



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SUPERPOSICIÓN DE ONDAS DE CHOQUE
GENERADAS POR PULSOS LÁSER A TRAVÉS DE
HOLOGRAFÍA DIGITAL

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Juan Carlos Morales Rojas

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Pedro Antonio Quinto Su



Ciudad Universitaria, Ciudad de México, 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno

Morales

Rojas

Juan Carlos

55 3968 8449

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

305103394

2. Datos del tutor

Dr.

Pedro Antonio

Quinto

Su

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Jesús

Garduño

Mejía

4. Datos del sinodal 2

Dra.

Bertha

Molina

Brito

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Juan Arnaldo

Hernández

Cordero

6. Datos del sinodal 4

Dra.

Citlali

Sánchez

Aké

7. Datos del trabajo escrito

Superposición de ondas de choque generadas por pulsos láser a través de holografía digital

54 pags.

2019

*Time is awake when all things sleep.
Time stands straight when all things fall.
Time shuts in all and will not be shot.
Is, was, and shall be are Time's children.
O Reasoning, be witness, be stable.
Vyasa, the Mahabharata (ca. 400)*

Agradecimientos

Al pueblo de México de todas las épocas, cuyos esfuerzos y sacrificios permitieron erigir la Universidad Nacional Autónoma de México y mantenerla como la máxima casa de estudios.

A la Facultad de Ciencias, sus profesores y ayudantes, por su dedicación y compromiso con los estudiantes.

Al Instituto de Ciencias Nucleares, por el tiempo, espacio y servicios necesarios para realizar este trabajo.

Al Dr. Pedro Antonio Quinto Su por la oportunidad de trabajar y aprender en el Laboratorio de Óptica Aplicada del ICN.

A mis sinodales: Dr. Jesús Garduño Mejía, Dra. Bertha Molina Brito, Dr. Juan Arnaldo Hernández Cordero y Dra. Citlali Sánchez Aké por sus valiosos comentarios para mejorar este trabajo.

Al Conacyt (proyectos CB-253706 y LN293471) y a la DGAPA (proyecto PAPIIT IN107719) por el financiamiento que hizo posible este trabajo.

Al Sr. José Rangel Gutiérrez por la manufactura de piezas de optomecánica necesarias para la realización de este trabajo.

A mis padres, Gloria Luz y Juan Manuel, quienes con amor y paciencia me han dado todo. Este logro es también suyo.

A Beto, por su compañía, dudas, preguntas y cuestionamientos, que ponen siempre a prueba mi conocimiento.

A mi familia, por todos los domingos, vacaciones, navidades y fines de año que formarán por siempre parte de mi.

A Elena, por todo el amor, aventuras y paseos y por empujarme a ir más allá de mis miedos y dudas.

Resumen

Las ondas de choque son un fenómeno muy importante asociado a la investigación de los efectos de la radiación láser al ser enfocada en fluidos. Por ello es muy importante desarrollar técnicas que permitan manipular las características y comportamiento de dichas ondas. En el presente trabajo se muestra la superposición de cuatro ondas de choque en una posición a elección en un contenedor con tinta roja soluble en agua. Para generar las ondas se emplearon dos pulsos láser de longitud de onda de 532 [nm] y duración de 6 [ns] modificados mediante holografía digital para enfocarse sobre cuatro puntos sobre una recta. La posición del punto de superposición o enfoque depende de la diferencia entre tiempos de disparo de los pulsos láser y de la posición de los cuatro puntos de origen de las ondas. Usando una energía inicial de alrededor de 450 [\mu J] por pulso (antes del sistema óptico) se obtuvieron ondas de choque convergentes en el sitio elegido y cuyas presiones en el frente de onda fueron del orden de 100 [MPa] .

Índice general

1. Introducción	1
2. Marco teórico	3
2.1. Láseres pulsados enfocados en líquidos	3
2.2. Burbujas	10
2.3. Ondas acústicas	11
2.4. Ondas de choque. Presión en función de la dinámica	14
2.5. Generación de haces enfocados	16
3. Desarrollo experimental	23
3.1. Introducción	23
3.2. Distancia focal	25
3.3. Holografía digital y el modulador espacial de luz	28
3.4. Iluminación estroboscópica con láser	32
3.5. Sincronización y control de eventos	33
3.6. Procedimiento de adquisición y análisis de imágenes	34
3.6.1. Adquisición de imágenes	34
3.6.2. Análisis de imágenes	35
4. Resultados y discusión	38
4.1. Velocidad de ondas de choque	38
4.2. Distancias focales	43
4.3. Presión en el frente de onda	43
5. Conclusiones	47
Bibliografía	52

Introducción

El láser es uno de los desarrollos tecnológicos más importantes del siglo XX. Desde su primera implementación en 1960 por Theodore H. Maiman, su desarrollo, así como el de sus aplicaciones ha crecido hasta ocupar un lugar esencial en la investigación, la industria y la vida cotidiana. Las extraordinarias características de la radiación láser han llevado a la investigación de la interacción entre luz y materia a posibilidades que hasta el siglo XIX sólo podían imaginarse.

Para muchas aplicaciones, por ejemplo, en medicina, es muy importante conocer a detalle los fenómenos producidos por dicha interacción a fin de desarrollar herramientas que permitan controlar los efectos de dichos fenómenos. Uno de estos efectos es la producción de ondas de choque inducidas por el enfoque de pulsos laser en fluidos (24).

Uno de los primeros reportes de una investigación de este tipo data de 1963 y se debe a Askar'yan et al. (1). En él se explora la generación de burbujas debido a pulsos laser enfocados en agua y la relación entre la energía de los pulsos y la cantidad de burbujas generadas.

En 1966 Carome et al. (6) reportan la generación de señales acústicas en líquidos por pulsos laser. En dicho trabajo se atribuye la generación de dichas ondas al rompimiento dieléctrico. Al año siguiente Carome et al. (5) y Bell y Landt(2) lograron fotografías de ondas de choque propagándose a través de líquidos.

A partir de los años 1970's continuó la investigación de este tema en estrecha relación con otros fenómenos asociados como la formación y dinámica de burbujas, así como la formación de ondas de choque no solo por rompimiento óptico, sino también por colapso de burbujas. En los años 1980's aparecen las primeras aplicaciones médicas y se profundiza la investigación en fenómenos cada vez más complejos, como la emisión lumínica por colapso de burbujas (13). En los años 1990's y en adelante crece y se expande la investigación en la ya mencionada área médica.

En el marco de la investigación orientada a estas aplicaciones, el presente trabajo tiene como objetivo mostrar una técnica de superposición de ondas de choque, como una manera de amplificar la presión en un sitio específico a elección, con miras a lograr un mayor control en experimentos relacionados a interacciones burbuja-onda de choque.

A diferencia de otros esfuerzos que implican el diseño y fabricación de dispositivos con superficies reflectoras como lo hace Müller en 1988 (17) o arreglos geométricos de elementos piezoeléctricos como Tavakkoli et al. (23), en este trabajo se presentan técnicas holográficas que permiten controlar la distribución de luz en un plano dentro del fluido, a fin de generar ondas de choque desde posiciones arbitrarias y mediante el acomodo geométrico de estas lograr enfocar o superponer las ondas sin necesidad de fabricar ningún dispositivo especial de reflexión o refracción.

En el primer capítulo se explican los conceptos básicos relacionados a la generación y dinámica de las ondas de choque en fluidos a través de radiación láser. Después se describen los fundamentos de la óptica de Fourier, su aplicación a través de la holografía y el uso de esta para controlar la distribución de luz en un plano a fin de enfocar la luz en los puntos donde se generarán las ondas de choque. También se describe un método sencillo para realizar traslaciones en el plano de imagen, con el objetivo de optimizar la distribución de luz.

En el segundo capítulo se describe en detalle el montaje experimental, el arreglo geométrico de los pulsos láser, su relación con la longitud focal del arreglo y el procedimiento para modificar su posición. Se describe el uso del modulador espacial de luz, de la iluminación estroboscópica y la sincronización de todos los dispositivos a través de un generador digital de pulsos controlado por computadora y finalmente el procedimiento general de adquisición y análisis de imágenes.

En el último capítulo se muestran las secuencias de imágenes obtenidas para los diferentes parámetros experimentales, se discuten los resultados obtenidos a partir de las imágenes como la velocidad de las ondas de choque y la presión en su frente, y se muestra una secuencia de la interacción entre una burbuja colocada en el foco y las ondas de choque.

Marco teórico

La interacción radiación–materia da lugar a diferentes tipos de fenómenos que dependen de características como la densidad de energía de la radiación, frecuencia, estado de polarización, el estado de agregación de la materia sobre la que incide o a través de la cual se propaga, su temperatura, su espectro de absorción y otras más. Entre los procesos más importantes se encuentran la absorción, reflexión, refracción, difracción y dispersión.

Para el presente trabajo resulta de gran importancia entender los procesos de absorción que tienen lugar al concentrar radiación láser pulsada en fluidos, lo cual conduce a efectos como la aparición de burbujas, que no son más que la interfaz entre el vapor a alta temperatura producido por la radiación y el fluido en estado líquido alrededor y la emisión de ondas de choque por el evento de formación de las burbujas.

Las propiedades de las ondas de choque como su velocidad y la presión del fluido en el frente de onda están relacionadas con las de los pulsos utilizados para generar las burbujas, como por ejemplo su energía, duración y longitud de onda.

2.1. Láseres pulsados enfocados en líquidos

El enfoque de luz láser en un líquido transparente da lugar a varios procesos que en su conjunto llevan a la elevación de la temperatura y la presión. Para los gases el resultado final puede ser la formación de plasma, es decir, un gas de iones y electrones libres, mientras que en el caso de los líquidos se tendrán electrones capaces de moverse sin ser completamente capturados por los átomos o moléculas. Si la energía es suficiente, se puede formar un plasma acompañado de emisión de luz blanca, ondas de choque en el líquido y la formación de burbujas (13). A este fenómeno se le conoce como *rompimiento óptico*.

De acuerdo a Williams et al. (1976) (29), se puede suponer que el agua se comporta

como un semiconductor amorfo, donde la mayoría de los electrones se encuentran en la banda de valencia de las moléculas, pero son susceptibles a saltar a la cercana banda de conducción. Los fotones de luz láser con una energía igual o mayor a la diferencia de energía entre dichas bandas logran que los electrones pasen a la banda de conducción. Para el agua la energía entre las bandas es de $\Delta E=6.5$ [eV] (26). La energía de los fotones de longitud de onda de 532 [nm] corresponde a 2.34 [eV], por lo cual se necesitan al menos tres fotones para que el electrón efectue el salto entre bandas (26).

Según Lauterborn y Vogel (13), el rompimiento se lleva a cabo a través de tres procesos: fotoionización múltiple, ionización en avalancha y absorción por efecto *bremsstrahlung* inverso. La relevancia de cada uno de estos procesos depende de las características del líquido y del pulso láser.

En el caso de la duración del pulso, de acuerdo a Vogel et al. (25), para pulsos *largos* la ionización en cascada es el mecanismo dominante, para pulsos *cortos* la contribución de la fotoionización empieza a ser más importante si la duración del pulso es menor que el tiempo necesario para iniciar la ionización en cascada, lo cual también implica una irradiancia umbral más alta (18). Para pulsos *ultra cortos* la irradiancia es tan grande que la fotoionización es el mecanismo dominante. Para pulsos láser muy cortos se debe tomar en cuenta la presencia del campo eléctrico del láser, por lo cual la diferencia de energía entre bandas es (26):

$$\Delta\tilde{E} = \Delta E + \frac{e^2 F^2}{4m\omega^2} \quad (2.1)$$

Donde e es la carga del electrón, m es la masa reducida dada por la masa del electrón en la banda de conducción y la masa del hueco en la banda de valencia y ω y F son la frecuencia y amplitud del campo eléctrico del láser, respectivamente. Para pulsos del orden de femtosegundos el segundo término es importante debido al elevado valor de la irradiancia.

Los primeros electrones que reciben luz láser o electrones *semilla* (25) se producen a través de fotoionización múltiple, es decir, absorción de fotones que los promueven desde la banda de valencia a la banda de conducción. La presencia de impurezas puede facilitar su absorción y producción para pulsos cortos (18). Ya en la banda de conducción, los electrones pueden seguir absorbiendo fotones, aumentando su energía en un proceso similar pero inverso a la emisión de radiación tipo *bremsstrahlung*. Este proceso consiste en la emisión de radiación electromagnética debido al drástico frenado de electrones a alta velocidad al interactuar con otras partículas cargadas, como núcleos o electrones atómicos.

En el proceso *bremsstrahlung* inverso los electrones en la banda de conducción son acelerados más allá del potencial de ionización, generando una mayor probabilidad de generar más electrones *semilla* a través de colisiones con electrones en la banda de valencia. Los nuevos electrones *semilla* continúan con la absorción *bremsstrahlung* inversa

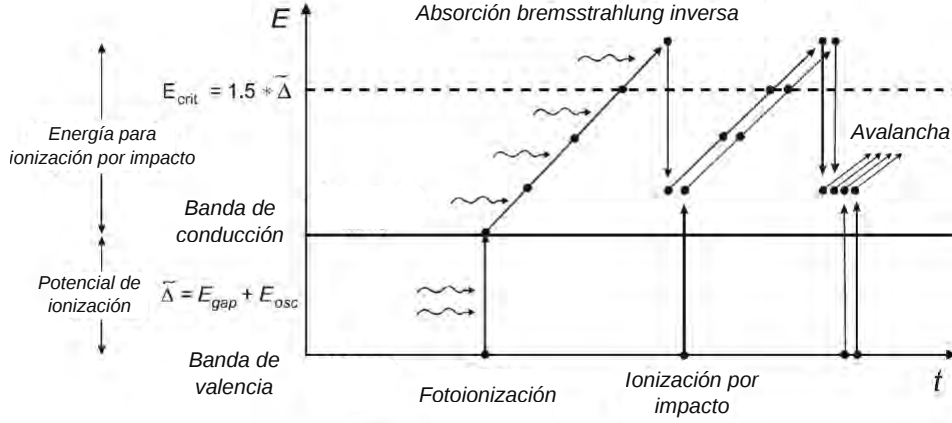


Figura 2.1: Esquema de los procesos involucrados en la absorción de radiación láser en agua. Tomado y adaptado de (26).

y si este proceso se lleva a cabo más rápido que los procesos de pérdidas, como difusión, recombinación u otros, se da un aumento exponencial en la población de electrones *se-milla* en un proceso de ionización en avalancha. La figura 2.1 muestra el proceso de manera esquemática.

La evolución en la densidad de electrones n_e se puede aproximar como (21):

$$\frac{dn_e}{dt} \approx \nu n_e - \frac{D}{\Lambda^2} n_e \quad (2.2)$$

Donde ν es la tasa de ionización debido al proceso *bremsstrahlung* inverso, D es el coeficiente de difusión de electrones y Λ es la longitud característica de difusión en la región. Resolviendo para n_e :

$$n_e = n_0 e^{(\nu - D/\Lambda^2)t} \quad (2.3)$$

Donde n_0 es la densidad inicial de electrones. Esta sencilla aproximación asume que las pérdidas por recombinación son menos importantes que las pérdidas por difusión y que la generación por *bremsstrahlung* es más relevante que la fotoionización, lo cual ya vimos es válido para pulsos largos, pero es útil para apreciar el incremento exponencial de la población de electrones más allá de la banda de conducción y esto aumenta de manera extraordinaria la absorción de la radiación láser. En medios transparentes esto resulta importante, ya que el aumento en la opacidad sirve como referencia para determinar la ocurrencia del rompimiento óptico (21).

Los electrones casi-libres generados por la ionización en avalancha entregan energía a las moléculas del líquido a través de colisiones y recombinaciones, elevando la tem-

peratura y la presión. Vogel et al. (26) reportan una irradiancia umbral del orden de $10^{11}[W/cm^2]$ para observar rompimiento óptico en agua con pulsos de duración del orden de nanosegundos y longitud de onda de $532[nm]$. El rompimiento óptico corresponde a una densidad de electrones $n_e = 3.94 \times 10^{21}[cm^{-3}]$ (26).

En cuanto a la dependencia de la presión máxima de la onda de choque respecto a la energía del pulso láser, Vogel y Busch (24) reportan que para la misma energía, los pulsos de nanosegundos de duración generan presiones más altas que los pulsos de picosegundos. Para la misma duración de pulso, la presión es proporcional a la energía del pulso (27). En el caso de la longitud de onda, se ha observado que la irradiancia umbral es menor para longitudes de onda más pequeñas, pues los fotones tienen mayor energía y se requiere un menor número de ellos durante el proceso de fotoionización.

En el presente trabajo, los pulsos láser son enfocados en tinta color rojo soluble en agua, pero sin llegar a energías que provoquen rompimiento óptico, pues no es de interés obtener plasma y esto requiere energías mayores, lo cual introduce un desgaste innecesario en equipo y material experimental. La irradiancia umbral mencionada anteriormente corresponde al comportamiento de un medio transparente, y en el presente caso la tinta se comporta de manera diferente, como se verá un poco más adelante. Además sabemos que no hubo formación de plasma debido a que no se presentó la saturación de la cámara digital correspondiente a la gran cantidad de luz emitida en un amplio espectro durante dicha formación, lo cual habría impedido la observación de las ondas de choque (13). Tampoco se registró el fuerte chasquido que, en experiencias previas a este experimento, se presentó junto con el plasma.

La formación de las ondas de choque se lleva a cabo solamente a través del aumento súbito de presión y temperatura. Existen dos maneras en que la energía del pulso puede disiparse en el medio: difusión térmica o emisión de ondas mecánicas. De acuerdo a Paltauf et al. (20) la relevancia de cada uno de estos procesos está determinada por los tiempos críticos de confinamiento térmico t_T y mecánico t_c . Definiendo d como la dimensión más pequeña del volumen irradiado, en este caso el diámetro del spot del láser, se tiene:

$$t_T = \frac{d^2}{4\kappa} \quad (2.4)$$

Donde κ es la difusividad térmica del agua. Si la duración del pulso láser es menor a este tiempo, se cumple con la condición de confinamiento térmico y la energía del pulso puede depositarse antes de que haya transferencia de calor (20). El tiempo crítico de confinamiento mecánico es:

$$t_M = \frac{d}{v_s} \quad (2.5)$$

Donde v_s es la velocidad del sonido en agua. Si la duración del pulso láser es mayor a este tiempo crítico, la presión no crece demasiado pues la energía se disipa a través

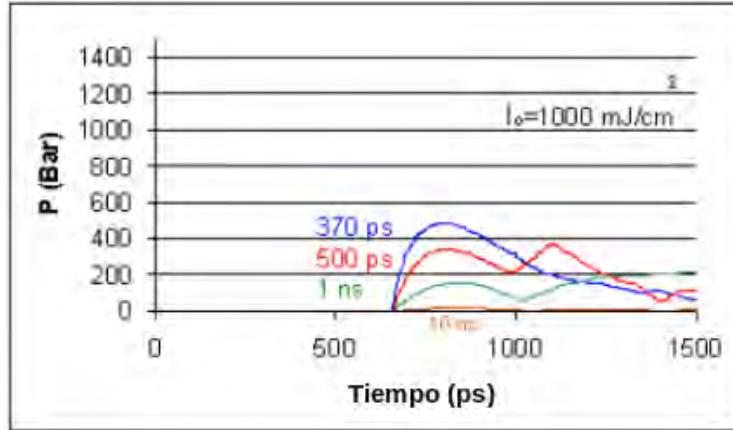


Figura 2.2: Perfiles de presión a $2 \text{ } [\mu\text{m}]$ del punto de absorción con diferentes duraciones del pulso pero la misma energía. Imágen tomada y adaptada de (8).

de una onda acústica convencional. Cuando la duración del pulso es menor al tiempo crítico, la energía del pulso es absorbida antes de que el cambio de presión se propague y al hacerlo es en forma de onda de choque (8). Midiendo la presión del medio a cierta distancia del centro de absorción se puede obtener una gráfica de su comportamiento con el tiempo. Faraggi et al. (8) obtuvieron gráficas para distintas duraciones de pulso, con la misma energía.

En la gráfica 2.2 observamos la presión para pulsos con duración menor al tiempo crítico t_M . Se observa que en todos los casos la presión sube de manera gradual y continua para después decaer suavemente. La presión máxima del frente es más grande entre más pequeña es la duración del pulso.

Para duraciones de pulso cercanas al tiempo crítico, la pendiente de la presión en el frente se vuelve más pronunciada a medida que la duración del pulso disminuye, como se ve en 2.3. También en este caso la presión máxima depende inversamente de la duración del pulso.

Finalmente, cuando la duración del pulso es menor al tiempo crítico, en todos los casos se forman ondas de choque cuya amplitud máxima es independiente de la duración, como se ve en 2.4.

En este trabajo se utilizó un objetivo de microscopio con apertura numérica $NA = 0.4$. Con dicho objetivo el diámetro más pequeño de spot que se puede obtener en el límite de difracción al enfocar el láser está dado por la relación:

$$d = \frac{1.22\lambda}{NA} \quad (2.6)$$

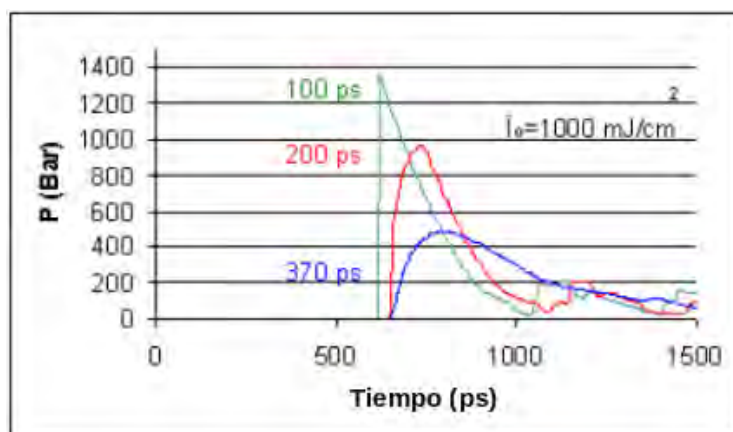


Figura 2.3: Perfiles de presión a $2 \text{ } [\mu\text{m}]$ del punto de absorción con diferentes duraciones del pulso pero la misma energía. Imágen tomada y adaptada de (8).

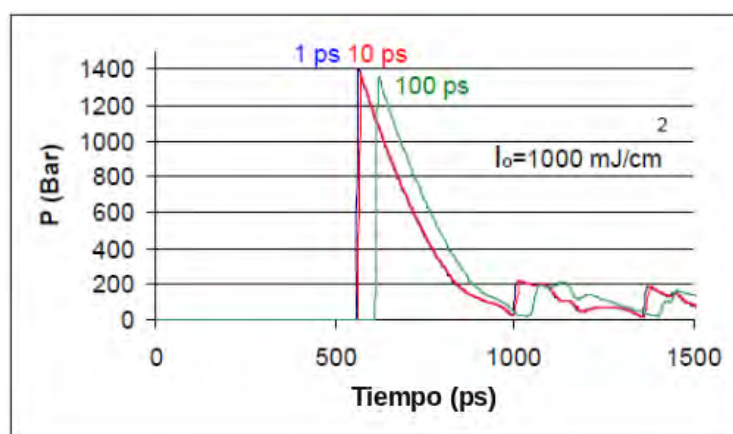


Figura 2.4: Perfiles de presión a $2 \text{ } [\mu\text{m}]$ del punto de absorción con diferentes duraciones del pulso pero la misma energía. Imágen tomada y adaptada de (8).

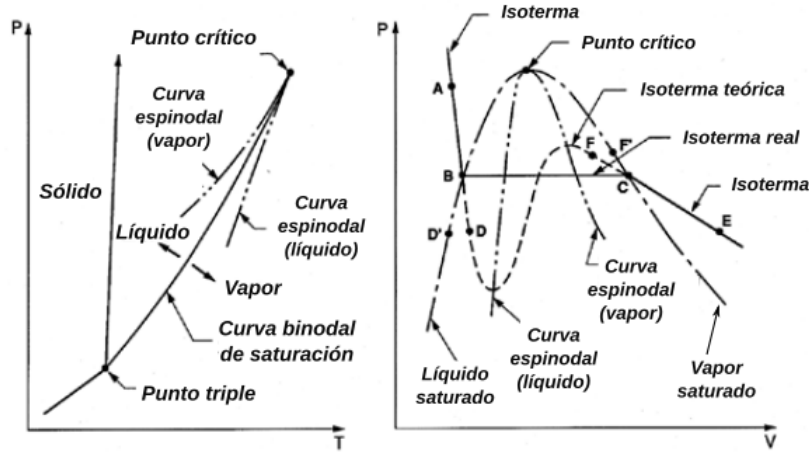


Figura 2.5: Diagramas de fase típicos para una sustancia pura. Imagen tomada y adaptada de <https://authors.library.caltech.edu/25017/4/chap1.htm>

Sustituyendo los valores correspondientes para este trabajo ($\lambda = 532[nm]$) se obtiene un diámetro de $0.811 [\mu m]$. Para este diámetro se obtiene un tiempo de confinamiento mecánico de $0.547 [ns]$ y un tiempo de confinamiento térmico de $1.15 [\mu s]$. Se observa que el tiempo de confinamiento mecánico resulta más pequeño que la duración del pulso ($6 [ns]$).

De acuerdo a Vogel y Venugopalan (28) aún cuando no se cumplan las condiciones de confinamiento mecánico, la producción de ondas de choque se puede dar solamente gracias al confinamiento térmico, ya la región irradiada del líquido puede absorber una gran cantidad de energía antes que esta se disipe térmicamente en los alrededores, aumentando muy rápidamente su temperatura.

En un diagrama de fases P vs T para una sustancia pura, como el de la izquierda de la figura 2.5, se observa que si el líquido a presión y temperatura ambiente aumenta su temperatura isobáricamente, pasa de un estado en la región de fase líquida hacia la región de fase vapor cruzando la curva binodal, que es aquella conformada por todos los estados en los que la fase líquida y la fase de vapor coexisten en equilibrio (línea que une el punto triple con el punto crítico en el diagrama P vs T). El líquido pasa a un estado metaestable en la región entre la curva binodal y la curva espinodal como se puede observar en la región donde se encuentra el punto D del diagrama P vs V en la figura 2.5. Esta última marca el límite hasta el cual el líquido metaestable puede aumentar su temperatura. Al llegar a dicha curva el líquido se vuelve completamente inestable y se produce un fenómeno conocido como *descomposición espinodal* debido al cual el líquido se vaporiza espontáneamente, y pasa isotérmicamente a un estado sobre la curva binodal donde la presión es mucho más alta, la cual puede llegar al orden de $[MPa]$ (28).

Para que un líquido llegue a un estado metaestable, es necesario que esté libre de impurezas y que su recipiente no tenga irregularidades que funcionen como núcleos para la formación de burbujas de vapor en un proceso conocido como *nucleación heterogénea*. La *nucleación homogénea* consiste en la generación de dichos núcleos debido a fluctuaciones termodinámicas que al pasar cierto umbral de energía pueden crecer y formar burbujas de vapor. Estos procesos junto con la descomposición espinodal forman parte de lo que se conoce como transiciones explosivas de fase (28).

Por tanto, aunque las condiciones de confinamiento mecánico no se satisfagan, la descomposición espinodal puede proveer el mecanismo necesario para aumentar subitamente la presión en la región irradiada a fin de producir las ondas de choque, gracias a la corta duración del pulso láser y al confinamiento térmico.

2.2. Burbujas

Uno de los efectos producidos al enfocar un haz láser sobre un fluido es la formación de burbujas. En un principio la energía del láser es absorbida por las moléculas del fluido que por colisiones la convierten en energía térmica, elevando temperatura y presión y vaporizando el fluido en la pequeña área donde se enfoca el haz. El vapor se encuentra a una mayor presión que el líquido circundante por lo cual empieza a expandirse, formándose una interfaz líquido-vapor que forma la superficie de la burbuja.

La expansión continúa y debido a este aumento de volumen, temperatura y presión disminuyen hasta que la presión externa es mayor. En ese momento la burbuja comienza a colapsar y la disminución de volumen provoca un nuevo aumento de presión y temperatura en el vapor.

Sin embargo, como una gran parte de la energía depositada por el pulso láser se ha disipado durante la expansión, por ejemplo, a través de la emisión de ondas de choque, la presión y la temperatura no llegan a valores tan altos como aquellos generados por el láser. Aun así, los valores son suficientes para provocar una nueva expansión y emisión de ondas de choque, oscilando hasta que se disipa toda la energía depositada por el pulso láser y se restablece el equilibrio termodinámico del líquido, como se observa en la figura 2.6.

Una burbuja inmersa en un fluido newtoniano puede ser modelada por la ecuación de Rayleigh-Plesset y encontrar su radio en función del tiempo $R(t)$:

$$\frac{p_b(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_l}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_l R} \quad (2.7)$$

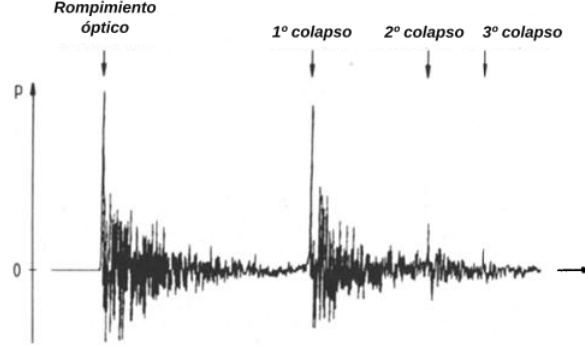


Figura 2.6: Señal de presión obtenida con hidrófono, producida por una burbuja creada con un pulso láser. Los picos de presión corresponden a las ondas de choque producidas por las sucesivas expansiones de la burbuja. Imagen tomada y adaptada de (12)

Donde p_b es la presión en la burbuja, p_∞ es la presión del fluido, ρ_l es la densidad del fluido, ν_l es la viscosidad dinámica y S es la tensión superficial (4). De acuerdo a Vogel et al. (27) el radio máximo alcanzado por la burbuja está relacionado con la energía de la burbuja mediante la expresión:

$$E_b = \frac{4}{3}\pi(p_\infty - p_b)R_{max}^3 \quad (2.8)$$

Donde p_∞ es la presión hidrostática y p_b es la presión de vapor en el interior de la burbuja.

2.3. Ondas acústicas

Para comprender mejor la naturaleza de las ondas de choque se presenta a continuación una breve exposición de los conceptos más importantes relacionados a las ondas acústicas.

Las ondas acústicas son perturbaciones en la densidad de un fluido compresible causadas por variaciones en la presión ejercidas sobre el fluido. Las ecuaciones que describen el comportamiento de un fluido ideal son la ecuación de continuidad y la ecuación de Euler:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2.10)$$

Donde ρ es la densidad del fluido, \vec{v} es su velocidad y p es la presión. Considerar al fluido ideal implica, entre otras cosas, que cualquier proceso que lo involucre se realiza sin intercambio de calor, es decir, es adiabático. Por tanto, podemos expresar a la presión en función de la densidad de la forma:

$$p = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_0} \right)_s \quad (2.11)$$

Esta relación es válida considerando además que las variaciones de presión y densidad son lo suficientemente pequeñas como para despreciar términos de orden superior. Aquí ρ_0 es la densidad de referencia en ausencia de perturbaciones. Nótese que la derivada de la presión respecto a la densidad se hace a entropía constante, como consecuencia de la naturaleza adiabática de estas variaciones.

Otra suposición importante es que la velocidad del fluido es pequeña y que las variaciones espaciales del flujo no son bruscas, por tanto, el término $(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}$ en la ecuación de Euler es despreciable (11). Finalmente se considera que las propiedades del fluido varían de manera continua. Para el caso de ondas planas propagándose en la dirección del eje x las ecuaciones se simplifican a:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.13)$$

Donde u es la velocidad de fluido en dirección del eje x . Introduciendo perturbaciones a los valores iniciales:

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (2.14)$$

$$p = p_0 + p' \quad (2.15)$$

$$u = u_0 + u' \quad (2.16)$$

Y sustituyendo en las ecuaciones, asumiendo que dichas perturbaciones son pequeñas y que $u_0 = 0$ se tiene:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (2.18)$$

Derivando la segunda ecuación respecto a x y sustituyendo en ella la primera ecuación se obtiene:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \quad (2.19)$$

Este resultado también puede encontrarse en términos de u' y ρ' mediante el mismo procedimiento. Esta es una ecuación de onda cuyas soluciones son funciones armónicas de tipo $f(x \pm vt)$ que representan perturbaciones que se propagan a través del fluido sin cambiar de forma y a una velocidad constante v_s . Aplicando dicha solución a la ecuación de onda se encuentra que:

$$v_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} \quad (2.20)$$

Esta es la velocidad del sonido cuyo valor para el aire (seco, 25 °C) es de 346 m/s y en el agua (25 °C) es de 1497 m/s (15). Esta velocidad puede servir como referencia para aplicar una de las simplificaciones anteriores, cuando se dijo que era necesario que la velocidad \vec{v} fuera pequeña, siendo pequeña comparada a v_s (11). Para el caso tridimensional la ecuación de onda es:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 p' = 0 \quad (2.21)$$

Las soluciones encontradas para ondas esféricas son las mismas que aquellas para ondas planas, excepto por un factor $1/r$, que implican que la amplitud de las ondas disminuye conforme se alejan de su fuente, sin cambiar su forma. Dichas soluciones se pueden comprobar al sustituirlas en la ecuación de onda anterior con el operador laplaciano ∇^2 en coordenadas esféricas, asumiendo que las variables no dependen de los ángulos azimutal y polar:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (2.22)$$

En el presente trabajo, los experimentos se realizan en una región donde la distancia entre los portaobjetos de vidrio es mucho más pequeña que el área que abarca el fluido. Por tanto resulta pertinente considerar coordenadas cilíndricas, donde el operador laplaciano es:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \quad (2.23)$$

Asumiendo simetría azimutal, las soluciones radiales en estas coordenadas son las funciones de Hankel, que para valores de r lejos del origen de la onda también son funciones armónicas, pero multiplicadas por un factor $1/\sqrt{r}$ que implica que la amplitud también decae, como en el caso esférico, pero a un ritmo menor (3, 10).

En el análisis anterior se ha asumido que las propiedades del fluido varían de manera continua, lo cual resulta válido para fenómenos acústicos de amplitud pequeña. En cambio, las ondas de choque son perturbaciones discontinuas de la presión y la

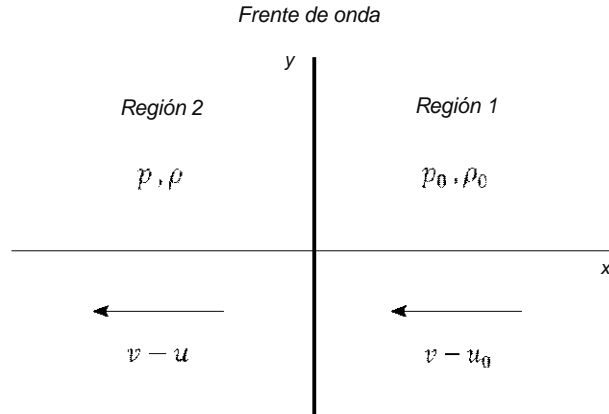


Figura 2.7: Condiciones del fluido antes y después del frente de onda viajando hacia la derecha con velocidad v . Esquema basado en (7).

temperatura en un fluido. Otra diferencia es que la velocidad de las partículas del fluido no es despreciable en comparación de la velocidad de propagación del sonido, por lo que los términos no lineales de la ecuación de Euler no se pueden despreciar. La propagación del sonido en un fluido se considera un proceso adiabático y por tanto reversible e isentrópico, mientras que en la propagación de ondas de choque es un proceso irreversible en el cual la entropía aumenta siempre.

2.4. Ondas de choque. Presión en función de la dinámica

A partir de la velocidad de la onda de choque es posible encontrar la presión en el frente de onda. Para ello hay que analizar las propiedades del fluido antes y después del paso del frente de onda. A pesar de que dichas propiedades cambian de manera discontinua en la interfaz dada por el frente, deben cumplirse las siguientes condiciones: conservación de masa, conservación de momento lineal y conservación de la energía. Las ecuaciones resultantes de dichas condiciones se conocen en general como ecuaciones de Rankine-Hugoniot (7). Dichas consideraciones son válidas asumiendo que el grosor del frente es despreciable y pueden aplicarse en el caso de frentes de onda planos o esféricos.

Sea un sistema de referencia fijo en un frente de onda moviéndose de izquierda a derecha sobre el eje x , con velocidad v a través de un fluido con velocidad u_0 como en la figura 2.7. En la región 1 las propiedades del fluido son aquellas anteriores al paso del frente de onda, mientras que las de la región 2 son posteriores.

En general, el flujo de masa por unidad de área ($dA = dydz$) por unidad de tiempo

de un fluido a través de una superficie, para cierto volumen de referencia dV es:

$$\frac{dm}{dAdt} = \frac{dm}{dAdt} \frac{dV}{dV} = \frac{dm}{dV} \frac{dxdydz}{dydzdt} = \rho \frac{dx}{dt} = \rho v \quad (2.24)$$

Por lo cual para el sistema considerado el flujo aparente hacia el frente de onda es:

$$\rho_0(v - u_0) \quad (2.25)$$

Donde $v - u_0$ es la velocidad relativa del fluido respecto al frente de onda, con ρ_0 la densidad y u_0 la velocidad del fluido antes de la perturbación. De igual manera el flujo de fluido desde el frente hacia la izquierda es:

$$\rho(v - u) \quad (2.26)$$

Por conservación de la masa ambos flujos deben ser iguales, por lo que se tiene:

$$\rho_0(v - u_0) = \rho(v - u) \quad (2.27)$$

Otra condición que se debe cumplir es la conservación del momento lineal del fluido a través del frente. La diferencia de momento entre ambos lados del frente debe ser igual a la diferencia de presiones entre dichos lados, por lo cual se tiene:

$$p - p_0 = \rho(v - u)u - \rho_0(v - u_0)u_0 \quad (2.28)$$

Utilizando la expresión de conservación de masa:

$$p - p_0 = \rho_0(v - u_0)u - \rho_0(v - u_0)u_0 = \rho_0(v - u_0)(u - u_0) \quad (2.29)$$

Tomando $u_0 = 0$ para simplificar se tiene:

$$p - p_0 = \rho_0 uv \quad (2.30)$$

La velocidad v se puede obtener experimentalmente midiendo el avance del frente de onda contra el tiempo que emplea en hacerlo, mientras que la velocidad u es necesario determinarla a partir de una ecuación de estado que la relacione con v . Rice y Walsh (22) encontraron en 1957 a partir de datos experimentales la ecuación:

$$u = k_1 \left(10^{\frac{v-v_s}{k_2}} - 1 \right) \quad (2.31)$$

Donde $v_s = 1483[m/s]$ es la velocidad del sonido en el agua, $\rho_0 = 998[kg/m^3]$ es la densidad del agua, $p_0 = 101325[Pa]$ es la presión atmosférica local y $k_1 = 5190[m/s]$ y $k_2 = 25306[m/s]$ son constantes. Por tanto, a partir de las dos expresiones anteriores, la presión en el frente de onda en función de su velocidad está dada por la siguiente ecuación:

$$p = k_1 \rho_0 v \left(10^{\frac{v-v_s}{k_2}} - 1 \right) + p_0 \quad (2.32)$$

Esta ecuación es válida dentro de un volumen de aproximadamente $1[\text{mm}^3]$ alrededor del punto de emisión que es la región en la cual la onda de choque no ha decaído aún en una onda acústica convencional y por tanto u y v son diferentes (24).

2.5. Generación de haces enfocados

Para producir ondas de choque en posiciones arbitrarias en un plano dentro de un líquido se requiere un sistema óptico que permita enfocar y desplazar el haz láser a través de dicho plano. Uno de los sistemas más sencillos basado en la refracción es la lente.

Una lente es un dispositivo que modifica la dirección de la luz, debido a la diferencia de índice de refracción entre el material del que está fabricado la lente (generalmente vidrio, para la región visible del espectro) y el material que la rodea (vacío, aire o agua entre los más comunes).

La redistribución del campo luminoso depende de la forma geométrica de las superficies de las caras de la lente, siendo las más comunes las superficies cónicas. Para las lentes convexas, cuya sección media es más gruesa que sus extremos, la luz es desviada hacia el eje central u óptico de la lente. Sobre este eje se encuentra el punto focal, que es el punto en el cual convergen haces paralelos que pasan a través de la lente y por ello a estas lentes se les llama convergentes o positivas.

Una lente delgada es aquella cuyo grosor es tal que los efectos de dicho grosor pueden ignorarse. Además, se considera que sus superficies refractivas son esféricas y que estas están centradas simétricamente en el eje óptico de la lente. En la aproximación paraxial (en la cual el ángulo entre el eje óptico y los haces luminosos es pequeño) el plano focal de una lente es el plano sobre el cual convergen los haces luminosos paralelos incidentes sobre dicha lente, sin importar su inclinación respecto al eje óptico, como se aprecia en la figura 2.8.

Dicho plano se encuentra a una distancia f conocida como distancia focal. Para cada inclinación de los haces existe una posición en el plano específica, lo cual nos permite transformar dichas inclinaciones en el plano focal anterior o plano de objeto en posiciones en el plano focal posterior o plano de imagen. A su vez cada inclinación y su camino óptico pueden ser representados por medio de la fase de una onda plana.

Por tanto, una lente convergente puede funcionar como un dispositivo que realice físicamente la transformada bidimensional de Fourier gracias a que los cambios que genera en la fase de un haz de luz que pasa a través de ella son equivalentes matemáticamente a dicha transformación. Existen varios tipos de geometrías para implementar la transformación. La imagen 2.9 muestra tres de estos posibles arreglos. En el inciso

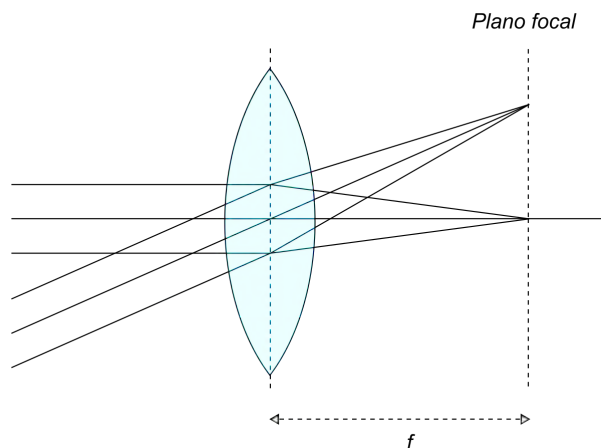


Figura 2.8: Convergencia de haces paralelos en el plano focal de la lente.

(a) el objeto o imagen a transformar se encuentra en contacto con la lente, en el (b) el objeto se encuentra a cierta distancia de la lente y en el (c) se encuentra entre la lente y el plano.

Para el presente trabajo se empleó un arreglo geométrico como el del inciso (b), con un modulador espacial de luz que se ubica a distancia d de la lente y funciona como objeto. Para calcular la distribución de luz en el plano focal del foco hay que tomar en cuenta dos factores: el cambio de fase inducido por el grosor de la lente y el cambio de fase inducido por la propagación desde el objeto a la lente y desde la lente al plano focal.

Para el caso del cambio por grosor consideremos una lente biconvexa, la cual dividiremos en tres partes, dos superficies curvas y una sección central. Si consideramos que la luz se desplaza de izquierda a derecha, tomamos la convención de que el radio de curvatura de superficies convexas será positivo, mientras que para superficies cóncavas el radio es negativo. La imagen 2.10 es un esquema de la lente considerada.

Para la superficie izquierda de la lente el grosor esta dado por la expresión:

$$l_1 = l_{01} - R_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right) \quad (2.33)$$

Donde l_{01} es el grosor máximo de la sección izquierda de la lente, R_1 es el radio de curvatura de la superficie izquierda y x e y son las coordenadas transversales de la lente. Similarmente para la parte derecha de la lente y siguiendo la convención de signos para los radios se tiene:

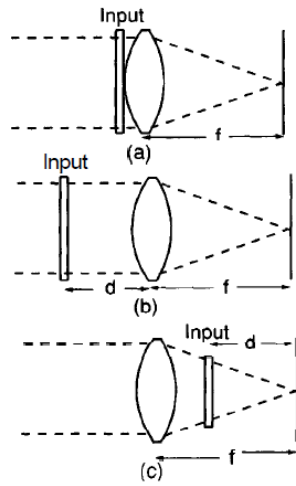


Figura 2.9: Tres arreglos geométricos para implementar la transformada de Fourier a una distribución de luz mediante una lente delgada positiva. Tomada de (9).

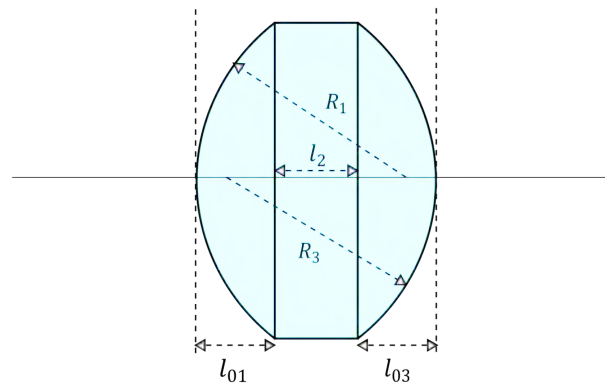


Figura 2.10: Vista lateral de una lente delgada biconvexa y la geometría de su grosor. Esquema basado en (9).

$$l_3 = l_{03} - R_3 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_3^2}} \right) \quad (2.34)$$

Por tanto, el grosor de la lente en función de las coordenadas transversales x e y es:

$$l = l_1 + l_2 + l_3 \quad (2.35)$$

$$l(x, y) = l_0 - R_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right) + R_3 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_3^2}} \right) \quad (2.36)$$

$$l_0 = l_{01} + l_2 + l_{03} \quad (2.37)$$

Donde l_2 es el grosor de la sección central y por tanto l_0 es el grosor máximo de la lente. La aproximación paraxial se puede utilizar si consideramos que se trabaja cerca del eje de la lente, para lo cual necesitamos que x e y sean pequeñas. Considerando que el radio de curvatura es más grande que dichas coordenadas tal que el cociente $(x^2 + y^2)/R^2$ sea muy pequeño, podemos aplicar una aproximación tipo $\sqrt{x-1} \approx 1 - \frac{x}{2}$ para obtener:

$$l = l_0 - R_1 \left(1 - 1 + \frac{x^2 + y^2}{2R_1^2} \right) + R_3 \left(1 - 1 + \frac{x^2 + y^2}{2R_3^2} \right) \quad (2.38)$$

Simplificando:

$$l = l_0 - \frac{x^2 + y^2}{2R_1} + \frac{x^2 + y^2}{2R_3} \quad (2.39)$$

$$l(x, y) = l_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_3} \right) \quad (2.40)$$

Por otro lado, la fase en función de las coordenadas x e y del grosor de la lente es:

$$\varphi = knl + k(l_0 - l) \quad (2.41)$$

Con k el número de onda de la luz que pasa a través de la lente y n el índice de refracción del material de la lente. El primer término representa el cambio de fase al pasar a través del material y el segundo término es el cambio de fase inducido por la sección fuera del material entre los planos que intersectan las superficies de la lente en su eje, donde el grosor es máximo. Reacomodando y sustituyendo la función de grosor se tiene:

$$\varphi = k(n-1)l + kl_0 \quad (2.42)$$

$$= k(n-1) \left(l_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_3} \right) \right) + kl_0 \quad (2.43)$$

$$= k(n-1)l_0 - \frac{k(n-1)(x^2 + y^2)}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_3} \right) + kl_0 \quad (2.44)$$

De la fórmula para lentes delgadas, también conocida como la fórmula del fabricante de lentes se tiene:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_3} \right) \quad (2.45)$$

Donde f es la distancia focal del lente. Sustituyendo en la fase:

$$\varphi(x, y) = knl_0 - \frac{k}{2f}(x^2 + y^2) \quad (2.46)$$

Esta expresión nos permite determinar la fase de la luz que pasa a través de una lente delgada. El primer término es una constante que no depende de las coordenadas transversales. Sustituyendo en la expresión para el campo:

$$\psi_{lf} = e^{knl_0} e^{-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)} \psi_l \quad (2.47)$$

Con ψ_l el campo incidente en la lente. Como el primer factor exponencial es constante podemos omitirlo por lo cual el campo después de la lente es:

$$\psi_{lf}(x, y) = e^{-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)} \psi_l(x, y) \quad (2.48)$$

Para obtener el cambio de fase debido a la propagación desde la lente al plano focal, se utiliza la aproximación de campo cercano o aproximación de Fresnel, según la cual la relación entre el campo inicial ψ_0 en el plano (x, y) y el campo ψ en el plano (u, v) paralelo al anterior y con una distancia de separación z entre ambos es:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x, y) e^{\frac{ik}{2z}[(u-x)^2 + (v-y)^2]} dx dy \quad (2.49)$$

Donde k es el número de onda y λ la longitud de onda. Desarrollando los binomios al cuadrado y factorizando:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2z}(u^2 + v^2)}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x, y) e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} e^{-\frac{ik}{z}(ux + vy)} dx dy \quad (2.50)$$

Como el campo ψ se encuentra sobre el plano focal posterior de la lente entonces la separación es la distancia focal f y el campo inicial es el campo después de la lente $\psi_{lf}(x, y)$, por lo cual se tiene:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2f}(u^2+v^2)}}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_{lf}(x, y) e^{\frac{ik}{2f}(x^2+y^2)} e^{\frac{-ik}{f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.51)$$

Sustituyendo la expresión para el campo después de la lente:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2f}(u^2+v^2)}}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_l(x, y) e^{\frac{-ik}{2f}(x^2+y^2)} e^{\frac{ik}{2f}(x^2+y^2)} e^{\frac{-ik}{f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.52)$$

Vemos que las exponenciales con fases cuadráticas se cancelan, quedando:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2f}(u^2+v^2)}}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_l(x, y) e^{\frac{-i2\pi}{\lambda f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.53)$$

Se observa que la doble integral de esta última expresión es la transformada de Fourier del campo $\psi_l(x, y)$. Ahora hay que relacionar este campo con el campo inicial a una distancia arbitraria d de la lente. La relación entre las transformadas del campo inicial y el incidente en la lente es:

$$\mathcal{F}\{\psi_l(x, y)\} = F_l(u, v) = e^{-i\pi\lambda d(u^2+v^2)} F_0(u, v) \quad (2.54)$$

Con $F_0(u, v) = \mathcal{F}\{\psi_0(x, y)\}$. El factor exponencial que multiplica a la transformada es la transformada de Fourier de la respuesta al impulso para la propagación desde el objeto a la lente. Sustituyendo para el campo en el plano focal de la lente:

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2f}(u^2+v^2)}}{i\lambda f} e^{-i\pi\lambda d(u^2+v^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x, y) e^{\frac{-i2\pi}{\lambda f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.55)$$

$$\psi(u, v) = \frac{e^{\frac{ik}{2f}(u^2+v^2)(1-\frac{d}{f})}}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x, y) e^{\frac{-i2\pi}{\lambda f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.56)$$

Si el objeto se encuentra a una distancia $d = f$ de la lente se tiene:

$$\psi(u, v) = \frac{1}{i\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} \psi_0(x, y) e^{\frac{-i2\pi}{\lambda f}(ux+vy)} dx dy \quad (2.57)$$

Salvo el factor constante, tenemos que ψ es exactamente la transformada de Fourier del campo ψ_0 con frecuencias espaciales $k_x = \frac{u}{\lambda f}$ y $k_y = \frac{v}{\lambda f}$. Otras configuraciones espaciales o distancias introducen otros términos que modifican la última expresión obtenida para el campo ψ (9).

De aquí resulta un método bastante práctico y sencillo para controlar la distribución de luz en el plano de imagen de una lente delgada, modificando la luz incidente desde el plano de objeto. Las primeras implementaciones de este tipo se basaban en la colocación de mascarar y transparencias en el plano de objeto, las cuales son susceptibles de degradarse con el manejo y el uso. Además para cada distribución requerida se

necesita fabricar su máscara correspondiente, colocarla y alinearla con el sistema óptico.

Para el presente trabajo, en lugar de utilizar transparencias se utilizó un modulador espacial de luz, el cual es un dispositivo digital que permite controlar la fase de la luz reflejada por él, como se verá más adelante a detalle. Al controlar dicho dispositivo con una computadora es posible cambiar la fase de la distribución de luz en el plano del objeto sin mover ni alinear ningún elemento del sistema óptico, lo cual resulta mucho más práctico.

Desarrollo experimental

3.1. Introducción

Para generar ondas de choque en un líquido se utiliza un dispositivo láser capaz de emitir dos pulsos de 532 [nm] de longitud de onda y 6 [ns] de duración. Se desea que cuatro pulsos láser impacten en posiciones específicas en el líquido, lo cual permita que las ondas de choque generadas se superpongan en un sitio a elección. Para ello ambos pulsos son divididos en dos a través de holografía digital, utilizando un modulador espacial de luz. Más adelante se detalla este procedimiento.

Un sistema de lentes permite modificar el tamaño de los pulsos y colimarlos para que estos incidan lo más uniformemente posible sobre la pantalla del modulador y aprovechar así al máximo la luz. Previamente una lámina de media onda ajusta la polarización del haz para que coincida con la polarización de trabajo del modulador. Una lente recibe el haz reflejado del modulador y realiza su transformada de Fourier, generando una distribución de luz correspondiente a los cuatro puntos arriba mencionados. Posteriormente otro sistema de lentes modifica el haz para ser enfocado por un microscopio (Olympus modelo IX71) sobre una muestra de tinta roja soluble en agua.

El microscopio permite además observar y grabar los eventos en la tinta a través de una cámara digital CCD (PCO modelo Sensicam qe) que adquiere una secuencia de imágenes a diferentes tiempos después del impacto de los pulsos a fin de observar la evolución de las ondas de choque generadas. Para iluminar la muestra se utiliza otro láser pulsado sincronizado con la cámara y con los láseres generadores de las ondas de choque mediante un generador digital de pulsos. En la imagen 3.1 se muestra un esquema general del experimento.

La muestra de tinta se deposita entre un portaobjetos y un cubreobjetos (ambos de vidrio) separados por hojas de papel de aluminio, formando una especie de contenedor como se muestra en la figura 3.2. La altura de dicho contenedor es aproximadamente

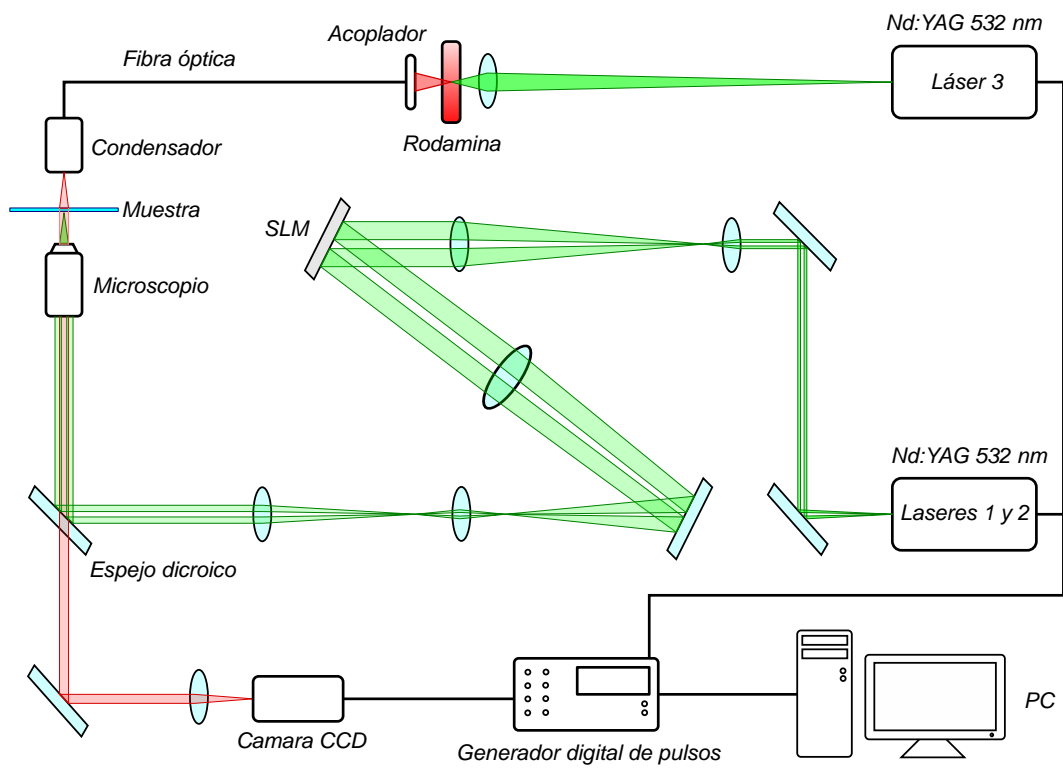


Figura 3.1: Esquema del arreglo experimental

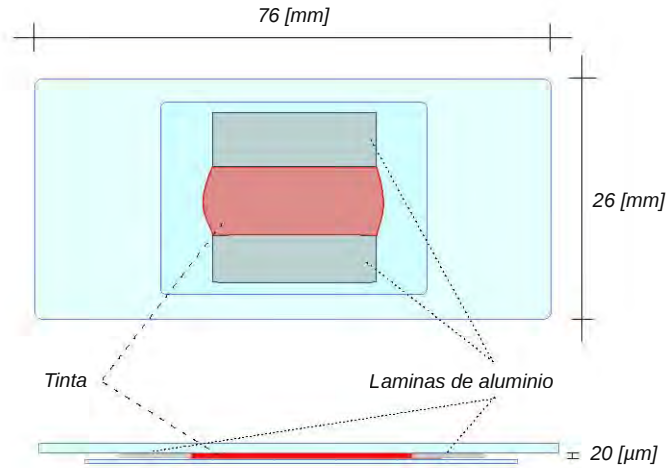


Figura 3.2: Esquema de la muestra de líquido

de 20 $[\mu m]$. Dicho contenedor se coloca sobre la platina del microscopio.

3.2. Distancia focal

El objetivo es superponer cuatro ondas de choque en un sitio a elección. Para ello se disparan pulsos en cuatro puntos sobre una recta, igualmente espaciados entre sí. En dichos puntos se concentra el pulso laser, aumentando la temperatura y la presión del líquido en un tiempo muy corto, del orden de magnitud de nanosegundos. Esta perturbación se expande radialmente formando una onda expansiva circular. Las cuatro ondas generadas se superpondrán sobre un punto en la recta perpendicular a la recta sobre la cual se encuentran los puntos y que pasa por el punto medio entre los puntos extremos, el cual se toma como origen del sistema de coordenadas. A la distancia entre este origen y el punto de superposición se le denominará distancia focal. La imagen 3.3 muestra dicho arreglo geométrico.

Considerando que en el intervalo de tiempo experimental las ondas de choque tendrán una velocidad radial constante, se puede obtener una expresión que relacione la posición del frente de onda sobre el eje x en función del tiempo, a partir del triángulo rectángulo formado por el radio vt de la onda como hipotenusa y como catetos la posición de la onda sobre el eje x y la distancia a entre el punto de origen de la onda y el origen de coordenadas como se muestra en la imagen 3.4. Para los puntos internos se tiene:

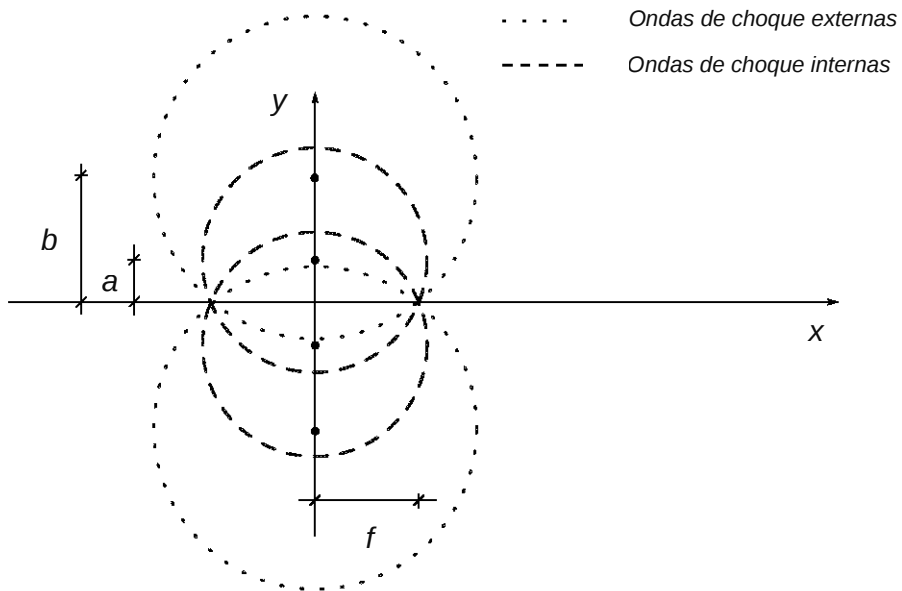


Figura 3.3: Arreglo geométrico de los pulsos y las ondas de choque

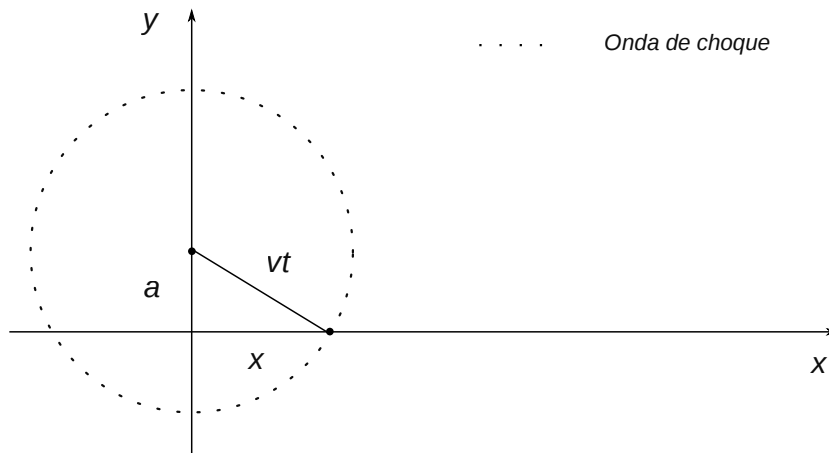


Figura 3.4: Geometría para obtener la ecuación 3.1.

$$x_i = \sqrt{v^2 t^2 - a^2} \quad (3.1)$$

Para las ondas provenientes de los puntos externos, la ecuación es:

$$x_e = \sqrt{v^2 (t - \tau)^2 - 9a^2} \quad (3.2)$$

En este caso τ es el desfase entre disparos a puntos externos e internos y la distancia de los puntos de origen de las ondas externas al origen de coordenadas es $3a$, para que todos los puntos estén a una distancia igual entre sí.

Los pulsos son disparados por pares. Primero se dispara sobre los puntos externos y después se dispara sobre los puntos internos. La distancia entre puntos y el tiempo entre disparos determinan el lugar sobre el cual las ondas de choque generadas se superponen. Esto sucede cuando para las dos ecuaciones anteriores se tiene $x_i = x_e$, por lo que al igualarlas se puede derivar una ecuación que permite establecer el tiempo en que las ondas de choque se superpondrán, dado el tiempo τ entre disparos.

$$t = \frac{\tau}{2} - \frac{4a^2}{\tau v^2} \quad (3.3)$$

Después este tiempo se sustituye en la ecuación de los puntos internos para obtener la ecuación para la distancia focal en función de τ (3.4). La gráfica 3.5 muestra el

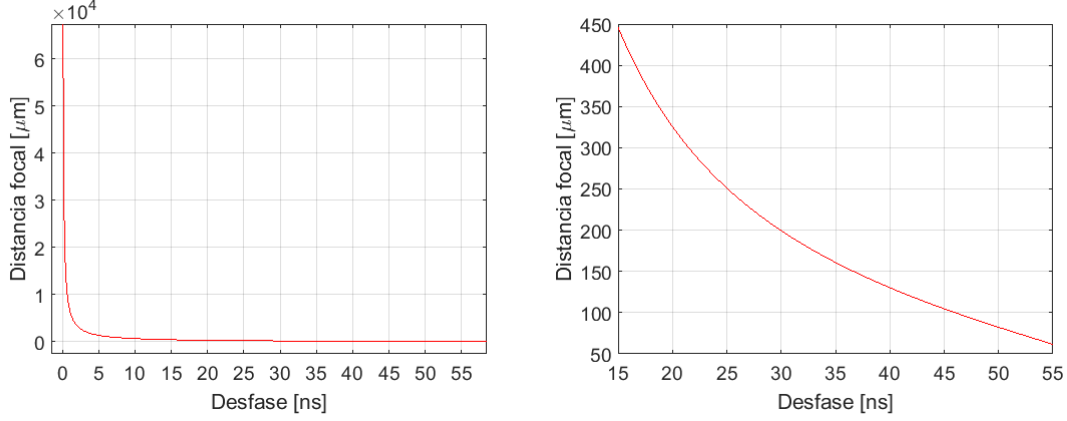


Figura 3.5: Posición del lugar de enfoque vs. tiempo entre disparos. En la gráfica de la derecha se observa en detalle la región considerada en el experimento.

comportamiento de la ecuación en el intervalo de tiempos usados para el experimento. En ella se puede ver que entre más grande es el tiempo entre disparos la distancia focal es menor.

$$x = \sqrt{v^2 \left(\frac{\tau}{2} - \frac{4a^2}{\tau v^2} \right)^2 - a^2} \quad (3.4)$$

3.3. Holografía digital y el modulador espacial de luz

La holografía puede utilizarse para desplegar distribuciones de luz arbitrarias en el plano de imagen de una lente convergente. Para ello se puede utilizar un modulador espacial de luz. Este dispositivo es un arreglo bidimensional que refleja la luz que incide sobre él con un desfase entre 0 y 2π respecto al haz incidente. El desfase inducido por cada píxel del arreglo puede controlarse por computadora, mediante imágenes con una profundidad de 8 bits, correspondiente a una escala de grises con valores entre 0 (negro) y 255 (blanco) (16). Sin embargo, las escalas no se corresponden totalmente, por lo cual un desfase de 2π se puede lograr con un valor menor a 255. En el caso presente, el fabricante establece este valor en 210 para luz de 532 [nm].

El haz láser es colimado y expandido de tal manera que ilumine la mayor superficie posible del modulador. Al enfocar el haz reflejado con una lente se obtiene en su plano focal posterior una distribución de luz que corresponde a la transformada de Fourier del patrón desplegado en el modulador, el cual se encuentra en el plano focal anterior, como ya se había explicado anteriormente.

La información necesaria para dicho despliegue está contenida en las funciones de amplitud y fase de la función compleja de la distribución que incide en la lente. Dado que el modulador solo modifica la fase del haz, dejando la amplitud constante, toda la información necesaria para desplegar el patrón debe almacenarse en dicha función de fase a través de la imagen digital que alimenta el modulador. Esta imagen por lo tanto es el holograma.

Para generar hologramas de distribuciones complejas se necesitan algoritmos iterativos que almacenen la información para generar el patrón en la función de fase y mejoren la aproximación al patrón con cada iteración, pero para distribuciones sencillas como puntos o anillos los hologramas son muy sencillos. Por ejemplo, para generar un punto el holograma necesario corresponde a una fase lineal como la inducida por un prisma a un haz que pasa a través de él. Dicha fase es del tipo:

$$h_p(k_x, k_y) = \Delta x k_x + \Delta y k_y \quad (3.5)$$

Donde k_x y k_y son las variables de distancia (frecuencias espaciales) en el plano del holograma (correspondiente al plano del modulador) y Δx y Δy corresponden a las coordenadas del punto respecto al orden cero de difracción en el plano de imagen (correspondiente al plano focal de la lente) y con las cuales se realizan los desplazamientos de un haz.

La distribución de luz en el plano de imagen puede ser trasladada modificando el holograma que alimenta el modulador espacial. Para realizar dicha transformación basta con sumar modulo- 2π la fase lineal ya mencionada al holograma, donde Δx y Δy son las coordenadas del patrón respecto al orden cero. Por tanto, el holograma final es:

$$h = \text{mod}2\pi(h_0 + h_p) \quad (3.6)$$

Donde h_0 es el holograma de la distribución de interés. Dicha traslación es muy útil por dos motivos: primero para trasladar el patrón de luz deseado lejos del orden cero de difracción, que es la parte del haz que no es desviada en el proceso de formación de la imagen y en segundo lugar porque en el presente trabajo el patrón que se desea proyectar es muy sencillo (puntos individuales) y su transformada de Fourier corresponde justamente a una superposición de fases lineales. La imagen 3.6 muestra un ejemplo de la fase lineal utilizada tanto para generar puntos, como para realizar traslaciones.

Para producir dos puntos en el plano de imagen no basta sumar modulo- 2π las fases de dos prismas, ya que al sumarse se obtiene una fase que al alimentar el modulador produce un punto cuyas coordenadas son la suma de las coordenadas de los dos puntos. Las fases corresponden a ondas planas propagándose desde posiciones diferentes en el plano de imagen hacia el plano de imagen donde interfieren. Por tanto, para generar la fase correspondiente a ambas se deben sumar las ondas planas como exponenciales complejas cuya fase es la fase de prisma correspondiente, es decir:

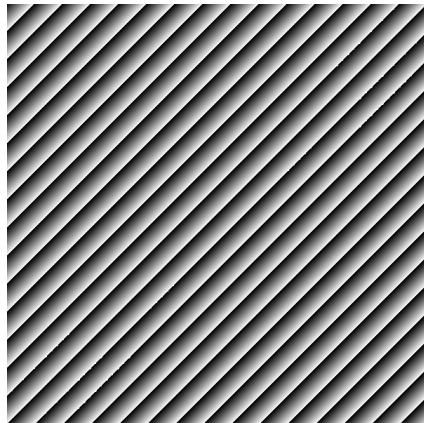


Figura 3.6: Fase lineal para traslación vertical y horizontal ($\Delta x = \Delta y = 0.05\pi$). En el programa que genera esta fase lineal el valor de π para Δx y Δy corresponde a traslaciones a la orilla del campo de visión. El valor de 2π corresponde a regresar el patrón a su posición original.

$$h = \arg(\psi) \quad (3.7)$$

$$\psi = ae^{ih_1} + be^{ih_2} \quad (3.8)$$

Donde a y b son constantes que controlan la contribución de cada onda. De este modo es que se produce el holograma correspondiente a un par de puntos que será alimentado al modulador (14).

Para generar los pulsos se utiliza un láser Nd:YAG (New Wave Research modelo Solo PIV I-15) el cual es capaz de generar simultáneamente dos pulsos de un ancho temporal de 6 [ns] con una longitud de onda de 532 [nm]. Como se requieren cuatro pulsos, los dos pulsos generados por el láser son ensanchados y colimados espacialmente para incidir sobre la mayor superficie posible del área activa de un modulador espacial de luz (Hamamatsu LCOS-SLM modelo X10468-01). Este es alimentado con el holograma correspondiente a pares de puntos.

Por otro lado, como el tiempo entre disparos es muy pequeño en comparación con el tiempo que tarda el modulador en desplegar un holograma nuevo (del orden de milisegundos), al intentar desplegar el segundo par no se obtendría el resultado esperado. La solución implementada consiste en dividir la pantalla horizontalmente en dos, la mitad izquierda se alimenta con el holograma de los puntos externos, mientras que la mitad derecha con el holograma de los puntos internos. Así, el pulso 1 apunta a la mitad izquierda del modulador y el pulso 2 apunta a la mitad derecha del modulador. Este

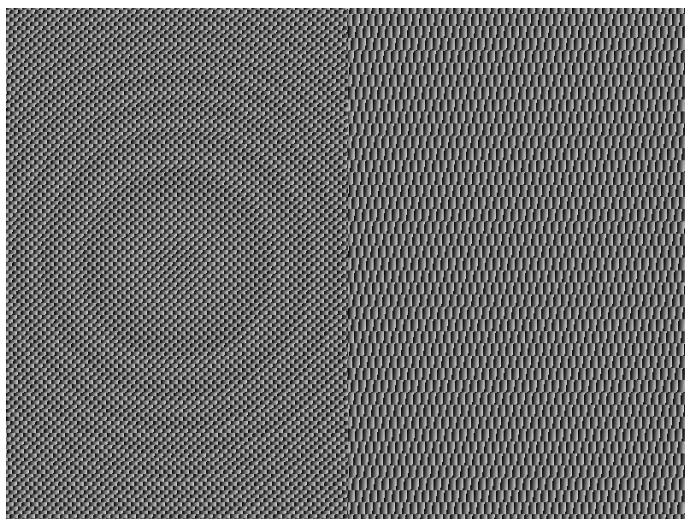


Figura 3.7: Holograma con el cual se alimenta el modulador espacial de luz. Se observa la división entre los hologramas correspondientes a cada láser

esquema permite incluso disparar los cuatro puntos simultáneamente. Para obtener el holograma correspondiente a un par de puntos se suman las ondas complejas de ambos en la forma:

$$\psi = ae^{ih_1} + be^{ih_2} \quad (3.9)$$

Donde a y b son parámetros con los que se controla la intensidad de cada punto y h_1 y h_2 son sus correspondientes fases de prisma cuya ecuación es:

$$h_i(k_x, k_y) = \Delta x k_x + \Delta y k_y \quad (3.10)$$

El holograma para ambos puntos es entonces:

$$h = \arg(\psi) \quad (3.11)$$

La imagen 3.7 muestra el holograma completo que alimenta el modulador. Se observa que está compuesto por los dos hologramas diferentes que codifican la información para generar cada par de puntos. El haz reflejado se dirige a la lente que sintetiza el patrón y después a un arreglo de lentes que permite disminuir su tamaño y filtrar el orden cero de difracción, para finalmente entrar al microscopio que lo hace incidir a través del objetivo a la muestra, gracias a un espejo dicróico incorporado.

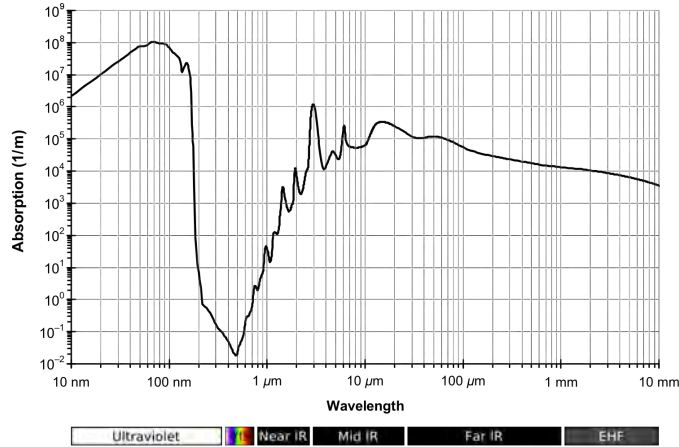


Figura 3.8: Espectro de absorción para el agua. Se observa el mínimo en la parte visible del espectro. Tomado de https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/18/Absorption_spectrum_of_liquid_water.png

3.4. Iluminación estroboscópica con láser

Para observar las ondas de choque es necesario contar con una fuente de iluminación adecuada que permita registrar los eventos. Una solución es iluminar la muestra con un haz de luz láser expandido y colimado. Dado que se desea obtener la menor cantidad de ruido posible al tomar las imágenes y debido a la gran sensibilidad de la cámara, utilizar una fuente continua de iluminación es poco aconsejable. Por lo tanto, la mejor opción es el uso de un láser pulsado sincronizado con el disparo del láser principal y la cámara digital.

Al enfocar luz láser de longitud de onda de $532 [nm]$ (color verde del espectro visible) en tinta roja soluble en agua, las moléculas de tinta absorben la parte verde y azul del espectro visible, transmitiendo en la región roja. Como el agua es prácticamente transparente en dicho espectro (como se ve en la imagen 3.8), las moléculas de tinta facilitan que la energía de la luz láser se deposite en el fluido elevando rápidamente presión y temperatura, a fin de formar las ondas de choque como ya se discutió anteriormente.

Para iluminar la muestra se usa un pulso láser producido por la emisión láser de rodamina B, una de las tintas utilizadas como medio activo en los llamados láseres de tinta (19). En este caso el bombeo es un pulso láser de $532 [nm]$ (New Wave Research Orion) enfocado en un pequeño contenedor con dicha sustancia. La salida es un pulso cuya longitud de onda es de alrededor de $690 [nm]$, correspondiente al color rojo, que después se transmite por fibra óptica hasta el condensador del microscopio. El resultado

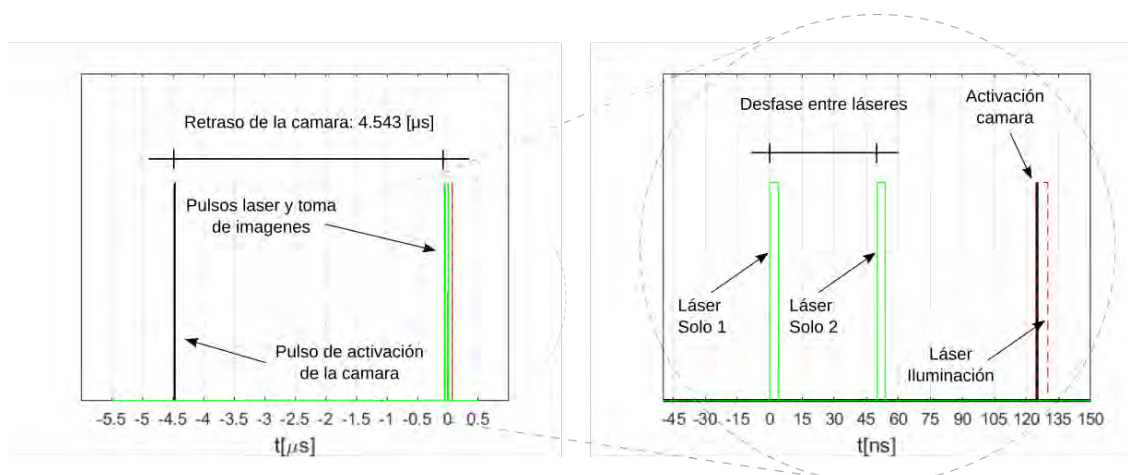


Figura 3.9: Secuencia temporal de pulsos generados para activar eventos. Izquierda: Secuencia desde activación de la cámara hasta la toma de imágenes. Derecha: Detalle de la gráfica anterior, donde se observa el desfase entre los pulsos internos (láser 2) y externos (láser 1), que es de 50 [ns] en esta gráfica. La activación de la cámara coincide con la iluminación. El tiempo de exposición de la cámara es de 1 [μs].

es un spot de luz de alrededor de 1 [mm] de diámetro que ilumina la muestra. La luz transmitida por la tinta es recibida por el microscopio que la envía a la cámara digital.

3.5. Sincronización y control de eventos

El control de los aparatos experimentales se hace a través de un generador digital de pulsos (Berkeley Nucleonics Corporation modelo 575). Este dispositivo tiene la función de enviar pulsos digitales, controlando tanto su duración como el tiempo en que son enviados. Estos pulsos controlan la activación de los dos láseres que generan las ondas de choque, el láser de iluminación estroboscópica y la cámara que registra los eventos. Dichos aparatos cuentan con conectores tipo BNC para control externo. Las conexiones se realizan con cable coaxial hacia los ocho canales de salida con los que cuenta el generador. La imagen 3.9 muestra un diagrama de tiempos que indica cómo van evolucionando dichas señales. Nótese que el orden de magnitud de los tiempos involucrados es de microsegundos y nanosegundos.

Los pulsos son emitidos en el momento que se activa el Q-Switch, para los tres láseres. El láser 1 se toma como referencia de tiempo, por lo que este se activa en $t = 0$. El Q-Switch del láser de iluminación (láser 3) se activa dependiendo del tiempo de evolución de las ondas que se quiere capturar. Se observa que el pulso asignado a la cámara

se activa mucho antes del láser 3. Esto es debido a que la cámara tarda alrededor de 4 $[\mu s]$ en hacer la captura después de recibir la señal de activación. Este último tiempo se considera siempre para asegurar que la captura y la iluminación ocurren al mismo tiempo y producen imágenes de calidad.

En el caso de los láseres se utilizan dos canales para controlar el pulso obtenido, uno activa la lámpara de bombeo y el otro activa el Q-Switch. La diferencia de tiempo entre ambos pulsos determina la cantidad de energía contenida en el pulso. Para asegurar que los láseres entreguen la misma energía y por tanto las ondas de choque producidas sean lo más similares posible, se disparan pulsos sobre un medidor de energía (Thorlabs PM100D con sensor ES111C), mientras se ajusta el tiempo de activación del bombeo de uno de los láseres (en este caso el láser 1). Este tiempo se modifica hasta obtener el mismo valor de energía para ambos láseres. Posteriormente, al realizar el desfase entre puntos internos y externos se resta dicho desfase a los tiempos del bombeo y el Q-Switch, a fin de conservar la misma energía.

Los tiempos y duraciones de los pulsos digitales se pueden controlar manualmente a través del panel del generador, ajustando dichos parámetros para cada canal utilizado y presionando el botón de disparo para iniciar el proceso. Al calibrar el experimento primero se determinaron los parámetros que permiten tener pulsos láser de la misma energía, como se dijo más arriba. Después se disparan la cámara y el láser de iluminación hasta encontrar los valores que permiten la mejor iluminación de la muestra. A continuación se dispara el láser 1 y se modifican juntos y en los mismos intervalos los parámetros de cámara e iluminación hasta capturar el momento aproximado en que las ondas de choque se originan. Este será el tiempo $t = 0$ de referencia. A partir de entonces sólo es cuestión de cambiar los parámetros de cámara e iluminación en pasos de 10 $[ns]$ para capturar la evolución de las ondas de choque. Los parámetros para el láser 1 permanecen fijos y los del láser 2 son los mismos, salvo el retraso entre pares de pulsos a estudiar.

3.6. Procedimiento de adquisición y análisis de imágenes

3.6.1. Adquisición de imágenes

Para observar la evolución de las ondas de choque se adquiere una secuencia de imágenes en un intervalo que va desde el disparo de los puntos externos, hasta que las cuatro ondas de choque salen del campo de visión. Dado que dicha evolución se desarrolla en un intervalo de tiempo menor a 1 $[\mu s]$, tomar la secuencia para un solo evento no resulta posible, pues el tiempo de exposición mínimo de la cámara digital es de 1 $[\mu s]$. Por tanto, es necesario un disparo por cada imagen adquirida de la secuencia.

El láser 3 ilumina la muestra durante un intervalo de 6 $[ns]$, lo cual permite a la

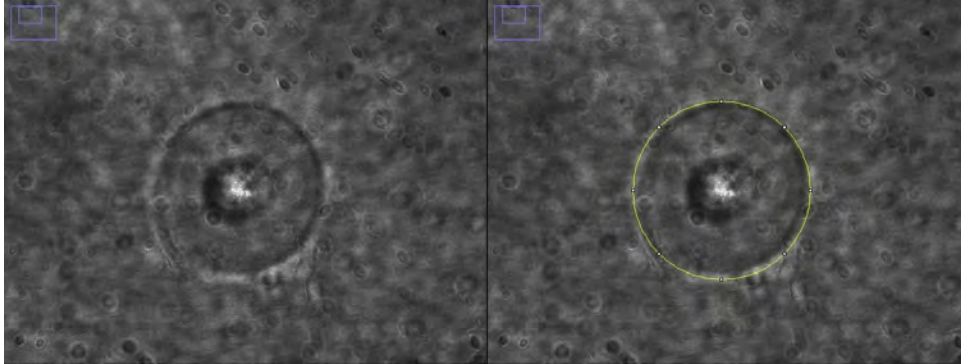


Figura 3.10: Izquierda: Imagen de onda de choque. Derecha: Ajuste de elipse al borde de la onda de choque en ImageJ.

cámara solo captar los eventos en dicho intervalo. Ajustando los tiempos de disparo de laser de iluminación y cámara respecto a los láseres 1 y 2, es posible tomar imágenes del instante deseado.

Todo esto considerando que todos los disparos se realizan bajo las mismas condiciones y por tanto producen los mismos efectos. Se toman tres imágenes cada 10 [ns], desde el disparo de los puntos externos hasta la salida de las ondas del campo de visión. Para asegurar que al recibir un disparo el líquido se encuentra en las mismas condiciones, se establece un tiempo de recuperación entre disparos de 2 segundos. Se toma una secuencia de este tipo para cuatro retrasos: 20, 30, 40, y 50 [ns].

3.6.2. Análisis de imágenes

Para el análisis de las imágenes se utiliza el programa ImageJ. Para cada imagen se mide el diámetro de las ondas de choque con una herramienta de medición de elipses del programa. Esta permite emparejar gráficamente una elipse con el borde de la onda de choque en una imagen, con lo que se obtienen las longitudes de eje mayor y menor de la elipse. Dado que consideramos que la onda de choque es circular y dichas longitudes resultan prácticamente iguales, se toma el promedio de estas y de las mediciones de las otras dos imágenes para el mismo tiempo y este se considera el diámetro de la onda de choque en dicho tiempo. El resultado se divide entre dos y así se obtiene el radio asociado a cada tiempo.

Todas las mediciones se realizan en unidades de píxel. La equivalencia en metros se determina a partir de imágenes tomadas del patrón 1951-USAF y de partículas cuyo diámetro es conocido y es de 10 [μm]. Dichas imágenes se muestran en la figura 3.11. En el caso del patrón de la USAF se mide el ancho de las líneas ya conocido mediante la herramienta de regla de ImageJ para obtener el ancho en píxeles y establecer

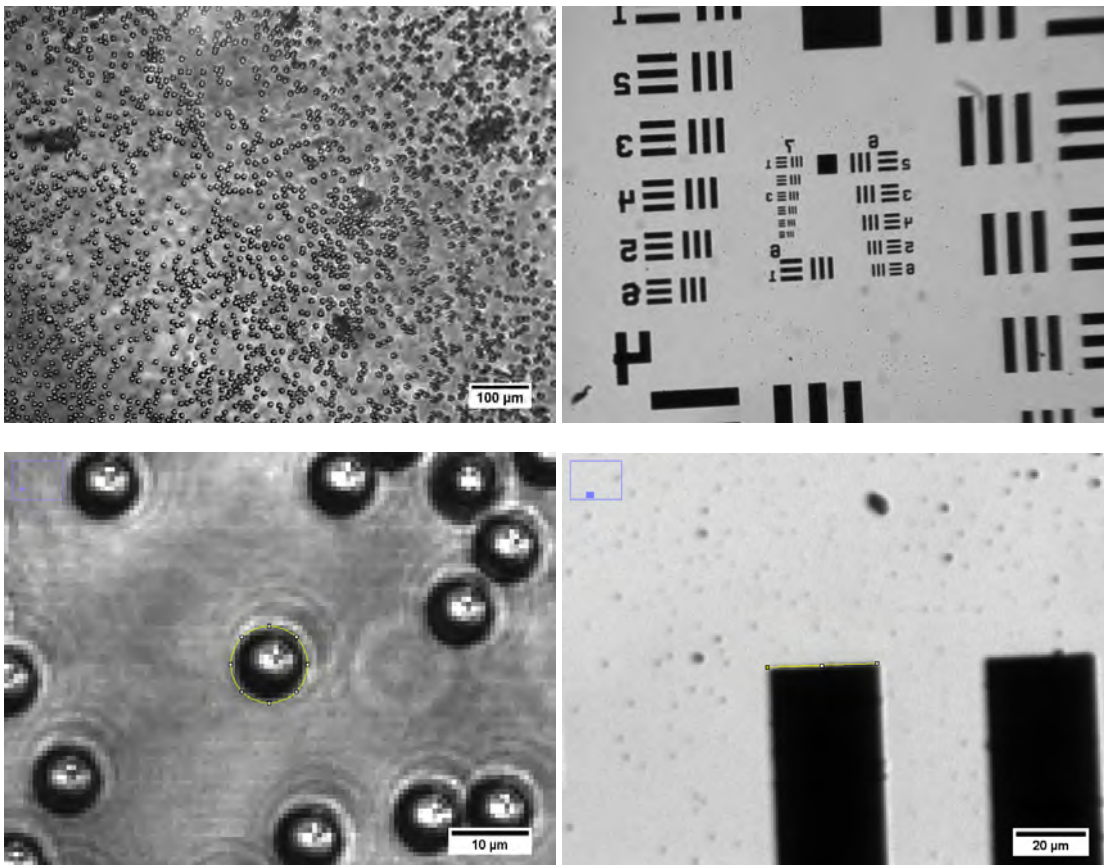


Figura 3.11: Imágenes tomadas para establecer la escala. Izquierda, arriba: Partículas de $10 [\mu m]$ de diámetro. Derecha, arriba: Patrón 1951-USAF. Izquierda, abajo: Ajuste de una elipse al borde de una partícula. Derecha, abajo: Medición del ancho de una línea de patrón 1951-USAF

la equivalencia píxel-metro. En el caso de las partículas se mide su diámetro con el mismo procedimiento con el cual se mide el tamaño de las ondas de choque, ajustando gráficamente una elipse a su imagen. Promediando todas las mediciones la equivalencia obtenida es: $1[px] = 0.702 \pm 0.024[\mu m]$.

Resultados y discusión

4.1. Velocidad de ondas de choque

Las secuencias de imágenes 4.1, 4.2 y 4.3 muestran la evolución de las ondas de choque para un retraso de 50 [ns], pasando por el momento en que se superponen las cuatro en un punto hasta que se aproximan al límite del campo de visión. A partir de estas secuencias se determina el radio de las ondas de choque cuya evolución temporal se muestra en la imagen 4.4 para las cuatro ondas de choque con un retraso de 50 [ns]. El comportamiento lineal observado indica una velocidad constante, al menos en la región temporal observada. Dicho comportamiento es el mismo para los otros tres retrasos. Haciendo un ajuste lineal por mínimos cuadrados se obtiene dicha velocidad, cuyos valores para las ondas de choque con los cuatro retrasos emplados se despliegan en las tablas 1, 2, 3 y 4.

Tabla 1. Desfase 50 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [px/ns]	Velocidad [m/s]
Punto externo 1	2.30 ± 0.0057	1621 ± 55
Punto externo 2	2.31 ± 0.0062	1628 ± 56
Punto interno 1	2.31 ± 0.0083	1626 ± 56
Punto interno 2	2.3 ± 0.0107	1617 ± 56

Tabla 2. Desfase 40 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [px/ns]	Velocidad [m/s]
Punto externo 1	2.34 ± 0.0099	1646 ± 57
Punto externo 2	2.35 ± 0.0085	1654 ± 57
Punto interno 1	2.32 ± 0.0088	1634 ± 56
Punto interno 2	2.32 ± 0.0096	1634 ± 56

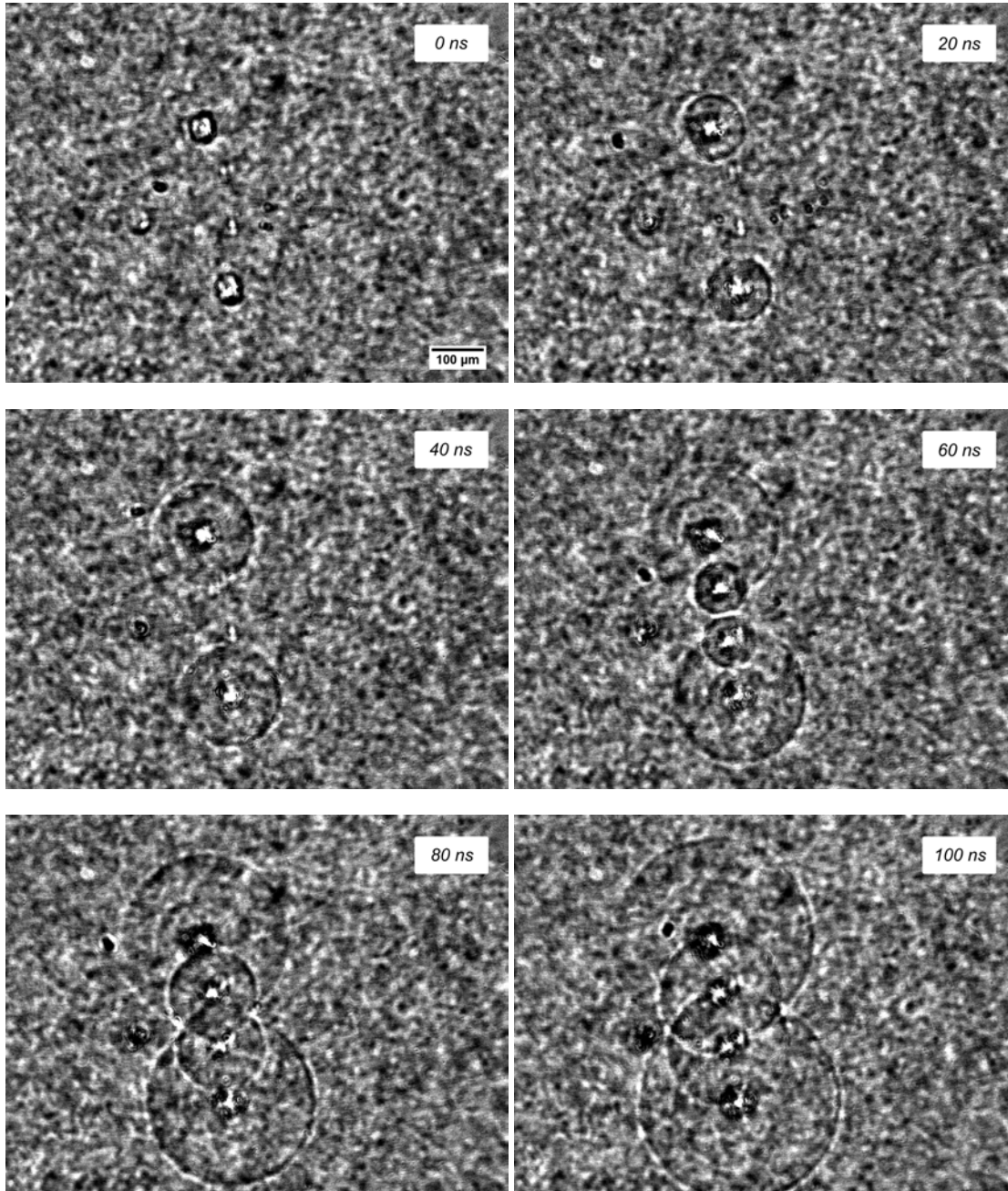


Figura 4.1: Secuencia parcial para retraso de 50 [ns]. Se observa el enfoque de las ondas de choque en la imagen correspondiente a 100 [ns] después del disparo de los puntos externos.

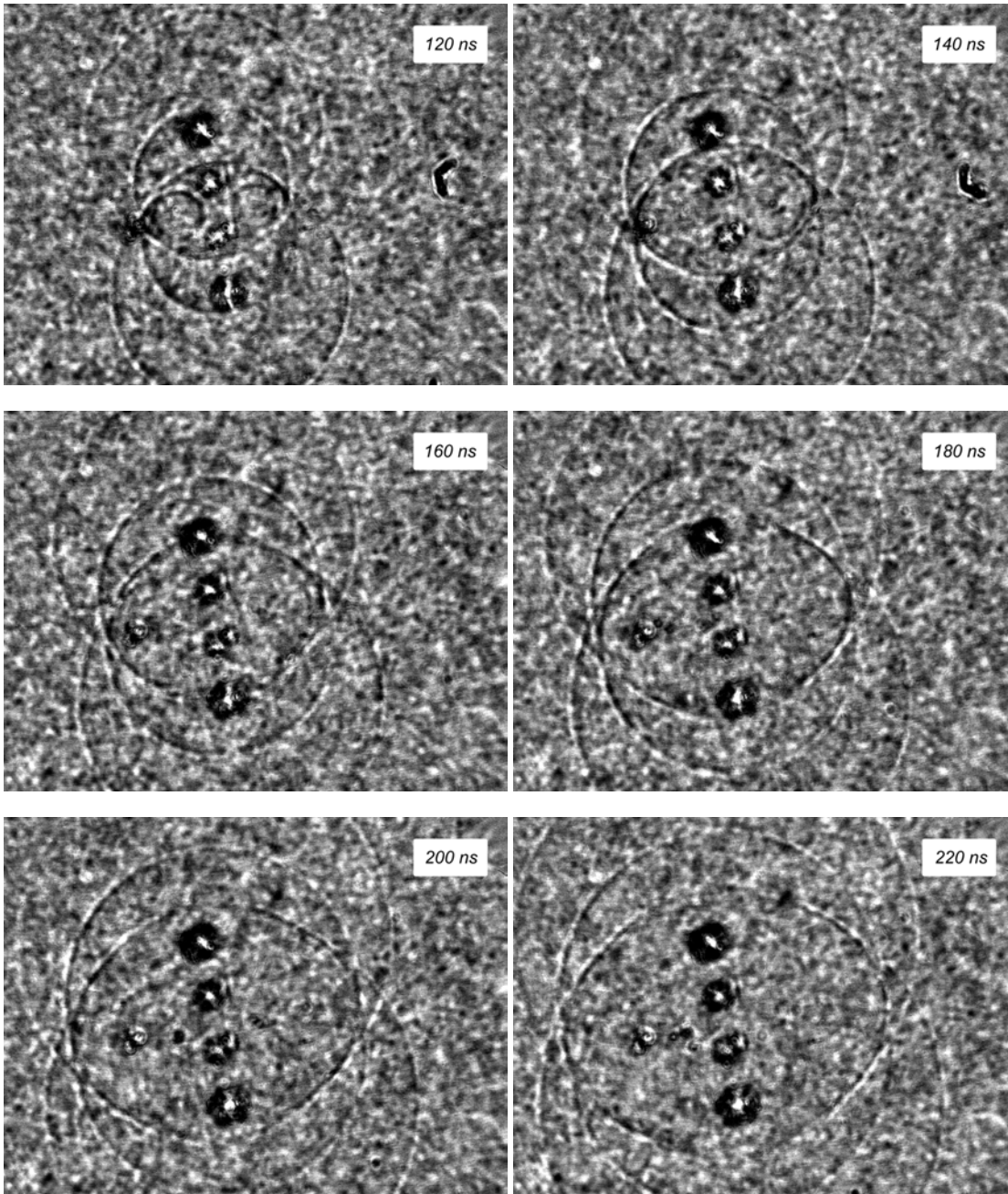


Figura 4.2: Secuencia parcial para retraso de 50 [ns]. Se observa el enfoque de las ondas de choque en la imagen correspondiente a 100 [ns] después del disparo de los puntos externos (continuación).

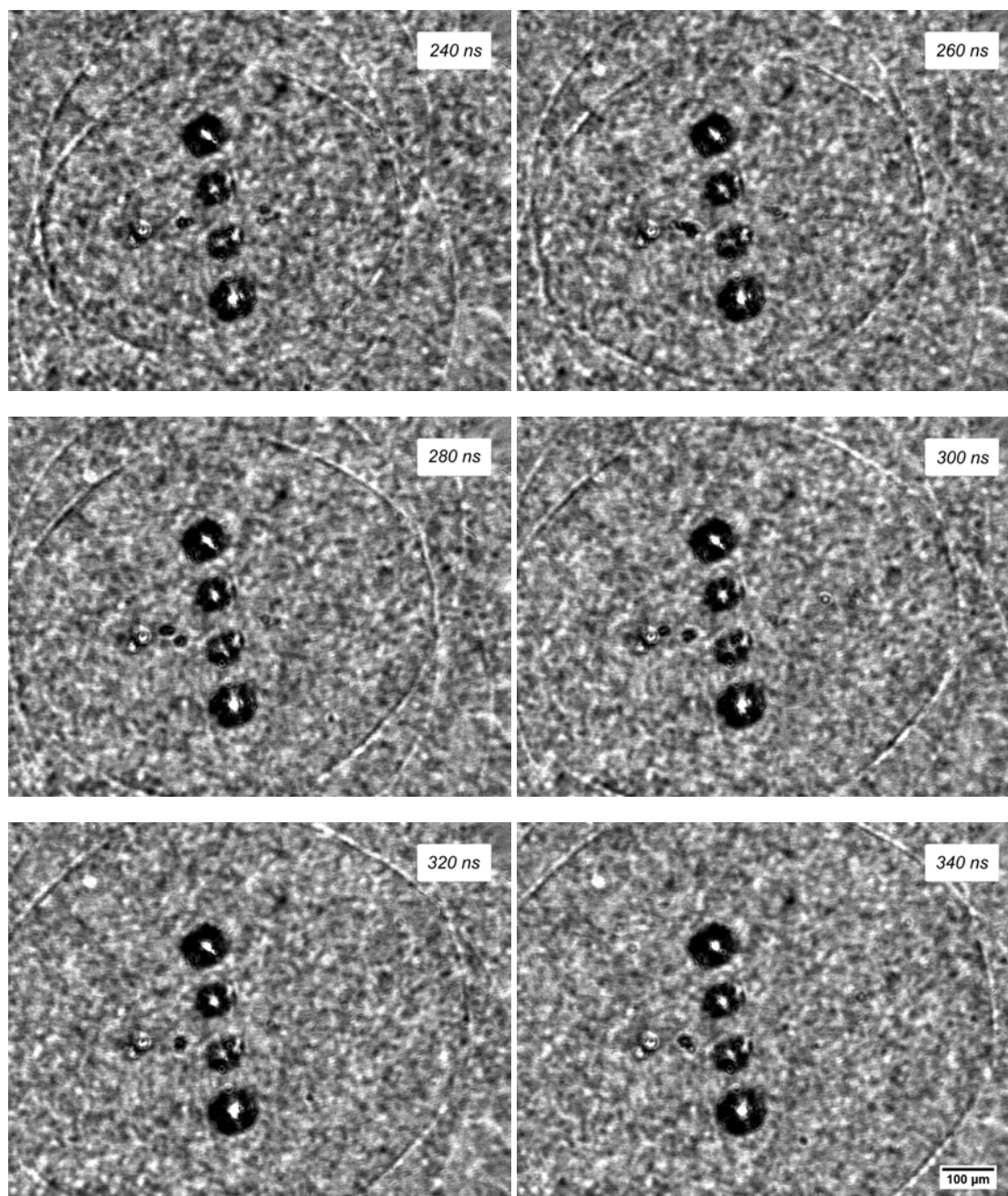


Figura 4.3: Secuencia parcial para retraso de 50 [ns]. Se observa el enfoque de las ondas de choque en la imagen correspondiente a 100 [ns] después del disparo de los puntos externos (continuación).

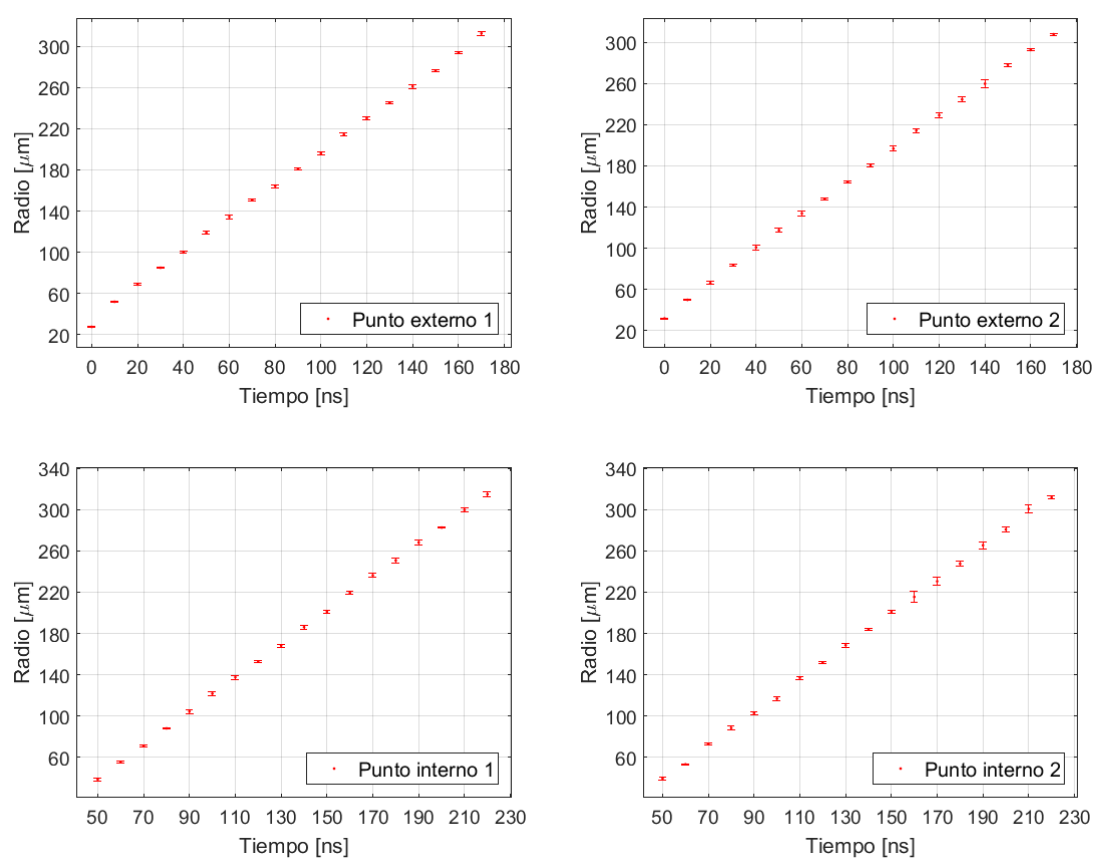


Figura 4.4: Diámetro de las ondas de choque contra tiempo

Tabla 3. Desfase 30 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [px/ns]	Velocidad [m/s]
Punto externo 1	2.32 ± 0.0093	1634 ± 56
Punto externo 2	2.31 ± 0.0009	1625 ± 56
Punto interno 1	2.36 ± 0.0079	1659 ± 57
Punto interno 2	2.3 ± 0.0116	1640 ± 57

Tabla 4. Desfase 20 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [px/ns]	Velocidad [m/s]
Punto externo 1	2.29 ± 0.0067	1610 ± 55
Punto externo 2	2.28 ± 0.0066	1607 ± 55
Punto interno 1	2.3 ± 0.0107	1624 ± 56
Punto interno 2	2.32 ± 0.0074	1636 ± 56

4.2. Distancias focales

A partir de los valores encontrados para la velocidad de las ondas se puede usar la ecuación 3.4 para encontrar la distancia focal de las ondas en función de los retrasos. La grafica 4.5 muestra una comparación entre la curva obtenida mediante esta ecuación y las distancias focales obtenidos a partir de las imágenes. Los datos no se encuentran sobre la curva debido a que el tiempo cero de referencia para la secuencia de adquisición de imágenes no coincide perfectamente con el instante en que las ondas de choque se producen e inician su expansión. Ello se aprecia en las secuencias arriba mostradas donde para el tiempo cero las ondas de choque ya están en expansión. La tabla 5 muestra las distancias focales obtenidas en micrómetros.

Tabla 5. Distancias focales para cada retraso	
Retraso [ns]	Distancia [μm]
50	93 ± 0.4
40	148 ± 0.5
30	213 ± 0.7
20	341 ± 1.1

En la imagen 4.6 se muestra el momento de convergencia de las cuatro ondas para los cuatro tiempos de retraso considerados. Se observa que la distancia focal aumenta para retrasos más pequeños. Para retrasos nulos no hay convergencia.

4.3. Presión en el frente de onda

A partir de las velocidades obtenidas también se puede utilizar la ecuación 2.32 para calcular la presión del líquido en el frente de onda. Los valores obtenidos se muestran

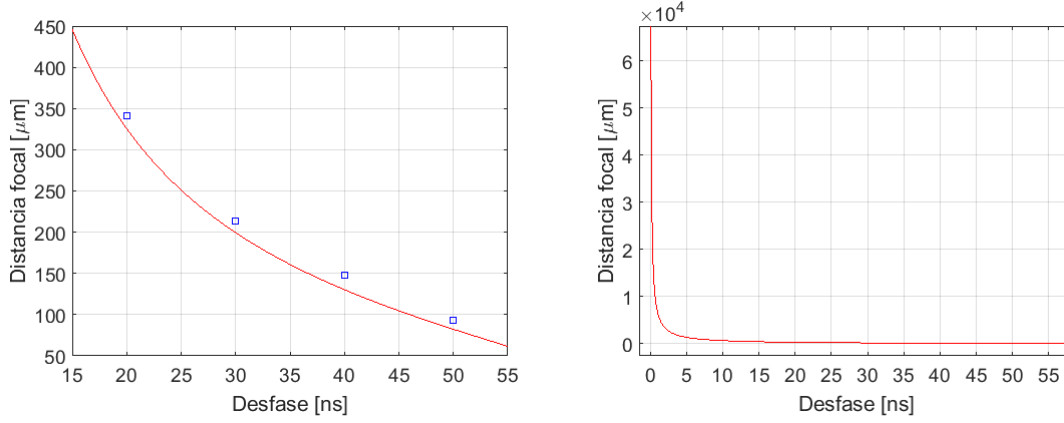


Figura 4.5: Izquierda: Comparación entre la distancia focal para los cuatro retrasos con la curva dada por la ecuación para la distancia focal. Derecha: Para retrasos nulos las ondas convergen en infinito, lo cual es equivalente a decir que no se superponen.

en las tablas 6, 7, 8 y 9.

Tabla 6. Presión en el frente de onda para desfase de 50 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [m/s]	Presión [MPa]
Punto externo 1	1621 ± 55	106 ± 46
Punto externo 2	1628 ± 56	112 ± 47
Punto interno 1	1626 ± 56	110 ± 47
Punto interno 2	1617 ± 56	102 ± 46

Tabla 7. Presión en el frente de onda para desfase de 40 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [m/s]	Presión [MPa]
Punto externo 1	1646 ± 57	127 ± 49
Punto externo 2	1654 ± 57	134 ± 50
Punto interno 1	1634 ± 56	117 ± 47
Punto interno 2	1634 ± 56	117 ± 47

Tabla 8. Presión en el frente de onda para desfase de 30 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [m/s]	Presión [MPa]
Punto externo 1	1634 ± 56	117 ± 47
Punto externo 2	1625 ± 56	109 ± 47
Punto interno 1	1659 ± 57	138 ± 50
Punto interno 2	1640 ± 57	122 ± 49

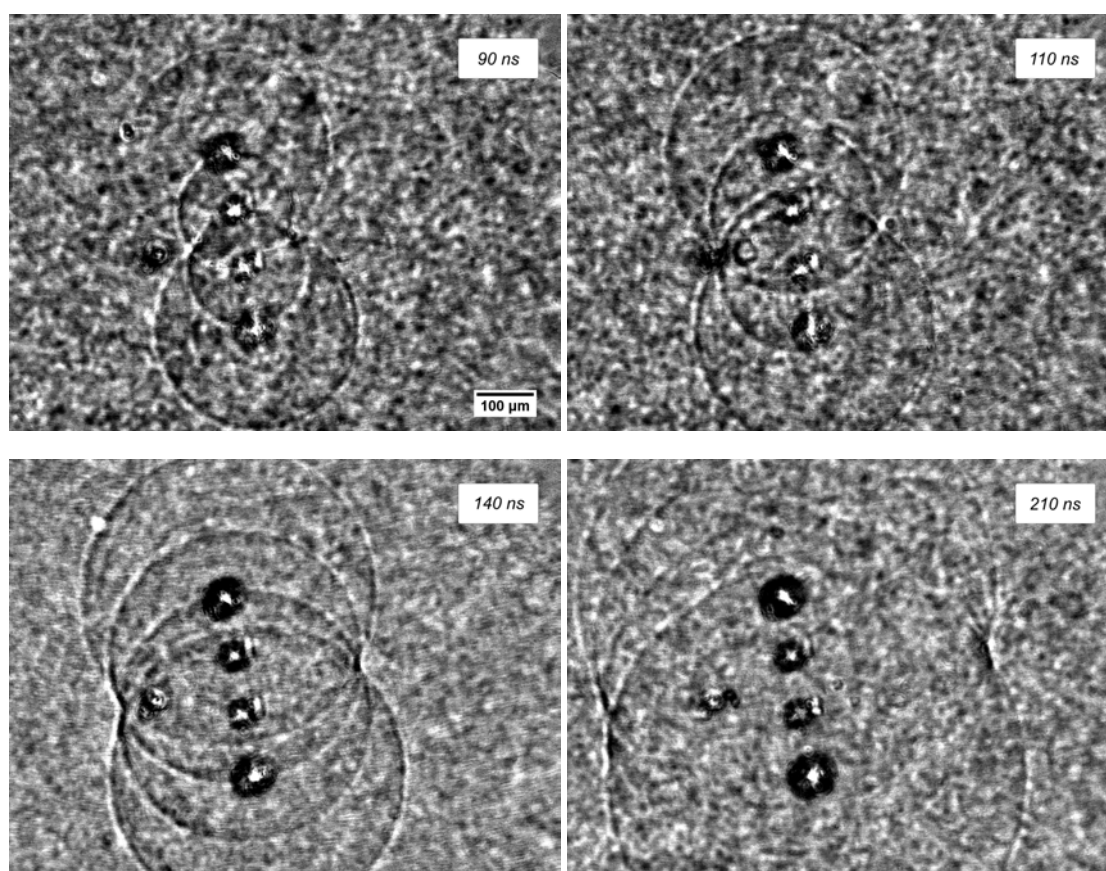


Figura 4.6: Enfoque de ondas para diferentes retrasos. Arriba, izquierda: 50 [ns]. Arriba, derecha: 40 [ns]. Abajo, izquierda: 30 [ns]. Abajo, derecha: 20 [ns]

Tabla 9. Presión en el frente de onda para desfase de 20 [ns]		
Origen de la onda de choque	Velocidad [m/s]	Presión [MPa]
Punto externo 1	1610 ± 55	97 ± 45
Punto externo 2	1607 ± 55	94 ± 45
Punto interno 1	1624 ± 56	108 ± 47
Punto interno 2	1636 ± 56	118 ± 48

La presión promedio en el frente de onda es 113 ± 11 [MPa].

Conclusiones

La holografía digital representa una técnica sumamente práctica para controlar la distribución de luz en un plano, pues no requiere el uso de máscaras o películas que se pueden degradar, romper o ensuciar y que requiere un proceso de revelado y fabricación, además de necesitar una máscara por cada patrón deseado, el cuál ya no se puede modificar después. El uso de energía es más eficiente, pues no hay pérdidas debido a la absorción y la reflexión que ocurren en las máscaras. El modulador espacial de luz permite hacer modificaciones a la distribución de luz al instante a través de una computadora, sin necesidad de modificar o realinear dispositivo o elemento alguno. El arreglo en general es bastante sencillo de implementar, pues no se requieren elementos o alineaciones muy complejos. Con lentes plano-convexas y espejos planos es suficiente para modificar el tamaño del haz y dirigirlo en la dirección deseada. Todo esto otorga una gran flexibilidad para realizar diferentes tipos de experimentos que impliquen el control de luz láser continua o pulsada.

La velocidad promedio de las ondas de choque consideradas en este trabajo fue de $1630 \pm 57 [m/s]$ lo cual es 9.9% arriba del valor de la velocidad del sonido en agua, lo cual confirma su naturaleza supersónica. En el intervalo temporal considerado la velocidad tiene un comportamiento lineal que permitió asumirla constante, sin embargo se debe tener precaución en tiempos más cercanos al origen y en tiempos más allá de 180 [ns].

En el primer caso el intervalo de tiempo entre muestras de 10 [ns] resultó muy grande para registrar a detalle el comportamiento de la onda en los primeros nanosegundos. Además, el tiempo inicial de las secuencias tiene un desfase respecto al inicio de la explosión. En la gráfica izquierda de la figura 4.5 las cuatro distancias focales correspondientes a los cuatro retrasos considerados no se encuentran sobre la curva obtenida de la ecuación 3.4. Esta discrepancia puede atribuirse al mencionado desfase. Sin embargo, el comportamiento de los datos es el esperado.

Para el segundo caso, la salida de las ondas de choque del campo de visión impide observar la disminución de la velocidad de la onda como consecuencia de la transfor-

mación de la onda de choque en una onda acústica convencional con velocidad de 1483 $[m/s]$.

El método empleado para la superposición asume desde un inicio que la velocidad de las ondas de choque es constante, por lo cual su aplicación en los casos mencionados requeriría conocer la velocidad del frente en función del tiempo y con base en ello modificar el planteamiento que lleva a la ecuación 3.4.

La posición de los puntos de enfoque de los pulsos láser puede modificarse dependiendo de las necesidades del experimento, cambiando los parámetros del holograma. Además de puntos, también es posible enfocar los pulsos en otras figuras geométricas sencillas, como líneas continuas o anillos cuyos efectos pueden explorarse a futuro. Figuras más complejas requieren procesos iterativos más complejos para producir los hologramas necesarios.

Una de las posibles aplicaciones de la superposición de ondas de choque es la destrucción de objetos como tumores o cálculos renales. Las secuencias 5.1, 5.2 y 5.3 muestran el efecto que las ondas de choque superpuestas tienen sobre una burbuja producida con un láser continuo en la posición donde se enfocan las ondas, con el único objetivo de tener una idea cualitativa de sus efectos.

Se observa que la presión es suficiente para provocar el colapso de una burbuja producida por un láser continuo, que a su vez emite una nueva onda de choque. Debido al carácter no lineal de las ondas de choque, no se puede asegurar que la presión en el punto focal sea la suma de la presión de los cuatro frentes de onda convergentes. La determinación de dicha presión puede ser el objeto de un trabajo futuro de investigación, pero al menos podemos decir que una cota inferior es de alrededor de 113 $[MPa]$, que es la presión promedio de un solo frente de onda calculado con la ecuación 2.32.

Otras aplicaciones posibles de este trabajo son la limpieza de superficies a través de las ondas de choque o el estudio de los efectos y daños producidos por las ondas de choque en diferentes superficies y materiales, formadas debido al colapso de burbujas cavitantes en flujos turbulentos.

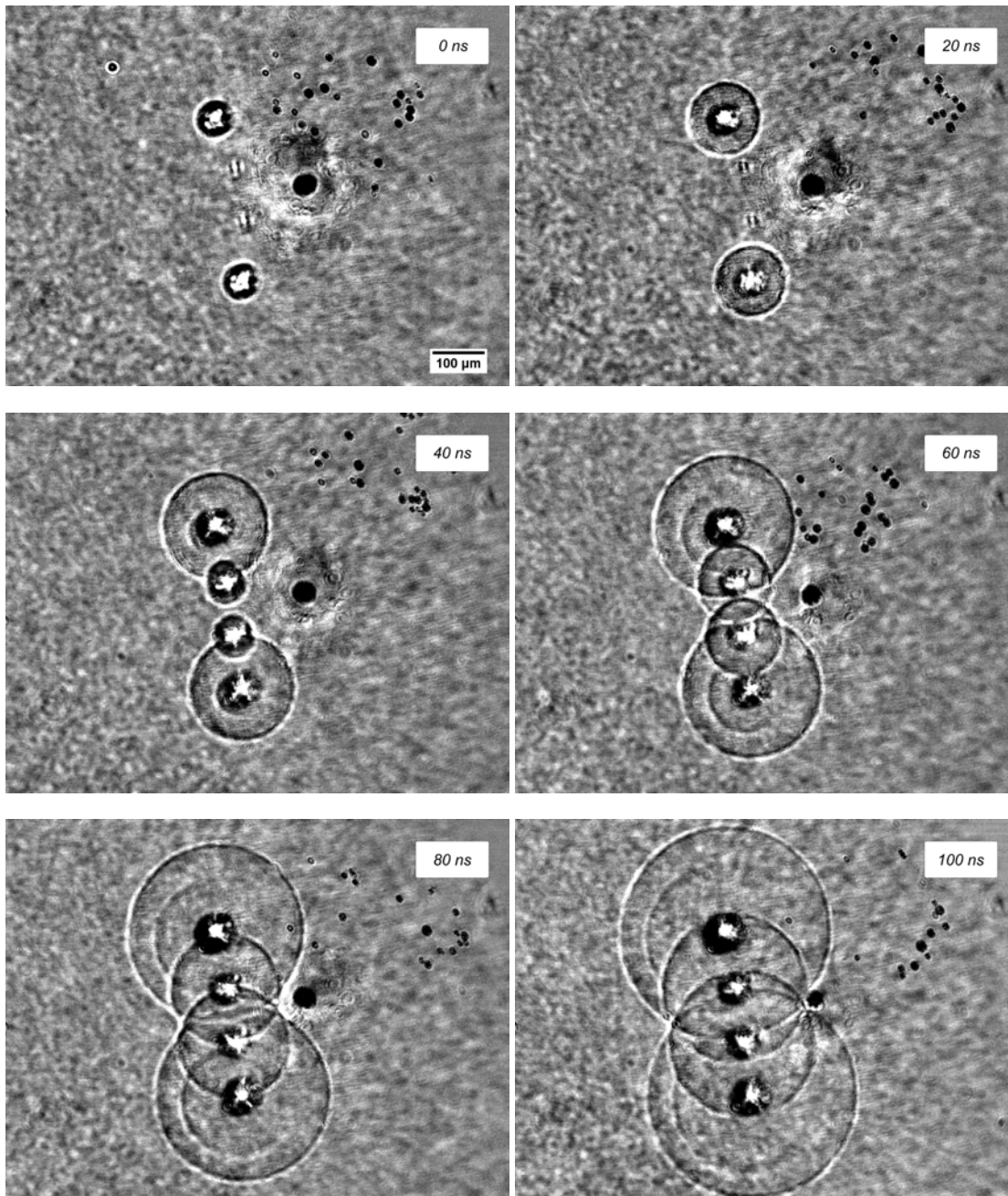


Figura 5.1: Interacción entre ondas de choque enfocadas y burbuja. Se observa la emisión de una onda de choque desde la burbuja a partir de 210 [ns] aproximadamente.

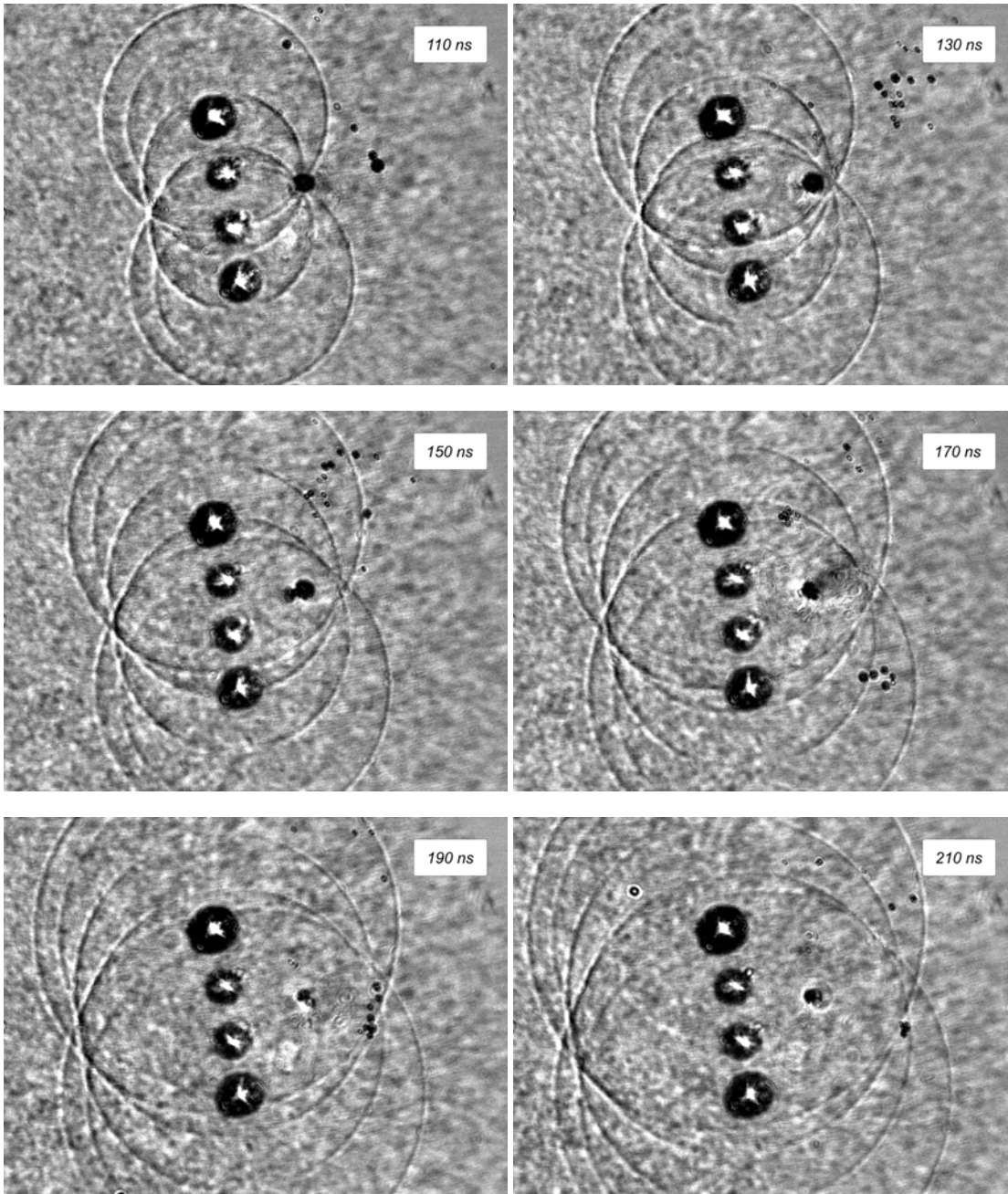


Figura 5.2: Interacción entre ondas de choque enfocadas y burbuja. Se observa la emisión de una onda de choque desde la burbuja a partir de 210 [ns] aproximadamente (continuación).

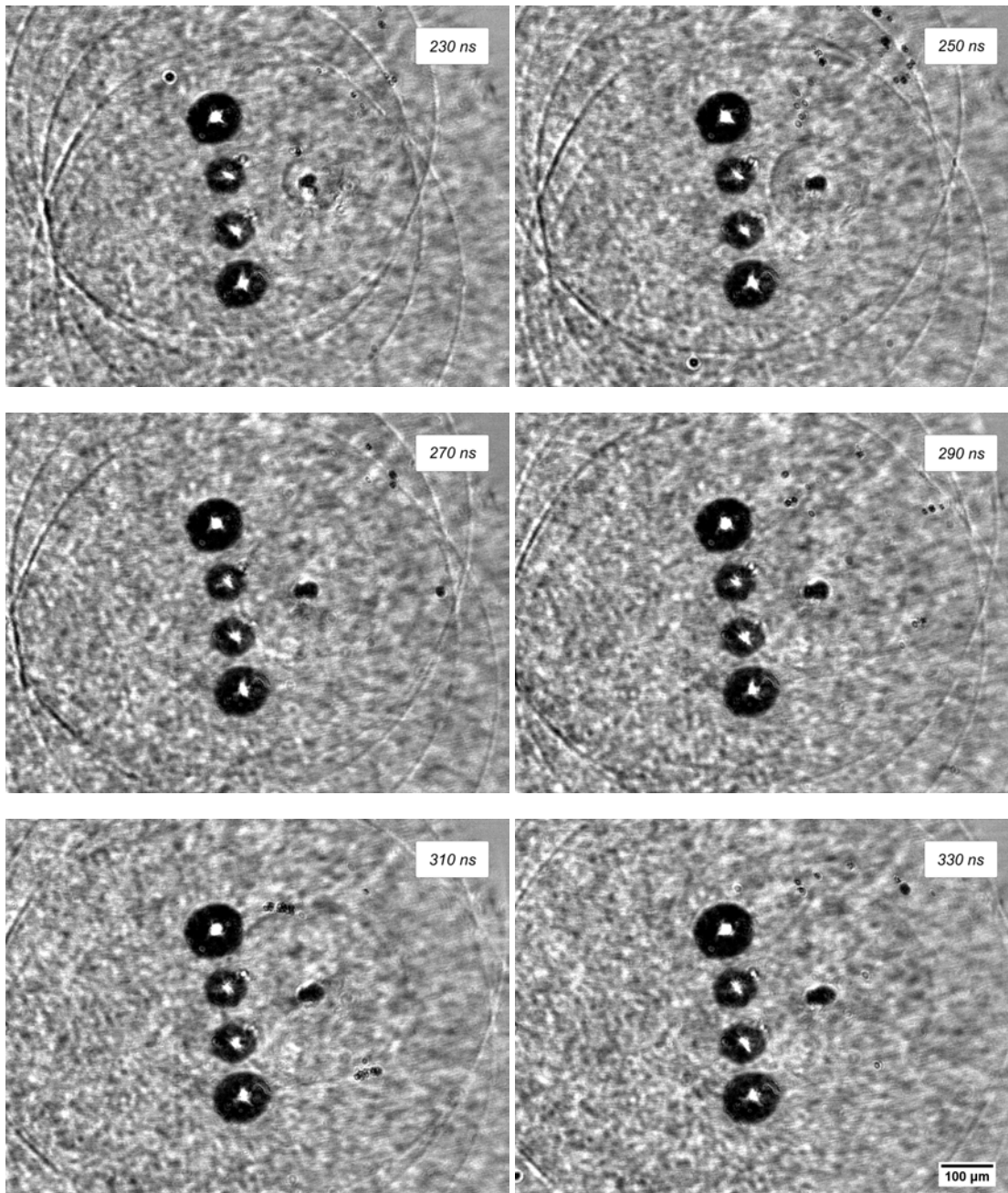


Figura 5.3: Interacción entre ondas de choque enfocadas y burbuja. Se observa la emisión de una onda de choque desde la burbuja a partir de 210 [ns] aproximadamente (continuación).

Bibliografía

- [1] Askar'yan, G., Prokhorov, A., Chanturiya, I., and Shipulo, G. (1963). The effects of a laser beam in a liquid. *Sov. Phys. JETP*, 17 (6):1463–1465. [1](#)
- [2] Bell, C. and Landt, J. (1963). Laser-induced high-pressure shock waves in water. *Appl. Phys. Lett.*, 10:46–48. [1](#)
- [3] Blackstock (2000). *Fundamentals of Physical Acoustics*. John Wiley and Sons, Inc. [13](#)
- [4] Brennen (2014). *Cavitation and Bubble Dynamics*. Cambridge University Press. [11](#)
- [5] Carome, E., Carreira, E., and Prochaska, C. (1967). Photographic studies of laser-induced pressure impulses in liquids. *Appl. Phys. Lett.*, 11:66–66. [1](#)
- [6] Carome, E., Moeller, C., and Clark, N. (1966). Intense ruby-laser-induced acoustic impulses in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.*, 40:1462–1466. [1](#)
- [7] Cole (1948). *Underwater Explosions*. Princeton University Press. [14](#)
- [8] Faraggi, E., Wang, S., and Gerstman, B. (2005). Stress confinement, shock wave formation and laser induced damage. *Proc. SPIE 5695, Optical Interactions with Tissue and Cells XVI*, XVI:209–215. [7](#), [8](#)
- [9] Goodman (1996). *Introduction to Fourier Optics. 2^o Edition*. McGraw-Hill. [18](#), [21](#)
- [10] Kinsler (2000). *Fundamentals of Acoustics*. John Wiley and Sons, Inc. [13](#)
- [11] Landau and Lifshitz (1985). *Mécanica de Fluidos. Curso de Física Teórica Vol. 6*. Editorial Reverte. [12](#), [13](#)
- [12] Lauterborn, W. and Vogel, A. (1988). Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84:719–731. [11](#)
- [13] Lauterborn, W. and Vogel, A. (2013). Shock wave emission by laser generated bubbles. *Bubble Dynamics and Shock Waves. Shock Wave Science and Technology Reference Library*, 8:67–103. [1](#), [3](#), [4](#), [6](#)

-
- [14] Leach, J., Wulff, K., Sinclair, G., Jordan, P., Courtial, J., Thomson, L., Gibson, G., Karuni, K., Cooper, J., Laczik, Z., and Padgett, M. (2006). Interactive approach to optical tweezers control. *Applied Optics*, 45 (5):897–903. [30](#)
- [15] Lide (2005). *CRC Handbook of Chemistry and Physics. Internet Version*. CRC Press. [13](#)
- [16] Lim, K., Quinto-Su, P., Klaseboer, E., Khoo, B., Venugopalan, V., and Ohl, C. (2010). Nonspherical laser-induced cavitation bubbles. *Phys. Rev. E*, 81:016308. [28](#)
- [17] Müller, M. (1988). Experimentelle untersuchungen zur fokussierung sphärischer stoßwellen in wasser durch tiefe ellipsoide reflektoren. *Acustica*, 66:258–266. [2](#)
- [18] Noack, J. and Vogel, A. (1999). Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: Calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35 (8):1156–1167. [4](#)
- [19] O’Shea (1977). *Introduction to Lasers and their Applications*. Addison-Wesley. [32](#)
- [20] Paltauf, G., Schmidt-Kloiber, H., and Frenz, M. (1998). Photoacoustic waves excited in liquids by fiber-transmitted laser pulses. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104 (2):890–897. [6](#)
- [21] Ready (1971). *Effects of High-Power Laser Radiation*. Academic Press. [5](#)
- [22] Rice, M. and Walsh, J. (1957). Equation of state of water to 250 kilobars. *J. Chem. Phys.*, 26:824–830. [15](#)
- [23] Tavakkoli, Birer, Arefiev, Prat, Chapelon, and Cathingnol (1997). A piezocomposite shock wave generator with electronic focusing capability: Application for producing cavitation-induced lesions in rabbit liver. *Ultrasound in Med. and Biol.*, 23-1:107–115. [2](#)
- [24] Vogel, A. and Busch, S. (1996). Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100 (1):148–165. [1](#), [6](#), [16](#)
- [25] Vogel, A., Nahen, K., Theisen, D., and Noack, J. (1996). Plasma formation in water by picosecond and nanosecond nd:rag laser pulses. part 1: Optical breakdown at threshold and superthreshold irradiance. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2:847–860. [4](#)
- [26] Vogel, A., Noack, J., Hüttmann, G., and Paltauf, G. (2005). Mechanism of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Appl. Phys. B*, 81:1015–1047. [4](#), [5](#), [6](#)
- [27] Vogel, A., Noack, J., Nahen, K., Theisen, D., Busch, S., Parlitz, U., Hammer, D., Noojin, G., Rockwell, B., and Birngruber, R. (1999). Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales. *Appl. Phys. B*, 68:271–280. [6](#), [11](#)
-

- [28] Vogel, A. and Venugopalan, V. (2003). Mechanisms of pulsed ablation of biological tissues. *Chem. Rev.* 2003, 103 (1):577–644. [9](#), [10](#)
- [29] Williams, F., Varma, S., and Hillenius, S. (1976). Liquid water as a lone-pair amorphous semiconductor. *Journal of Chemical Physics*, 64 (4):1549–1554. [3](#)