aeronautical Sciences* **17**, 311–314 (1950). URL <https://doi.org/10.2514/8.1623>. 16
- [54] Davies, T. Schlieren photography—short bibliography and review. *Optics Laser Technology* **13**, 37–42 (1981). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003039928190089X>. 16
- [55] Azouzi, M., Ramboz, C., Lenain, J.-F. & Caupin, F. A coherent picture of water at extreme negative pressure. *Nature Physics* **9**, 38–41 (2013). URL <https://doi.org/10.1038/nphys2475>. 21
- [56] Rayleigh, L. Viii. on the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **34**, 94–98 (1917). URL <https://doi.org/10.1080/14786440808635681>. 22, 63
- [57] Pecha, R. & Gompf, B. Microimplosions: Cavitation collapse and shock wave emission on a nanosecond time scale. *Physical Review Letters* **84**, 1328–1330 (2000). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.1328>. 23, 95
- [58] Quinto-su, P. A., Dijkink, R. & Preiser, P. R. Interaction of red blood cells with arrays of laser-induced cavitation bubbles. *Symposium A Quarterly Journal In Modern Foreign Literatures* 1–3 (2009). URL <https://hdl.handle.net/2027.42/84297>. 26, 72

-
- [59] Kapahi, A., Hsiao, C. T. & Chahine, G. L. Shock-Induced Bubble Collapse versus Rayleigh Collapse. *J. Phys. Conf. Ser.* **656** (2015). URL <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/656/1/012128>. 26
- [60] Bourne, N. & Field, J. Shock-induced collapse of single cavities in liquids. *Journal of Fluid Mechanics* **244**, 225–240 (1992). URL <https://doi.org/10.1017/S0022112092003045>. 28
- [61] Achenbach, J. *Wave Propagation in Elastic Solids*. North-Holland Series in Applied Mathematics and Mechanics (Elsevier, Amsterdam, 1975). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780720403251500102>. 31, 32
- [62] Landau, L., Lifshitz, E., Kosevich, J. & Pitaevskii, L. a. *Theory of Elasticity: Volume 7*. Course of theoretical physics (Elsevier Science, 1986). URL <https://books.google.com.mx/books?id=tpY-VkwCkAIC>. 31, 32
- [63] Tarasenko, A., Čtvrtlík, R. & Kudělka, R. Theoretical and experimental revision of surface acoustic waves on the (100) plane of silicon. *Scientific Reports* **11**, 1–8 (2021). URL <https://doi.org/10.1038/s41598-021-82211-6>. 32, 88
- [64] Thring, C., Fan, Y. & Edwards, R. Focused rayleigh wave emat for characterisation of surface-breaking defects. *NDT & E International* **81**, 20–27 (2016). URL <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2016.03.002>. 32
- [65] Xu, L. *et al.* Surface/sub-surface crack-scattered nonlinear rayleigh waves: A full analytical solution based on elastodynamic reciprocity theorem. *Ultrasonics* **118**, 106578 (2022). URL <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106578>. 32
- [66] Colombi, A., Roux, P., Guenneau, S., Gueguen, P. & Craster, R. V. Forests as a natural seismic metamaterial: Rayleigh wave bandgaps induced by local resonances. *Scientific Reports* **6**, 1–7 (2016). URL <https://doi.org/10.1038/srep19238>. 32
- [67] Colombi, A. *et al.* Enhanced sensing and conversion of ultrasonic Rayleigh waves by elastic metasurfaces. *Scientific Reports* **7**, 1–9 (2017). URL <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-017-07151-6>. 32
- [68] OpenCFD Ltd. *Foam-Extend-4.0*. ESI Group (2016). URL <https://sourceforge.net/projects/foam-extend/>. 32, 103
-

- [69] Célarié, F. *et al.* Glass Breaks like Metal, but at the Nanometer Scale. *Physical Review Letters*. **90**, 4 (2003). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.075504>. 0207449. 47
- [70] Guin, J. P. & Wiederhorn, S. M. Fracture of silicate glasses: Ductile or brittle? *Physical Review Letters* **92**, 21–24 (2004). URL <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.215502>. 47
- [71] Yoshida, S. *et al.* Direct observation of indentation deformation and cracking of silicate glasses. *J. Mater. Res.* **30**, 2291–2299 (2015). URL <https://doi.org/10.1557/jmr.2015.214>. 48
- [72] Vincent, S., Murty, B., Kramer, M. & Bhatt, J. Micro and nano indentation studies on zr60cu10al15ni15 bulk metallic glass. *Materials & Design (1980-2015)* **65**, 98–103 (2015). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0261306914007079>. 48
- [73] Gu, L. *et al.* Direct in situ observation of metallic glass deformation by real-time nano-scale indentation. *Scientific Reports* **5**, 1–5 (2015). URL <https://doi.org/10.1038/srep09122>. 48
- [74] de Azevedo, W. M., Campello, S. d. L., da Cunha, D. L., de Mendonça, L. T. B. & da Costa, O. M. M. Laser Ablation in Liquid: An Unconventional, Fast, Clean and Straightforward Technique for Material Preparation. *Appl. Laser Ablation - Thin Film Depos. Nanomater. Synth. Surf. Modif.* (2016). URL <https://www.intechopen.com/chapters/53207>. 48
- [75] BEN Ghorbal, G., Tricoteaux, A., Thuault, A., Louis, G. & Chicot, D. Mechanical characterization of brittle materials using instrumented indentation with knoop indenter. *Mechanics of Materials* **108**, 58–67 (2017). URL <https://doi.org/10.1016/j.mechmat.2017.03.009>. 48
- [76] Wang, X. *et al.* A review on the mechanical properties for thin film and block structure characterised by using nanoscratch test. *Nanotechnology Reviews* **8**, 628–644 (2019). URL <https://doi.org/10.1515/ntrev-2019-0055>. 48
- [77] Ding, X. & Rahman, M. A study of the performance of cutting polycrystalline al 6061 t6 with single crystalline diamond micro-tools. *Precision Engineering* **36**, 593–603 (2012). URL <https://doi.org/10.1016/j.precisioneng.2012.04.009>. 48
- [78] James, S. & Sundaram, M. A Molecular Dynamics Simulation Study of Material Removal Mechanisms in Vibration Assisted Nano Impact-Machining

-
- by Loose Abrasives. *Journal of Manufacturing Science and Engineering* **139** (2017). URL <https://doi.org/10.1115/1.4036559>. 081014. 48
- [79] Popov, K. I., McElcheran, C., Briggs, K., Mack, S. & Ramunno, L. Morphology of femtosecond laser modification of bulk dielectrics. *Opt. Express* **19**, 271–282 (2011). URL <https://doi.org/10.1364/OE.19.000271>. 48
- [80] Ben-Yakar, A., Harkin, A., Ashmore, J., Byer, R. L. & Stone, H. A. Thermal and fluid processes of a thin melt zone during femtosecond laser ablation of glass: the formation of rims by single laser pulses. *Journal of Physics D: Applied Physics* **40**, 1447 (2007). URL <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/40/5/021>. 48
- [81] Eaton, S. M. *et al.* Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides. *Opt. Express* **16**, 9443–9458 (2008). URL <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-16-13-9443>. 48
- [82] Kauer, M., Belova-Magri, V., Cairós, C., Schreier, H.-J. & Mettin, R. Visualization and optimization of cavitation activity at a solid surface in high frequency ultrasound fields. *Ultrasonics sonochemistry* **34**, 474–483 (2017). URL <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2016.06.008>. 63
- [83] Vignoli, L. L. *et al.* Modeling the dynamics of single-bubble sonoluminescence. *Eur. J. Phys.* **34**, 679–688 (2013). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0143-0807/34/3/679>. 63, 72
- [84] Stride, E. & Coussios, C. Nucleation, mapping and control of cavitation for drug delivery. *Nat. Rev. Phys.* **1**, 495–509 (2019). URL <http://dx.doi.org/10.1038/s42254-019-0074-y>. 63
- [85] Prentice, P., Cuschieri, A., Dholakia, K., Prausnitz, M. & Campbell, P. Membrane disruption by optically controlled microbubble cavitation. *Nat. Phys.* **1**, 107–110 (2005). URL <https://doi.org/10.1038/nphys148>. 63
- [86] Yusof, N. S. M. *et al.* Physical and chemical effects of acoustic cavitation in selected ultrasonic cleaning applications. *Ultrasonics Sonochemistry* **29**, 568–576 (2016). URL <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.06.013>. 63
- [87] Strohm, E. M. & Kolios, M. C. Sound velocity and attenuation measurements of perfluorocarbon liquids using photoacoustic methods. In *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, 2368–2371 (2011). URL <https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2011.0588>. 63, 80

BIBLIOGRAFÍA

- [88] Bremond, N., Arora, M., Ohl, C. D. & Lohse, D. Cavitation on surfaces. *J. Phys. Condens. Matter* **17** (2005). URL <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/17/45/054>. 63
- [89] Bremond, N., Arora, M., Ohl, C.-D. & Lohse, D. Controlled multibubble surface cavitation. *Physical Review Letters* **96**, 224501 (2006). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.224501>. 63
- [90] Borkent, B. M., Gekle, S., Prosperetti, A. & Lohse, D. Nucleation threshold and deactivation mechanisms of nanoscopic cavitation nuclei. *Physics of Fluids* **21** (2009). URL <https://doi.org/10.1063/1.3249602>. 63
- [91] Yeo, L. Y. & Friend, J. R. Ultrafast microfluidics using surface acoustic waves. *Biomicrofluidics* **3** (2009). URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3056040>. 63
- [92] Rapet, J., Tagawa, Y. & Ohl, C. D. Shear-wave generation from cavitation in soft solids. *Applied Physics Letters* **114** (2019). URL <https://doi.org/10.1063/1.5083141>. 64
- [93] Brennen, C. E. *Cavitation and Bubble Dynamics* (Cambridge University Press, 2013). URL <https://doi.org/10.1017/CB09781107338760>. 72, 74
- [94] Toegel, R., Gompf, B., Pecha, R. & Lohse, D. Does water vapor prevent upscaling sonoluminescence? *Physical Review Letters* **85**, 3165–3168 (2000). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3165>. 73
- [95] Lee, S. E. & Hong, J. W. Detection of micro-cracks in metals using modulation of PZT-induced lamb waves. *Materials (Basel)*. **13** (2020). URL <https://doi.org/10.3390/ma13173823>. 80
- [96] McJunkins, S. P. & Thornton, J. I. Glass fracture analysis. A review. *Forensic Sci.* **2**, 1–27 (1973). URL [https://doi.org/10.1016/0300-9432\(73\)90002-2](https://doi.org/10.1016/0300-9432(73)90002-2). 86
- [97] Li, G. & Moelle, K. H. A SEM study of conchoidal structures on fracture surfaces of sandstones. *Tectonophysics* **216**, 255–272 (1992). URL [https://doi.org/10.1016/0040-1951\(92\)90400-Z](https://doi.org/10.1016/0040-1951(92)90400-Z). 86
- [98] Hatanaka, S.-i., Mitome, H., Yasui, K. & Hayashi, S. Single-bubble sonoluminescence in aqueous luminol solutions. *Journal of the American Chemical Society* **124**, 10250–1 (2002). URL <https://doi.org/10.1021/ja0258475>. 95

-
- [99] Gutiérrez-Hernández, U., De Colle, F., Quinto-su, P. A. & Ohl, C.-D. Transient time-delay focusing of shock waves in thin liquids. *Journal of Fluid Mechanics* **910** (2021). URL [Transienttime-delayfocusingofshockwaves](#). 101, 104
- [100] Colle, F. D., Raga, A. C. & Esquivel, A. The dynamics of internal working surfaces in magnetohydrodynamic jets. *The Astrophysical Journal* **689**, 302 (2008). URL <https://dx.doi.org/10.1086/592489>. 101
- [101] Shyue, K. M. An efficient shock-capturing algorithm for compressible multicomponent problems. *J. Comp. Phys.* **142**, 208 (1998). URL <https://doi.org/10.1006/jcph.1998.5930>. 101
- [102] Gutiérrez-Hernández, U. J., Reese, H., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A. Bullseye focusing of cylindrical waves at a liquid–solid interface. *Physics of Fluids* **34**, 112013 (2022). URL <https://doi.org/10.1063/5.0127709>. 103
- [103] Gutiérrez-Hernández, U. J., Reese, H., Reuter, F., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A. Nano-cracks and glass carving from non-symmetrically converging shocks. *Advanced Physics Research* **n/a**, 2300030 (2023). URL <https://doi.org/10.1002/apxr.202300030>. 103
- [104] Gutiérrez-Hernández, U. J., Reese, H., Ohl, C.-D. & Quinto-Su, P. A. Controlled inertial nano-cavitation above 100 MHz. *Journal of Fluid Mechanics* **n/a** (2023). 103
- [105] OpenCFD Ltd. *FluidStructureInteraction*. ESI Group (2016). URL https://openfoamwiki.net/index.php/Extend-bazaar/Toolkits/Fluid-structure_interaction. 103
- [106] Reese, H. Cavbubblesifoam (2023). URL <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.8163231>. 105