Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Maestría en Física Aplicada

"Diseño y fabricación de un dispositivo microfluídico para la generación de chorros líquidos mediante termocavitación."

TESIS PROFESIONAL

PARA OBTENER EL TITULO DE:

Maestro en Ciencias en Física Aplicada

PRESENTA:

Lic. Rafael Zaca Morán

ASESOR:

Dr. Juan Castillo Mixcóatl

Dr. Juan Pablo Padilla Martínez

Puebla, Pue. Julio 2018

Dedicatoria

A mi esposa Claudia Sáenz Juárez

Que seas la compañera de mi vida es la mejor decisión que he tomado, te admiro porque eres mi apoyo, siempre fuiste motivadora y esperanzadora, tu ayuda ha sido fundamental y sumadamente importante para la culminación de este proyecto. Te amo y deseo verte muy feliz siempre.

A mi madre Soledad Morán Lucas

Si hay alguien a quien le debo todo lo que soy y he logrado en esta vida es a mi madre. Que Dios te bendiga y te dé una larga existencia llena de salud.

A mi hermano Freddy Zaca Morán

Llevo en mi memoria cada juego compartido, cada tierna caricia de consuelo y escucho tu voz en los momentos que recuerdo nuestra infancia.

Agradecimientos

A mis asesores de tesis, Dr. Juan Castillo Mixcóatl y Dr. Juan Pablo Padilla Martínez, por su paciencia y dedicación permanente para la culminación de este proyecto. Así como recocer todos los conocimientos científicos que han logrado transmitirme en las innumerables horas de trabajo, siempre estaré agradecido y en deuda con ustedes.

A mis amigos y compañeros de generación, por las buenas vivencias compartidas y su entrañable amistad.

A mis compañeros del CAOyF, en especial a David, Marcos y a la M.C. Teresa Pinto Rafael por su apoyo en el laboratorio.

A mis hermanos y sobrinos, por sus palabras y compañía, por todo el apoyo recibido de ustedes. Gracias a la vida por permitirme disfrutar de ellos.

A mi nueva familia Sáenz Juárez, por todo el apoyo brindado que de una u otra manera han contribuido a esté logro.

A todos y cada uno de los doctores que conforma mi jurado evaluador, agradezco su tiempo y observaciones para el mejoramiento de este trabajo.

También agradezco al Dr. Rubén Ramos y al Dr. Julio Cesar Ramírez San Juan, por habernos permitido trabajo en sus instalaciones y por todas las críticas constructivas.

Contenido

Resumen *8*

Objetivos *9*

Objetivo general **9**

Objetivos particulares: **9**

Capítulo I *10*

Introducción *10*

Métodos de generación **11**

Métodos Mecánicos 11

Métodos Acústicos 13

Métodos ópticos 15

Estructura de la tesis **21**

Referencias **23**

Capítulo 2 ..... *25*

¿Qué es la cavitación? *25*

Dinámica de la burbuja **26**

Cambios de fase: solido, líquido y gaseoso 26

Teoría de Nucleación 28

Ecuación de Rayleigh-Plesset 28

Métodos de generación **31**

Cavitación hidráulica 31

Cavitación acústica 32

Cavitación por partículas. 33

Cavitación óptica. 34

Termocavitación **35**

Referencias **38**

Capítulo 3 ..... *40*

Ondas de choque *40*

Potencia e intensidad **42**

Energía de una onda de presión **43**

Propagación de una onda acústica **45**

Referencias **47**

Capítulo 4 ..... *48*

Diferencias finitas en el dominio del tiempo *48*
Diferencias Finitas **48**
Aproximación de la primera derivada **49**
Aproximación de la Segunda Derivada **52**
Simulación de ondas acústica en 2D con FDTD **53**
Referencias **56**
Capítulo 5 ..... *57*
Desarrollo experimental *57*
Prototipo en acrílico **57**
Dos prototipos impresos **59**
Arreglo experimental **62**
Referencias **65**
Capítulo 6 ..... *66*
Resultados *66*
Simulación **66**
Simulación de la onda acústica en el interior de la cavidad hemisférica 66
Simulación simielíptica 69
Prototipo de acrílico 71
Prototipo impreso 76
Conclusiones *78*
Trabajos a futuro *80*
Presentación en congresos *81*

RESUMEN

En este trabajo de tesis, se presenta el diseño y fabricación de un dispositivo microfluídico para la generación de micro-chorros líquidos empleando el fenómeno de termocavitación. Este fenómeno, puede ser definido como la formación, crecimiento y colapso de una burbuja de vapor dentro de un líquido, en donde una intensa onda acústica comúnmente denominada onda de choque es emitida después del colapso. Simulaciones numéricas empleando el método de FDTD (Finite-Difference Time-Domain) fueron utilizadas para estudiar la propagación y reflexión de una onda acústica dentro de una cavidad con diferentes configuraciones geométricas (hemisférica y elipsoidal) y dimensiones. En base a los resultados obtenidos de la simulación, dos dispositivos fueron diseñados e impresos en 3D. Los dispositivos consisten de una cámara (hemisférica o elíptica) adherida a un sustrato de vidrio, la cual es conectada a un micro-canal y llenada con una solución altamente absorbente a la longitud de onda de operación (λ=970 nm). Un láser de onda continua fue enfocado en la interface solución/vidrio, con el objetivo de crear una burbuja de vapor, la cual se expande y colapsa rápidamente. Un cámara rápida (10^5 imágenes por segundo) fue utilizada para estudiar la generación y evolución de los chorros líquidos, los cuales fueron expulsados fuera de la cámara a través del micro-canal a una velocidad máxima de ~30 m/s. Debido a la geometría de la cámara, el mecanismo físico de generación de estos chorros líquidos, es provocado por la concentración de la energía de la onda acústica. Por tanto, la velocidad del micro-chorro puede ser incrementada variando el tamaño de la burbuja de vapor, la cual depende de la potencia y la posición de enfocamiento del láser dentro de la cámara. Una potencial aplicación de estos chorros puede ser encontrada en la liberación de fármacos sin agujas.

OBJETIVOS

El objetivo general y los particulares de este trabajo se presentan a continuación.

Objetivo general

Diseñar y fabricar un dispositivo microfluídico para la generación de chorros líquidos utilizando la onda de choque generada por el colapso de una burbuja de termocavitación, como un método viable y de bajo costo comparado con dispositivos ópticos que utilizan un láser pulsado para el mismo propósito.

Objetivos particulares:

- Estudiar el fenómeno de cavitación y sus diferentes métodos de generación, en específico, la cavitación inducida por láseres de onda continua y mediana potencia (termocavitación).
- Mediante simulaciones numéricas, determinar los parámetros ideales (forma y tamaño) del dispositivo microfluídico (donde la termocavitación será inducida), que mejor concentren la onda de choque.
- Imprimir los dispositivos microfluídico, en base a los parámetros obtenidos en la simulación.
- Medir la velocidad y longitud del chorro líquido generado con los dispositivos, como función de la potencia laser y la posición focal

CAPÍTULO I

INTRODUCCIÓN

La generación de chorros líquidos es un tópico de gran interés debido a las potenciales aplicaciones tanto industriales como biomédicas que pueden derivarse de ellos. Por ejemplo los chorros líquidos son empleados en impresoras de tinta [1], en procesos de combustión interna [2], en el recubrimiento de micro-superficies [3], e incluso una de las aplicaciones más atractivas en el campo de la medicina es la inyección de fármacos libres de aguja [4], entre otras aplicaciones.

El primer estudio del comportamiento de los chorros líquidos, fue realizado por Leonardo da Vinci en el Codex Leicaster [5], donde observó que el desprendimiento de una gota cayendo de un grifo está regido por la fuerza de la gravedad, la cual supera a la fuerza cohesiva (tensión superficial) y asumió, incorrectamente que también el mismo principio gobierna la separación de una columna liquida en gotas. Posteriormente, siguiendo la misma ideología Mariotte [6] menciona en uno de sus trabajos que "un jet que se proyecta hacia arriba no se rompe". Años más tarde esa idea fue replanteada, llegando a la conclusión que la tensión superficial puede actuar de manera diferente, una gota colgante actúa como una membrana elástica alcanzando una forma cilíndrica, donde la curvatura radial es la que impulsa su ruptura. Mientras que si el sistema se dirige hacia un estado con área superficial más pequeña el radio del chorro ira decreciendo eventualmente, hasta llegar a cero [7].

El estudio de la dinámica de un chorro líquido, consiste en considerarlo como un fluido turbulento estable o inestable, con una forma aproximadamente cilíndrica en alguna de sus partes y en otra como gotas desprendidas. La parte cilíndrica, puede ser estudiada utilizando las ecuaciones de la dinámica de fluidos, siempre y cuando uno considere que tiene un perfil constante [8]; mientras que la parte que conduce a la ruptura

en gotas está sujeta a una gran limitante como es la inestabilidad de Rayleigh-Plateau, la cual asocia directamente la longitud (L) de la columna con su radio (R), planteando que una columna liquida cilíndrica tiende a ser inestable y consecuentemente a fragmentarse en gotas cuando L excede la siguiente condición $\Lambda > \pi$, donde $\Lambda = L/2R$ en situaciones con poca gravedad [9].

La ruptura del chorro líquido puede clasificarse en cuatro tipos o regímenes, dependiendo de su velocidad, el diámetro del chorro, las propiedades del fluido y la atmósfera en la que se encuentra. Los cuatro regímenes son: *i)* Régimen de Rayleigh, *ii)* Primer régimen aerodinámico, *iii)* Segundo régimen aerodinámico y *iv)* Régimen de atomización [10]. En este trabajo de tesis, los chorros generados por nuestros dispositivos se encuentran en el régimen de Rayleigh, debido a que las velocidades que se alcanzan son relativamente pequeñas (~30 m/s) y la ruptura del chorro en gotas, está ligada entonces a la tensión superficial.

Métodos de generación

En esta sección de la tesis, se hace una revisión en la literatura sobre los métodos de generación de chorros líquidos, en los cuales se toma en cuenta parámetros como: la presión del impulsor, la configuración geométrica y volumen de la cámara, así como las dimensiones de la boquilla. La ingeniería en materia sobre la generación de chorros líquidos es variada, existen distintos métodos que van desde los mecánicos [11-19], acústicos [20-24], hasta los métodos ópticos [25-28], los cuales a continuación se describen.

Métodos Mecánicos

Los dispositivos de generación mecánica pueden clasificarse en tres tipos según la fuente de energía, por ejemplo, un pistón puede ser accionado por medio de un piezoeléctrico o la energía almacenada en un resorte o gas comprimido [11]. El mecanismo de accionamiento del primer dispositivo se lleva a cabo cuando a un transductor piezoeléctrico se le aplica un impulso de tensión, provocando una rápida expansión y este a su vez empuja un émbolo, el cual expulsa el fluido a través de una micro-boquilla generando un micro chorro de alta velocidad, como muestra la Fig. 1. 1. [12,13].

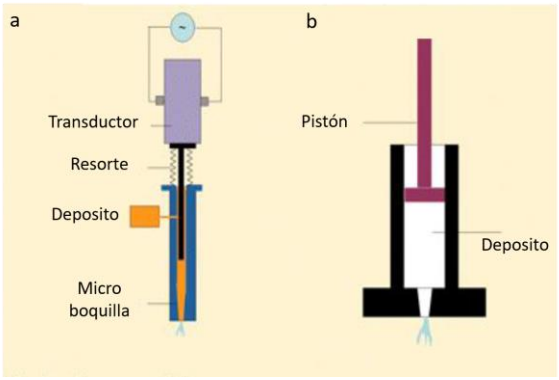

Fig. 1. 1. Mecanismos de generación de chorros líquidos a) Transductor y un resorte y b) gas comprimido y un pistón. [11].

Los dispositivos basados en el uso de un resorte se han usado principalmente para la administración subcutánea de medicamentos, muchos de estos dispositivos en el mercado usan presión mecánica, es decir, elementos de almacenamiento de energía. Este método mecánico almacena energía en un resorte, la cual se libera al presionar un gatillo, empujando un émbolo o pistón para proporcionar la presión necesaria para expulsar un chorro líquido [11,14]. En el caso de las aplicaciones biomédicas, los dispositivos electromecánicos encuentran una limitante en la profundidad de penetración del líquido dentro de la piel.

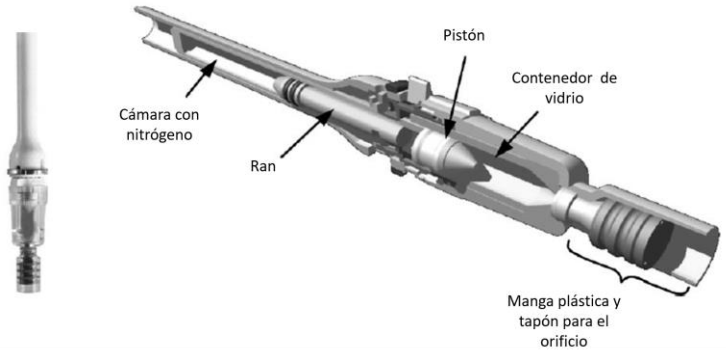

Fig. 1. 2. Mecanismos de generación de chorros líquidos por medio gas [15].

Por último, los dispositivos de gas consisten de un cartucho de aire/gas (por ejemplo, nitrógeno) comprimido en un recipiente, el cual está unido a un sistema de tubos, quienes entregan la potencia necesaria al pistón para

desplazarse después de ser accionamiento por un gatillo (Ver Fig. 1. 2), generando así un chorro líquido [16-19]. Aunque en la actualidad hay varios dispositivos de este tipo en el mercado, estos presentan algunas limitaciones. Los mecanismos que se utiliza para expulsar el chorro líquido, tiene poca o ninguna posibilidad de graduación, es decir, siempre expulsan la misma cantidad de líquido a la misma velocidad y profundidad de penetración [3], lo cual no siempre es útil en las aplicaciones biomédicas.

Métodos Acústicos

Los chorros líquidos también pueden ser generados usando ondas acústicas, las cuales se propagan a lo largo de la superficie de un sustrato (Surface Acoustic Waves, SAW) hasta refractarse en una gota liquida de forma hemisférica (colocada sobre la superficie del sustrato) a un ángulo particular, conocido como *ángulo de Rayleigh*. Esta refracción provoca una deformación de la gota y consecuentemente la formación de un chorro liquido [21]. Si se hace propagar dos ondas acústicas hacia la gota, pero en sentidos opuestos, la dirección del chorro liquido generado es perpendicular a la superficie del sustrato, como lo muestra la Fig. 1. 3 [22].

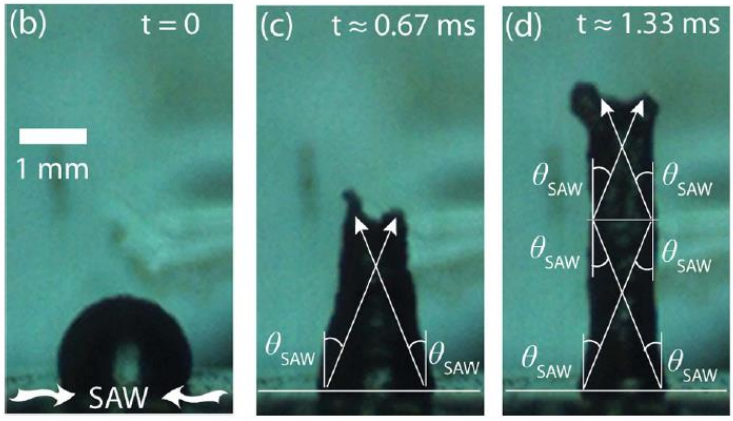

Fig. 1. 3. Columna liquida inducida por la refracción de ondas acústicas contra-propagándose sobre la superficie de un sustrato [21].

Las ondas acústicas superficiales no son el único método para generar chorros líquidos usando una gota liquida hemisférica. Otro mecanismo físico para producir micro chorros líquidos es el *opto-acústico.* Este método

convierte la luz proveniente de un láser pulsado en ondas acústicas empleando una "*lente cóncava acústica*" recubierta con nanotubos de carbono [23]. La función de esta lente es enfocar las ondas acústicas produciendo pulsos de presión de mayor amplitud, es decir, enfoca la onda acústica en una región muy cerca de la interfaz aire-agua (dentro de la gota), generando la formación de una burbuja de vapor (burbuja de cavitación) en el agua y subsecuentemente la formación de micro-chorros en el aire, como se muestra en la Fig. 1. 4.

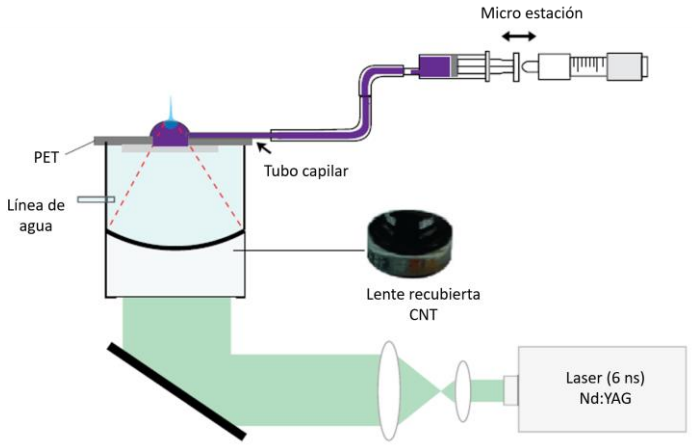

Fig. 1. 4. Arreglo experimental para generar chorros líquidos mediante el enfocamiento de ondas acústicas generadas por un láser pulsado [23].

Otro mecanismo de generación es mediante ablación laser, el cual consiste en enfocar un pulso laser ($1.4\ J$ de energía y $5.5\ ns$ de duración) sobre una placa de aluminio, la cual generará una onda acústica que se propagará a través de un líquido (agua). En el trabajo reportado en [24], el líquido se encuentra contenido entre dos placas de aluminio, donde una de ellas tiene una perforación de 100 µm de diámetro y en la otra el pulso laser es incidido. Una vez generado la onda acústica, esta se propagada a través del líquido expulsando un chorro a través de la perforación, como lo muestra la Fig. 1. 5.

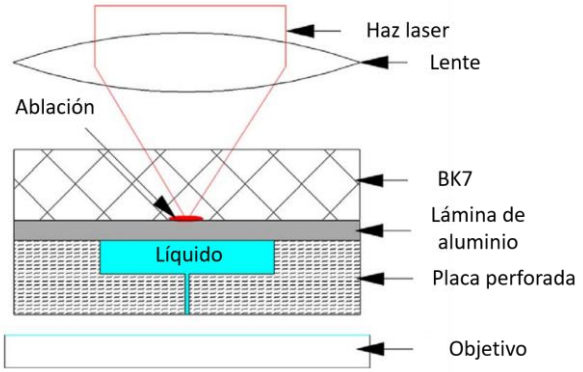

Fig. 1. 5. Generación de un chorro liquido por ablación laser [24].

Métodos ópticos

La generación de chorros líquidos se puede llevar a cabo nuevamente empleando el fenómeno de cavitación (el cual será discutido en el próximo capítulo). En este método, la burbuja de cavitación puede ser generada de dos formas distintas: en la primera, mediante el uso de un láser pulsado enfocado en un solución con bajo coeficiente de absorción y en la segunda, mediante el uso de un láser de onda continua enfocado en una solución altamente absorbente (*termocavitación*). En el método óptico, el mecanismo físico de generación del chorro líquido puede ser debido al crecimiento de la burbuja de vapor [25] o debido a la onda de choque emitida después de su colapso [27-29]. A continuación, ambos mecanismos físicos son descritos.

Láseres pulsados

Un primer caso lo encontramos con láseres pulsados enfocados dentro de un tubo capilar lleno con agua, en donde uno de sus extremos se encuentra abierto. En esta situación, el mecanismo de generación de chorros líquidos es debido a la rápida vaporización de un pequeño volumen de líquido, la cual es causada debido a que la intensidad de la luz en el foco es muy alta, lo que puede producir una absorción no lineal y/o una ionización por avalancha, provocando la formación de plasma y a su vez, provocar una rápida vaporización del agua [30], conduciendo a la formación de una burbuja de cavitación, la cual se expande y colapsa, emitiendo una fuerte onda de choque. Por tanto, la generación del chorro líquido es debido a la expansión de la burbuja, se genera cerca de la pared donde se encuentra el menisco y se

expande principalmente en la dirección del extremo abierto del capilar como se muestra en la Fig. 1. 6 [30,31].

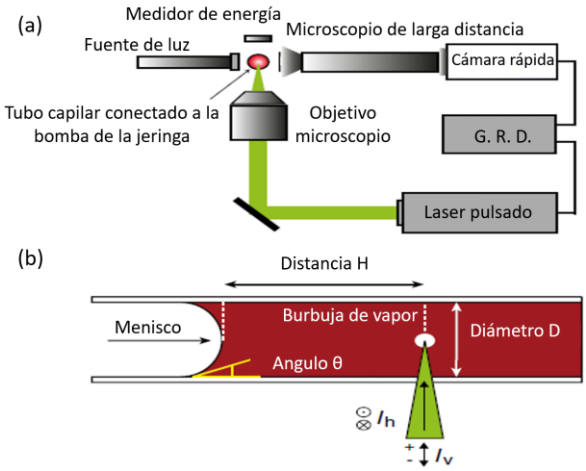

Fig. 1. 6. a) Diseño experimental para generación de chorros líquidos en un tubo capilar con un láser pulsado en su interior, b) vista lateral del tubo capilar [30].

La generación de chorros líquidos también se puede obtener por la formación de una burbuja de cavitación cerca de una interface plana liquido/aire ver Fig. 1. 7, la cual puede ser o no una película delgada. En este caso, nuevamente un láser pulsado es enfocado cerca de la interface de tal forma que la radiación láser es absorbida por un pequeño volumen de líquido (comúnmente agua) alrededor de la cintura del haz, prácticamente sin absorción en ninguna otra ubicación a lo largo de la trayectoria del rayo, generando una burbuja de cavitación. La expansión de la burbuja de vapor da como resultado la expulsión de una pequeña cantidad de líquido en forma de micro-columna, es decir, un chorro líquido [31-34].

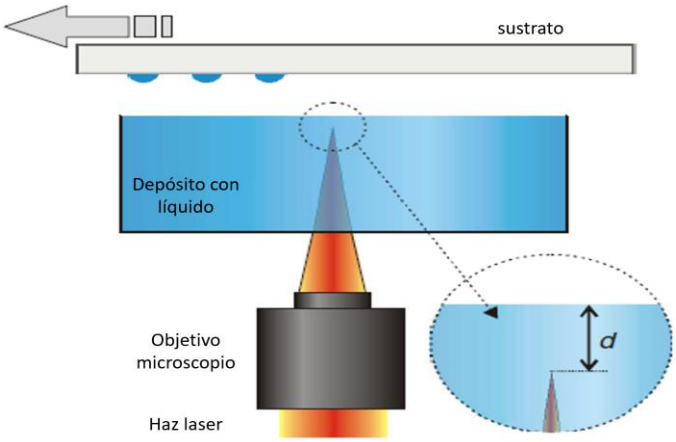

Fig. 1. 7. Arreglo experimental para la generación de chorros líquidos, debido a la formación de una burbuja de cavitación cerca de la interface liquido/aire [32].

Láseres de onda continua

Como se mencionó anteriormente, los chorros líquidos pueden ser generados enfocando un láser pulsado en el interior de un tubo capilar, con el propósito de inducir una burbuja de cavitación. Sin embargo, las burbujas de cavitación pueden ser generadas de manera mucho más económica, mediante el uso de láseres de onda continua (CW) y mediana potencia, enfocados en soluciones altamente absorbentes. Este método de generación es conocido como termocavitación [27], el cual será estudiado con mayor profundidad en la sección de Termocavitación. La Fig. 1. 8, muestra el diseño experimental utilizado para generar chorros líquidos usando un tubo capilar y empleando el fenómeno de termocavitación. En este caso, un láser de onda continua es enfocado en el interior del tubo capilar con la ayuda de un objetivo de microscopio, el capilar contiene una solución altamente absorbente (Nitrato de cobre disuelto en agua). Uno de sus extremos está conectado a una jeringa para su rellenado, el otro queda libre para poder liberar el chorro. La formación de la burbuja en el capilar es la causante de la generación del chorro líquido, la velocidad alcanzada por estos, está directamente relacionada con la rapidez de la expansión de la burbuja [26].

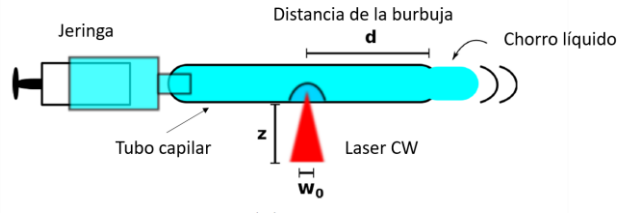

Fig. 1. 8. Arreglo experimental para generar una burbuja de termocavitación en un tubo capilar [25,26].

El enfocamiento de un laser de onda continua en una región confinada que contiene un líquido altamente absorbente, es un mecanismo de generación para chorros líquidos a una alta velocidad, debido a la rápida expansión de la burbuja dentro de la cavidad, la Fig. 1. 9a muestra el arreglo experimental implementado para visualizar el crecimiento de la burbuja, las dimensiones de la región confinada en la micro cámara, donde se logra generar la burbuja de termocavitación rondan apenas los $\sim 800 \mu m$. La Fig. 1. 9b muestra el arreglo experimental para la visualización de los chorros líquidos mediante una cámara rápida al momento de salir del dispositivo. La generación inicia cuando el láser de CW es enfocado dentro de la micro cámara, creando una burbuja semiesférica, la cual siempre estará en contacto con la superficie de la cámara, dicha burbuja se expedirá ($1mm$) y provocara un desplazamiento del líquido a través del canal que lo confina y lo expulsa en chorro líquido.

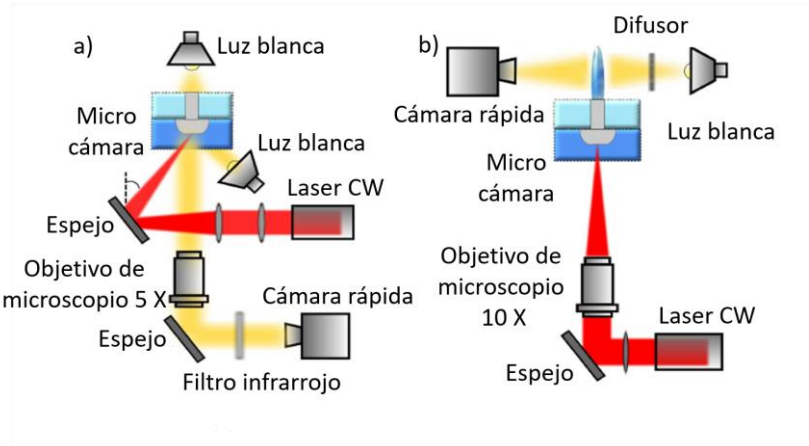

Fig. 1. 9. a) Esquema para visualizar el crecimiento de la burbuja, y b) el chorro líquido generado por termocavitación [25].

Otro método es inducir una burbuja de cavitación con un láser de onda continua enfocado en cualquier parte (X, Y, Z) de una gota de líquido altamente absorbente (Nitrato de cobre), la gota es colocada horizontalmente en una superficie de vidrio y sujetada por una goma plástica, e irradiada desde la parte inferior a través del vidrio, como se aprecia en la Fig. 1. 10, esta gota tomara siempre una forma hemisférica independientemente de donde se encuentre el enfocamiento del láser.

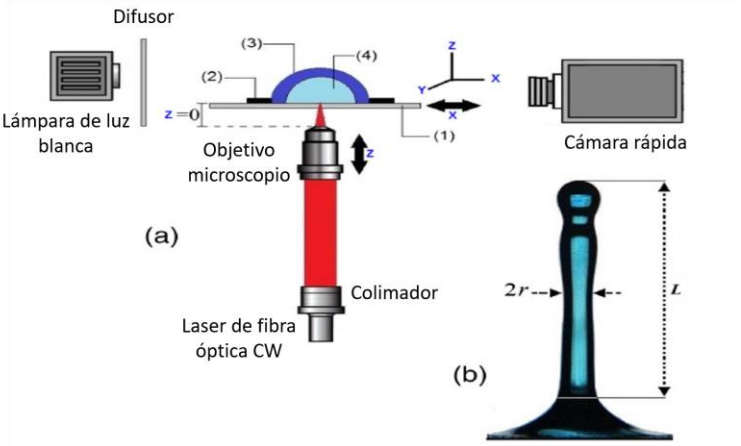

Fig. 1. 10. Diseño experimental para el análisis y generación de una burbuja de vapor producida por termocavitación dentro de una gota [27].

En este trabajo se presenta la generación de chorros líquidos con dirección controlable, la cual depende de la posición de donde se lleve a cabo la generación de la burbuja de termocavitación como se muestra en la Fig. 1. 11. En ésta, se aprecia la formación de una burbuja de vapor dentro de una gota, la cual es irradiada inicialmente en $x = 0$ (a), donde la dirección del chorro es paralelo al eje z ($\emptyset = 0$). La dirección del chorro cambia si se cambia la distancia: $x = -300\ \mu m\ (b)$, $x = -600\ \mu m\ (c), x = -900\ \mu m\ (d)$. La formación del chorro líquido es resultado de la propagación de la onda de choque dentro de la gota, donde la onda presentara varias reflexiones antes de concéntrense en la parte superior de la gota, deformándola y generando una columna liquida, tal y como se mostró en la Fig. 1. 10. Los chorros líquidos reportados alcanzan velocidades de 3 m/s [27,28].

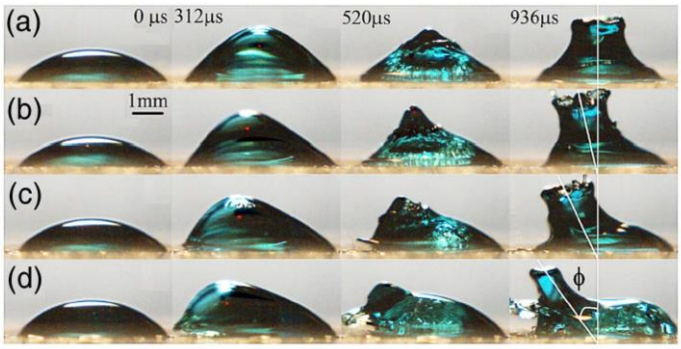

Fig. 1. 11. Chorro líquidos generados en una gota de 5µl. Irradiada con un láser CW [27].

Los diferentes métodos de generación que hasta ahora se han resumido, presentan características únicas: algunos generan chorros líquidos con velocidades grandes ($400\ m/s$) pero a un costo monetario alto o frecuencia de generación muy pequeña, velocidades altas pero chorros que presentan dispersión, algunos presentan velocidades relativas de$100\ m/s$, pero generan volúmenes que apenas superan los nano litros, o velocidades bajas ($3\ m/s$) como es el caso con los láseres de onda continua que son de un costo menor a diferencia de los pulsados, lo ideal sería unificar las ventajas de cada diseño en la medida de lo posible.

Estructura de la tesis

En este trabajo de tesis se presenta el diseño y fabricación de un dispositivo microfluídico para la generación de chorros líquidos, generados por la onda de choque emitida después del colapso de una burbuja de termocavitación, por lo que en los siguientes capítulos se estudiara lo siguiente:

En el **Capítulo 2** se describe el fenómeno de cavitación así como los diferentes métodos de generación, haciendo especial énfasis en el fenómeno de termocavitación. En este capítulo, se describe la dinámica de la burbuja de cavitación, enfocando nuestra atención en las burbujas de termocavitación.

En el **Capítulo 3**, se hace un breve análisis sobre las ondas de presión u ondas de choque y los principales parámetros de su dinámica, también se muestra el perfil de una onda de choque.

En el **Capítulo 4** se presenta la teoría sobre el método numérico de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD), el cual es utilizado para llevar acabo la simulación de una onda acústica en dos dimensiones, se describe las características generales de la simulación así como de los elementos simulados.

En el **Capítulo 5** se describe el arreglo experimental para la generación de burbujas de termocavitación, se detalla también el material y el equipo utilizado así como los parámetros que se usaron para el diseño de los distintos prototipos de dispositivos.

El **Capítulo 6** presenta la dinámica de los chorros líquidos: velocidad, longitud y volumen que éstos alcanzan para los prototipos desarrollados. Se muestran también los resultados de la concentración de energía de la onda simulada en las cavidades.

Finalmente en el **Capítulo 7** se presentan las conclusiones sobre los resultados obtenidos así como los trabajos a futuro. Se mencionan también la

participación en los distintos congresos donde se han presentado éstos resultados.

Referencias

1.- Martin G. D, Hoats S. D. and Huntchings I. M. “Inkjet printing- the physics of manipulation liquid jets and drops”, J Phys: Conf Ser 105:012001. 2008.

2.- V. Goldshtein, I. Goldfard y I. Schrieber, “Oscillations in a combustible gas bubble,” Comb Theory Modelling, vol. 2, pp. 1-17, 1998.

3.- O. Basaran, “Small-scale free surface flows with breakup: Droplet formation and emerging applications”, AIChE J. , vol. 2, pp. 1842-1848, 2002.

4.- Yoshiyuki, O. Nikolai y S. Chao , “Needle-free injection into skin and soft matter with highly fo cused micro jets”, Fluid Dynamics , 2012.

5.- Da Vinci L. “The notebooks of Leonardo da Vinci and Transl”, E MacCurdy (New York: George Brazillier) p 756. 1508.

6.- Mariotte E. “Trait´e du Mouvement des Eaux et Des Autres Corps Fluides” (Paris: E Michallet) 1686.

7.- Jens Eggers and Emmanuel Villermaux, “Physics of liquid jets,” Rep. Prog. Phys. 71, 036601 (2008).

8.- L. D. Landau and E.M. Lifshitz, “Fluid mechanics” Ins. Of Phys. U.S.S.R. academy of sciences, 1987.

9.- J. Padilla-Martinez , J. Ramirez-San-Juan, N. Korneev y R. Ramos-Garcia, “ Breaking the Rayleigh-Plateau instability limit using thermocavitation within a droplet” Atomization and Sprays, vol. 23, pp. 487-503, 2013.

10.- N. Falcon, “Dinámica de fluidos y fenómenos de transporte”. November 2012.

11.- B. Chavan, A. Doshi, Y. Malode and B. Misal, “Review on Needle Free Drug Delivery Systems,” International Journal of Pharma Research & Review 2(9):30-36, Sept 2013.

12.- J. C. Stachowiak, T. H. Li, A. Arora, S. Mitragotri, D. A. Fletcher, “Dynamic control of needle-free jet injection”, Jurnal of controlled Release, 135, 104-112. 2009.

13.- Osman A. Basaran, “Small-scale free surface flows with breakup: drop formation and emerging applications”, AIChE Jurnal, Vol. 48, No. 9, 2002.

14.-Tejaswi R. Kale, M. Momin, “Needle free injection technology- an overview”, Innovations in pharmacy, Vol. 5, No.1, 2014.

15.- Oliver A. Shergold, Norman A. Fleck, toby S. King, “The penetration of a soft solid by a liquid jet, with application to the administration of a needle-free injection” J. of Biomechanics, 39, 2593-2602, 2006.

16.- F. Xiao, M. Dianat, J. J. McGuirk, “LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow”, Int. J. of M. Flow, 60, 103-118. 2014.

17.- R. S. Prakash, A. Sinha, G. Tomar, R. V. Ravikrishna, “Liquid jet in crossflow-effect of liquid entry conditions”, Exp. T. and F. Science, 93, 45-56. 2018.

18.- Pei-Kuan Wu, K. A. Kirkendall and R. P. Fuller, “Breakup processes of liquids jets in subsonic crossflows”, 13, 1. 1997.

19.- K. Mutschler, L. Tanguy, N. Weber, A. Ernst, R. Zengerle and P. Koltay, “Characterization of liquid jet injection into tissue based on optical coherence tomography”, IEEE, 2013.

20.- Linzheng Ye, XijinZhu, “Analysis of the effect of impact of near-wall acoustic bubble collapse micro-jet on Al 1060”, Ultrasonics sonochemistry, Vol. 36, 507-516, 2017.

21.- M. K. Tan, J. R. Friend and L. Y. Yeo, “Interfacial jetting phenomena induced by focus surface vibrations”, Phy. Rev. Letters, 103, 2009.

22.- Y. Tomita “Jet atomization and cavitation induced by interactions between focused ultrasound and a water surface”, Phy. Of fluids, 26, 2014.

23.- T. Lee, H. Won Baac, Jong G. ok, H. S. Youn and L. J. Guo, “Nozzle-free liquid microjetting via homogeneous bubble nucleation”, 3, 2015.

24.- Viren Menezes, Satyam Kumar, and Kazuyoshi Takayama, “Shock wave driven liquid microjets for drug delivery”, Journal of Applied Physics 106, 2009.

25.- C. J. Berrospe Rodríguez, “Towards needle-free injection by thermocavitation in microfluidic devices”. 2017.

26.- Ramírez Ramírez “Generación de Chorros de Agua Mediante Termocavitación”. INAOE Puebla. México. 2015.

27.- J.P Padilla-Martinez, Darren Banks, J.C. Ramirez-San-Juan, G. Aguilar and R. Ramos-Garcia, “Liquid jet generated by thermocavitation bubbles within a droplet”, SPIE Vol. 8611, 2013.

28.- J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, & R. Ramos-Garcia, “Breaking the Rayleigh-Plateau instability using thermocavitation within a droplet”, Atomization and Sprays, 23, 517-533, 2013.

29.- J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, C. Berrospe-Rodríguez, N. Korneev, G. Aguilar, P. Zaca-Moran,& R. Ramos-Garcia, “Controlleble direction of liquids jets generated by thermocavitation within a droplet”, Applied optics , Vol. 56, No. 25. 2017.

30- Y. Tagawa, N. Oudalov, C. W. Visser, I R. Peters, D. van der Meer, C. Sun, A. Prosperetti and D.Loshe, “Highly focused supersonic microjets”, Phy. Rev. X, 2, 2012.

31.- Y. Tagawa, N. Oudalov, A. el Ghalbzori, C. Sun and D.Loshe, “Needle-free injection into skin and soft metter with highly focused microjets” 2012.

32.- M. Duocastella, A. Patrascioiu, J. M. Fernández-Pradas, J. L. Morenza, and P. Serra, “Film-free laser forward printing of transparent and weakly absorbing liquids”, Optics Express, Vol. 18, No. 21, 2010.

33.- A. Patrascioiu, J. M. Ferna´ndez-Pradas, A. Palla-Papavlu, J. L. Morenza, P. Serra, “Laser-generated liquid microjets: correlation between bubble dynamics and liquid ejection”, Microfluid Nanofluid. 2013.

34.- Ross C. C. Chen, Y. T. Yu, K. W. Su, J. F. Chen, and Y. F. Chen, “Exploration of water jet generated by Qswitched laser induced water breakdown with different depths beneath a flat free surface”, Optical Express, Vol. 21, No. 1, 2013.

CAPÍTULO 2

¿QUÉ ES LA CAVITACIÓN?

La palabra cavitación derivada del latín "*cavus*" que significa hueco o vacío. En términos físicos, la cavitación se puede definir como la formación, crecimiento y colapso de una burbuja de vapor en un líquido, inmediatamente después del colapso de la burbuja, una onda acústica de gran amplitud ($2\ MPa$) es emitida, denominada **onda de choque**. Esta onda contiene una gran cantidad de energía mecánica, la cual puede causar un daño enorme en superficies cercanas a la región del colapso, por ejemplo, en las propelas de los barcos o en tuberías donde circula líquido a gran velocidad [1,2].

Debido a lo anterior, el fenómeno de cavitación es uno de los más estudiados en el área de la hidráulica, cuya investigación comienza principalmente para explicar los daños provocados en las hélices de los barcos, poco después de su funcionamiento [3]. Este problema era de relevancia ya que este fenómeno provoca un deterioro parcial o incluso total en las hélices, disminuyendo eficiencia y desempeño, por tal motivo el fenómeno de cavitación fue considerado un fenómeno indeseable en la mayoría de las circunstancias; sin embargo, en las últimas décadas se le ha encontrado distintas aplicaciones, dependiendo de su método de generación [3,4].

El estudio de la cavitación comienza con los trabajos de Euler en 1754. Posteriormente en 1893 Barnaby et. al. Reportó la formación de burbujas por el lanzamiento de torpedos en el barco destructor "*Daring*" [4]. Pero no fue hasta 1954 que Reynolds, el primer científico en estudiar la cavitación experimentalmente y de manera sistemática, estudio el crecimiento y posteriormente el colapso de burbujas de vapor formadas por un flujo de agua a través de tubos reducidos [5].

El primer análisis teórico de cavitación se le atribuye a Rayleigh en 1917, quien resolvió el problema del colapso de una cavidad vacía rodeada por una masa de líquido [6]. Posteriormente, Naude-Ellis (1961) y Benjamin-Ellis (1966)

demostraron que las burbujas de cavitación no colapsaban esféricamente cerca de una superficie sólida, sino que lo hacían en forma de toroide en las etapas finales del colapso, generando un micro-chorro liquido en dirección hacia la superficie sólida. Debido a lo anterior, se pensaba que las principales causas del daño ocasionado en las paredes de las propelas en los barcos, era debido al micro-chorro líquido. Posteriormente, Gipson et. al. (1968) demostró que la formación de los chorros, dirección e intensidad están en función de la interacción de la burbuja con la superficie sólida y que esta interacción puede ser controlada. Más tarde en 1983 Shima et. al utilizo una cámara de alta velocidad logrando capturar el momento del colapso de la burbuja, con ello logro demostrar que el daño producido en una superficie sólida era principalmente ocasionado por la onda de choque emitida por colapso de la burbuja y no por el chorro formado [7,8].

Dinámica de la burbuja

Cambios de fase: solido, líquido y gaseoso

Para poder entender la formación de las burbujas de vapor, es necesario enfocarse en dos estados de agregación, líquido y gaseoso, los cuales se presentan en el fenómeno de ebullición, una transición de fase que ocurre cuando la temperatura se eleva por encima del punto de saturación. Dentro de los cambios de fase, existe una transición de líquido a vapor menos común denominada cavitación [9]. En este tipo de transición, una burbuja de vapor es formada cuando la presión cae por debajo de la presión de vapor y se genera bajo condiciones particulares. La presión de vapor o más comúnmente presión de saturación, es la presión a la que cada temperatura la fase líquida y vapor se encuentran en equilibrio.

En la Fig. 2. 1 se muestra el diagrama de fase del agua con presión P en función de la temperatura T [9]. El punto amarillo indica la temperatura ambiente a presión ambiente ($T = 25\,^{\circ}C \;\; y \; Pa = 101\,kPa$). El punto A, representa el punto triple del agua, es decir, donde coexiste en equilibrio el estado sólido, líquido y gaseoso del agua al mismo tiempo.

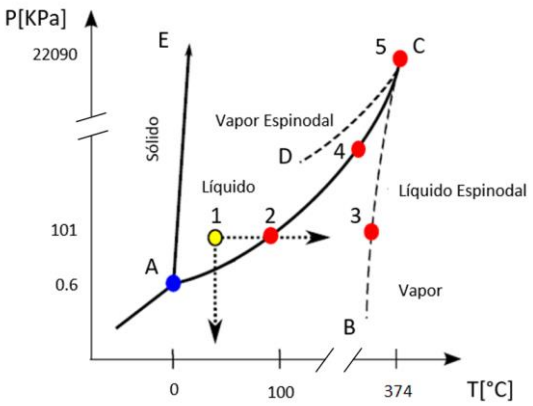

Fig. 2. 1. Diagrama de los estados de fase del agua [10].

La línea AC, se le conoce como línea binodal y es la que divide la fase liquida de la fase gaseosa. El segmento BCD, es nombrado línea espinodal y se divide en dos segmentos, el primer segmento CD, se conoce como línea de vapor espinodal y representa el limite metaestable al cual, el vapor puede ser sub-enfriado. El segundo segmento BC, llamada línea del líquido espinodal y representa el límite del líquido metaestable en el cual, el agua puede ser súper calentada. En esta figura se puede observar que las dos líneas espinodales terminan en el punto crítico C, donde no hay distinción termodinámica entre las dos fases [10].

Supongamos que el agua se encuentra en su fase liquida, bajo las condiciones de P y T descritas en el punto 1. El fenómeno de cavitación se produce por una disminución de la presión a temperatura constante, como en la cavitación hidráulica o acústica que más adelante se explicará. Cuando la temperatura se incrementa del punto 1 al punto 2 ($T = 100°C, P = 101\ KPa$), se le conoce como el proceso de ebullición. La temperatura de ebullición está en función de la presión. Al seguir aumentando la temperatura, el agua alcanzara la línea espinodal ($T = 305°C$) a la presión atmosférica ($P = 101\ KPa$) (punto 3). Este punto en el diagrama de fase es de gran importancia para entender la formación de burbujas de cavitación debido a un aumento repentino en la temperatura, cuando la presión es constante. Un ejemplo de lo anterior es el fenómeno de *termocavitación* [10], el cual se produce debido

al calentamiento abrupto de una pequeña cantidad de volumen del agua sin pasar por el proceso de ebullición. Para la formación y crecimiento de burbujas de termocavitación, el líquido necesita calentarse hasta su límite espinodal (punto 3, $T = 305^{o}C$) para que la presión de vapor supere la presión atmosférica [10]. El fenómeno de termocavitación se describirá con mayor detalle más adelante, en la sección de termocavitación.

Teoría de Nucleación

La teoría de nucleación asume que un núcleo es espontáneamente generado como resultado de las fluctuaciones de densidad en un líquido en fase metaestable, en forma de pequeñas burbujas de radio R. En un líquido puro, la tensión superficial es la manifestación macroscópica de la fuerza intermolecular que tiende a mantener unidas las moléculas y previene la formación de huecos [11]. La presión P del líquido o presión exterior en una burbuja de radio R, está relacionada con su presión interior P_B, por la siguiente ecuación:

$$P_B - P = \frac{2S}{R} \tag{1}$$

Donde S es la tensión superficial. Sí la temperatura T es uniforme y la burbuja contiene sólo vapor, entonces la presión interior P_B será igual a la presión de saturación $P_{sat}(T)$; sin embargo, la presión exterior $P = P_{sat} - 2S/R$ debería ser menor que la P_{sat}, afín de producir las condiciones de equilibrio. Consecuentemente, si la presión exterior se mantiene constantemente con un valor ligeramente menor que $P_{sat} - 2S/R$, la burbuja crecerá hasta un radio R. Por tal motivo el tamaño máximo de la burbuja es R_c (Radio crítico) [9-11].

Ecuación de Rayleigh-Plesset

Una burbuja de gas que oscila libremente dentro de un líquido, se puede considerar como un oscilador armónico simple [12]. Cuando este oscilador es forzado por una presión periódica que se aplica al líquido, pueden ocurrir oscilaciones no lineales de gran amplitud. La Fig. 2. 2 muestra características

del crecimiento, colapso y subsecuentes rebotes amortiguados de una burbuja de gas [12]. La dinámica de esta burbuja es descrita de forma compacta por la ecuación de Rayleigh-Plesset (ERP), la cual ha sido empleada para estudiar la dinámica de crecimiento y colapso de burbujas de cavitación [13].

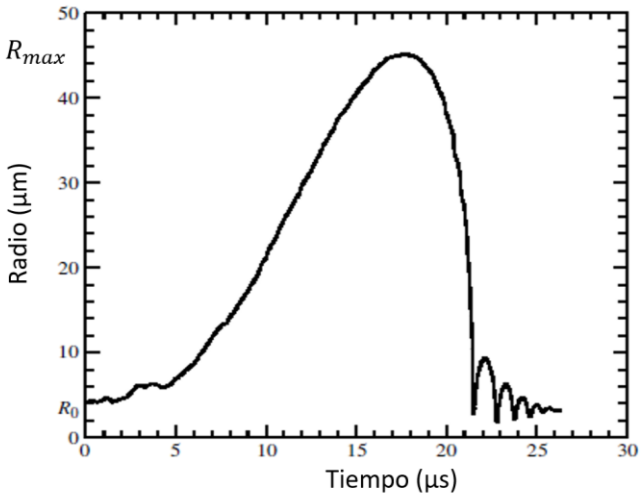

Fig. 2. 2. Crecimiento, colapso y rebotes de una burbuja, obtenida con la ERP [12].

Para obtener la ecuación que describa el radio de la burbuja en función del tiempo, se analiza la burbuja dentro de un medio líquido como se muestra en la Fig. 2. 3. En esta figura, la posición radial en el líquido se denota por la distancia r, $P(r,t)$ es la presión, $u(r,t)$ la velocidad radial hacia fuera de la burbuja y $T(r,t)$ la temperatura, los tres en función de la posición y el tiempo.

Consideremos el caso de una burbuja esférica de radio $R(t)$ (donde t es tiempo), contenida dentro un líquido infinito, donde la presión y la temperatura lejos de ella son P_∞ y T_∞, respectivamente. En este caso se asume que la temperatura T_∞ es constante, por lo que los gradientes de temperatura son eliminados a priori y, el calentamiento uniforme del líquido así como la fuente de calentamiento o de radiación no es considerada. Por otro lado, la presión P_∞ es conocida y puede ser controlada, la cual regula el crecimiento y colapso de la burbuja. Otros parámetros a considerar son la densidad del líquido ρ_l, la cual se asume como constante, así como la viscosidad μ_l, asumiéndose nuevamente como constante y uniforme.

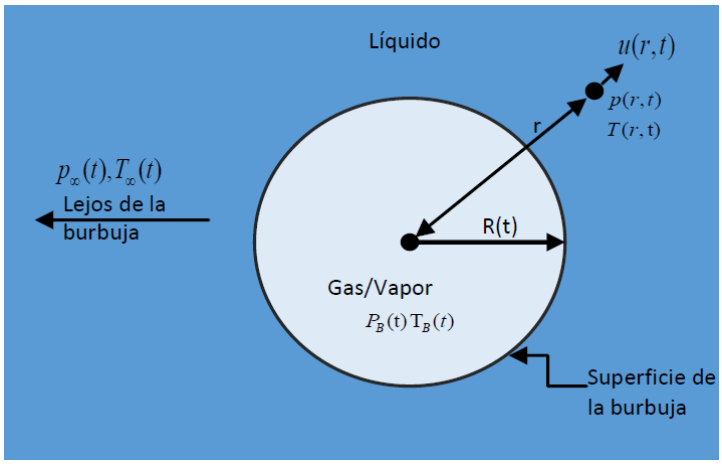

Fig. 2. 3. Esquema de una burbuja de gas esférica dentro de un líquido infinito.

Por último, el contenido de la burbuja se considera que es homogéneo y la temperatura $T_B(t)$ y presión $P_B(t)$ dentro de ella son siempre uniformes. Por lo cual, tomando las consideraciones anteriores, la conservación de la masa, la ecuación de Navier-Stokes y haciendo el análisis matemático correspondiente se obtiene la ecuación generalizada de Rayleigh-Plesset [10,13].

$$\frac{P_B(t) - P_\infty(t)}{\rho_l} = R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4v_l}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{2S}{\rho_l R} \qquad (2)$$

Donde $\boldsymbol{\nu_l = \frac{\mu_l}{\rho_l}}$. Debido a la ecuación anterior y sin considerar términos de tensión superficial y viscosidad, es decir $\boldsymbol{\nu_l = 0}$, se puede describir la dinámica de una burbuja de gas dentro de un líquido, solo conociendo las presiones y su densidad.

Métodos de generación

El fenómeno de cavitación, es un fenómeno que se produce en la naturaleza, por ejemplo, cuando un líquido es fuertemente agitado o como un mecanismo de caza empleado por el camarón pistola, donde una de sus pinzas o tenazas cuenta con un embolo y un hueco coincidente. Al cerrar esta garra el embolo encuentra al hueco, formándose una burbuja de cavitación en su interior, que inmediatamente después del colapso alcanzan valores de presión extremos y temperaturas que rondan los $5000\,K$. El proceso de cavitación creada por el "camarón pistola" es tan energético que se crean fotones de luz [14]. A pesar de que el fenómeno de cavitación ocurre en la naturaleza, existen métodos para generar burbujas de cavitación en un ambiente controlado, los cuales se describen a continuación.

Cavitación hidráulica

Los líquidos pueden contener burbujas de gas disuelto o impurezas, las cuales pueden servir como puntos de nucleación, es decir, puntos donde la burbuja se forma y/o comenzará a crecer. Si un líquido circula a alta velocidad, (como en las propelas de los barcos), se crearán zonas donde la presión en el líquido es más baja que la presión de vapor, ocasionando la expansión de las burbuja (ver Fig. 2. 4.a). Posteriormente, las corrientes de flujo en el líquido conducirán a las burbujas a zonas donde la presión es mayor, provocando que las burbujas comiencen a reducir su tamaño cada vez más rápido ocasionado por la presión en el exterior y la tensión superficial. En el punto final del colapso, la presión dentro de la burbuja es demasiado grande, lo que provoca la ruptura de la burbuja, emitiendo una onda de choque de gran presión, la cual es responsable del daño en las superficies cercanas al colapso, por ejemplo, en las propelas de los barcos como muestra la Fig. 2. 4b.

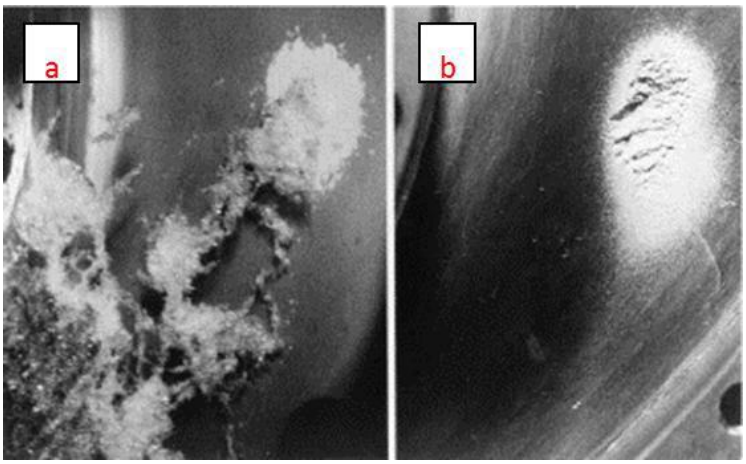

Fig. 2. 4. a) Generación de burbujas de cavitación provocada por el movimiento de las hélices. b) daño producido por el colapso de las burbujas [3].

Cavitación acústica

Este tipo de cavitación es causada por una onda de presión de alta frecuencia (ultrasónicas) y alta amplitud, propagándose en el interior de un líquido. Las ondas de presión, son comúnmente generadas por un piezoeléctrico, es decir un transductor que convierte la energía eléctrica en energía mecánica. El piezoeléctrico es colocado sobre las paredes de un resonador acústico de forma cilíndrica, generando ondas de presión que se propagan y concentran en el interior lleno de agua [15].

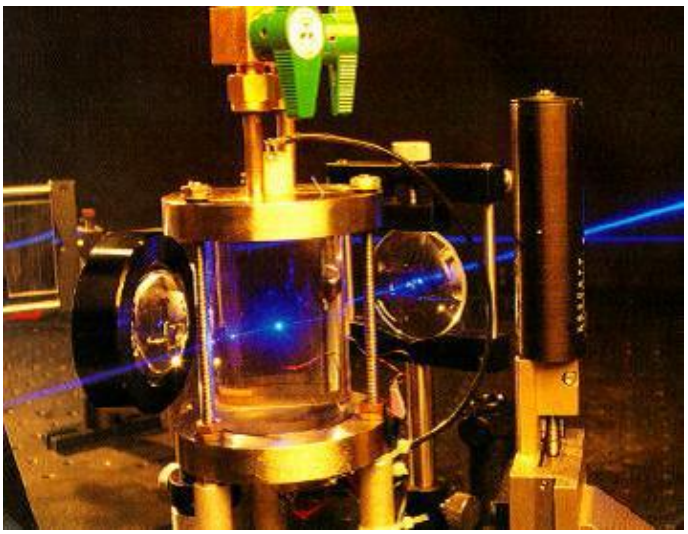

Fig. 2. 5. Cavitación acústica creada en el interior de un resonador, donde el láser azul es para ver la dinámica de la burbuja [15].

Como punto de nucleación, se usa una burbuja de vapor previamente formada, mediante el calentamiento de un alambre por el que se hace pasar una corriente eléctrica. La variación de presión provocada por las ondas de presión en el agua, provoca que la burbuja se expanda (cuando la presión es negativa) y se contraiga (cuando la presión es positiva) hasta colapsar. Este fenómeno de crecimiento y colapso de la burbuja por las ondas acústicas es conocido como *cavitación acústica*.

Cavitación por partículas.

La cavitación generada por este método se produce cuando una partícula con alta energía es lanzada a través de un líquido, la cual deja un rastro de ionización tras su paso. La ionización provoca un calentamiento local muy rápido llegando a formar plasma y, como consecuencia la formación y crecimiento de la burbujas de cavitación. Un ejemplo de este método, es la generación de burbujas de vapor inducidas por el calentamiento de un líquido conductivo (agua) debido al flujo de electrones (corriente eléctrica), como se muestra en la Fig. 2. 6 [16].

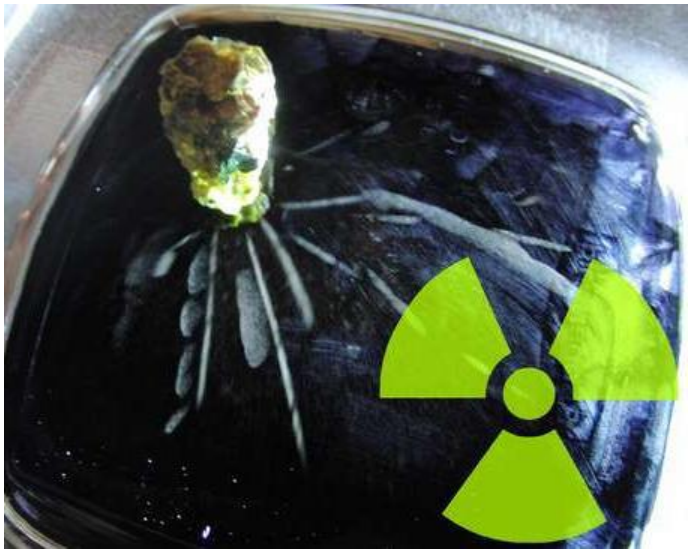

Fig. 2. 6. Cavitación producida por neutrones, el paso de las partículas altamente energizadas, dan paso a la formación de puntos de nucleación [17].

Cavitación óptica.

La cavitación óptica, es principalmente generada por un láser pulsado de femto o pico segundos enfocado, generalmente, en un recipiente con agua, es decir, un líquido con bajo coeficiente de absorción a la longitud de onda de operación [18]. Al enfocar el láser de alta intensidad, se produce absorción multifotónica que eventualmente forma un plasma (optical Breakdown) [19]. La luz absorbida genera plasma, disipando la energía en forma de calor, alcanzando temperaturas de miles de grados Kelvin [18], calentando agua a su alrededor e induciendo la burbuja de cavitación. La Fig. 2. 7 muestra un arreglo típico para inducir burbujas de cavitación por este método. En éste, se utiliza un láser pulsado de Nd:YAG a una longitud de onda de $\lambda = 1064nm$ para inducir la cavitación. La dinámica de la burbuja, es grabada por dos cámaras de alta velocidad para obtener las imágenes, lateral y de la parte baja, del recipiente [20].

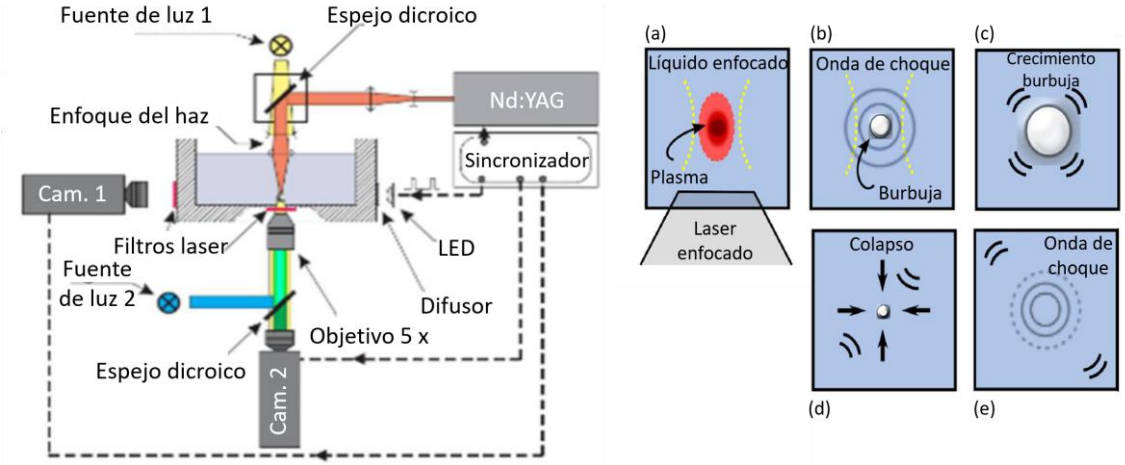

Fig. 2. 7. Arreglo experimental para la generación de una burbuja de cavitación y su dinámica de vida [20].

Sin embargo, el uso de los láseres pulsados no es el único método para generar cavitación óptica. Existe un método que hace uso de un láser de onda continua y de mediana potencia, el haz del láser está enfocado dentro de un líquido altamente absorbente para inducir burbujas de vapor. Este método se le conoce como ***termocavitación*** [22], que será descrito a continuación.

Termocavitación

Para inducir burbujas de vapor por el método de termocavitación, se emplea un láser de onda continua y mediana potencia, el cual debe ser enfocado dentro de un líquido con un alto coeficiente de absorción a la longitud de onda de operación. Debido a este alto coeficiente de absorción, la luz láser es fuertemente absorbida en las primeras 100 µm de espesor, calentando un pequeño volumen del líquido a una temperatura muy alta y en un tiempo muy corto ($100\ \mu s$), sin pasar por el proceso de ebullición [22]. A este fenómeno se le conoce como supercalentamiento, donde el líquido puede ser calentado hasta su punto espinodal, es decir, la máxima temperatura que el agua puede alcanzar ($374^0 C$). Alrededor de esta temperatura ocurre una transición explosiva de fase de líquido a vapor, generando la burbuja de vapor como se muestra en la Fig. 2. 8.

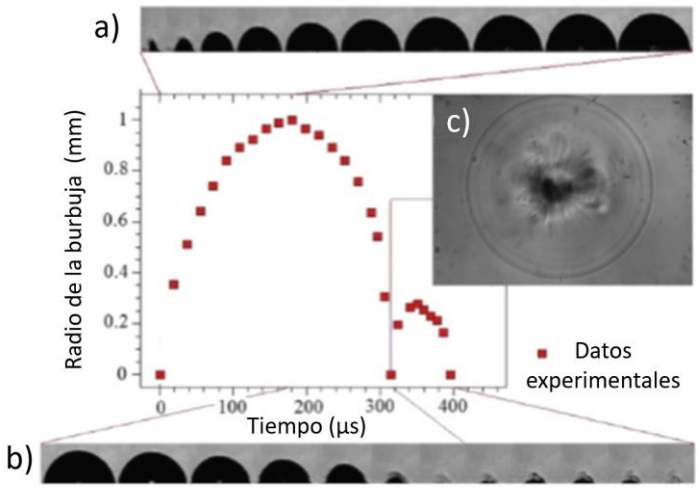

Fig. 2. 8. Evolución temporal de una burbuja de termocavitación. a) Crecimiento, b) colapso y c) emisión de la onda de choque [23].

La evolución de una burbuja de termocavitación se muestra en la Fig. 2. 8, donde se describe el crecimiento de su radio en función del tiempo. El radio máximo alcanzado por la burbuja es de aproximadamente $1\ mm$ (ver Fig. 2. 8 (a)), después de esto presenta un colapso seguido de varios revotes (Fig. 2. 8 (b)), emitiendo al final del colapso una *onda de presión* u *onda de choque,* apreciada en el recuadro de la Fig. 2. 8 (c). Una de las características que se

han reportado sobre este fenómeno, es que la burbuja de vapor esta siempre en contacto con el sustrato, formando una semiesfera independientemente de la posición del punto de enfocamiento del haz, dentro o fuera de la solución [23].

En trabajos previos realizados por un grupo de investigadores en el INAOE, han mencionado que la distancia de enfocamiento es un factor que define el tamaño de la burbuja, es decir, el volumen de agua supercalentado cambia con la posición del foco del láser dentro de la solución y, por consecuente la amplitud y frecuencia de generación de la onda de choque, como se observa en la Fig. 2. 9 [23, 24].

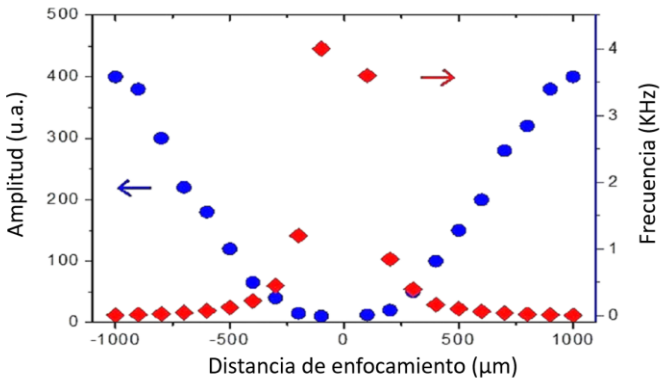

Fig. 2. 9. Frecuencia y amplitud de la onda de choque, generada con un láser de onda continúa [23].

Entre otras características propias del fenómeno de termocavitación, se encuentra el crecimiento de la burbuja en función de la potencia de láser. La Fig. 2. 10 muestra el promedio de la presión y el radio de la burbuja (en un promedio de 100 colapsos) en función de la potencia del haz. En esta figura se puede observar, que ambas señales muestran dependencias similares con la potencia, es decir, entre mayor sea la potencia del haz laser mayor es el tamaño de la burbuja y por consiguiente la amplitud de la onda de choque, lo que indica la estrecha relación entre ambos parámetros [22].

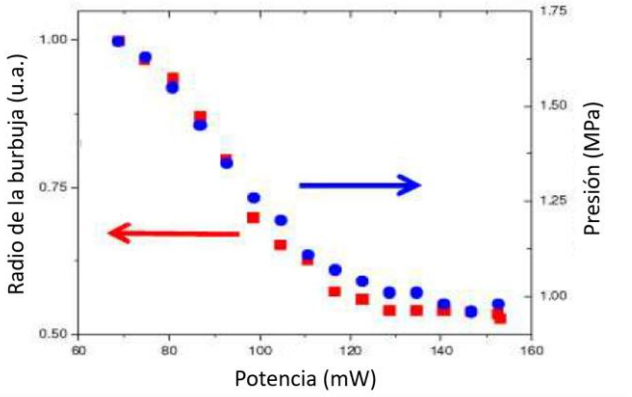

Fig. 2. 10. Amplitud del pico de presión y radio de la burbuja en función de la potencia del haz [24].

Con este método se puede generar burbujas de cavitación de una manera mucho más económica, comparando con el método que utiliza láseres pulsados. Sin embargo, las burbujas de termocavitación siempre están en contacto con la superficie y, la amplitud de la onda de choque es menor.

Referencias

1. - A. a. L. PHILIPP, “Cavitation erosion by single laser-produced bubbles” Journal of Fluid Mechanics, vol. 361, pp. 75-116, 1998.

2.- P. S. a. A. B. Pandit, “Modeling Hydrodynamic Cavitation,” vol. 22, nº 1017–1027, 1999.

3.- C. Brennen, “Cavitation and bubble dynamics”, 2013.

4.- Marijana R. Gavrilovic, “Interplay of cavitation bubble and plasma emission during single pulse laser induced breakdown on submerget target”, Belgrade, 2017.

5.- J. R. Blake, “cavitation bubbles near boundaries”. 1987.

6.- Rayleigh, L. (1917), The pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, Philos. Mag. 34, 94-98.

7.- E.-A. Weitendorf, “On the history of propeller cavitation and cavitation tunnels”, 2001.

8. - E. a. A. SHIMA, “Mechanism of impact pressure generation from spark-generated bubble collapse near a wall”, Vol. 21, nº 1, 1983.

9. - C. E. Brennen, “Cavitation and bubble dynamics”. Oxford University Press, 1995.

10. - J. Ramírez Ramírez “Generación de Chorros de Agua Mediante Termocavitación”. INAOE Puebla. México. 2015.

11.- Frédéric. Caupin, Eric. Herbert, “Cavitation in water: a review,” C. R. Physique vol. 7, nº 1000-1017, 2006.

12.- W. C. Moss, J. L. Levatin, and A. J. Szeri, “A new damping mechanism in strongly collapsing bubbles,” in Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 456, pp. 2983–2994, The Royal Society, 2000

13. - T. Leighton, “Derivation of the Rayleigh-Plesset Equation in Terms of Volume,” nº 308, 2007.

14. – Monica Pastor Mut, “Estudio de patrones temporales para la emisión acustica de los cangrejos pistola (Orden decápoda) en la reserva marina de las islas columbretes mediante la utilización de unidades de detección de acústica pasiva (T-POD), Gandia, 2011.

15. - S. J. Putterman, “Sonoluminiscence: sound into light”, Scientific American, pp. 32-37, 1995.

16. - Z. Yin, “Bubble growth on an impulsively powered microheater”, vol. 47, nº 5, 2004.

17.- S. Poulain, G. Guenoun, S. Gart, W. Crowe, and S. Jung, “Particle motion induced by bubble cavitation,” Physical review letters, vol. 114, no. 21, p. 214501, 2015.

18. - E.-A. Brujan, “Stress wave emission and cavitation bubble dynamics by nanosecond optical breakdown in a tissue phantom”, vol. 558, 2006.

19. – Ilya Toytman, D. Simanovski and D. Palanker, “Optical breakdown in transparent media with adjustable axial length and location” Optics Express, Vol. 18, No. 24, 2010.

20.- e. a. Rory Dijkink, “Controlled cavitation-cell interaction: trans-membrane transport and viability studies”, vol. 53, 2008.

21. - S. R. a. A. Sukhodolsky, “Sound generation by thermocavitation induced CW-laser in solutions”, vol. 1440, nº 127, 1990.

22.- J.C. Ramirez-San-Juan, E. Rodriguez-Aboytes, A. E. Martinez-Canton, O. Baldovino-Pantaleon, A. Robledo-Martinez, N. Korneev, and R. Ramos-Garcia, "Time-Resolved Analysis Of Cavitation Induced By Cw Lasers In Absorbing Liquids", vol. 18, nº 8735, 2010.

23.- J. P. Padilla-Martinez, C. Berrospe-Rodriguez, G. Aguilar, J. C. Ramirez-San-Juan, and R. Ramos-Garcia1, "Optic cavitation with CW lasers: A review", Physics of Fluids 26, 2014.

24.- J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar & R. Ramos-Garcia, "Breaking the Reyleigh-Plateau instability limit using thermocavitation within a droplet", Atomization and Sprays, 23, 2013.

CAPÍTULO 3

ONDAS DE CHOQUE

Las ondas de choque o de presión son ondas acústicas que viajan a mayor velocidad que el sonido y se caracterizan por la explosión, llegando a alcanzar una presión de $100\ MPa$. Desempeñan un papel importante en varios campos, como la fisicoquímica [1,2], la aerodinámica [3,4], dinámica de gases [5], ingeniería en materiales [2], la ciencia espacial y en la medicina [6,7]; sin embargo, algunas definiciones pueden variar de un campo a otro.

Desde 1917 la unidad oficial de presión es el Pascal (Pa), que es igual a un Newton (N) sobre metro cuadrado. Pero debido a razones históricas y prácticas muchas otras unidades como: la atmosfera (atm), el *bar* y la libra por pulgada cuadrada (psi) siguen siendo populares. El *megapascal* ($1\ MPa = 10^6\ Pa = 10\ bar$) es normalmente usado para reportar la amplitud del campo de presión generado por una onda de choque. Los parámetros más importantes para caracterizar a una onda de choque son; la presión de pico-positiva (p^+), la presión de pico-negativa (p^-), el tiempo de subida (t_r), la duración del pulso (t_{FWHMp^+}), la energía por pulso y la densidad de flujo de energía (DFE).

La presión instantánea (p), se define como la presión generada menos la presión ambiental en un punto particular. La presión de pico-positivo (p^+) es el valor máximo de presión en cualquier punto de un campo de presión. Análogamente, la presión de pico-negativa (p^-) es el máximo del módulo de la elongación. La duración o ancho del pulso positivo, (t_{FWHMp^+}) se define como el tiempo desde el instante en que la presión excede el 50% de la presión positiva p^+, hasta el momento en que la presión cae nuevamente a este valor, como se observa en la Fig. 3. 1. El tiempo de subida (t_r) se define como el tiempo necesario para que la presión positiva p^+ aumente del 10% al 90%. Los valores de p^+, p^-, t_{FWHMp^+} y t_r dependen de varios factores, como el método

de generación de la onda de choque, el mecanismo de enfocamiento y la energía inicial de la onda.

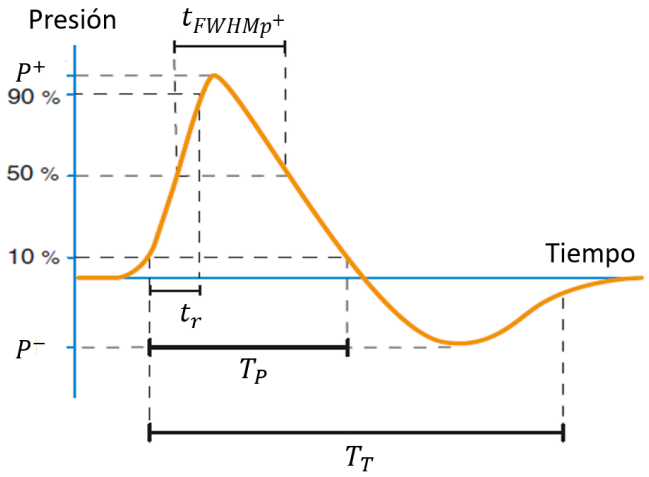

Fig. 3. 1 Representación esquema de la forma de una onda de presión que muestra la presión de pico-positiva (p^+), la presión de pico-negativa (p^-), el tiempo de subida (t_r), la duración del pulso de compresión (t_{FWHMp^+}), los límites positivos de integración temporal (T_P) y los límites de integración temporal total (T_T) [7]

La presión generalmente se considera negativa si su valor está por debajo del valor de presión que existe antes de la llegada de la onda de choque, es decir, la caída de presión que aparece después del impulso de presión positiva (Fig. 3. 1). El valor absoluto de p^- es más pequeño que el de p^+ , sin embargo, el pulso de la presión negativo por lo general dura más tiempo que el pulso positivo como se observa en la Fig. 3. 2. Si la amplitud de la presión negativa excede las fuerzas de cohesión del fluido, se formaran y expandirán burbujas en los puntos de nucleación. Este fenómeno se llama cavitación acústica, el cual previamente descrito [7].

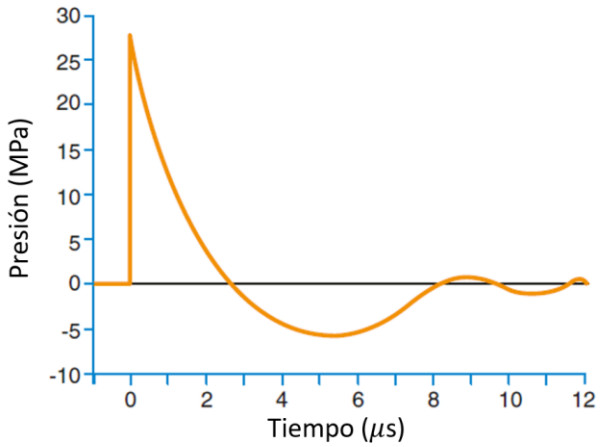

Fig. 3. 2 Representación esquemática del perfil de una onda de presión típica [7].

Los pulsos de presión de gran amplitud, con un tiempo de subida (*tr*) muy corto y un espectro de frecuencia amplio se denominan generalmente ondas de choque [8]. En realidad, el salto de presión positiva agudo es lo que debería llamarse frente de choque, ya que el pico negativo (p^-) no es tan abrupto como el pico positivo (p^+) y no tiene un gran impacto. Para una onda de choque generada en el agua, el tiempo de subida se puede expresar como:

$$t_r = \frac{5}{\Delta p} \tag{3}$$

Donde Δp son los cambios de presión en MPa y t_r tiene unidades de nano segundos. A medida que aumenta el salto de presión, el tiempo de subida se acorta. De acuerdo con esta ecuación, el tiempo de subida para una onda de choque de $50\,MPa$ de amplitud generada en el agua, es de $0.1\,ns$. El tiempo de subida puede ser útil si nosotros queremos conocer la extensión espacial en tejido, ya que la forma de la onda de presión se distorsiona y su extensión espacial aumenta.

Potencia e intensidad

La potencia de una onda acústica es definida como la energía trasportada por la onda por unidad de tiempo. Sus unidades son los Joules por segundo $(J\ /\ s)$ también llamados Watts (W). La intensidad instantánea (I)

de una onda, se define como la energía acústica transmitida por unidad de tiempo y por unidad de área perpendicular a su dirección de propagación. Ésta es proporcional al cuadrado de la amplitud de presión, y sus unidades son Watts por metro cuadrado (W/m^2).

Suponiendo que el medio es isotrópico y que la fuente emite uniformemente, para ondas esféricas la intensidad de la onda varía inversamente al cuadrado de su distancia de propagación. Si la distancia desde la fuente se duplica, la amplitud de la onda disminuye a la mitad, y la intensidad solo será un cuarto de su valor inicial. Para medir la intensidad del sonido, las escalas logarítmicas pueden ser útiles. Es común comparar la intensidad I de una onda de sonido con una intensidad de referencia I_0 y definir el nivel de intensidad como:

$$\beta = 10\ log\left(\frac{I}{I_0}\right) \tag{4}$$

Donde β se mide en decibeles (dB), pero normalmente el decibel no se usa para medir campos de presión en el agua. La intensidad instantánea (I) puede ser expresada como el cuadrado de la presión instantánea (p), dividida por la impedancia acústica (Z), la cual es una característica del medio, obteniendo la siguiente expresión:

$$I = \frac{p^2}{Z} \tag{5}$$

Donde Z se puede entender como la resistencia que opone el medio a las ondas acústicas para que se propaguen a través de este, siendo equivalente a la impedancia eléctrica, es decir, es una forma de disipación de energía de las ondas que se desplazan en un medio.

Energía de una onda de presión

La energía se define como la capacidad para hacer el trabajo. La mayoría de las fuentes de ondas de choque almacenan energía eléctrica en un banco de condensadores y la entregan abruptamente a un denominado transductor

electro-acústico (por ejemplo, electrohidráulico, electromagnético o piezoeléctrico). La energía eléctrica almacenada en los capacitores es proporcional a la energía de las ondas de choque generadas; sin embargo, el segundo valor siempre es significativamente más pequeño. Su relación depende del tipo y el diseño del transductor.

Un parámetro importante para caracterizar una fuente de ondas de presión, es la densidad de flujo de energía (DFE). La DFE, se obtiene dividiendo la energía acústica entre el área, es decir, se define como la energía transmitida por unidad de área por pulso. Para obtener la DFE, se necesitan perfiles de presión registrados en varios puntos. El uso de coordenadas polares es generalmente conveniente. La DFE en un punto específico (r, θ) en el plano x-y, es la integral de tiempo de la intensidad instantánea:

$$DFE = \frac{1}{Z}\int p^2\,(r.\theta, t)dt \tag{6}$$

Y la *energía por pulso* en el foco es comúnmente aproximada integrando sobre el área focal, utilizando la siguiente expresión:

$$E = \frac{1}{Z}\int\int p^2\,(r, \theta, t)dt\,dS \tag{7}$$

Donde S es el área focal en el plano x-y que contiene al foco.

En laFig. 3. 3a, se puede observar una fuente de onda de choque convergente. En este caso, conforme la onda se propaga, su sección transversal se reduce y la densidad de energía aumenta. En este caso, se dice que tenemos una onda de choque convergente o enfocada. Contrario a este caso, tenemos a las ondas de presión radiales, las cuales como su nombre lo indica, se propagan radialmente desde su fuente hasta que chocan sobre su objetivo (tejido o superficie solida). En este caso la densidad de energía disminuye a medida que aumenta la distancia de propagación, Fig. 3. 3b.

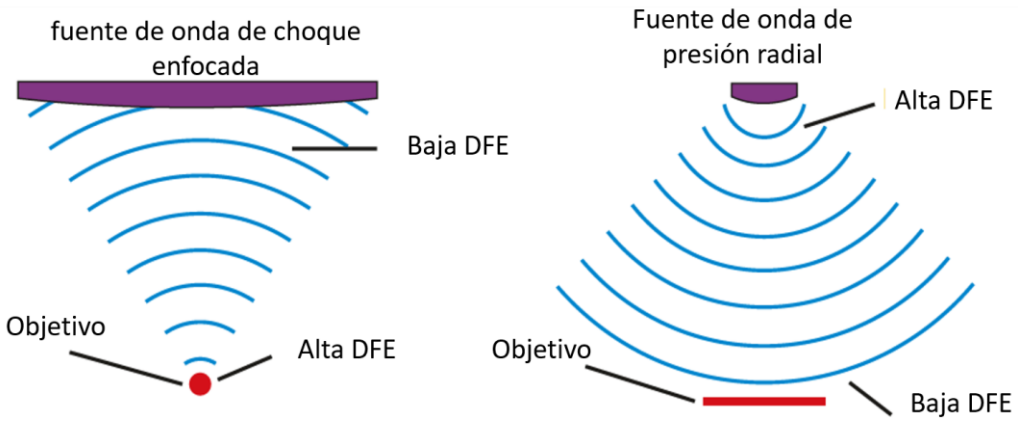

Fig. 3. 3. Esquema que muestra las diferencias entre el campo de presión generado por una fuente de onda de choque enfocada y una fuente de onda de presión radial [7].

La manera fácil de distinguir entre las ondas de choque y las ondas de presión radiales, es que estas últimas son de una "baja energía" y las ondas de choque de "alta energía". La concentración de energía a través del enfocamiento de ondas de presión, ha sido principalmente utilizada en el campo de la medicina para destruir tejido no deseado. Por ejemplo ondas acústicas han sido enfocadas hacia el interior del cuerpo humano, con el propósito de fragmentar cálculos renales para posteriormente ser desechados por el propio cuerpo [9,10].

Propagación de una onda acústica

El estudio de la generación, propagación y detección de una onda acústica se rige por una serie de leyes de la física que predicen la trayectoria o comportamiento de estas.

Las ondas de choque como otras ondas de compresión pueden presentar cambios al pasar de una interfaz a otra, donde las propiedades acústicas del medio son distintas, por ejemplo:

• Reflexión: Fenómeno producido cuando parte de la energía de la onda incidente se encuentra con un obstáculo o superficie que no puede traspasar ni bordear y es devuelta al medio del que proviene.

• Difracción: Es el fenómeno que sucede cuando las ondas se dispersan al encontrarse con un obstáculo o al atravesar una abertura. Basada en el principio de Huygens, el cual establece que cualquier punto de un frente de onda puede convertirse en un nuevo foco emisor, la aparición del fenómeno de difracción depende en gran medida de la relación entre el tamaño de los obstáculos y la longitud de onda con que emita la fuente.

• Refracción: Se produce una desviación de las ondas en la dirección de su propagación cuando pasan de un medio a otro con distintas propiedades, esto suele suceder cuando el medio no es homogéneo.

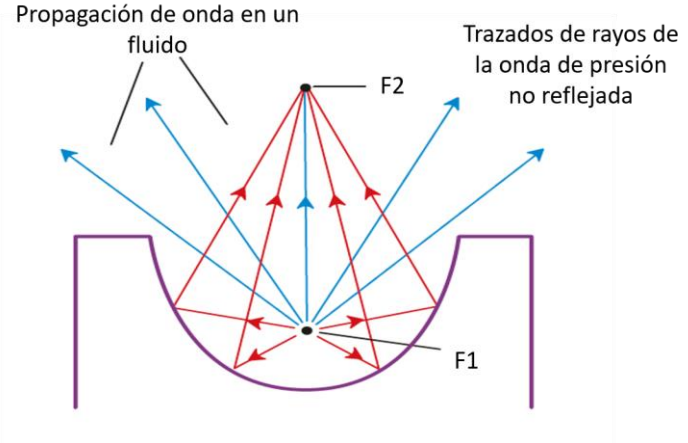

Fig. 3. 4. Esquema de trazo de rayos para una onda de choque generado en uno de los focos para un reflector o lente acústica elipsoidal [7].

En acústica geométrica, las ondas de presión se tratan de manera similar a como se consideran los rayos de luz en óptica; sin embargo, esta teoría simplificada es válida solo bajo ciertas circunstancias. Un claro ejemplo se presenta cuando una onda de choque golpea un reflector metálico, por ejemplo, una lente acústica de forma elipsoidal, donde la mayor parte de la onda se refleja y es concentrada en uno de sus focos como se puede observar en la Fig. 3. 4, en el siguiente capítulo se realiza una simulación para ver este enfocamiento mediante el método numérico FDTD.

Referencias

1.- H. Endo, K. Glanzer and J. Troe, “Shock wave study of collisional energy transfer in the dissociation of NO_2, CINO, O_3 and N_2O, The Journal of Physical chemistry, Vol 83, No. 16, 1979.

2. - A. Strachan, A. C. T. Van Duin, D. Chakraborty, S. dasgupta and W. A. Goddarr, “Shock wave in High-energy materials: the initial chemical events in Nitamine RDX”, Physical R. L. Vol. 91 No. 9, 2003.

3. - C. Young, “A theoretical investigation of supersonic jets in subsonic flow fields”, Aeronautical research council, 1973.

4. - Associate professor of mechanical engineering, “Shock waves in Aerodynamics”, Harvard University, 1944.

5.- E.E. Meshkov, “Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave”, Fluid Dynamics, Vol. 4, 101-104, 1969.

6.- M. Dryer, “Interplanetary shock waves generated by solar flares”, Space S. R. Vol. 15, 4-14, 1971.

7.- Achim M. Loske. “Medical and biomedical applications of shock waves”, 2017

8.- R. O. Cleveland, J. A. McAteer, “The Physics of shock wave Lithotripsy”.

9.- M. Bailey, V. Khokhlova, O. Sapozhnikov, S. Kargl y L. Crum, “Physical Mechanisms of the Therapeutic Effect of Ultrasound (A Review)”, Acoustical Physics, vol. 49, nº 49, pp. 437-464, 2003.

10.- S. Yoshizawa, T. Ikeda y A. Ito, “High intensity focused ultrasound lithotripsy with caveating microbubbles”, Medical & Biological Engineering & Computing, vol. 47, nº 8, pp. 851-860, 2009.

CAPÍTULO 4

DIFERENCIAS FINITAS EN EL DOMINIO DEL TIEMPO

En trabajos anteriores fue utilizado el trazado de rayos como teoría simple para modelar la propagación de la onda acústica generada por una burbuja de termocavitación dentro de una gota [1,2]. Como resultado de esto fue posible explicar el comportamiento de los chorros líquidos, como una función de la posición del origen de la burbuja de termocavitación. En este trabajo se desea estimar la geometría de una cavidad con el fin de concentrar la mayor cantidad de energía de la onda acústica para mejorar la dinámica del chorro líquido. En este sentido creemos que el uso de la teoría de propagación de estas ondas mediante las ecuaciones acústicas de primer orden, pueden dar resultados lo suficientemente precisos. Para simular la propagación predicha por estas ecuaciones de manera simple y rápida, se propone el uso de las FDTD.

Kane Yee (1966) y posteriormente Taflove (1975) desarrollaron el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) para solucionar las ecuaciones de Maxwell de manera numérica [3,4]. Este método también ha sido usado como un estándar para solucionar sistemas de ecuaciones diferenciales parciales de manera general. El esquema de la FDTD está basado en la aproximación de las diferencias finitas de las operaciones diferenciales, tanto espaciales como temporales.

Diferencias Finitas

En los textos de análisis numérico clásico, el cálculo de las diferencias finitas y las fórmulas de interpolación, diferenciación e integración fueron siempre de gran importancia para la computación manual. Existen ciertas aplicaciones especiales para las cuales las diferencias finitas tienen un valor incalculable. Han sido usadas también en forma extensiva, en las soluciones numéricas para encontrar soluciones en ecuaciones diferenciales parciales que requieran condiciones de frontera [5].

El método de las diferencias finitas tiene un fundamento matemático, basado en la expansión de una función en serie de potencias, descrita por Taylor en 1715. Método capaz de predecir el comportamiento global de una función con tan solo conocer el valor de la función, en un punto dado y sus derivadas alrededor de dicho punto.

Para esto se considera una función $f(x)$ que está definida en el intervalo (a, b) y que contiene n-derivadas, haciendo una expansión de $f(x)$ mediante series de Taylor alrededor del punto x_i si y solo si x_i se encuentra en el intervalo (a, b).

Sea

$$f(x) = f(x_i) + \frac{(x - x_i)}{1!} f'(x_\mathrm{i}) + \frac{(x - x_i)^2}{2!} f''(x_i) + \frac{(x - x_i)^3}{3!} f'''(x_\mathrm{i}) + \cdots + \frac{(x - x_i)^n}{n!} f^n(x_\mathrm{i}) \quad (1)$$

Si $x_i = 0$, la ecuación anterior se reduce a:

$$f(x) = f(0) + \frac{(x)}{1!} f'(0) + \frac{(x)^2}{2!} f''(0) + \frac{(x)^3}{3!} f'''(0) + \cdots + \frac{(x)^n}{n!} f^n(0) \quad (2)$$

Conocida como la serie de Maclaurin.

Aproximación de la primera derivada

Existen distintas formas de generar la aproximación de la primera deriva mediante el desarrollo en serie de Taylor. Si se evalúa alrededor del punto x_0 con una aproximación de Δx por sus extremos, al tomar a $x = x_0 \pm \Delta x$, desplazamiento permite obtener la aproximación de la primera derivada, por la derecha, izquierda o centrada, esta última es en la que se basa todo el desarrollo empleado en este trabajo [5].

- Aproximación de la primera derivada mediante diferencias finitas por la derecha:

  Sustituyendo a $x = x_0 + \Delta x$ en la ecuación (1) se tiene que

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \frac{1}{1!}\Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) + \cdots + \tag{3}$$

Al despejar el término de la primera derivada de la ecuación (3) se llega a la siguiente expresión

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} - \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) \ldots, \tag{4}$$

O bien

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} + \vartheta(\Delta x)^n \tag{5}$$

Donde $\vartheta(\Delta x)^n$ contiene los términos con potencias de orden $2, 3, 4$, hasta n de Δx. Suponiendo que Δx es lo suficientemente pequeño se puede despreciar los términos de ϑ, reduciendo aún más la ecuación (5).

$$f'(x_0) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \tag{6}$$

- Aproximación de la primera derivada mediante diferencias finitas por la izquierda:

  Para este caso $x = x_0 - \Delta x$, tal que:

$$f(x_0 - \Delta x) = f(x_0) - \frac{1}{1!}\Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) + \cdots, \tag{7}$$

Despejando la primera derivada se llega a que

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 - \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) + \cdots, \quad (8)$$

Reduciendo términos se obtiene lo siguiente:

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 - \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} + \vartheta(\Delta x)^n \quad (9)$$

De la misma forma que en el caso anterior, se desprecian los términos $\vartheta(\Delta x)^n$ obteniendo la aproximación de la primera derivada por la izquierda;

$$f'(x_0) \cong \frac{f(x_0 - \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (10)$$

- Aproximación de la primera derivada mediante diferencias finitas centrada:

Para hallar a la aproximación de la primera derivada mediante la diferencia central, se restan las ecuaciones (3) y (7), se vuelven a desprecia los términos de $\vartheta(\Delta x)^n$ llegando a que:

$$f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x) \cong f(x_0) + \frac{1}{1!}\Delta x f'(x_0) - \left(f(x_0) - \frac{1}{1!}\frac{\delta}{2}f'(x_0)\right) \quad (11)$$

Esta última expresión nos lleva a la derivada central

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (12)$$

Donde se puede reescribir de la siguiente forma:

$$\boldsymbol{\frac{df(x_0)}{dx} \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x}} \quad (13)$$

La diferencia central proporciona una aproximación de la primera deriva de la función en el punto x_0 con un error de segundo orden, éste método presenta la función en ese punto a partir de sus puntos vecinos $(x_0 + \Delta x, x_0 - \Delta x)$, condición necesaria y suficiente para poder describir el comportamiento de dicha función.

Aproximación de la Segunda Derivada

De igual forma el desarrollo de Taylor nos permite tener una aproximación de la segunda derivada, tomando los casos $x = x_i + \Delta x$ y $x = x_i - \Delta x$ Sumando las ecuaciones (3) y (7), se obtiene la siguiente expresión:

$$f(x_0 + \Delta x) + f(x_0 - \Delta x) \cong 2f(x_0) + (\Delta x)^2 f''(x_0) + \vartheta(\Delta x)^n \qquad (14)$$

Donde los términos de $\vartheta(\Delta x)^n$ nuevamente son despreciados, siempre y cuando Δx sea muy pequeño, despejando la segunda derivada se llegan a:

$$f''(x_0) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) + f(x_0 - \Delta x) - 2f(x_0)}{(\Delta x)^2} \qquad (15)$$

Reescribiendo la ecuación (15) en su forma diferencial obtenemos lo siguiente:

$$\boldsymbol{\frac{d^2 f(x_0)}{dx^2} \approx \frac{f(x_0 + \Delta x) + f(x_0 - \Delta x) - 2f(x_0)}{\Delta x^2}} \qquad (16)$$

La ecuación (16) se conoce como la aproximación de la segunda derivada mediante diferencias finitas centradas, se pude notar que es una aproximación que involucra valores de la función tanto a la derecha $f(x_0 + \Delta x)$ como de izquierda $f(x_0 - \Delta x)$, a diferencia de la primera derivada, en este caso se conoce el punto donde se lleva a cabo la expansión de Taylor.

Simulación de ondas acústica en 2D con FDTD

Este método ha sido aplicado para simular varios fenómenos físicos como; respuesta de la temperatura del tejido biológico a cambios de presión de una onda acústica [6], simulación de instrumentación ultrasónica para imágenes médicas [7], simular un pulso ultrasónico de diagnóstico que se propaga a través de una representación histológica de la pared abdominal humana [8], Modelación de ondas sísmicas [9], modelado acústico en habitaciones tridimensionales [10,12], entre otros.

En nuestro caso la propagación acústica puede ser descrita por dos ecuaciones diferenciales de primer orden donde la derivada temporal de una variable (presión o velocidad) está relacionada con la derivada espacial de la otra. Estas relaciones se muestran a continuación:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\rho\, c_a^2\, \nabla \cdot \vec{V} \tag{17}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla \mathrm{P} \tag{18}$$

Donde P es la presión, ρ es la densidad, c_a es la velocidad de la onda acústica, $\vec{V}$ es el campo de velocidad vectorial.

Para el caso bidimensional estas ecuaciones pueden reescribirse como:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\rho\, c_a^2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \tag{19}$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \tag{20}$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \tag{21}$$

Donde $v_{x,y}$ son las componentes de $\vec{V}$. Para obtener un algoritmo FDTD que modele la onda acústica, el campo de presión y las componentes de velocidad son discretizados de manera que $\Delta \mathrm{x} = \Delta \mathrm{y}$ y $\Delta \mathrm{t}$ son los incrementos en el espacio y en el tiempo, los campos discretizados en la m, n-ésima posición

espacial junto con el q-ésimo punto temporal pueden escribirse de la siguiente forma:

$$P(x,y,t) = P\left(m\Delta_x, n\Delta_y, q\Delta_t\right) = P^q[m,n] \tag{22}$$

$$\begin{aligned} v_x(x,y,t) &= v_x\left(\left[m+\frac{1}{2}\right]\Delta_x, n\Delta_y, \left[q+\frac{1}{2}\right]\Delta_t\right) \\ &= v_x^{q+\frac{1}{2}}[m,n] \end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned} v_y(x,y,t) &= v_y\left(m\Delta_x, \left[n+\frac{1}{2}\right]\Delta_y, \left[q+\frac{1}{2}\right]\Delta_t\right) \\ &= v_y^{q+\frac{1}{2}}[m,n] \end{aligned} \tag{24}$$

Si se remplazan las derivadas (19-21) por la aproximación de las diferencias finitas y reemplazando las funciones continúas por su versión discretizada y despejando los términos con mayor índice temporal se llega a las ecuaciones de actualización:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{P^q[m,n]} &= \boldsymbol{P^{q-1}[m,n]} \\ &\quad - \boldsymbol{\rho c_a^2 \frac{\Delta t}{\delta}\left(v_x^{q-\frac{1}{2}}[m,n] - v_x^{q-\frac{1}{2}}[m-1,n]\right.} \\ &\quad \left. \boldsymbol{+ v_y^{q-\frac{1}{2}}[m,n] - v_y^{q-\frac{1}{2}}[m,n-1]}\right) \end{aligned} \tag{25}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v_x^{q+\frac{1}{2}}[m,n]} &= \boldsymbol{v_x^{q-\frac{1}{2}}[m,n]} \\ &\quad - \boldsymbol{\frac{2s_c}{(\rho[m,n]+\rho[m+1,n])c_0}(P^q[m} \\ &\quad \boldsymbol{+1,n] - P^q[m,n])} \end{aligned} \tag{26}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v_y^{q+\frac{1}{2}}[m,n]} &= \boldsymbol{v_y^{q-\frac{1}{2}}[m,n]} \\ &\quad - \boldsymbol{\frac{2s_c}{(\rho[m,n]+\rho[m,n+1])c_0}(P^q[m,n} \\ &\quad \boldsymbol{+1] - P^q[m,n])} \end{aligned} \tag{27}$$

Donde $s_c = c_a \Delta t / \sqrt{\Delta x \Delta y}$ es el número de Courant, término que determina la validez y estabilidad de la simulación numérica del método. En este trabajo las ecuaciones (25-27) se emplearon para modelar la propagación de la onda acústica generada por una burbuja de termocavitación en el interior de la cavidad.

La simulación fue realizada dentro de una malla numérica de 300x300 pixeles. En la Fig. 4. 1 se muestran las características de las cavidades que se utilizaron para concentrar la energía acústica. La simulación de la onda acústica se realizó suponiendo que Z_1, Z_2 y Z_3 son las impedancias acústicas del medio líquido, la región del aire y la de la Cavidad, con $Z = \rho C_a$. También se supuso que el material de la cavidad presentaba un factor de pérdidas α para evitar múltiples reflexiones.

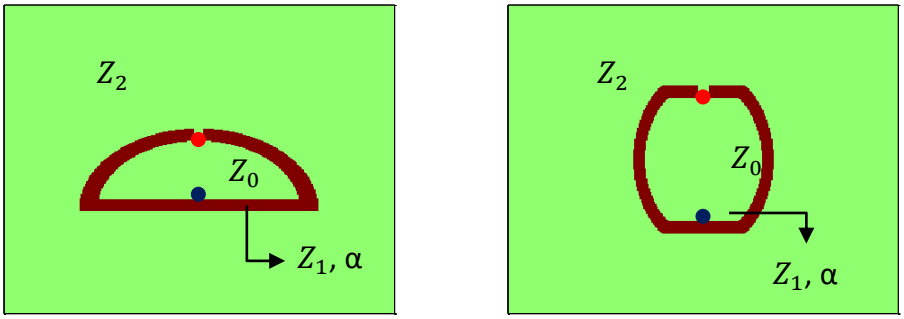

Fig. 4. 1. Geometrías de las cavidades utilizadas para concentrar la energía de la onda acústica. Z1, Z2 y Z3 son las impedancias del medio donde se propaga la onda acústica, aire y del material de la cavidad respectivamente. En la región determinada por el material de la cavidad se incorporó también un factor de perdidas Alfa= 0.01. a) Cavidad semiesférica. b) Cavidad elíptica truncada.

La posición del punto de generación de la onda acústica estuvo a 3 pixeles por encima de la base de la cavidad semiesférica, ver Fig. 4. 1a (Punto Azul), mientras que en la cavidad elíptica fue en el foco inferior, ver Fig. 4. 1b. En ambos casos se evaluó la magnitud de la onda de presión en la parte superior de las cavidades tal y como lo muestran los puntos rojos en la Fig. 4. 1, lo que representan un hidrófono virtual.

Referencias

1.- J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, and R. Ramos-Garcia. “Breaking the Raykeigh-Plateau Instability Limit Using Thermocavitation Within a Droplet”. Atomization and Sprays, No.23,Pag. 517-533, March 2013.

2. - J. P. Padilla-Martinez, Darren Banks, J. C. Ramirez-San-Juan, G. Aguilar, and R. Ramos-Garcia. “Liquid Jet Generated by Thermocavitation Bubbles Within a Droplet a Droplet”. SPIE Vol. 8611 86111J-1, December 2013.

3. - Kane S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwll´s Equations in Isotropic Media”. IEEE Trans. On Antennas and Propagation. Vol. AP-14, No. 3. May 1966.

4. - Taflove A. and Brodwin M.E. “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations” IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 23:623–630, 1975.

5. - John B. Schneider, Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method, November 2011.

6. - Ibrahim M. Hallaj “FDTD Simulation of Finite-Amplitude Pressure and Temperature Fields for Biomedical ultrasound” Acoustics Research Letters Online. [PIIS0001-4966(99)50105-7]. 9 March 1999

711. - Xiaojuen Yuan, David Borup, James Wiskin, Member, Michael, Berggren and Steven A. Johnson. “Simulation of Acoustic Propagation in Dispersive Media with Relaxation Losses by Using FDTD Method Whit PML Absorbing Boundary condition”. IEEE Transactions on Ultrasonic Ferroelectrics and Frequency control, Vol. 46, No. 1, January 1999.

8. - Gianmarco F. Pinton, Jeremy Dahl, Stephen Rosenzweig, and Gregg E. Trahey. “A Heterogeneous Nonlinear Attenuating Full-Wave Model of Ultrasuond”. IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency control, Vol. 56, No. 3, March 2009.

9. - Alberto Silva L., Herling Gonzalez A. and William Agudelo. “Modelado de la Propagación de Ondas Sísmicas en Algoritmo FDTD en Paralelo”. Mecánica computacional, Vol. XXVIII, Pág. 287-293, 3 Noviembre 2009.

10.- Jelle Van Mourik and Damian Murphy. “Explicit Higher-Order FDTD Schemes for 3D Room Acoustics Simulation”. IEEE/ACM Transactions on audio, Speech, and Language Processing, Vol. 22 No.12, December 2014.

11. - Brian Hamilton and Stefan Bilbao. “FDTD Methods for 3-D Room Acoustics simulation with High-Order Accuracy in Space and Time”. IEEE/ACM Transactions on audio, Speech, and Language Processing, Vol. 25 No.11, November 2017.

12. - M. Malovichko, N. Khokhlov, N.Yavich, M. Zhdanov. “Acoustic 3D Modeling by the Method of Integral Equations”. Elsevier Computers and Geosciences 223-234, November 2018.

CAPÍTULO 5

DESARROLLO EXPERIMENTAL

En este capítulo, se presenta el desarrollo experimental sobre el diseño y fabricación de dispositivos microfluídico para generar chorros líquidos, basados en el fenómeno de termocavitación. Nuestra hipótesis, es que la amplitud de la onda de choque producida después del colapso de la burbuja de termocavitación, es tan grande, que podría ser utilizado como un mecanismo de accionamiento para expulsar un chorro líquido. Para comprobar lo anterior, un primer prototipo fue fabricado mecánicamente en una placa de acrílico. Haciendo uso de la simulación en Matlab sobre la propagación de una onda acústica en el interior de una cavidad, fue posible estudiar los efectos de reflexión, absorción y la concentración de la energía de la onda acústica en el interior de la cavidad. En base a los resultados obtenidos por nuestra simulación, dos diseños de la cavidad (hemisférica y semielíptico) fueron diseñados en el software solid Works y, posteriormente impresos en 3D. A continuación, se describe el desarrollo experimental de cada uno de los dispositivos.

Prototipo en acrílico

La idea de fabricar un dispositivo microfluídico con una cavidad hemisférica (Fig. 5. 1) surge de los trabajos que se revisaron en el marco teórico, particularmente [1]. Un grupo de investigadores del INAOE reportó la formación de columnas liquidas debido a la concentración de la onda de choque en la parte superior de la gota, después de múltiples reflexiones en su interior. Esta onda de choque fue inducida en el interior de la gota, emitida después del colapso de una burbuja de termocavitación. En base a estos resultados, se decidió diseñar una cavidad con forma hemisférica para concentrar la energía mecánica de la onda de choque de una manera más eficiente.

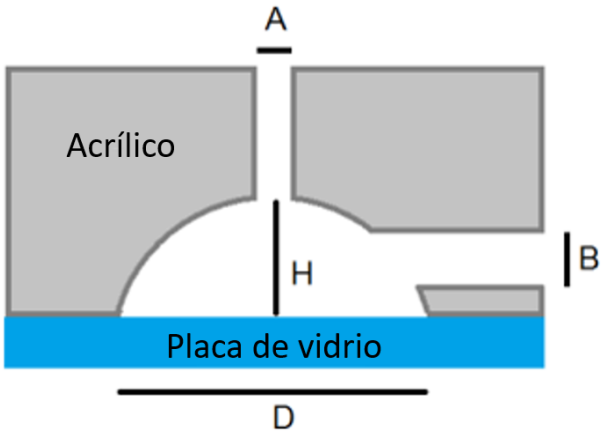

Fig. 5. 1. Imagen esquemática del primer prototipo del dispositivo microfluídico fabricado en una placa de acrílico.

La Fig. 5. 1, muestra una imagen esquemática del primer prototipo, el cual, fue fabricado en una placa de acrílico de $\sim 1.5\ cm^2$. En la parte central de esta placa se creó una cavidad hemisférica con un diámetro $\boldsymbol{D} \sim 4\ mm$ y altura $\boldsymbol{H} \sim 3\ mm$. En la parte superior, cuenta con un canal de expulsión de diámetro $\boldsymbol{A} \sim 300\ \mu m$ y en la parte lateral, con un canal de rellenado $\boldsymbol{B} \sim 1 mm$ de diámetro. Ambos canales fueron realizados con la ayuda de un kit de taladro y brocas para circuitos electrónicos, así como puntas para pulir. Posteriormente, la placa de acrílico fue adherida a un sustrato de vidrio como se muestra en la Fig. 5. 1.

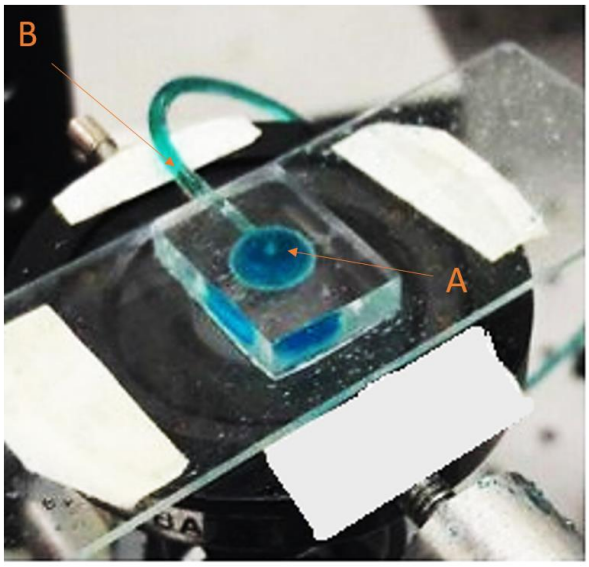

Fig. 5. 2. Fotografía del primer prototipo del dispositivo microfluídico.

En la Fig. 5. 2. se puede observar que en uno de los extremos del dispositivo aparece una manguera, la cual va unida a un tubo capilar y este último es introducido por el canal ***B***, con el propósito de llenar la cavidad hemisférica con una solución saturada de nitrato de cobre ($13.78\ g$ de $CuNO_4$ por cada $10\ ml$ de agua destilada). En la parte superior de esta placa, se aprecia un ligero punto blanco, el cual corresponde al canal ***A*** de expulsión. La Fig. 5. 3, muestra la imagen del diámetro del micro-canal ***A*** adquirida mediante un microscopio óptico. Uno de las desventajas de realizar el micro-canal ***A*** de expulsión con la ayuda de una broca, es que al no ser una superficie totalmente lisa la superficie interna del canal tendrá una fricción mayor durante la expulsión del líquido.

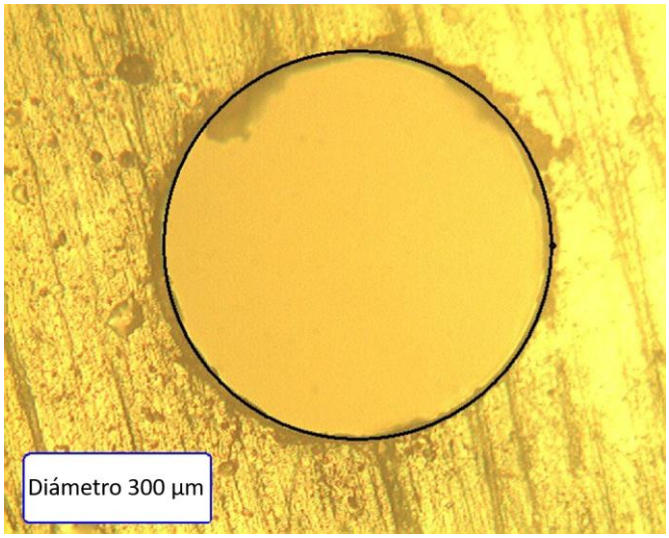

Fig. 5. 3. Diámetro ***A*** del canal de expulsión tomada con un microscopio óptico.

Dos prototipos impresos

Como se mencionó anteriormente, se hizo uso de la teoría de propagación ondas acústicas bidimensionales para simular la propagación de una onda acústica dentro de una cavidad mediante el método numérico FDTD [2]. Lo anterior, para estimar la geometría óptima (forma y tamaño) de la cavidad que pudiera concentrar la mayor cantidad de energía mecánica de la onda choque, en una región muy cerca de la entrada del canal de expulsión y, con ello obtener chorros líquidos expulsados a mayor velocidad. Debido a lo

anterior, en la simulación se propusieron dos cavidades: i) hemisférica y ii) semielíptica.

En ambas cavidades, se colocó cerca de la entrada del canal de expulsión un hidrófono virtual con el propósito de medir la amplitud de la onda concentrada. Para el caso de la cavidad hemisférica, la concentración de la onda acústica está en función de su diámetro ***D*** y la altura ***H***. En base a los resultados obtenidos por nuestra simulación (como se mostrará en el Capítulo 6), se diseñó en *solid Works* una cavidad hemisférica con los siguientes parámetros: ***D***= 5 mm, ***H***=2 mm, ***B***= 1 mm y ***A***=100 µm. La Fig. 5. 4 y Fig. 5. 5 muestran los diseños elaborados en el programa *Solid Works.*

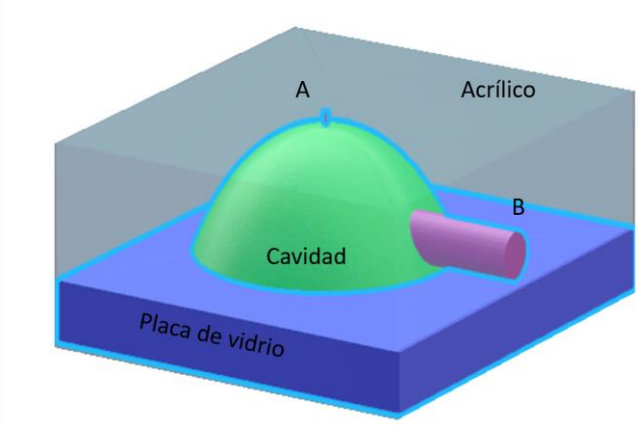

Fig. 5. 4. Diseño de la cavidad hemisférica con los parámetros obtenidos en la simulación.

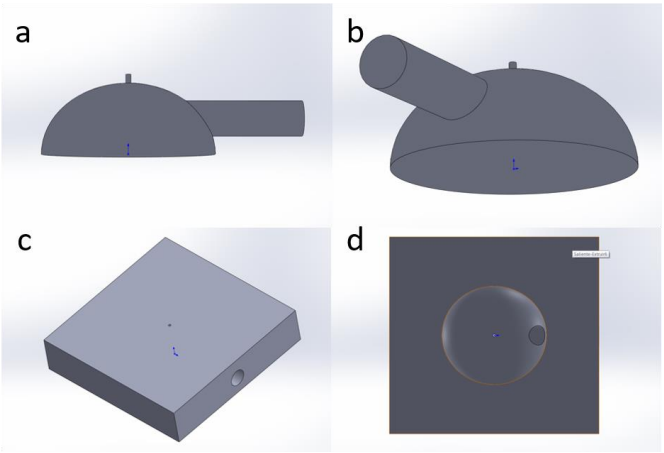

Fig. 5. 5. Diseños de la cavidad hemisférica desarrollada en Solid Works: a) vista lateral y b) vista frontal del interior, c) vista superior y d) vista inferior del exterior de la cavidad.

Para el segundo diseño del dispositivo microfluídico hecho en Solid Works, se hizo uso de las propiedades de una elipse en óptica geométrica, la cual menciona que: "*Un espejo elíptico refleja todos los rayos emitidos por uno de sus focos F1 y los focaliza en el otro foco F2*" [3]. Siguiendo este principio, que es válido también para ondas acústicas, se diseñó y fabricó una cavidad de forma elipsoidal (Fig. 5. 6). En esta cavidad la mayor parte de la onda es reflejada por las paredes y concentrada en uno de sus focos [4].

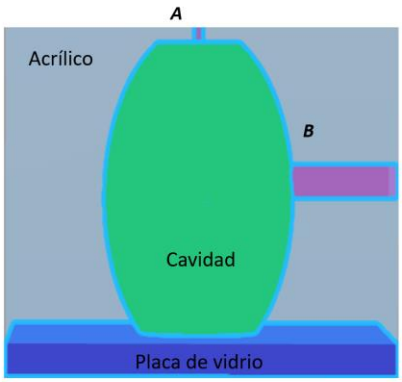

Fig. 5. 6. Diseño de la cavidad semielíptica.

Las dimensiones de este dispositivo son, eje mayor 8 mm, con eje menor de 4 mm, un canal de expulsión con diámetro de $\boldsymbol{A} = 100\ \mu m$ y un canal lateral para su rellenado de $\boldsymbol{B} = 1\ mm$ de diámetro.

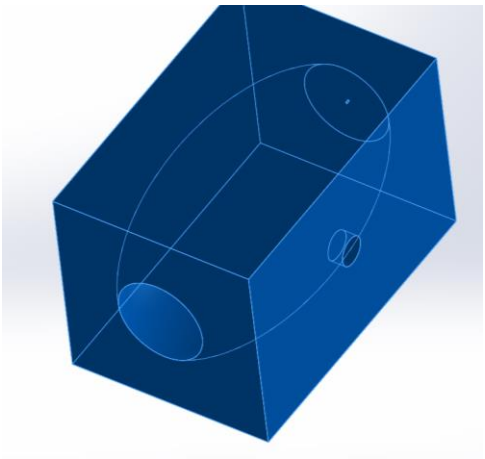

Fig. 5. 7. Diseño de la cavidad semielíptica en Solid Works.

Tanto el primer prototipo en acrílico como los dos prototipos impresos en 3D (Fig. 5. 5 y Fig. 5. 7), fueron implementados en un arreglo experimental para inducir una burbuja de termocavitación en su interior y generar chorros líquidos, el cual se muestra y describe a continuación.

Arreglo experimental

El arreglo experimental empleado, hace uso de un láser de fibra óptica con una longitud de onda de $\lambda = 980\ nm$, el cual fue colimado y enfocado con un objetivo microscopio de 10x (distancia focal $f = 50mm$) en el interior de la cavidad, como se muestra en las Fig. 5. 8 y Fig. 5. 9. Se utilizó una solución altamente absorbente a la longitud de onda de operación con un coeficiente de absorción de $\alpha = 135cm^{-1}$ (longitud de penetración de la luz $\sim$ 75 µm), la cual fue introducida por el canal ***B*** de rellenado que anteriormente ya se había mencionado.

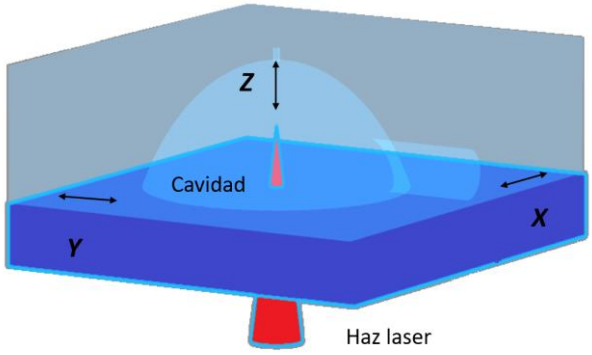

Fig. 5. 8. Esquema de enfocamiento del haz dentro de la cámara hemisférica.

Para poder observar la formación y dinámica de los chorros líquidos generados con este arreglo, se utilizó una cámara de alta velocidad "Phantom v7.3 vision research," la cual adquiere ~10^5 cuadros por segundo. Para el análisis de los videos, se utilizó el software "Phantom Camara Control Aplication," el cual permite ajustar los parámetros de grabación (la velocidad de captura, el tamaño de imagen) y posteriormente, realizar un análisis de medición de distancia y velocidad del chorro líquido, los cuales se muestra en el siguiente capítulo.

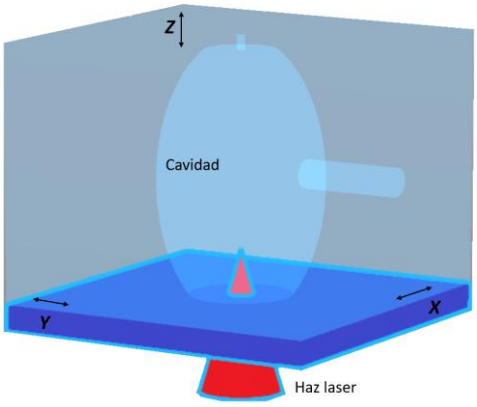

Fig. 5. 9. Esquema de enfocamiento del haz dentro de la cámara semielíptica.

En el experimento el objetivo de microscopio fue montado en una base de traslación, permitiendo controlar la posición del punto focal (X, Y, Z) dentro de la cavidad, como se muestra en la Fig. 5. 8 y la Fig. 5. 9. Donde $Z = 0$, significa que el foco está justamente la interface vidrio-líquido. La dinámica del chorro líquido generado con este diseño experimental, puede ser modificada por variaciones en la potencia del láser, la distancia del foco del haz dentro del líquido y la boquilla del canal de expulsión.

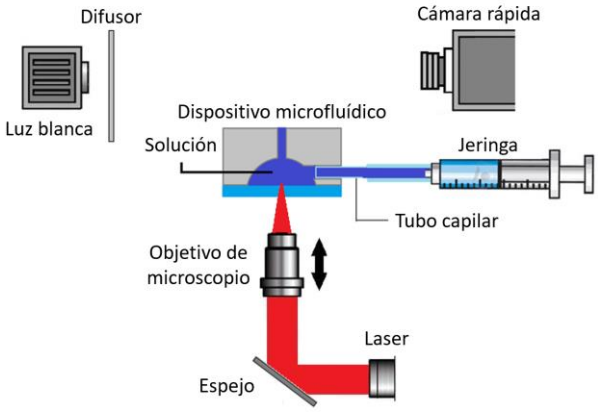

Fig. 5. 10. Arreglo experimental para la generación de una burbuja de termocavitación mediante un láser de onda continúa.

La Fig. 5. 10 muestra el arreglo experimental montado en el laboratorio, donde se empleó un láser de onda continúa, el cual es reflejado por un espejo dieléctrico antes de llegar al objetivo de microscopio. Posteriormente, el haz

es enfocado en la parte interna de la cavidad, la cual contiene la solución de trabajo, presentándose el fenómeno de absorción de energía, calentando un pequeño volumen del líquido cerca de la región de enfocamiento (los primeros ~300 µm), pasando por una transición explosiva de líquido a vapor en cuestión de micro segundos. La burbuja crece hasta alcanzar un radio máximo de ~1 mm, posteriormente colapsa emitiendo una onda de presión, la cual se propaga en el interior de la cavidad, presentando varias reflexiones hasta concentrase en el punto donde se encuentra el canal de expulsión. La energía de la onda de presión, es el mecanismo por el cual un chorro líquido es generado. La formación, evolución y dinámica del chorro generado es estudiado en el siguiente capítulo.

Referencias

1.- J. P. Padilla-Martinez, J. C. Ramirez-San-Juan, N. Korneev, D. Banks, G. Aguilar, and R. Ramos-Garcia. “Breaking the Raykeigh-Plateau Instability Limit Using Thermocavitation Within a Droplet”. Atomization and Sprays, No.23,Pag. 517-533, March 2013.

2.- M. Malovichko, N. Khokhlov, N.Yavich, M. Zhdanov. “Acoustic 3D Modeling by the Method of Integral Equations”. Elsevier Computers and Geosciences 223-234, November 2018.

3.- Charles H. Lehmann, “Geometría analítica”, Limusa, 1989.

4.- Achim M. Loske. “Medical and biomedical applications of shock waves”, 2017.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS

Simulación

La simulación de la propagación de la onda de choque en el interior de cada cavidad (hemisférica y semielíptica) fue realizada mediante el método FDTD con una malla numérica de 300 x 300 pixeles. A continuación, se presentan los resultados obtenidos tanto de la simulación, como de la generación y análisis de los chorros líquidos obtenidos con nuestros dispositivos.

Simulación de la onda acústica en el interior de la cavidad hemisférica

La Fig. 6. 1a muestra la simulación de la propagación de la onda acústica en el interior de la cavidad hemisférica hecha de acrílico, la cual consta de 450 pasos temporales. En el paso temporal 150, se puede observar como la onda acústica hace contacto con la parte superior y, posteriormente es reflejada hacia la parte inferior (paso temporal 200) para ser nuevamente reflejada hacia la parte superior. La concentración máxima de acuerdo la escala utilizada, corresponde al punto rojo en el paso temporal 350; sin embargo, esta concentración no se ubica en la región del canal de expulsión.

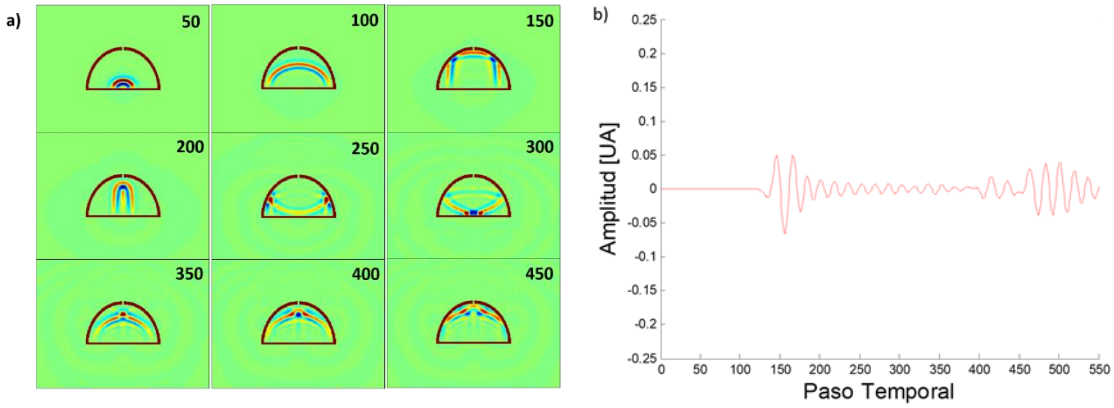

Fig. 6. 1. a) Propagación del frente de la onda de choque dentro de la cavidad a distintos pasos temporales. b) Amplitud de la onda medida con el hidrófono virtual.

La Fig. 6. 1b muestra la amplitud de la onda simulada dentro del dispositivo en acrílico. En el paso temporal 150, el hidrófono virtual detectada una primera señal de la onda acústica, correspondiente a la figura 6.1a (paso 150). En el intervalo temporal de 170 a 450, se presentan pequeñas oscilaciones probablemente debido a pequeñas reflexiones de la onda en el interior de la cavidad. En el paso temporal 450, se detecta la mayor amplitud detectada por el hidrófono, debido a la concentración de energía de la onda acústica.

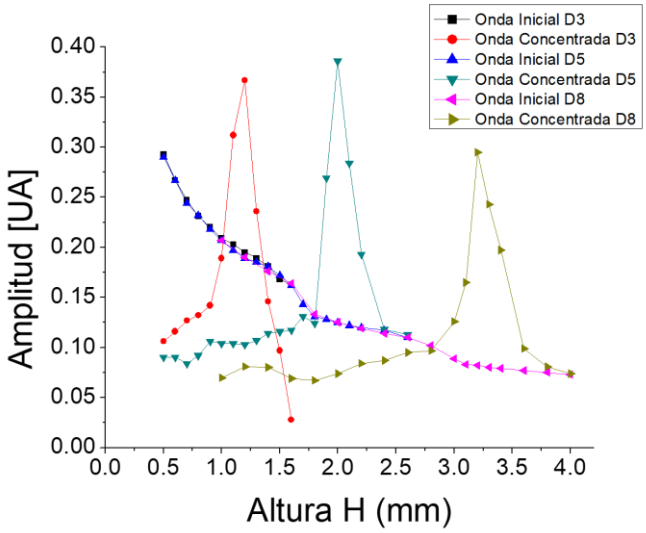

Fig. 6. 2. Se muestra la amplitud de la onda acústica simulada en función de la altura para distintos diámetros $\boldsymbol{D}$.

En la simulación numérica se variaron parámetros como la altura y el diámetro de la cavidad hemisférica, con el propósito de obtener una mayor concentración de la onda acústica en una región especifica. La amplitud de la onda acústica en la simulación, como función de la altura $\boldsymbol{H}$ fue cuantificada con la ayuda del hidrófono virtual (ver Fig. 4. 1a). Los datos obtenidos se muestran en la Fig. 6. 2. Las curvas de color negro, azul y rosado son la amplitud de la onda incidente, las curvas de color rojo, verde y dorado, son las amplitudes de la onda concentrada, para diámetros $\boldsymbol{D} = 3, 5, 8\ mm$.

Cabe mencionar que las curvas que corresponde a las mediciones de la onda inicial (negra, azul y rosa) tienen una tendencia particular, es decir, la amplitud de la onda acústica decae como 1/R, donde R es el radio de la burbuja.

En los recuadros de Fig. 6. 3 se observa la onda propagándose en el interior de la cavidad hemisférica con las dimensiones $\boldsymbol{D} = 5\ mm$ y $\boldsymbol{H} = 2\ mm$ que se obtuvieron a partir de la gráfica anterior, con un tiempo de recorrido de 290 pasos temporales, cuya concentración de energía máxima se ubica a la entrada del canal de expulsión.

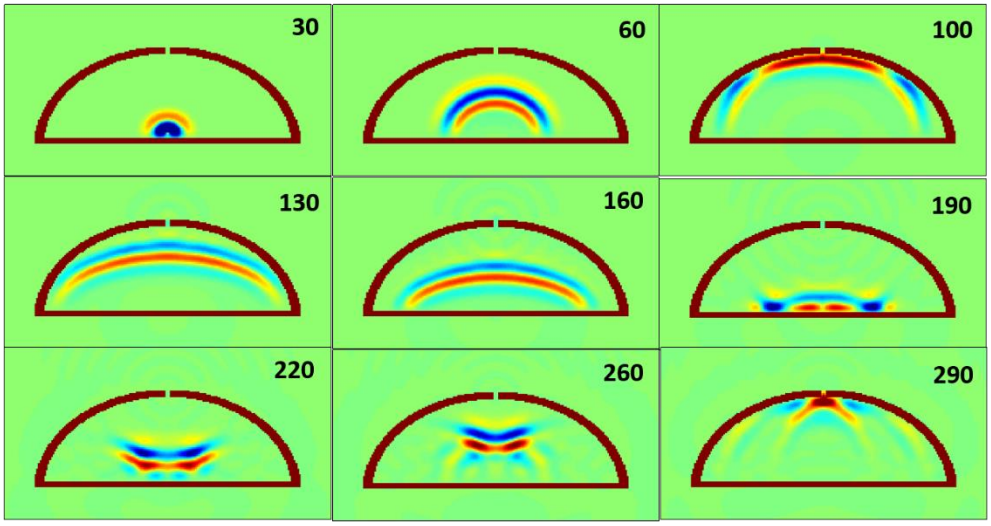

Fig. 6. 3. Propagación del frente de la onda de choque dentro de la cavidad hemisférica con un recorrido de 290 pasos temporales.

La Fig. 6. 4, muestra la amplitud de la onda incidente y la amplitud de la onda concentrada para el caso de la cavidad hemisférica con $\boldsymbol{D} = 5\ mm$ y $\boldsymbol{H} = 2\ mm$. En esta figura, es posible observar que la onda acústica concentrada tiene una amplitud de cuatro veces la onda inicial. Cabe mencionar, para los tres casos $(D1, D2, D3)$ cuando la razón ***H/D*** es 0.4, se obtiene la mayor concentración de energía de la onda acústica. Por tanto, para tener concentraciones de energía máximas, se debe cumplir en cada cavidad hemisférica la razón $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{0.4D}$. Todas las cavidades impresas en 3D en este trabajo de tesis, fueron fabricadas considerando esta razón.

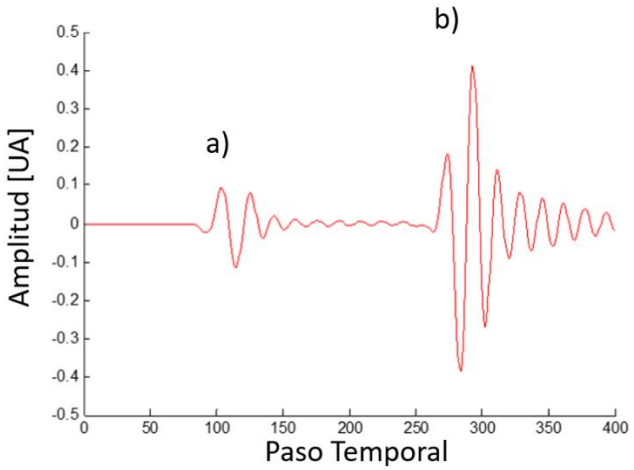

Fig. 6. 4. a) Amplitud de la onda incidente en el paso temporal 100, b) amplitud de la onda concentrada en el paso temporal 290, medidas con el hidrófono virtual.

La Fig. 6. 4 muestra la amplitud de la onda simulada dentro de la cavidad hemisférica de la figura 6.3. En esta figura, se puede observar que en el paso temporal 290 se obtiene la mayor amplitud de la onda acústica, debido nuevamente a la concentración de energía debido a la forma geométrica de la cavidad, como se había explicado anteriormente.

Simulación simielíptica

En el caso de la simulación de una onda acústica que se propaga en una cavidad elíptica truncada, se genera la onda acústica en el foco inferior (paso temporal 40) y se concentra en el foco ubicado en la parte superior (paso temporal 290). A diferencia de la cavidad semiesférica, la onda acústica en este diseño solo presenta una reflexión, por lo cual, se magnifica poco más la energía de la onda concentrada como lo muestra la gráfica de la Fig. 6. 5.

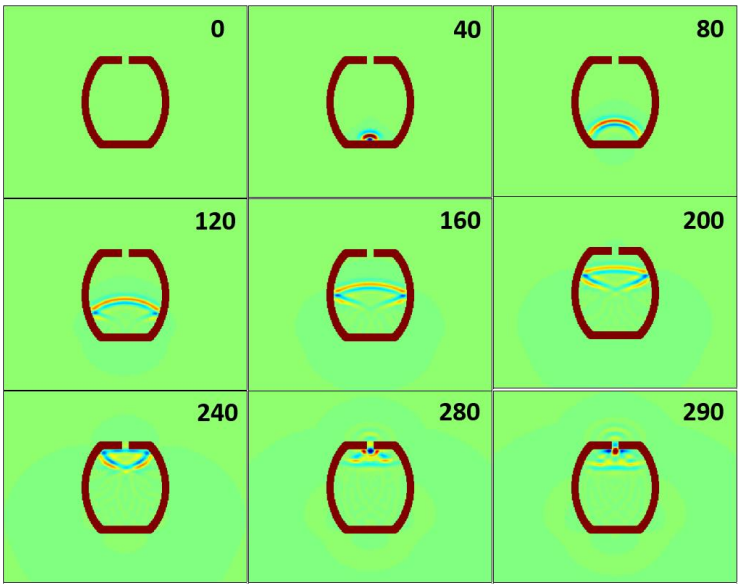

Fig. 6. 5. Secuencia de imágenes de la propagación de una onda en la cavidad simielíptica a través de los pasos temporales.

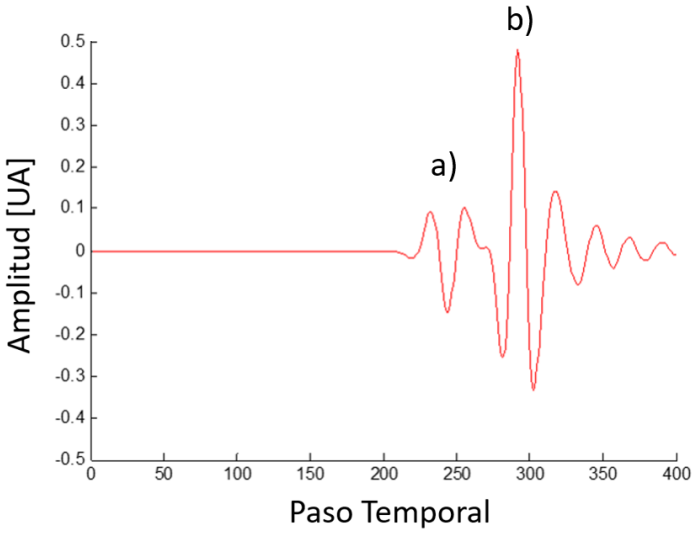

Fig. 6. 6. a) Amplitud de la onda incidente en el paso temporal 240, b) amplitud de la onda concentrada en el paso temporal 290, medidas con el hidrófono virtual.

Estas simulaciones indican que la geometría más adecuada para la concentración de la energía de la onda de choque es la que tiene una forma elíptica. Lo anterior debido a que la amplitud de la onda acústica concentrada es ligeramente mayor, lo cual se puede explicar debido a presenta una sola

reflexión y con un menor recorrido. Sin embargo, su impresión en 3D resulta ser un poco más complicada que la semiesférica.

Prototipo de acrílico

Como fue mencionado anteriormente, se adquirieron videos de la formación de los chorros líquidos para distintos valores de la potencia del láser y diferentes distancias de Z.

Algunos de los chorros líquidos generados por termocavitación con el dispositivo de acrílico se observan en la Fig. 6. 7-9 La columna liquida que se muestra en las imágenes alcanza los $12\ mm$ de longitud en un tiempo $740\ \mu s$, sin presentar ruptura alguna o desprendimiento en gotas, finalizando hasta el instante $1295\ \mu s$. La longitud medida del chorro está limitada al campo de visión de la cámara rápida. En esta figura, se puede observar un pequeño chorro inicial con forma de cruz (imagen de recuadro negro), cuya generación se atribuye a la onda incidente (Fig. 6. 3 en el paso temporal 100) y posteriormente, al chorro liquido expulsado por la onda concentrada, como se muestra la Fig. 6. 3 en el paso temporal 290.

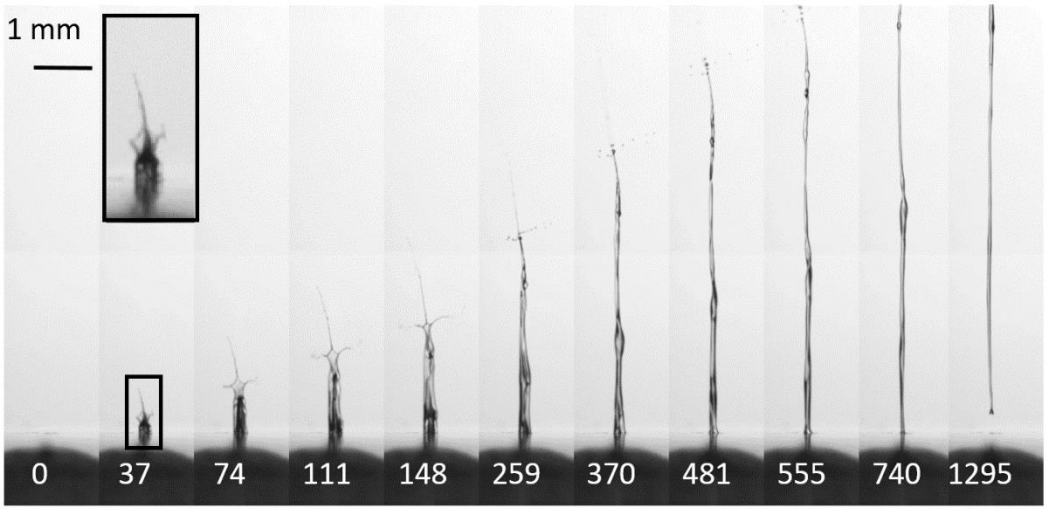

Fig. 6. 7. Evolución temporal de un chorro líquido, con una potencia de 688 mW y una distancia de enfocamiento Z= 900 μm.

La Fig. 6. 8 muestra la formación y evolución de un chorro de líquido, el cual alcanza una velocidad de $\sim 20\ m/s$, generado a una potencia laser de

$596\,mW$ y colocando el foco de la lente a $Z = 900\,\mu m$ por encima de la interface vidrio/liquido. El mecanismo físico para la formación de columna líquida, es la concentración de energía mecánica en alguna región cerca del canal de expulsión.

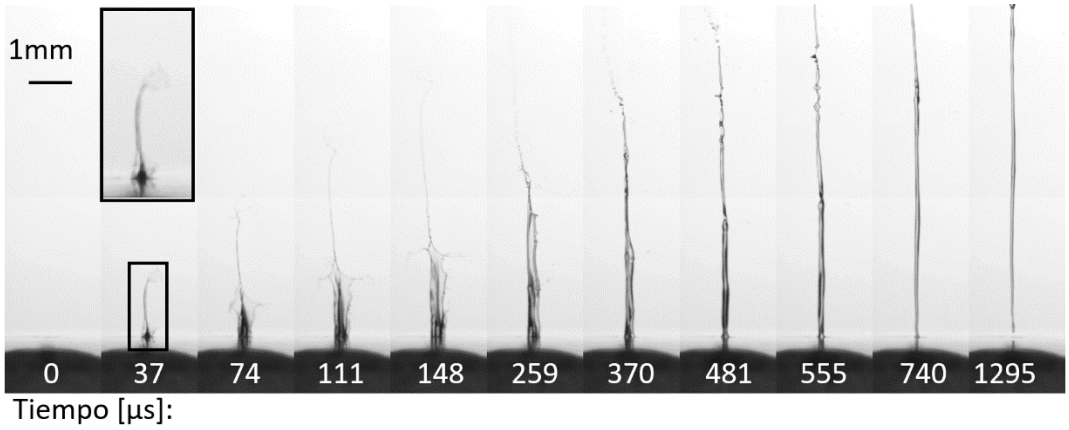

Fig. 6. 8. Evolución temporal de un chorro líquido, con potencia de $596\,mW$ y un valor de Z= 950 μm.

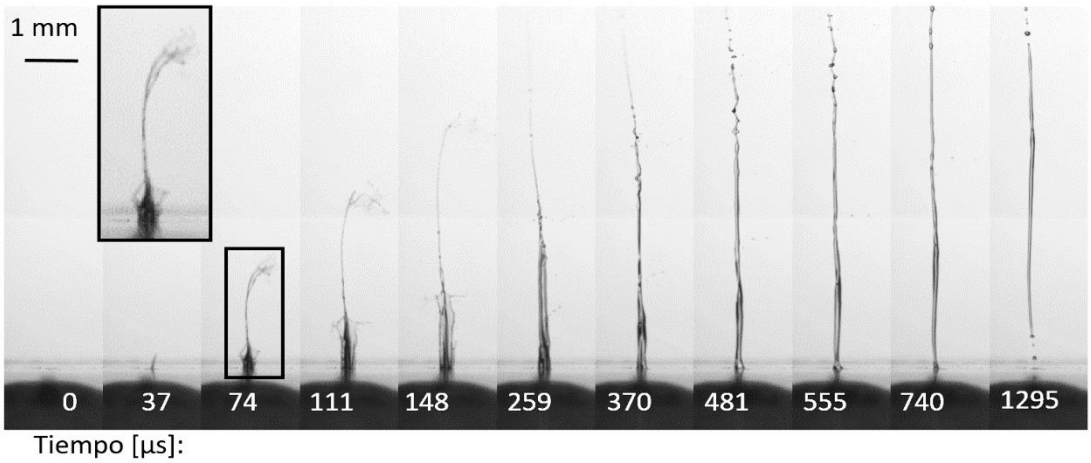

Fig. 6. 9. Evolución temporal de un chorro líquido, con potencia de $596\,mW$ y un valor de Z= 900 μm

La dinámica de los chorros obtenidos para diferentes potencias y valores de *Z* se presenta a continuación.

La Fig. 6. 10a muestra la evolución temporal de la longitud de la columna liquida expulsada del dispositivo microfluídico a diferentes distancias de enfocamiento Z. Las pendientes de las rectas en la Fig. 6. 10a denotan las velocidades iniciales con las que el chorro es expulsado (Fig. 6. 10b), fijando

una potencia láser de $369\ mW$. La distancia de enfocamiento Z va desde los $600\ \mu m$ hasta $1mm$.

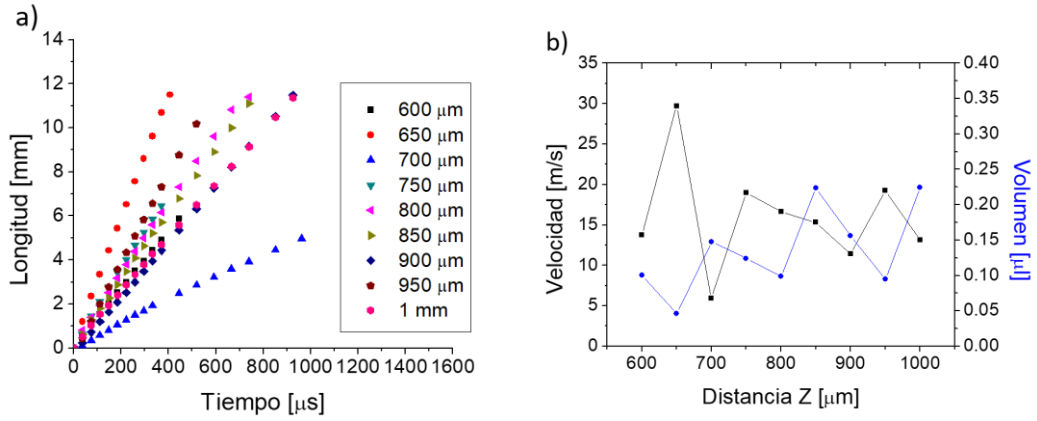

Fig. 6. 10. a) Longitud del chorro vs tiempo. b) la velocidad y volumen de los chorros líquidos, variando la distancia de enfocamiento. En ambos casos la potencia del láser fue de 369 mW.

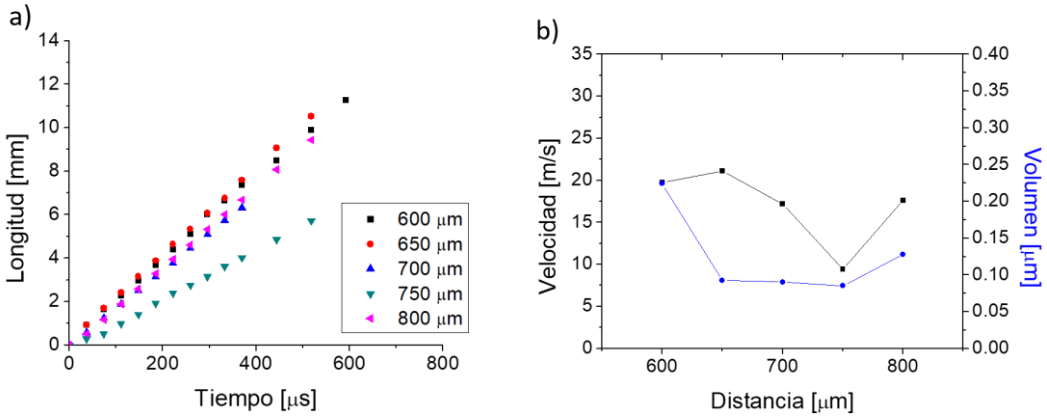

Fig. 6. 11. a) longitud del chorro vs tiempo. b) la velocidad y volumen de los chorros líquidos. En ambos casos la potencia del láser fue de 451 mW, variando la distancia de enfocamiento Z.

Una forma de generar chorros con mayor velocidad es aumentando la potencia de salida del láser y por consiguiente el valor de Z, induciendo una burbuja de mayor tamaño y en consecuencia una onda acústica de mayor amplitud. En la Fig. 6. 11, se generaron chorros líquidos fijando una potencia laser a $451\ mW$ y variando nuevamente el valor de Z. En esta figura, se puede observar que la velocidad de estos chorros oscila alrededor delos $19\ m/s$, con máximos y mínimos de 22 m/s y $10\ m/s$.

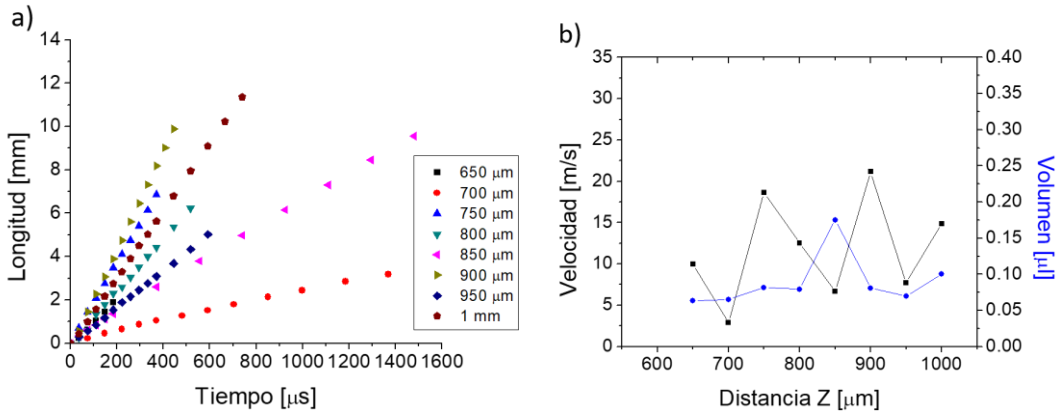

Fig. 6. 12. a) Se muestra la longitud del chorro vs tiempo. b) la velocidad y volumen de los chorros líquidos. En ambos casos la potencia del láser fue de 527 mW variando la distancia de enfocamiento Z.

La Fig. 6. 12 muestra una tendencia similar a la mencionada anteriormente, es decir, las velocidades aumentan a mayores valores de Z. En todos los casos, a longitud del chorro liquido fue medida antes de que el chorro se fragmentara en gotas, es decir, se consideraron las características de un chorro líquido laminar.

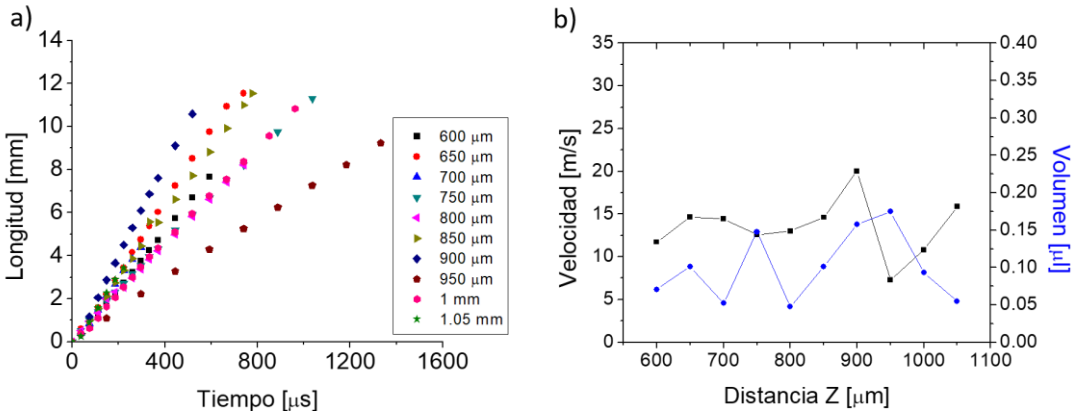

Fig. 6. 13. a) Longitud del chorro vs tiempo. b) velocidad y volumen de los chorros líquidos. En ambos casos la potencia del láser fue de 596 mW, variando la distancia de enfocamiento Z.

Una explicación a los resultados mostrados anteriormente, es que, a una mayor distancia de enfocamiento z, el volumen del líquido calentado es mayor y como resultado se genera una burbuja de termocavitación de mayor tamaño, emitiendo una onda de choque más intensa. Esta onda de choque de mayor amplitud, provoca la expulsión de chorros líquidos a mayor velocidad como se

muestra en la Fig. 6. 13. En ésta figura, Z fue variada de $600\ \mu m$ hasta $1.05\ mm$, generando chorros líquidos con velocidades de expulsión de alrededor de $20\ m/s$.

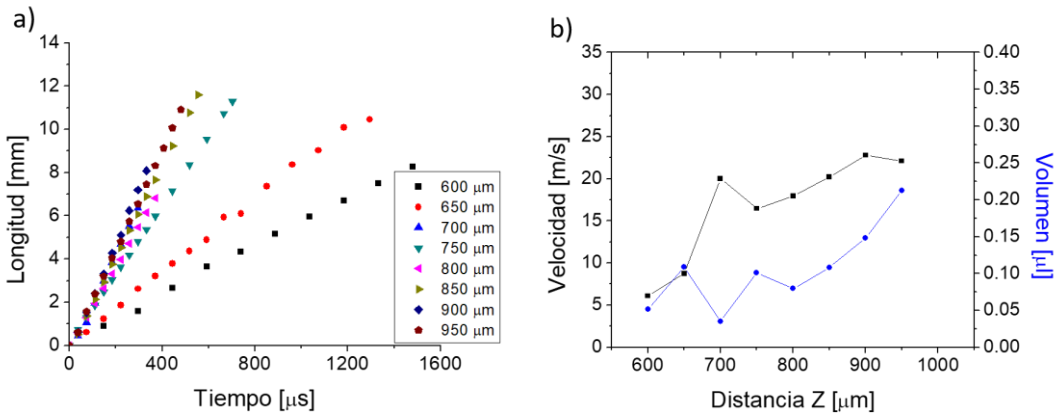

Fig. 6. 14. a) longitud del chorro vs tiempo. b) velocidad y volumen de los chorros líquidos. En ambos casos la potencia del láser fue de 668 mW, variando la distancia de enfocamiento Z.

La Fig. 6. 14a muestra la evolución temporal de las columnas liquidas generadas por la onda de choque dentro del dispositivo microfluido de acrílico, se observa que la mayoría de los chorros supera los 8 mm de longitud y la pendiente es cada vez menor.

Prototipo impreso

Como se mencionó en el capítulo anterior, se diseñaron e imprimieron cavidades con forma hemisférica y elíptica, con los parámetros óptimos obtenidos de la simulación para obtener la mayor concentración de la onda acústica. En la Fig. 6. 15 se muestran los dispositivos impresos en 3D, los cuales para su elaboración se requirieron de 20 g de material de modelo (VeroYellow), 23 g de material de soporte y un tiempo de 1 hora con 15 min para el modo de impresión en alta calidad.

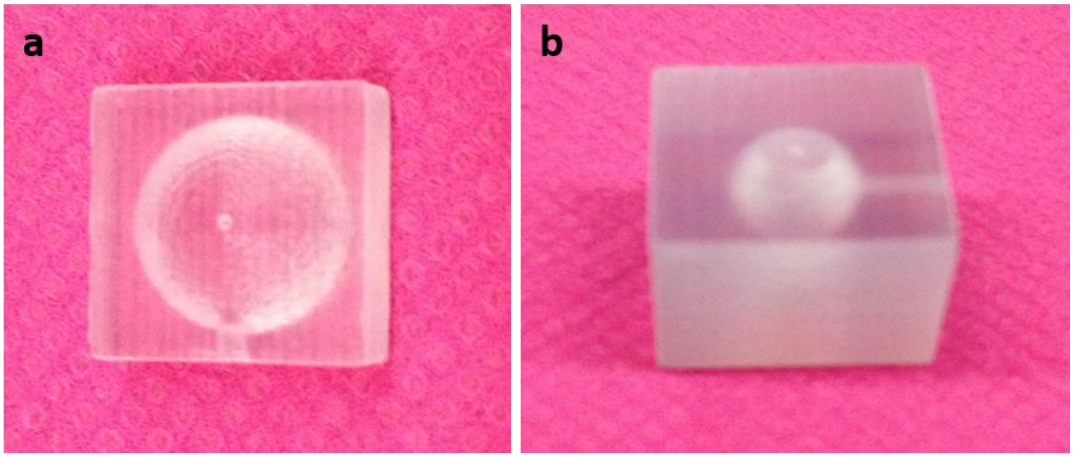

Fig. 6. 15. a) Cavidad hemisférica y b) cavidad elíptica truncada, ambas elaboradas con una impresora 3D.

La Fig. 6. 16 muestra un chorro líquido generado con la cavidad elíptica truncada. Este chorro líquido, fue generado empleando una potencia de 350 mW y colocando el foco del haz laser a una distancia de Z= 550 µm por encima de la interface vidrio-liquido. Para este caso en particular, el chorro liquido expulsado alcanzo una velocidad de aproximadamente 41 m/s, este dato fue adquirido a partir de la evolución temporal del chorro analizado en la Fig. 6. 16.

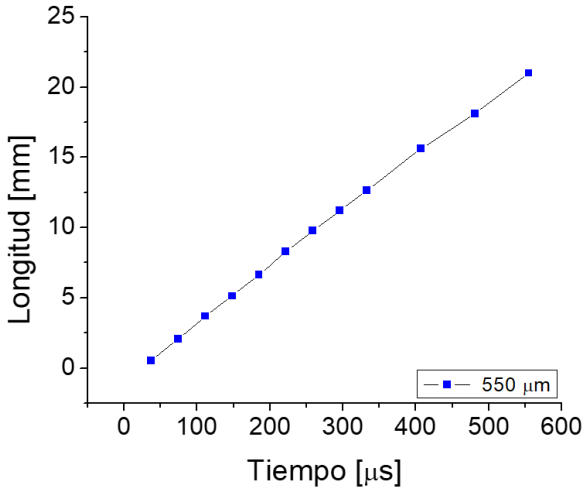

Fig. 6. 16. Evolución temporal del chorro líquido, a una potencia de 350 mW y distancia de enfocamiento Z= 550 μm en la cavidad semielíptica.

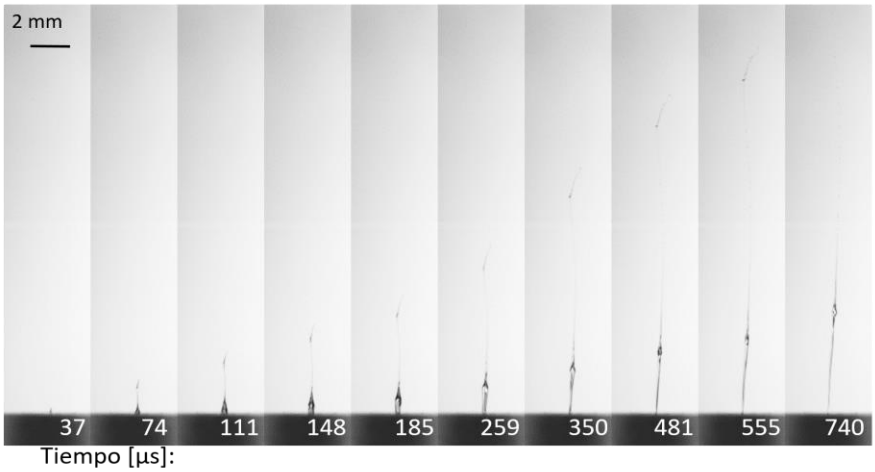

Fig. 6. 17. Imágenes de la evolución temporal del chorro líquido, a una potencia de 350 mW y distancia de enfocamiento Z= 550 μm en la cavidad semielíptica.

De acuerdo a la Fig. 6. 17, se pueden concluir que los chorros líquidos generados con los prototipos impresos en 3D y con las características de forma y tamaño óptimos sobrepasan la velocidad alcanzada por el prototipo en acrílico; además, es posible aumentar esta velocidad variando nuevamente la potencia y el valor de Z. Sin embargo, esos experimentos y análisis se realizarán en el futuro cercano.

CONCLUSIONES

En este trabajo se hizo un estudio sobre la historia del arte de los chorros líquidos, donde se menciona los tres principales mecanismos de generación. En los métodos mecánicos, se pueden generar chorros líquidos con un volumen considerable que ronda los mililitros en cada accionamiento; sin embargo, son de madera discreta. Los métodos acústicos, son de mucho menor volumen y alcanzan velocidades bajas. Los métodos ópticos, debido a su frecuencia de generación y los volúmenes de líquido expulsado (micro litros) representan una opción viable para la suministración de fármacos libre de aguja.

En este trabajo de tesis, se demostró que empleando el fenómeno de termocavitación, se pueden generar chorros líquidos que alcanzan los 12 mm de longitud, con un volumen de líquido expulsado de hasta 25 micro litros y velocidades de alrededor 30 m/s empleando un primer dispositivo hecho de acrílico. Cabe mencionar que la longitud de los chorros resulta ser mayor a las reportadas en experimentos similares.

Se simulo la propagación de la onda de choque en cavidades con diferente forma y tamaño, con el propósito de obtener la mayor concentración de energía, para ello se aplicó la técnica FDTD. Para el caso de la cavidad hemisférica, se encontró una razón entre la altura y diámetro de la base para obtener siempre la máxima concentración de energía, la cual es H=0.4D.

En las simulaciones obtenidas de la cavidad semielíptica, se observó que hay una mejor concentración de la onda acústica de hasta de 5 veces la amplitud de la onda inicial, sin embargo, su construcción es más compleja que en el caso hemisférico. Por último, se fabricaron las cavidades en piezas físicas con la ayuda de una impresora 3D, pero solo se logró realizar una prueba con la cavidad elíptica truncada, donde se obtuvo generó un chorro líquido que alcanza los 41 m/s, para una potencia de 350 mW y una distancia de enfocamiento Z=550 µm, potencia menor que las utilizadas en el dispositivo de acrílico y con una distancia de enfocamiento menor. Este resultado nos

lleva a pensar que efectivamente, hay una concentración de energía mayor en el punto donde se encuentra el canal de expulsión, lo cual se verificará en trabajos a futuro.

TRABAJOS A FUTURO

Se pretende hacer un análisis similar a los que se presentaron en este trabajo para los dispositivos impresos hemisférico y semielíptico, donde se variaría la potencia, la distancia de enfocamiento, así como las dimensiones y forma de la boquilla de expulsión ya que se observó que son los parámetros que alteran en su dinámica a los chorros líquidos. Se espera determinar la máxima velocidad alcanzada por los chorros líquidos generados con estos dispositivos.

Se pretende seguir trabajando con la simulación y con alguna otra alternativa para el diseño y construcción del dispositivo microfluídico. Para los casos presentados en esta tesis la burbuja de termocavitación siempre es formada prácticamente en el sustrato, por lo cual se espera que con el nuevo diseño y utilizando fibra óptica se puedan generar burbujas en cualquier región.

PRESENTACIÓN EN CONGRESOS

Thermocavitation bubbles collapsing within a hemispherical chamber for liquid micro-jet generation. The 24th Congress of the International Commission for Optics (ICO), Japan Tokyo. August 2017.

Obtención de micro columnas líquidas mediante el fenómeno de termocavitación aplicado dentro de una cámara hemisférica. LX Congreso Nacional De Física, Monterey, México. Octubre 2017.

Liquid jet formed by energy concentration of an intense acoustic shock wave. First International Conference on Optics, Photonics and Lasers (OPAL). Barcelona Spain. May 2018 (Proceeding).

*Simulation of acoustic wave energy concentration. XXVII International Materials Research Congress. Cancún, México. August 2018.