



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Medición del espesor de la capa de vapor y caracterización
de las oscilaciones de un líquido en estado Leidenfrost bajo
confinamiento

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Lic. Lorena Victoria García

Asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.
27 de octubre de 2025



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Medición del espesor de la capa de vapor y caracterización
de las oscilaciones de un líquido en estado Leidenfrost bajo
confinamiento

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Lic. Lorena Victoria García

Asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Puebla Pue.
27 de octubre de 2025

Título: Medición del espesor de la capa de vapor y caracterización de las oscilaciones de un líquido en estado Leidenfrost bajo confinamiento

Estudiante: LIC. LORENA VICTORIA GARCÍA

COMITÉ

Dra. Marcela Maribel
Méndez Otero
Presidente

Dra. Patricia Mendoza
Méndez
Secretario

Dr. José Luis Carrillo
Estrada
Vocal

Dra. Beatriz Bonilla
Capilla
Vocal

Dr. Felipe Pacheco Vázquez
Asesor

Dr. Maximino Luis Arroyo
Carrasco
Asesor

Índice general

Resumen	XV
Introducción	XIX
1. Antecedentes	1
1.1. Efecto Leidenfrost	1
1.2. Temperatura Leidenfrost	1
1.3. Forma de la gota y razón de evaporación	3
1.4. Diseño de gotas Leidenfrost	8
1.5. Oscilaciones en gotas Leidenfrost	11
1.5.1. Oscilaciones Leidenfrost en una celda Hele-Shaw	11
1.5.2. Oscilaciones Leidenfrost en superficies cónicas	13
1.5.3. Oscilaciones Leidenfrost en forma de estrella	15
1.5.4. Oscilaciones Leidenfrost: clasificación de acuerdo a su amplitud de oscilación, modos inactivos y coexistencia modal	18
1.5.5. Autoexcitación de las gotas de Leidenfrost y consecuencias sobre su estabilidad: origen de las oscilaciones en gotas Leidenfrost	24
2. Oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento	29
2.1. Sistema y metodología experimental	29
2.2. Análisis de videos	31
2.2.1. Medición de h y λ_d	31
2.2.2. Medición de la frecuencia de oscilación f	32
2.3. Resultados	34
2.3.1. Dependencia de la temperatura T	34
2.3.2. Dependencia de las longitudes características	35
2.3.3. Frecuencia de oscilación	38
3. Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento	41
3.1. Difracción	42
3.1.1. Difracción de Fraunhofer y Fresnel	43
3.1.2. Difracción de Fraunhofer para una rendija única	44
3.1.3. Efecto del espesor de la rendija en un patrón de difracción de Fraunhofer	46
3.2. Sistema y metodología experimental	49
3.3. Gota Leidenfrost <i>libre</i>	51
3.4. Gota Leidenfrost bajo confinamiento	57
3.5. Relación entre las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento y las variaciones presentes en la capa de vapor	62
4. Conclusiones	65

A. Participaciones en congresos	67
B. Artículo publicado	71
Bibliografía	73

Índice de figuras

1.1. Temperatura Leidenfrost.	2
1.2. Tiempo de evaporación como función de la temperatura.	2
1.3. Gota de agua aplanada por la gravedad: <i>panqueque</i>	3
1.4. Grandes <i>panqueques</i> de agua.	4
1.5. Radio máximo sin presencia de burbujas para un <i>panqueque</i>	5
1.6. Sistema experimental para medir el grosor de la capa de vapor.	5
1.7. Gota Leidenfrost en estado estacionario.	5
1.8. Grosor de la capa de vapor en función del radio de la gota.	6
1.9. Radio de una gota de agua en estado Leidenfrost como función del tiempo.	7
1.10. Diseño de gotas Leidenfrost.	9
1.11. Ángulo de contacto	9
1.12. Condiciones de estabilidad	10
1.13. Gotas Leidenfrost en una celda Hele-Shaw.	12
1.14. Modos de oscilación en una celda Hele-Shaw.	12
1.15. Frecuencia de oscilación como función del radio de la gota.	13
1.16. Efecto Leidenfrost en superficies cónicas.	14
1.17. Oscilaciones en superficies cónicas.	14
1.18. Oscilaciones tipo estrella.	15
1.19. Propiedades físicas de diferentes líquidos.	16
1.20. Fluctuaciones de presión bajo la capa de vapor.	16
1.21. Radio, longitud de onda y frecuencia en función del modo de oscilación.	17
1.22. Ondas capilares en una gota Leidenfrost.	18
1.23. Sistema experimental para el estudio de modos inactivos en oscilaciones de gotas Leidenfrost.	19
1.24. Propiedades de distintos líquidos.	20
1.25. Frecuencias de oscilación.	21
1.26. Número de modo n como función del radio R para distintos líquidos.	22
1.27. Modos de tipo estrella y poligonales.	23
1.28. Modo dominante $n = 2$	23
1.29. Coexistencia modal.	24
1.30. Tabla de coexistencia modal.	24
1.31. Pulsación espontánea de una gota Leidenfrost.	25
1.32. Vibraciones de una gota de Leidenfrost.	27
1.33. Origen de las oscilaciones tipo estrella en gotas Leidenfrost.	28
2.1. Montaje experimental para la caracterización de las oscilaciones del líquido.	30
2.2. Vistas superior de las oscilaciones Leidenfrost bajo confinamiento.	31
2.3. Vista lateral de las oscilaciones Leidenfrost bajo confinamiento.	31
2.4. Medición de h y λ_d en ImageJ.	32
2.5. Obtención de un diagrama espacio temporal.	33

2.6. Diagramas espacio-temporales para distintos valores de w	33
2.7. Dependencia de la temperatura	34
2.8. Dependencia de la longitud l	35
2.9. Dependencia del espesor ε	37
2.10. La frecuencia como función de h , para diferentes valores de ε	38
2.11. Variación de la frecuencia.	39
3.1. Difracción en un tanque de ondas.	42
3.2. Distribuciones de difracción de una rendija única.	43
3.3. Fuente lineal coherente.	44
3.4. Distribución de difracción de una rendija única vertical.	45
3.5. Difracción de Fraunhofer de una rendija única.	46
3.6. Diagrama de una rendija de espesor variable.	47
3.7. Impacto del espesor de una rendija en el patrón de difracción generado.	48
3.8. Montaje experimental para obtener patrones de difracción de gotas libres.	48
3.9. Espesor de la capa de vapor para gotas Leidenfrost de distintos radios.	49
3.10. Montaje experimental para generar patrones de difracción de gotas Leidenfrost.	50
3.11. Gota libre.	51
3.12. Secuencia del patrón de difracción de una gota libre.	51
3.13. Tratamiento del video del patrón de difracción de una gota Leidenfrost libre.	52
3.14. Área total del patrón de difracción en función del tiempo para una gota Leidenfrost libre.	52
3.15. Determinación de los ceros de irradiancia en ImageJ para una gota libre.	53
3.16. Gráfica del espesor e de la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre como función del tiempo.	53
3.17. Perfil de intensidad del patrón de difracción de una gota Leidenfrost libre generado con <i>Plot profile</i>	54
3.18. Perfil de intensidad del patrón de difracción generado por la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre.	55
3.19. Mediciones a partir de la gráfica del perfil de una gota Leidenfrost libre.	56
3.20. Espesor e de la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre como función del tiempo.	57
3.21. Gota Leidenfrost bajo confinamiento.	58
3.22. Secuencia del patrón de difracción de una gota Leidenfrost bajo confinamiento.	59
3.23. Tratamiento del video del patrón de difracción para una gota Leidenfrost bajo confinamiento.	59
3.24. Área como función del tiempo del patrón de difracción de una gota Leidenfrost bajo confinamiento.	60
3.25. Determinación de los ceros de irradiancia en ImageJ para una gota confinada.	60
3.26. Gráfica del espesor e de la capa de vapor como función del tiempo.	61
3.27. Gráfica del perfil del patrón de difracción de una gota confinada.	61
3.28. Gráfica del espesor e de la capa de vapor como función del tiempo.	62
3.29. Sistema experimental para el estudio de las ondas de Faraday en un recipiente rectangular con una lámina elástica.	63
3.30. La amplitud umbral de las ondas de Faraday en un recipiente rectangular con una lámina elástica en función de la frecuencia angular.	64

©2025 - Lorena Victoria García
Derechos reservados

Agradecimientos

Quiero agradecer primeramente a mi familia, a mis padres, Consuelo García y Edilberto Victoria, por su apoyo y continua motivación, por las oportunidades que me han dado para que la conclusión de mis estudios de maestría pudiera ser posible; y a mis hermanos, Alejandro y Yeimi, por todo su apoyo, confianza, ánimo y compañía a lo largo de todo este proceso.

A mis amigos, Ingrid, Hernán, Juan Pablo, Leonardo, Juan Omar, Víctor, Jesús y Leslie, por los momentos que hemos compartido, por estar ahí y escucharme siempre, confiar en mí, apoyarme y darme ánimos.

A Daniel Medel, por estar ahí y escucharme siempre, por su apoyo y confianza en mí, y por motivarme continuamente durante todo este proceso.

A mis amigos y colegas del laboratorio, Martín Aguilar, Jesús Morán, Daniel Rodríguez y Mauricio Girón, por apoyarme y escucharme siempre, por su apoyo durante las discusiones, y por permitirme ser parte de un maravilloso equipo de trabajo.

A mis profesores, por la confianza que han depositado en mí, por sus palabras, que aún recuerdo, por su dedicación y apoyo.

A mi asesor, el Dr. Maximino Luis Arroyo, por su paciencia y confianza al orientarme en el desarrollo de este proyecto, por su retroalimentación durante las discusiones de este trabajo y por todo el apoyo al presente trabajo de investigación.

A mi asesor, el Dr. Felipe Pacheco, por su apoyo, dedicación y entusiasmo en el desarrollo de este proyecto, por su paciencia y continua motivación, por orientarme y escucharme, y por la confianza que ha depositado en mí durante todo este proceso.

A los miembros del jurado, por enriquecer este trabajo de tesis.

A CONACyT por el apoyo y la beca otorgada en el desarrollo de este proyecto de investigación.

A quienes tienen fé todavía...

Resumen

El efecto Leidenfrost se observa al depositar gotas de un líquido sobre superficies sobrecalentadas, de modo que se forma una delgada capa de vapor que impide el contacto directo entre el líquido y la superficie caliente. La presencia de esta capa de vapor da lugar a dinámicas particulares, como las oscilaciones con forma de estrella que se han observado en gotas libres. Una gota Leidenfrost puede ser confinada y diseñada, colocando sobre ella una delgada lámina rectangular de aluminio, que al ser hidrofílica, moldea la forma de la gota debido a la adhesión líquido-sólido. Dichas gotas, pese a estar en confinamiento, exhiben también oscilaciones en su superficie. Esta tesis está enfocada en la caracterización experimental de estas oscilaciones, observadas en una gota Leidenfrost bajo confinamiento, así como en la medición del espesor de la capa de vapor sobre la que levita la gota, utilizando métodos ópticos basados en difracción. Se realizan experimentos con agua desionizada, variando las dimensiones de la lámina que diseña la gota y la temperatura del plato sobre el cual se deposita; y mediante el análisis de videos filmados a alta velocidad, se analizan las oscilaciones superficiales observadas en el líquido, realizándose mediciones de la frecuencia y la longitud de onda. Se encuentra que los parámetros de relevancia en el estudio de las oscilaciones presentes en gotas confinadas, están relacionados con la geometría de la gota, particularmente con la altura de la columna de líquido, h , y en menor medida, el ancho w de la lámina rectangular que diseña la gota. Así mismo, se obtiene la evolución temporal del espesor de la capa de vapor, tanto de una gota libre como de una gota confinada, a partir del análisis del patrón de difracción generado al hacer pasar un haz de láser He-Ne a través del espacio entre el líquido y el plato caliente. El espesor, ε , de la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre, medido en un intervalo de tiempo para el cual no se presentan cambios significativos en el radio de la gota, tiene una tendencia constante. Contrario a ello, las gotas Leidenfrost confinadas generan patrones de difracción que presentan variaciones periódicas en el tiempo, lo cual se ve reflejado en los cambios que se observan en el espesor de la capa de vapor, en un intervalo de tiempo para el cual no se presentan cambios significativos en el tamaño de la gota estudiada. La frecuencia de las oscilaciones en la capa de vapor, f_v , obtenida a partir de las variaciones del espesor de la capa, parece estar relacionada con la frecuencia de las oscilaciones en la superficie de la gota, f_d , de la forma $f_d \approx f_v/2$, de manera similar a lo reportado en estudios de oscilaciones en gotas libres, pero con valores de frecuencias f_d y f_v , considerablemente menores. Los valores del espesor, ε , y la frecuencia de las oscilaciones en la capa de vapor, f_v , concuerdan con la amplitud umbral y la frecuencia de excitación, respectivamente, correspondientes a ondas de Faraday observadas en un volumen de agua contenido en un recipiente rectangular con una lámina elástica colocada en su superficie. En conjunto con la naturaleza subarmónica observada en las oscilaciones, esto sugiere que la dinámica observada en gotas Leidenfrost confinadas corresponde a una inestabilidad de Faraday.

Abstract

The Leidenfrost effect is observed when liquid droplets are deposited on superheated surfaces, forming a vapor layer that prevents direct contact between the liquid and the hot surface. The formation of this vapor layer allows for particular dynamics, such as the star-shaped oscillations observed in free droplets. A Leidenfrost drop can be confined and designed by placing a thin rectangular hydrophilic aluminum sheet on top of it that molds the shape of the drop due to liquid-solid adhesion. These droplets, despite being confined, also exhibit oscillations on their surface. This thesis focuses on the experimental characterization of these oscillations, observed in a Leidenfrost drop under confinement, as well as on the measurement of the thickness of the vapor layer over which the drop levitates, using diffraction-based optical methods. Experiments are performed with water, varying the dimensions of the sheet that designs the drop and the temperature of the plate on which it is deposited; and through the analysis of high-speed videos filmed, the surface oscillations observed in the liquid are analyzed, performing measurements of frequency and wavelength. The relevant parameters in the study of oscillations in confined droplets are related to the geometry of the drop, particularly the height of the liquid column, h , and to a lesser extent, the width w of the rectangular sheet that designs the drop. In addition to this, the temporal evolution of the vapor layer thickness of both a free drop and a confined drop is obtained from the analysis of the diffraction pattern generated by passing a He-Ne laser beam through the space between the liquid and the hot plate. The thickness ε , of the vapor layer of a free Leidenfrost drop, measured in a time interval for which no significant changes in the drop radius occur, has a constant trend. In contrast, confined Leidenfrost droplets generate diffraction patterns that show periodic variations over time, which is reflected in the changes observed in the thickness of the vapor layer, over a time interval for which there are no significant changes in the size of the droplet studied. The frequency of the oscillations in the vapor layer, f_v , obtained from variations in the layer thickness, appears to be related to the frequency of the oscillations on the droplet surface, f_d , in the form $f_d \approx f_v/2$, similar to that reported in studies of oscillations in free droplets, but with considerably lower values of frequencies f_d and f_v . The values of the thickness, ε , and the frequency of the oscillations in the vapor layer, f_v , are in good agreement with the threshold amplitude and the excitation frequency, respectively, corresponding to Faraday waves observed in a volume of water contained in a rectangular container with an elastic sheet placed on its surface. In combination with the observed subharmonic nature of the oscillations, this finding implies that the dynamics exhibited by confined Leidenfrost drops are consistent with a Faraday instability.

Introducción

El efecto Leidenfrost fue reportado por primera vez en 1756 por Johann Gottlob Leidenfrost, quien observó que al depositar un líquido sobre un sólido caliente de temperatura mucho mayor al punto de ebullición del líquido, éste levitaba sobre su propio vapor. Dicho efecto se presenta a partir de un cierto valor de temperatura, T_L , determinado por el aumento abrupto del tiempo de evaporación de la gota [1, 2], formándose una capa de vapor que permite al líquido levitar sin fricción. Los factores que intervienen en el valor de T_L han sido objeto de estudio en los últimos años [3–8], encontrándose una clara dependencia de las propiedades fisicoquímicas del líquido así como de las condiciones ambientales [8].

En un estado estacionario, las gotas Leidenfrost con un radio menor que la longitud capilar del líquido $\lambda_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$ (γ y ρ la tensión superficial y la densidad del líquido, y g la aceleración de la gravedad) tienen una forma cuasiesférica, excepto en la región de contacto con la superficie del sólido, donde son aplanadas por su propio peso. Las gotas cuyo radio es mayor que la longitud capilar, adquieren una forma similar a la de un panqueque (conocidas como *puddles*, en inglés), siendo su longitud de contacto del orden de su radio. La forma de la gota se ve entonces determinada por el balance entre la gravedad y la tensión superficial del líquido [9]. Debido a estas características, un sistema de gotas en estado Leidenfrost presenta similitudes con aquellos que involucran sólidos superhidrofóbicos [1]. Para volúmenes grandes de líquido, los *panqueques* se vuelven inestables debido a la aparición de sacos de vapor que revientan al llegar a la superficie [1].

Los estudios enfocados en sistemas cuasiestáticos, sobre superficies con una curvatura pequeña, se han dedicado a analizar la evolución de la capa de vapor y la forma de la gota en un régimen estable [1, 10–12], y a estudiar la formación de chimeneas y la aparición de oscilaciones con forma de estrella, en un régimen inestable [13–17]. Dichas oscilaciones han sido ampliamente estudiadas, desde una descripción de su comportamiento en una celda tipo Hele-Shaw, hasta un estudio para diferentes ángulos de curvatura, siendo T_L independiente del valor del ángulo en dichas superficies [18]. [18–22], incluso observándose en superficies cónicas que contienen grandes volúmenes de líquido. Se ha encontrado también que además de los llamados modos tipo estrella, existen modos cuyas amplitudes son menores, denominados *modos poligonales*, y que en algunos sistemas puede presentarse coexistencia modal debido a la presencia de un modo dominante de mayor amplitud [21]. El origen de las oscilaciones de tipo estrella, y las reportadas hasta ahora en sistemas sin restricciones de movimiento para los fluidos en estado Leidenfrost, ha sido descrito como hidrodinámico, siendo de gran relevancia la longitud capilar del líquido depositado. Estas oscilaciones son inducidas por las variaciones medidas en la presión de la capa de vapor, como consecuencia de la presencia de ondas capilares; así, las vibraciones de la capa de vapor, originadas de forma espontánea, generan inestabilidades de Faraday en la parte superior y lateral de la gota, que adopta geometrías en forma de estrella [22].

Un método que permite estabilizar grandes volúmenes de líquido ($V \gg 1$ ml) y además diseñar la forma de éstos, según sea requerido, fue desarrollado por nuestro grupo recientemente en el laboratorio GrainsLAB del IFUAP. Dicho método consiste en colocar una lámina delgada de aluminio con una forma específica sobre un volumen de líquido; al ser la lámina hidrofílica, el líquido se adhiere su superficie adoptando la forma perimetral de la lámina y permaneciendo estable en una superficie plana, evitando la formación de chimeneas [23]. Estas gotas, diseñadas y confinadas,

exhiben también oscilaciones en su superficie, que resaltan por su reproducibilidad y estabilidad, cuya naturaleza no ha sido determinada.

El origen de las oscilaciones en gotas confinadas podría estar relacionado con las variaciones presentes en la capa de vapor, de manera similar a como se ha reportado en diversos estudios para gotas libres, en los que se ha encontrado una relación entre las oscilaciones superficiales de las gotas con las variaciones registradas en la capa de vapor. La aplicación de técnicas ópticas como el estudio de patrones de difracción para medir propiedades de la capa de vapor, y particularmente el espesor e , hasta ahora llevada a cabo con gotas esféricas pequeñas ($V \ll 1$ ml) y estacionarias [1], resulta adecuada para analizar posibles variaciones en la capa de vapor en este caso, así como la posibilidad de establecer una relación con las oscilaciones en la superficie.

La presente tesis constituye el primer acercamiento al estudio de las oscilaciones observadas en gotas Leidenfrost bajo confinamiento, mediante una caracterización experimental derivada del análisis de videos filmados a alta velocidad y utilizando un sistema óptico para realizar mediciones del espesor de la capa de vapor a partir de los patrones de difracción generados por gotas confinadas. Los objetivos general y particulares se describen a continuación.

Objetivo general

Caracterizar experimentalmente las oscilaciones que se presentan en un líquido en estado Leidenfrost bajo confinamiento, y medir el espesor de la capa de vapor a partir del análisis de patrones de difracción.

Objetivos específicos

- Determinar el volumen de líquido inicial a partir del cual se presentan oscilaciones.
- Construir una gráfica de la frecuencia de oscilación en función de la temperatura, dado un volumen de líquido y espesor de la lámina de aluminio fijos.
- Construir una gráfica de la frecuencia de oscilación en función del espesor dada una temperatura y volumen fijos.
- Medir el espesor de la capa de vapor de un volumen de líquido en estado Leidenfrost bajo confinamiento, como función del tiempo, empleando métodos ópticos basados en difracción.
- Analizar posibles variaciones en el espesor de la capa de vapor, así como la posibilidad de establecer una relación con las oscilaciones en la superficie del líquido.

La forma en que ha sido organizado este trabajo de tesis se describe a continuación: En el primer capítulo, se hace una revisión general del efecto Leidenfrost y las condiciones requeridas para observar el fenómeno, sus características y los estudios referentes a oscilaciones observadas en gotas Leidenfrost. Se hace una descripción del método empleado para diseñar gotas Leidenfrost, implementado en este proyecto. El segundo capítulo consiste en el estudio referente a la caracterización de las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento; comenzando con una descripción del diseño y la elaboración del sistema experimental empleado, haciendo uso de una cámara de alta velocidad para la filmación de videos; se describe también el procedimiento de análisis de los videos filmados, así como los resultados obtenidos, donde se discute como es la dependencia de la longitud de onda y la frecuencia de oscilación, tanto de parámetros geométricos como de la temperatura de la superficie. El tercer capítulo consiste en el estudio referente a la medición del espesor de la capa de vapor, primero, correspondiente a una gota Leidenfrost libre y posteriormente, a una gota Leidenfrost bajo confinamiento. Se revisan los fundamentos de la teoría de difracción, y particularmente, la difracción de Fraunhofer para una rendija única. Se presenta la descripción del sistema óptico implementado en el montaje experimental inicial para el estudio de las oscilaciones en gotas Leidenfrost confinadas, y la metodología seguida para realizar mediciones del espesor de

la capa de vapor en gotas Leidenfrost. Se muestran los resultados correspondientes a una gota libre, para luego, dar paso al análisis de los patrones obtenidos de una gota bajo confinamiento. Las conclusiones de este trabajo se presentan en el cuarto capítulo. En el Apéndice A se listan los congresos en los que se han presentado los resultados de este trabajo. En el Apéndice B se muestra la portada del número 23, volumen 133 de *Physical Review Letters*, para la cual fue seleccionado el artículo *Designing Leidenfrost Puddles*, fundamental en la realización de este trabajo de tesis. Al final del documento se listan las referencias consultadas para este estudio.

Capítulo 1

Antecedentes

1.1. Efecto Leidenfrost

Al depositar una gota de líquido sobre una superficie cuya temperatura, T_S , es cercana al punto de ebullición del líquido, la gota comienza a evaporarse rápidamente. Cuando la temperatura de la superficie es mucho mayor a la temperatura de ebullición del líquido, T_B , la parte inferior de la gota se evapora al entrar en contacto con la superficie y, enseguida, el resto de la gota comienza a levitar sobre su propio vapor. La existencia de dicha capa evita el contacto directo entre el líquido y la superficie, de manera que el líquido continúa evaporándose, pero a una razón de evaporación menor que la observada a temperaturas cercanas al punto de ebullición del líquido. Este fenómeno se denomina efecto Leidenfrost, en honor a Johann Gotlob Leidenfrost (1715–1794), quién describió sus observaciones en el capítulo 15 del *Tratado sobre las propiedades del agua común*, publicado en latín en 1756. Leidenfrost depositó una gota de agua sobre una cuchara de hierro y observó que no se adhería a la superficie como era de esperarse. Colocando una vela detrás de su sistema experimental, notó que había un espacio entre el líquido y la superficie caliente que evitaba el contacto directo, con esto había descubierto la existencia de una capa de vapor debajo de la gota.

1.2. Temperatura Leidenfrost

El método más común para determinar la temperatura a la que el efecto Leidenfrost se presenta consiste en registrar el tiempo total de evaporación τ de una gota de líquido, como función de la temperatura, T_S , de la superficie sobre la cual es depositado. En la Fig.1.1 se muestra el tiempo de evaporación de una gota de agua de 1 mm de radio, depositada en un plato de duraluminio, como función de la temperatura de este. A temperaturas menores a 100 °C se observa una disminución del tiempo de vida conforme T_S se acerca al punto de ebullición del agua. Para $T_S > 100$ °C, el tiempo de evaporación primero disminuye considerablemente y luego aumenta con el incremento de la temperatura hasta llegar a un valor máximo, observándose una variación del tiempo de evaporación que se presenta de forma abrupta. La temperatura a la que se alcanza el máximo valor del tiempo de vida de la gota, se denomina temperatura Leidenfrost, T_L . Para valores mayores a T_L el tiempo de vida es menor conforme se aumenta la temperatura del plato.

La temperatura mínima, T_L , necesaria para que se presente el efecto Leidenfrost, depende tanto de las propiedades del líquido como de la superficie en la cual es depositado [3–6], así como de las condiciones ambientales [8]. Por ejemplo, una gota de agua levita sobre su propio vapor al ser depositada sobre un plato pulido de aluminio a temperatura $T_S \approx 160 - 200$ °C, mientras que una gota de etanol puede levitar sobre su propio vapor en la misma superficie a $T_S > 130$ °C, o incluso al depositarse en una piscina de aceite a $T_S \sim 80$ °C [7].

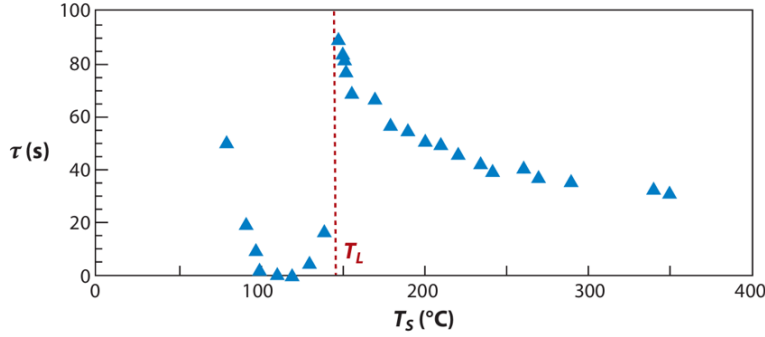


Figura 1.1: Tiempo de evaporación τ de una gota de agua de radio $R = 1$ mm, como función de la temperatura T_S del plato en el que fue depositada. Al alcanzar una temperatura T_L , una capa de vapor se ha formado entre el plato y el líquido, evitando el contacto directo y disminuyendo la transferencia de energía, lo que se ve reflejado en el cambio abrupto en el tiempo de evaporación. Tomada de *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 45 (2013) [2].

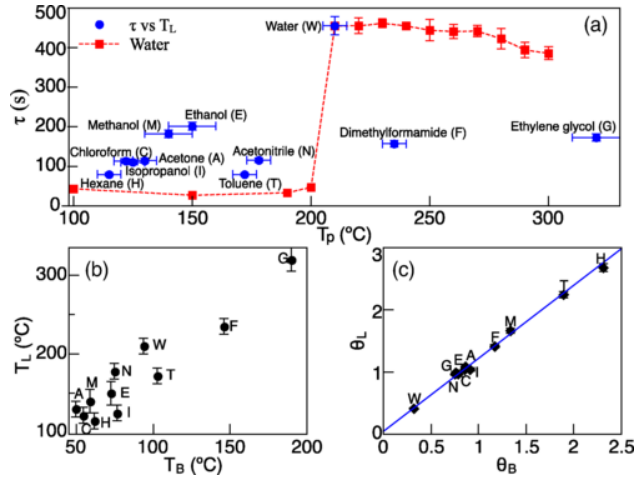


Figura 1.2: (a) Tiempo de evaporación, τ , como función de la temperatura del plato, T_p , (cuadrados rojos) y $\tau(T_L)$ (puntos azules), para gotas de 0.5 ml de diferentes líquidos. (b) T_L como función de T_B y (c) Θ_L como función de Θ_B , para los líquidos en (a), con el ajuste lineal dado por la Ec. (1.1). Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 127, núm. 20 (2021) [24].

Las temperaturas T_L de diferentes líquidos fueron obtenidas en [24] utilizando el método empleado en [1] para determinar la temperatura Leidenfrost del agua. En la Fig. 1.2(a) se muestran los valores registrados del tiempo de vida de diferentes líquidos como función de la temperatura del plato. En la gráfica se observa que los valores para agua (en rojo) y se obtienen valores para otros líquidos (en azul). La mayoría de los tiempos de vida τ para diferentes líquidos se encuentran entre 100 y 200 s, a diferencia del tiempo de vida del agua $\tau \sim 450$ s. Esto debido a que el calor latente del agua, L , es mucho mayor al de los demás líquidos considerados. La Fig. 1.2(b) muestra la temperatura Leidenfrost como función de la temperatura de ebullición del líquido empleado, con esto, definiendo $\Theta_L = T_L C_p / L$ y $\Theta_B = T_B C_p / L$, se obtiene el escalamiento lineal mostrado en la Fig. 1.2(c):

$$\Theta_L = 1.17\Theta_B + 0.05,$$

el cual permite estimar la temperatura Leidenfrost T_L de un líquido dado, conociendo su temperatura de ebullición T_B , el calor latente L y el calor específico del gas a presión constante C_p .

1.3. Forma de la gota y razón de evaporación

Forma de la gota y estabilidad

Las gotas, al levitar sobre su propio vapor, no mojan directamente la superficie caliente, pero se puede hablar de una *región de contacto*, como aquella en la que la interfase de la gota es paralela a la superficie del sólido caliente [1]. Cuando el radio de la gota, R , es menor a la longitud capilar del líquido λ_c ($\lambda_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$, denotando la tensión superficial y densidad como γ y ρ), ésta adopta una forma casi esférica, exceptuando la región de contacto donde es aplanada por la gravedad. La longitud de contacto l está determinada por el balance entre las fuerzas inerciales (gravedad) y las fuerzas viscosas (tensión superficial).



Figura 1.3: Gota de agua depositada en una superficie de silicio a 200 °C. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

Empleando análisis dimensional, la relación entre estas fuerzas puede escribirse como: $\gamma \delta \sim \rho g R^3$, donde δ caracteriza al centro de masa de la gota. Empleando la relación de Hertz $l \sim \sqrt{\delta R}$ se obtiene:

$$l \sim \frac{R^2}{\lambda_c}. \quad (1.1)$$

Si el radio R de la gota es mayor a la longitud capilar del líquido λ_c , esta se ve aplanada por la gravedad, adoptando la forma de un *panqueque*, como se observa en la Fig. 1.3, y además $l \sim R$. El grosor h de este *panqueque* puede obtenerse estableciendo una relación entre la tensión superficial 2γ (expresada por unidad de longitud y considerando la superficie superior e inferior) y la fuerza hidrostática $\rho g h^2/2$ (expresada también por unidad de longitud), obteniéndose que

$$h = 2\lambda_c. \quad (1.2)$$

Al medirse la temperatura del interior de la gota se encontró que es constante e igual a 99 °C ± 1 °C [1]. Lo cual corresponde a valores de $\rho = 960$ kg/m³, $\gamma = 59$ mN/m y $\lambda_c = 2.5$ mm, para la densidad, tensión superficial y longitud capilar, respectivamente (estos valores fueron obtenidos

en París, Francia, a ~ 35 m sobre el nivel del mar). Con esto se obtuvo un valor de $h = 5.1$ mm para un *panqueque* como el de la Fig. 1.3, acorde con la Ec. (1.2).

Las dimensiones de una gota Leidenfrost típica tienen valores del orden de 1 cm (1 cm^3 para el volumen). Al exceder este valor, la capa de vapor se vuelve inestable y se presenta formación de burbujas de vapor en la parte inferior de la gota, cuya ruptura ocurre al llegar a la superficie, como se observa en la Fig. 1.4.

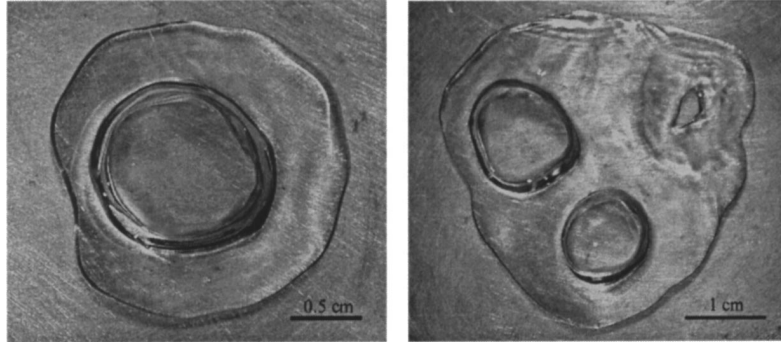


Figura 1.4: Grandes volúmenes de agua depositados en un plato de duraluminio ligeramente cóncavo a $300 \text{ }^\circ\text{C}$, vistos desde arriba. La formación de una o varias burbujas está relacionada con el tamaño del *panqueque*. Las barras indican 0.5 y 1 cm, respectivamente. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

La formación de burbujas en la parte baja de la gota se atribuye a una inestabilidad de Rayleigh-Taylor en esa zona. Debido a la diferencia de densidades entre los fluidos involucrados, el vapor de la capa bajo la gota tiende a subir, deformando la interfase en la parte baja de la gota mientras que la tensión superficial se opone a tal deformación [1]. El tamaño máximo de la gota escala como λ_c , la longitud capilar del líquido, siendo el radio crítico $R_c = 3.84\lambda_c$ o en términos de h (empleando la ecuación 1.2)

$$R_c = 1.92h . \quad (1.3)$$

El valor obtenido para R_c concuerda con los resultados experimentales mostrados en la Fig. 1.5. La curva obtenida, de pendiente 2, corresponde a los valores registrados de radio máximo sin presencia de burbujas en función de la altura de la gota.

Gotas estacionarias

La capa de vapor tiene un grosor e de entre 10 y $100 \mu\text{m}$ [1], haciendo uso del patrón de difracción generado al hacer pasar un haz de láser de He-Ne en la abertura formada entre la superficie sólida y la interfase de la gota, como se observa en la Fig. 1.6.

El montaje experimental empleado para caracterizar un estado estacionario se muestra en la Fig. 1.7. La gota es alimentada para mantenerse en un radio determinado. Variando la tasa de alimentación, los autores obtuvieron diferentes valores de R , para los cuales se midió el espesor e de la capa de vapor, encontrando que existe una clara dependencia de e como función de R . El grosor de la capa de vapor formada bajo una gota Leidenfrost es mucho menor que su radio ($e \ll R$), y como se observa en la Fig. 1.8, gotas de radios mayores tendrán una capa de vapor de mayor grosor. La transición entre los dos regímenes que se observan en la gráfica (el cambio de pendiente) se da cuando R es del orden de λ_c (para el agua a $100 \text{ }^\circ\text{C}$ es de 2.5 mm).

En un estado estacionario, la capa de vapor se crea a partir de la evaporación de la gota, pero fluye debido al peso de ésta. En el sistema de la Fig. 1.7, el calor de la superficie caliente se difunde

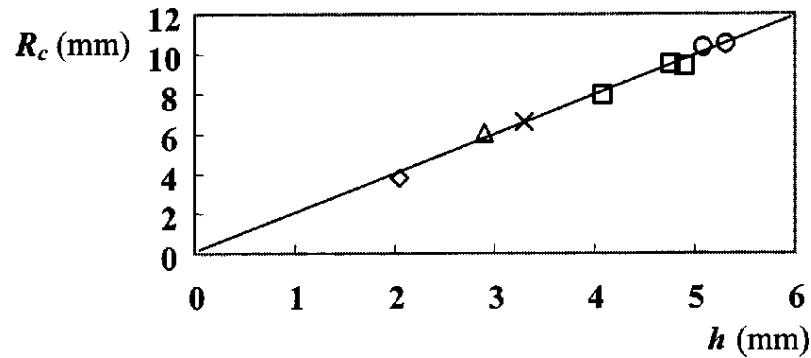


Figura 1.5: Mayor radio posible R_c de un *panqueque* Leidenfrost sin presencia de burbujas, como función de su grosor h . Los datos corresponden a diferentes líquidos: (◇) nitrógeno líquido, (△) acetona, (×) etanol, (□) mezclas de agua y etanol de varias composiciones, (○) agua, depositados en un plato de duraluminio a $T = 300\text{ }^\circ\text{C}$. Para gotas de radio R mayor a R_c , se observan burbujas como en la Fig. 1.4. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

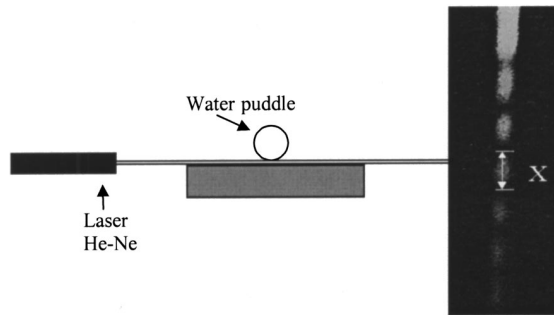


Figura 1.6: Sistema experimental para medir el grosor de la capa de vapor. La fotografía de la derecha muestra un patrón de difracción típico. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

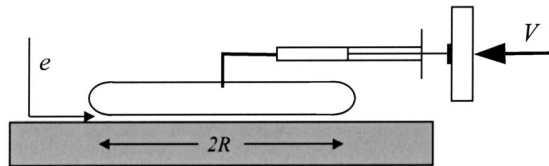


Figura 1.7: Una gota Leidenfrost en estado estacionario siendo alimentada a una tasa constante. En este estado, se observa que el radio R y el grosor e de la capa de vapor son constantes. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1]

a través de la capa de vapor. La diferencia de temperatura, denotada como ΔT , entre el plato (medida con un termopar) y la temperatura de ebullición del líquido ($100\text{ }^\circ\text{C}$ para agua, medida experimentalmente) fue determinada por los autores para cada experimento.

La tasa de evaporación escrita como masa por unidad de tiempo está dada por (en valor

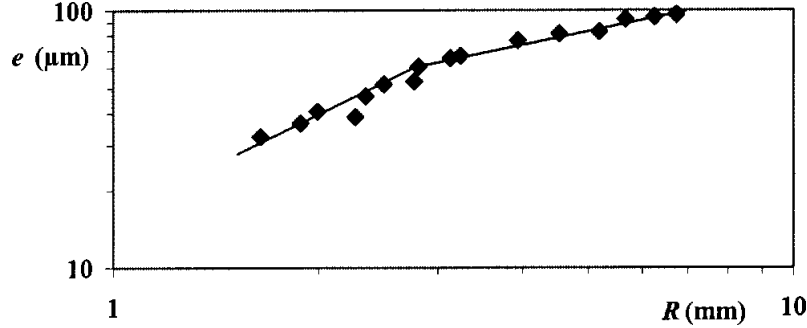


Figura 1.8: Grosor de la capa de vapor bajo una gota (depositada en un plato de duraluminio a 300 °C y alimentada con el sistema de la Fig. 1.7), como función del radio R de la gota. Los diferentes valores de R se obtienen variando la tasa de alimentación de la gota. Obsérvese que las líneas rectas ajustadas tienen diferentes pendientes: 1.3 y 0.5. El cambio de pendiente se observa alrededor de la longitud capilar $\lambda_c = 2.5$ mm. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

absoluto)

$$\frac{dm}{dt} = \rho_v \frac{2\pi e^3}{3\eta} \Delta P, \quad (1.4)$$

siendo ρ_v la densidad del vapor, e el grosor de la capa de vapor, η la viscosidad del gas y ΔP la presión impuesta por la gota.

En un estado estacionario, la masa del vapor es constante, de manera que puede obtenerse el grosor de la capa de vapor. En [1] se propone que:

- Para **panqueques** ($R > \lambda_c$), la región de contacto se aproxima al radio de la gota ($l \sim R$) y la presión ΔP sobre la capa de vapor es de $2\rho g \lambda_c$ [Ec. (1.2)]. De donde se deduce que e está dado como:

$$e = \left(\frac{3\kappa\Delta T\eta}{4L\rho_v\rho g\lambda_c} \right)^{1/4} R^{1/2}. \quad (1.5)$$

- Para **gotas pequeñas** ($R < \lambda_c$), la región de contacto está dada por la Ec. (1.1) ($l \sim \frac{R^2}{\lambda_c}$), y la presión ΔP actuando sobre la capa es la presión de Laplace $2\gamma/R$. Ahora, considerando el caso de **gotas muy pequeñas**, éstas se vuelven esféricas porque la tensión superficial domina totalmente sobre el peso del líquido, así, la evaporación se da sobre toda la superficie de la gota, que escala como R^2 , y el gradiente de temperatura escala como $\Delta T/R$. De la ley de Fourier se obtiene que la tasa de evaporación se aproxima como:

$$\frac{dm}{dt} \sim \frac{\kappa}{L} \frac{\Delta T}{R} R^2. \quad (1.6)$$

La fracción de vapor que alimenta la capa de vapor escala como la razón de las áreas superficiales l^2/R^2 , por lo que, utilizando la ecuación 1.4, el grosor de la capa queda dado por

$$e \sim \left(\frac{\kappa\Delta T\eta\rho g}{L\rho_v\gamma^2} \right)^{1/3} R^{4/3}. \quad (1.7)$$

Las leyes de escalamiento encontradas concuerdan razonablemente bien con los datos obtenidos experimentalmente de la Fig. 1.8. Con esto, en [1] se concluye que el grosor de la capa de vapor incrementa con el radio de la gota, pero con diferentes escalamientos dependiendo del tamaño de ésta, debido a las zonas en donde se da principalmente la evaporación. Así, para gotas (*panqueques*) con un radio mayor a la longitud capilar ($R > \lambda_c$), la evaporación se da por medio de la capa de vapor; mientras que para gotas pequeñas ($R < \lambda_c$), la evaporación se da principalmente en la superficie de la gota conforme disminuye su radio. En [1] se propone que la evaporación es global para el régimen de gotas pequeñas.

Evolución temporal de gotas leidenfrost

Considerando ahora una gota en constante evaporación, se tiene la situación típica del estado Leidenfrost: una gota en este estado no se mantendrá a un radio constante a menos que sea alimentada, por lo que R depende del tiempo [25–27].

En la Fig. 1.9 se muestra una gráfica de R como función de t para dos temperaturas diferentes. Se observa que el radio decrece de forma regular hasta que la gota se vuelve cuasiesférica, dando paso a una variación de R en función de t mucho más rápida [9, 28, 29]. Aumentar la temperatura del plato conduce a una evaporación más rápida, disminuyendo el tiempo de vida.

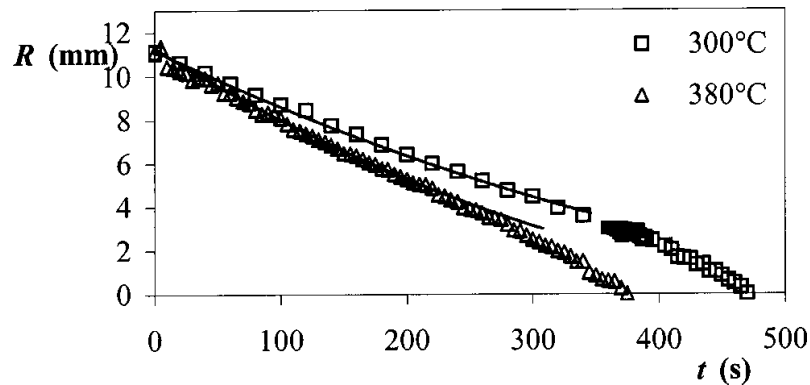


Figura 1.9: Radio de una gota de agua depositada en un plato de duraluminio (T entre 300 y 380 °C), como función del tiempo. La gota es filmada desde arriba, y las líneas muestran la Ec. (1.8). Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

Las mediciones realizadas en [1] para el grosor e durante el proceso de evaporación a una temperatura dada, comprobaron que el grosor e disminuye como función del tiempo, alcanzando un valor igual a cero para tiempos aproximados al tiempo de vida de la gota. Por lo que, conforme una gota en estado Leidenfrost se evapora, se presenta una disminución tanto en R (la gota se retrae) como en e (la gota desciende lentamente), la capa de vapor se hace cada vez más delgada hasta la desaparición de la gota, cuando tanto e como R se vuelven cero.

De los dos mecanismos de evaporación considerados en [1], consideremos primero el caso en el que la evaporación se da principalmente en la capa de vapor: *panqueques* ($R > \lambda_c$). Pueden emplearse las ecuaciones (1.5) (que relaciona a R y e) y (1.4) (que proporciona a $R(t)$) para obtener la variación del radio como función del tiempo propuesta en [1]:

$$R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^2, \quad (1.8)$$

donde R_0 es el radio al tiempo $t = 0$ y el tiempo de vida está dado por

$$\tau = 2 \left(\frac{4\rho\lambda_c L}{\kappa\Delta T} \right)^{3/4} \left(\frac{3\eta}{\rho_v g} \right)^{1/4} R_0^{1/2}, \quad (1.9)$$

lo cual concuerda con los valores mostrados en la Fig. 1.9, para un *panqueque*. De la Ec. (1.8) con la Ec. (1.5) se obtiene, para el grosor de la capa de vapor

$$e(t) = \left(\frac{3\kappa\Delta T\eta R_0^2}{4L\rho_v\rho g\lambda_c} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{t}{\tau} \right). \quad (1.10)$$

Por otro lado, para **gotas más pequeñas** ($R \leq \lambda_c$), la evaporación se dará en toda su superficie. Por lo que integrando la Ec. (1.6) para una esfera en [1] se obtiene que

$$R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{\tau} \right)^{1/2}, \quad (1.11)$$

con el tiempo de evaporación τ dado por

$$\tau \sim \frac{\rho L}{\kappa\Delta T} R_0^2. \quad (1.12)$$

Se observa que el tiempo de vida τ para gotas pequeñas ($R_0 \leq \lambda_c$) es ligeramente más sensible a la temperatura y presenta una mayor dependencia con el tamaño de la gota, que para el caso de un *panqueque* ($R > \lambda_c$). Así, el tiempo de vida de una gota en estado Leidenfrost estará determinado por las dimensiones de la gota en comparación con la longitud capilar del líquido empleado.

1.4. Diseño de gotas Leidenfrost

Como se ha discutido anteriormente, las gotas Leidenfrost tienen la capacidad de desplazarse prácticamente sin fricción sobre la superficie en la cual levitan, de manera similar a lo que ocurre en sistemas superhidrofóbicos. Su alta movilidad las vuelve sensibles a pequeñas perturbaciones, por lo que pueden desestabilizarse fácilmente, además de que, volúmenes mayores a 1 ml exhiben la formación de chimeneas. En la literatura se han reportado distintos métodos que estabilizan las gotas Leidenfrost a partir de procesos que involucran el tratamiento químico del sustrato [30] o bien, se han desarrollado métodos que suprimen el efecto Leidenfrost a partir de la aplicación de fuerzas externas [31–34]; sin embargo, dichos métodos son aplicables a gotas de volúmenes pequeños, de unos cuantos microlitros. Un método recientemente desarrollado por Pacheco-Vázquez y colaboradores [23] permite no solo estabilizar grandes volúmenes de líquido sino también diseñar *gotas* Leidenfrost, facilitando su manipulación y uso en diversas aplicaciones.

El método consiste en colocar una lámina hidrofílica delgada sobre la superficie de un volumen de agua desionizada (1-10 ml) en estado Leidenfrost, inicialmente inestable debido a la formación de chimeneas (véase Fig. 1.10). Para fabricar las láminas delgadas se eligió aluminio, cuyo ángulo de contacto de $\theta_c \approx 62^\circ$ [35] indica que dicho material, al ser hidrofílico, es completamente mojado cuando se deposita sobre la gota de agua (véase Fig. 1.11a). Por otro lado, las láminas de materiales hidrofóbicos como el teflón (Fig. 1.11b), cuyo ángulo de contacto es $\theta_c \approx 158^\circ$, no pueden ser utilizadas debido a que el líquido permanece inestable bajo la lámina sin mojar su superficie. Las láminas diseñadas, al estar hechas de aluminio, presentan resistencia a la corrosión y a temperaturas altas, y puesto que el material es maleable, pueden realizarse varios diseños que faciliten la expulsión de vapor. Una vez que la lámina delgada se deposita sobre la gota, se adhiere rápidamente a su superficie por la parte inferior, adoptando la forma deseada debido a las fuerzas de adhesión del líquido.

En las figuras 1.10b y c, se observan láminas anulares diseñando volúmenes de agua de 1.5 ml y 5 ml respectivamente. Estas formas con aberturas en el interior permiten que la salida de vapor sea más eficiente, contrario a lo que ocurre con diseños sin orificios en los que la acumulación de

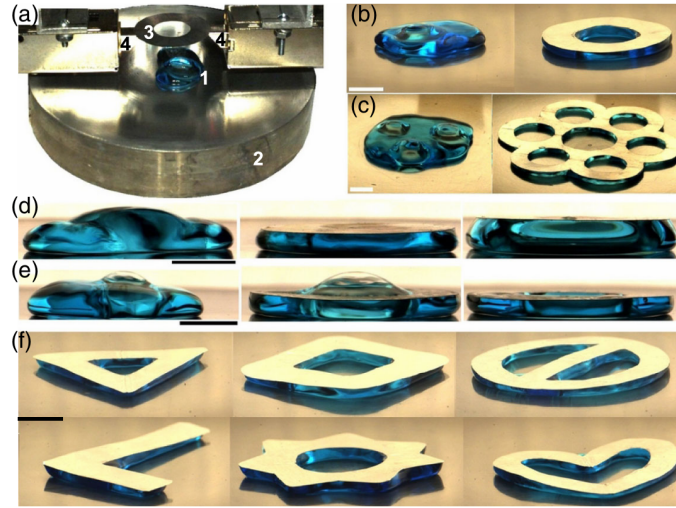


Figura 1.10: (a) Sistema experimental: Un panqueque de 1.5 ml de agua (1) se mantiene en estado Leidenfrost sobre un plato de aluminio sobrecalentado (2), mientras una lámina delgada de aluminio (3) es depositada utilizando dos sujetadores sincronizados (4). (b) El panqueque de 1.5 ml se adhiere a la superficie de aluminio, adoptando el diseño de la lámina depositada, lo cual ocurre también para (c) 5 ml de agua estabilizados usando un diseño de mayor tamaño conformado por anillos. Vista lateral de panqueques cubiertos con (d) un disco de diámetro $D = 30$ mm, y un anillo de radio interno $R = 9.8$ mm y externo $R = 18$ mm. (f) Grandes gotas Leidenfrost estabilizadas usando láminas de aluminio de diferentes formas. El agua desionizada fue coloreada con azul de metileno para facilitar su visualización en las fotografías. La barra de escala representa 10 mm en todos los casos. Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 133, núm. 23 (2024) [23].

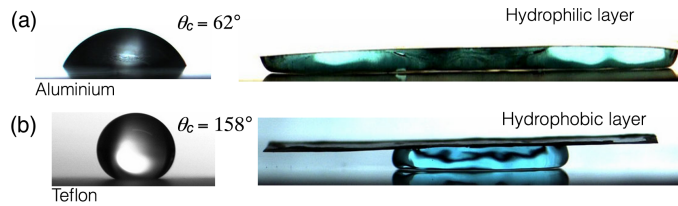


Figura 1.11: a) Ángulo de contacto $\theta_c = 62^\circ \pm 4^\circ$ medido para $10 \mu\text{l}$ de agua depositados sobre la lámina de aluminio por debajo del punto de ebullición. Para esta lámina hidrofílica, el *panqueque* adopta la forma dada. b) La misma lámina de aluminio cuando se recubre con teflón, en este caso $\theta_c = 158^\circ \pm 6^\circ$. Esta superficie altamente hidrofóbica no es mojada por el charco. El agua desionizada fue coloreada con azul de metileno para facilitar su visualización en las fotografías. Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 133, núm. 23 (2024) [23].

vapor en el líquido da paso a la formación de burbujas que se ven impedidas a estallar (véase Fig. 1.10d). Para un anillo de aluminio de la misma área (Fig. 1.10e), la burbuja formada puede romperse dando paso a un *panqueque* estable diseñado. Si ciertas condiciones se satisfacen, pueden obtenerse diferentes diseños como se observa en la Fig. 1.10f.

Los diseños deben cumplir ciertas condiciones geométricas, por ejemplo, el diámetro interior mínimo de un anillo como el de la Fig. 1.10e debe ser de aproximadamente 15 mm, el diámetro promedio de las burbujas formadas en el interior del líquido a esa temperatura, aunque los diámetros

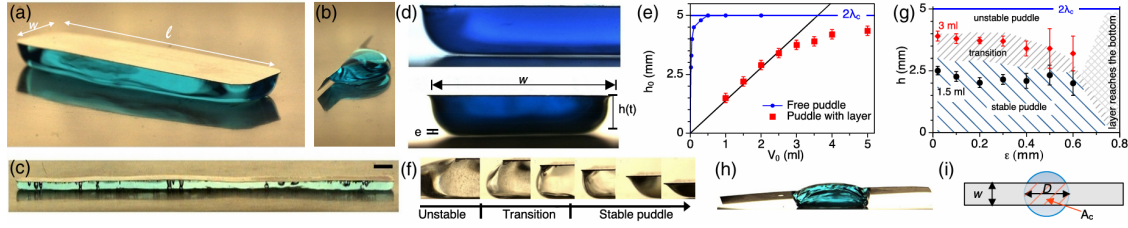


Figura 1.12: (a) Una lámina rectangular de $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$ diseña un *panqueque* de agua de 1.5 ml. (b) Una gota de agua de 0.4 ml con una lámina de $l = 60 \text{ mm}$ pero de ancho $w = 3 \text{ mm} \sim \lambda_c$ permanece redondeada. (c) Una lámina larga de $l = 200 \text{ mm}$ y $w = 12 \text{ mm}$ estabiliza un *panqueque* de 6 ml (barra de escala = 10 mm). (d) Vista lateral del *panqueque* mostrado en (a) utilizada para medir la altura $h(t)$ de la columna de líquido, se aprecia la capa de vapor de espesor e . (e) Comparación de la altura inicial h_0 del *panqueque* cubierto con la lámina de $60 \times 12 \text{ mm}^2$ (cuadrados rojos) y sin la lámina (puntos azules) para distintos volúmenes de líquido. La línea negra corresponde a $h_0 = V_0/lw$. (f) Instantáneas que muestran un charco de 3.5 ml cubierto con la lámina de $60 \times 12 \text{ mm}^2$ transitando de un régimen inestable a uno estable. En (a)-(f), el espesor de la lámina es $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$. (g) Diagrama de fases de los regímenes del *panqueque* mostrados en (f): Para un ε fijo, se observa una transición de *panqueque* inestable a uno estable a medida que h disminuye. Como referencia, se indican las alturas iniciales de los *panqueques* de $V_0 = 3$ (rombos rojos) y 1.5 ml (puntos negros) con sus respectivas desviaciones estándar (indicadas por las barras de error), reflejando condiciones más inestables para láminas más gruesas. (h) Vista lateral de una lámina rectangular que cae sobre un *panqueque* e (i) esquema de la vista superior correspondiente que indica el área de intersección (o área de contacto), $A_c \sim D_w$. El agua desionizada fue coloreada con azul de metileno para facilitar su visualización en las fotografías. Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 133, núm. 23 (2024) [23].

de dichas burbujas pueden alcanzar $8\lambda_c \sim 20 \text{ mm}$ según lo reportado en la literatura [1]. Así, al menos una de las dimensiones de la lámina debe ser menor a este valor para garantizar la expulsión lateral de vapor y evitar su acumulación. Uno de los diseños relevantes en este estudio es un rectángulo de dimensiones $l \times w$ (véase Fig.1.12a). Utilizando láminas rectangulares con distintos valores de w y l , en los rangos: $w = 3 - 40 \text{ mm}$, $l = 40 - 200 \text{ mm}$, se encontró que no existe un límite para la dimensión l , la lámina puede ser tan larga como se requiera, siempre y cuando se tenga un plato sobrecalentado de las dimensiones suficientes sobre la cual el líquido y la lámina puedan ser colocados (véase Fig. 1.12c). Respecto al valor de w , éste debe cumplir la condición $\lambda_c \lesssim w \lesssim 8\lambda_c$ debido a que, para valores de w menores a λ_c , la tensión superficial domina sobre la fuerza de adhesión del líquido a la lámina, haciendo que el *panqueque* tienda a adoptar una forma esférica y no el diseño dado por la lámina (Fig. 1.12b).

Un aspecto importante a destacar es la relación entre el tamaño de la lámina y el volumen de líquido a ser cubierto. La altura h de la columna de líquido diseñado, fue medida como se muestra en la Fig. 1.12d, para una lámina rectangular de $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$. La altura máxima de un *panqueque* libre, es de $2\lambda_c \approx 5 \text{ mm}$ [1], este límite se alcanza para volúmenes iniciales $V_0 > 0.5 \text{ ml}$ (puntos azules) como se muestra en la Fig. 1.12e. A diferencia de esto, un *panqueque* diseñado tiene una altura inicial h_0 mucho menor, según la cantidad de líquido depositado (cuadrados rojos). Para $V_0 > 3 \text{ ml}$, h_0 alcanza un régimen de saturación antes del valor máximo $2\lambda_c$ y el líquido se distribuye horizontalmente de forma no uniforme más allá del área cubierta por la lámina, volviéndose inestable debido a la acumulación de vapor. La altura del líquido h_0 puede estimarse entonces para $V_0 < 3 \text{ ml}$, asumiendo $h_0 = V_0/lw$ (línea en negro), de manera que el líquido permanece bajo la lámina. En la Fig. 1.12f se observan los diferentes regímenes para $V_0 = 3.5 \text{ ml}$ de líquido, así, conforme el excedente se evapora se vuelve un *panqueque* estable cuando

todo el líquido se encuentra bajo la lámina.

Un diagrama de los diferentes regímenes observados durante el proceso de evaporación se muestra en 1.12, donde se muestra también la altura h como función del espesor de la lámina de aluminio ε . Un *panqueque* de $V_0 > 3$ ml (por encima de los puntos en rojo) será inestable hasta alcanzar una altura $h \sim \lambda_c$; para $V_0 = 1.5$ ml (puntos negros) los *panqueques* son estables desde el principio debido a que $h_0 < \lambda_c$ y la tensión superficial domina sobre las inestabilidades provocadas por las fuerzas de gravedad. Sin embargo, durante la realización de los experimentos, se observó que cuando $\varepsilon \gtrsim 0.7$ mm, la lámina se hunde en el líquido. Esto ocurre debido a que la lámina de área lw cae sobre un *panqueque* finito con un área inicial de contacto $A_c \sim Dw$, menor al área de la sección transversal de un *panqueque* de diámetro $D \sim (2V_0/\pi\lambda_c)^{1/2}$ y altura $2\lambda_c$ (véase Fig. 1.12i). Para garantizar que la lámina de masa m flote sobre el líquido, debe existir un balance entre la fuerza boyante ejercida por el fluido F_b y la fuerza capilar F_c con el peso de la lámina mg . La condición de equilibrio puede escribirse como $\rho_a lw\varepsilon_{max}g = \rho_l Dw(\sqrt{2}\lambda_c + \varepsilon_{max})g + 2D\sigma$, con $\sqrt{2}\lambda_c$ el valor de la profundidad de la línea de contacto antes de que la lámina se hunda en el líquido [36, 37]. De esta manera se obtiene que $\varepsilon_{max} = 2\lambda_c(\lambda_c/w + \sqrt{2}/2)/[(\rho_a/\rho_l)(l/D) - 1]$. Utilizando los valores correspondientes a los experimentos realizados, con $l = 60$ mm, $w = 12$ mm, $\lambda_c = 2.5$ mm, $\rho_a = 2700$ kg/m³, y $\rho_l = 958$ kg/m³ a la temperatura de ebullición del agua $T_B = 93$ °C (en Puebla, México, 2200 m s. n. m. [38]), para un *panqueque* de 2 ml, $\varepsilon_{max} \sim 0.7$ mm, acorde con los resultados encontrados durante los experimentos de la Fig. 1.12g.

Durante la realización de este estudio se encontró que al emplear dicho método para estabilizar gotas Leidenfrost, se presentaban oscilaciones en la superficie lateral del líquido. De manera similar a los estudios reportados en la literatura para gotas Leidenfrost estacionarias, resulta de gran interés realizar una caracterización de dicho fenómeno, ahora con gotas (*panqueques*) diseñadas y confinadas. Los estudios referentes a oscilaciones en gotas estacionarias se discuten a continuación, con el objetivo de describir su origen.

1.5. Oscilaciones en gotas Leidenfrost

Las oscilaciones en gotas Leidenfrost han sido objeto de interés en la comunidad científica desde su primera observación en el año 1800 por Martin H. Klaproth, quien hizo mención de ello en su investigación acerca de los tiempos de vida de gotas que yacían en superficies calientes, mencionando que los bordes de las gotas depositadas sobre cucharas calientes metálicas parecían tener hendiduras; con esto se refería a las formas características de la gota, que años después adoptarían el nombre de "patrones de estrella". Pese a que el primer registro corresponde a Martin H. Klaproth, el descubrimiento de este fenómeno se atribuyó a Norman J. Holter y Wilford R. Glasscock, quienes en 1952, dieron una descripción del fenómeno haciendo uso de cámaras de alta velocidad [39]. El estudio de distintos tipos de oscilaciones observadas en gotas Leidenfrost continúa siendo relevante, lo cual se observa en los diversos artículos publicados en años recientes, que se han dedicado a entender y caracterizar este fenómeno.

1.5.1. Oscilaciones Leidenfrost en una celda Hele-Shaw

Los efectos del confinamiento en gotas Leidenfrost fueron estudiados en una celda Hele-Shaw por Celestini *et al.* (2013), observándose diferentes modos de oscilación en dicho sistema [19]. Una celda Hele-Shaw se refiere al confinamiento impuesto por dos placas planas paralelas que se encuentran separadas una distancia estrecha. En este trabajo, la celda Hele-Shaw está formada por dos platos delgados, separados una distancia d menor a la longitud capilar del líquido $\lambda_c = 2.5$ mm (agua en este caso). Con el arreglo experimental descrito en la Fig.1.13a, el líquido permanece levitando entre las dos capas de vapor, generadas por la evaporación del líquido al permanecer confinado entre los dos platos calientes. La temperatura de ambos platos fue de 300 °C para todos los experimentos realizados y el rango de valores de d fue de entre 0.3 y 2 mm. El plato superior, al

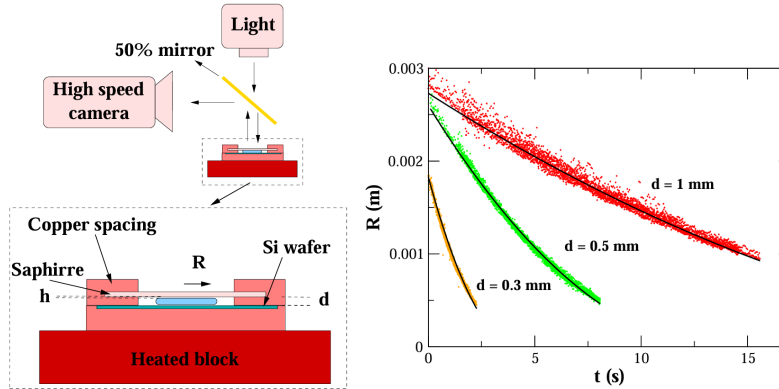


Figura 1.13: (a) Sistema experimental: una celda Hele - Shaw se calienta a una temperatura controlada T_P . Una gota Leidenfrost de radio R es insertada entre los dos platos calientes separados por una distancia d . (b) Radio de la gota como función del tiempo para tres espaciados: $d = 1, 0.5$ y 0.3 mm, en rojo, verde y amarillo, respectivamente. Las líneas corresponden al mejor ajuste de la ecuación $R(t) \propto (R_0^{1/2} - Ct)^2$, con C la constante de ajuste. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 26, núm. 3 (2014) [19].

estar hecho de zafiro, permitió filmar el líquido desde arriba, usando una cámara de alta velocidad con un rango de entre 60 y 4000 cuadros por segundo, con lo cual se obtuvo la variación del radio R con el tiempo t a partir del área aparente de la gota, así, de la Fig. 1.13b se observa que, la evaporación ocurre más rápidamente conforme se reduce el espacio d de la celda. Se observó también que existe un radio crítico R_c a partir del cual, un agujero se forma en el centro del líquido, éste agujero crece hasta alcanzar los bordes de la gota, dividiéndola en varios fragmentos pequeños que posteriormente salen expulsados de manera radial.

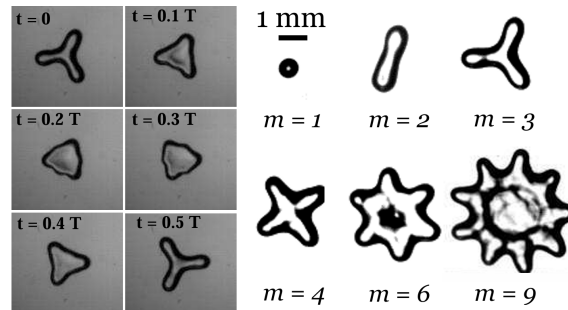


Figura 1.14: (a) Fotogramas de la evolución temporal del modo $m = 3$, en una gota, para la mitad de su periodo. En este caso, $d = 1$ mm, $R = 1$ mm y $T = 0.009$ s. (b) Vistas superiores de gotas con diferentes modos de oscilación, con m el número de picos de la gota, $d = 1$ mm. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 26, núm. 3 (2014) [19].

Las oscilaciones, descritas aquí como modos de oscilación de contorno con forma de estrella (véase la Fig. 1.14), fueron observadas para valores de R mayores al radio crítico, $R > R_c$, y para diferentes valores de espaciado d dentro del rango empleado en los experimentos; registrándose frecuencias de oscilación entre 10 y 400 Hz. Para caracterizarlas, se denota m como el número de modo azimutal refiriéndose al número de picos alrededor del contorno de la gota, en la Fig. 1.14b se muestran gotas de diferentes tamaños con distintos modos de oscilación y puede notarse,

además, que un volumen mayor de líquido corresponde a un número m mayor, por lo que, el modo de oscilación cambia y m decrece con el tiempo, conforme la gota se evapora. Se menciona que el valor del modo de oscilación muestra una fuerte aleatoriedad que podría ser inducida por el acoplamiento no lineal entre los modos de oscilación y las fluctuaciones térmicas típicas en interfases líquido-vapor a temperaturas cercanas al punto de ebullición del líquido.

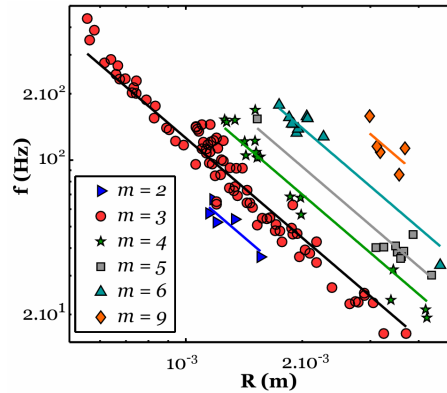


Figura 1.15: Frecuencia de oscilación como función del radio de la gota R en metros. Para cada uno de los modos representados se hizo un ajuste de ley de potencias con exponente $-3/2$ (líneas sólidas). En los experimentos $d = 1$ mm, excepto para $m = 3$, donde se muestran además los datos correspondientes a $d = 0.5$ y 0.3 mm. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 26, núm. 3 (2014) [19].

Las mediciones de la frecuencia de oscilación en función de R para diferentes modos se observan la gráfica de la Fig. 1.15. Para todos los modos, el ajuste realizado corresponde a una ley de potencias con exponente $-3/2$, por ejemplo, para $m = 3$ se obtuvo $f(\text{Hz}) = (12 \pm 1 \times 10^{-4} R(\text{mm})^{-1.7 \pm 0.3})$ (no se observó un efecto en el espaciamiento d , por lo que se tomaron los datos del modo 3 recopilados con tres valores de d para hacer el ajuste). El exponente $-3/2$ ha sido encontrado en trabajos previos, para las frecuencias de las ondas capilares en gotas esféricas [40] o discos bidimensionales [41]. Además, se observa que en este caso, las oscilaciones parecen estar acopladas con el flujo interno dentro de la gota. El posible origen, dado por la presencia de ondas capilares se sugiere también dado que, experimentalmente se observa una relación entre los modos m (indicados como modos de contorno) y las ondas de espesor (en la dimensión de confinamiento), lo que enfatiza aún más un posible acoplamiento no-lineal entre las llamadas *ondas de contorno* y *ondas de espesor*.

1.5.2. Oscilaciones Leidenfrost en superficies cónicas

Las gotas Leidenfrost han sido en su mayoría estudiadas en superficies planas o con curvaturas pequeñas, los efectos de una superficie cónica fueron estudiados en 2016, por [18] usando conos de aluminio calentados a altas temperaturas. El sistema experimental empleado se muestra en la Fig. 1.16. Se utilizaron once cilindros de aluminio previamente maquinados para obtener embudos de diferentes ángulos, con $\theta = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 7.5^\circ, 9^\circ, 12^\circ, 25^\circ, 45^\circ$ y $60^\circ \pm 0.5^\circ$, que podían contener desde 0.5 hasta 20 ml de agua desionizada. Después de ser calentados hasta un valor de temperatura fijo, el volumen de agua fue depositado y el proceso de evaporación fue filmado a 30 fps para medir el tiempo total de evaporación τ . El tiempo de evaporación registrado para 3.0 ± 0.05 ml, a diferentes temperaturas ($90^\circ\text{C} < T < 400^\circ\text{C}$) y empleando diferentes ángulos se observa en la Fig. 1.16, en donde se aprecia que la temperatura Leidenfrost no se ve afectada por el ángulo de confinamiento, pues se registra el mismo valor ($T_L \sim 195^\circ\text{C} \pm 10^\circ\text{C}$) para diferentes contenedores cónicos, además de observarse que no existe un límite para dicho ángulo o para la cantidad de líquido que puede mantenerse en estado Leidenfrost, en el rango de temperaturas estudiado. Los

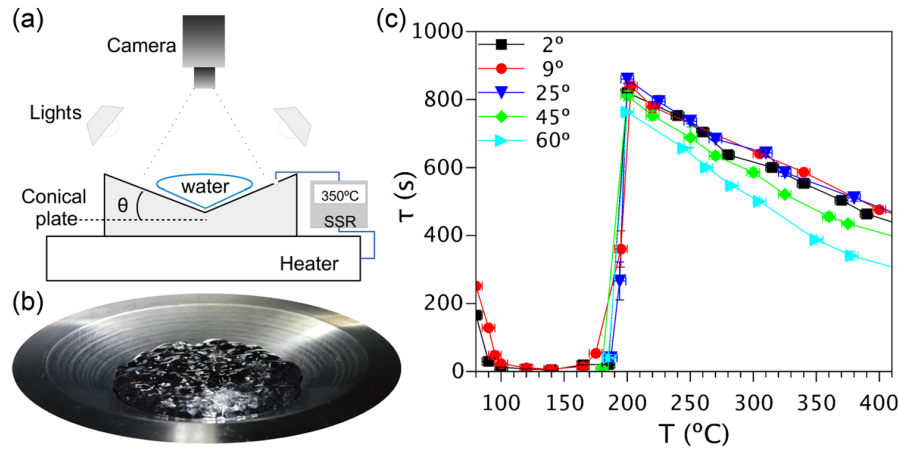


Figura 1.16: (a) Sistema experimental. (b) 20 ml de agua mantienen el estado Leidenfrost en una superficie cónica con $\theta = 25^\circ$. (c) τ como función de la temperatura T del plato, para un volumen de agua $V = 3$ ml; el ángulo de la superficie no afecta el valor de la temperatura de transición Leidenfrost T_L . Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 1, núm. 5 (2016) [18].

estudios referentes al tiempo de evaporación, la forma de la *gota* (líquido depositado) y los patrones observados en diferentes volúmenes y ángulos, fueron realizados para $T = 350^\circ\text{C} \pm 10^\circ\text{C}$.

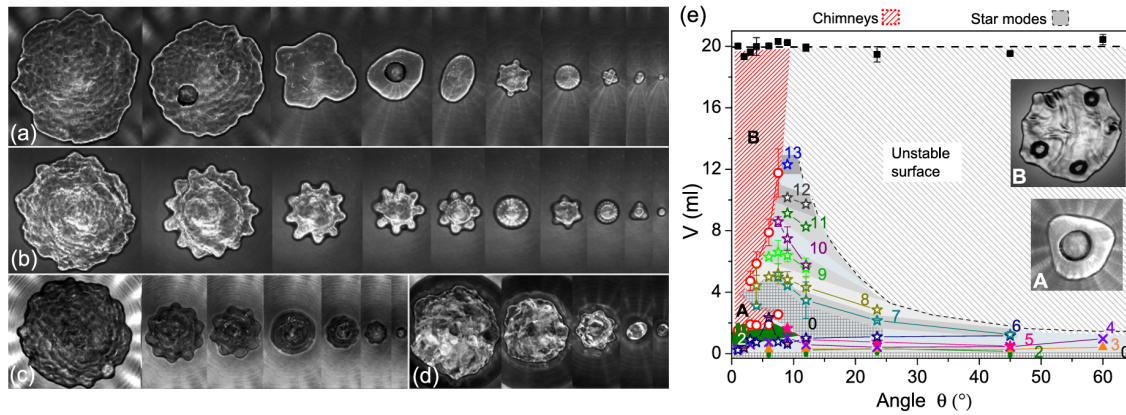


Figura 1.17: Fotogramas del proceso de evaporación de 20 ml de agua depositados en contenedores cónicos con $\theta =$ (a) 2° , (b) 12° , (c) 25° , y (d) 45° . (e) Diagrama de fase de los principales regímenes observados durante el proceso de evaporación: chimeneas (A y B), superficie inestable, y modos de oscilación ($n_p : 0 - 13$). Los números indican los modos estrella correspondientes; por ejemplo, 12 indica una estrella de 12 picos. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 1, núm. 5 (2016) [18].

En las Figs. 1.17 se muestran secuencias del proceso de evaporación para un volumen de 20 ml de agua en contenedores cónicos con un ángulo $\theta = 2^\circ, 12^\circ, 25^\circ$ y 45° , observándose que es posible mantener el estado Leidenfrost para grandes cantidades de líquido utilizando contenedores cónicos, incluso para ángulos muy cerrados. De hecho, se pueden observar diferentes regímenes en los que la dinámica de la superficie se ve determinada por el ángulo de confinamiento. Para ángulos pequeños ($\theta \lesssim 9^\circ$) se observa la formación de chimeneas como un mecanismo para liberar el vapor,

disminuyendo en número con la disminución del volumen, mientras que para ángulos mayores ($\theta > 9^\circ$), la desaparición de las chimeneas ocurre debido a que el vapor es liberado solo de manera lateral entre el agua y las paredes de confinamiento, se observa la presencia de modos de oscilación. Los modos de entre 2 y 13 picos ($n_p = 2 - 13$), en su mayoría observados en un rango entre $\theta = 9$ y 12 , aparecen como elipsoides o formaciones de estrella durante la evaporación del líquido contenido, debido a las interacciones en la interfase líquido-vapor. El efecto Leidenfrost se mantiene para ángulos $\theta > 12$ pero los modos de oscilación no se observan con frecuencia y la superficie se vuelve inestable, esto se observa en las Figs. 1.17(c) y (d) para ángulos de 25° y 45° , respectivamente. Los distintos regímenes reportados desde la vista superior se muestran en el diagrama de fases de la Fig. 1.17e, también, de la vista superior, se obtiene el perímetro de los modos estrella reportados, que depende linealmente de n_p para ángulos pequeños, mientras que la dependencia es no lineal para ángulos mayores; esto sugiere que la curvatura de la superficie influye en gran medida en la longitud de onda azimutal de los modos de oscilación.

1.5.3. Oscilaciones Leidenfrost en forma de estrella

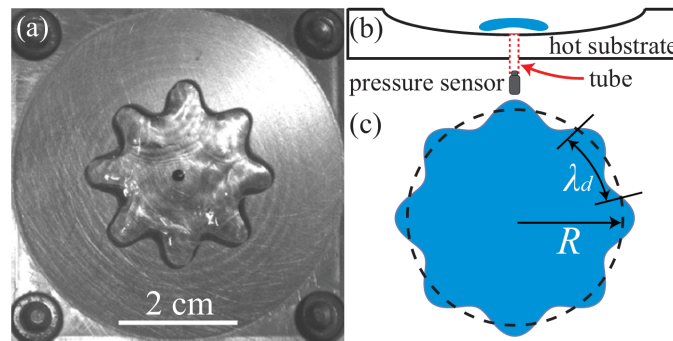


Figura 1.18: (a) Vista superior de una gota Leidenfrost de agua en forma de estrella ($l_c = 2.5$ mm, $R = 1.4$ cm, $T_S = 623$ K). El pequeño círculo en el centro del plato es utilizado para realizar mediciones de presión. (b) Sección transversal del sistema experimental. (c) Esquema de una gota con forma de estrella vista desde arriba, indicando el radio R y la longitud de onda $\lambda_d = 2\pi R/n$. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 2, núm. 3 (2017) [20].

Las oscilaciones con forma de estrella fueron estudiadas y caracterizadas a detalle en el estudio publicado en 2017 por Xiaolei Ma. y colaboradores [20], ahora para seis diferentes líquidos: agua desionizada, nitrógeno molecular N_2 líquido, acetona, metanol, etanol e isopropanol; encontrándose modos tipo estrella $n = 2 - 13$, con n el número de lóbulos en la periferia de la gota.

El sistema empleado, típico en el estudio de sistemas Leidenfrost se muestra en la Fig. 1.18. Cada uno de los platos utilizados en los experimentos fue calentado hasta una temperatura fija T_s dependiendo del líquido empleado, de manera que el rango de temperaturas para el agua fue de 493 a 773 K, y se mantuvo en 523 K para los demás líquidos (exceptuando el N_2 puesto que su bajo punto de ebullición T_b permite observar el estado Leidenfrost para este líquido en un plato a temperatura ambiente). Las propiedades físicas en el punto de ebullición T_b de los líquidos utilizados se muestran en la Fig. 1.19.

Una vista de la sección transversal de los sustratos curvados se muestra en la Fig. 1.18b, los platos empleados fueron maquinados de forma que la curvatura pudiera satisfacer $l_c/R_s = 0.03$ (l_c la longitud capilar del líquido y R_s el radio de curvatura de la superficie). También, en algunos experimentos, se usó una lente plano-cóncava de sílice fundida de distancia focal igual a 250 mm, con el objetivo de obtener imágenes ópticas de la capa de vapor bajo la gota durante las oscilaciones. Se filmaron videos a 1000 cuadros por segundo usando una cámara de alta velocidad, y posteriormente

Liquid	T_b	γ	ρ_l	η_l	l_c	Mode	Re_l
Water	373	59.0	958	0.282	2.5	2–13	1340
Liquid N ₂	77	8.90	807	0.162	1.1	3–5, 7	539
Acetone	329	18.2	727	0.242	1.6	5–10	601
Methanol	338	18.9	748	0.295	1.6	6–10	511
Ethanol	352	18.6	750	0.420	1.6	7–11	355
Isopropanol	356	15.7	723	0.460	1.5	9, 10	283

Figura 1.19: Propiedades físicas de diferentes líquidos al punto de ebullición $T_b(K)$. Las unidades son, como sigue: γ , mN/m; ρ_l , kg/m³; η_l , mPa s; l_c (mm). Los datos fueron obtenidos de [42]. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 2, núm. 3 (2017) [20].

fueron analizados para obtener la frecuencia de oscilación y la longitud de onda de las oscilaciones tipo estrella (la fotografía de la Fig. 1.18a corresponde a un modo $n = 8$), a partir de su radio R y la longitud de onda λ_d que pueden medirse directamente. Para medir variaciones de presión debajo de la gota, se colocó un sensor de presión en un orificio con diámetro igual a 1 mm previamente hecho en el centro del plato sobrecalentado. Así, estos tres valores: la longitud de onda λ_d , la frecuencia de oscilación de la gota f_d y la frecuencia característica de las oscilaciones de presión f_p , fueron medidos para cada modo de tipo estrella observado.

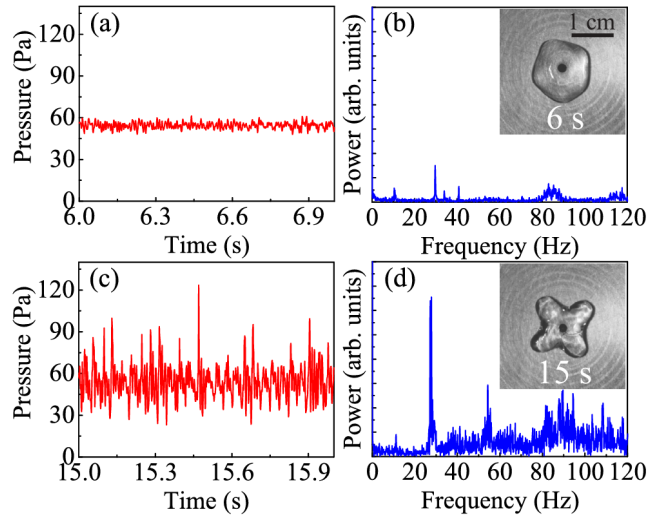


Figura 1.20: (a) Fluctuaciones de presión en la capa de vapor bajo una gota Leidenfrost de agua ($T_s = 623$ K) justo antes del inicio de la oscilación en forma de estrella. (b) Espectro de potencia de las fluctuaciones de presión en el intervalo de tiempo de 0 a 9 s. (c) Fluctuaciones de presión durante un modo $n = 4$ completamente desarrollado. (d) Espectro de potencia de las fluctuaciones de presión en el intervalo de tiempo de 9 a 18 s, mostrando un pico agudo en $f_p \approx 28$ Hz. Ambos espectros de potencia tienen la misma escala vertical lineal. Los recuadros en (b) y (d) muestran instantáneas de la forma de la gota, y la barra de escala de 1 cm se aplica a ambas imágenes. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 2, núm. 3 (2017) [20].

En la Fig. 1.20, se observan las mediciones de la presión excedente (por encima del valor de la presión atmosférica) tanto para una gota de agua en modo 4 ($n = 4$) como para la misma gota Leidenfrost justo antes de exhibir ese modo de oscilación. Se encontró que, justo antes de iniciar

las oscilaciones, la presión media medida en el centro está ligeramente arriba de los 47 Pa (Fig. 1.20a), que de hecho es la presión requerida, $\rho_l g h$, para levitar una gota Leidenfrost con altura $h \approx 2l_c$ (altura máxima que puede alcanzar una gota de gran volumen con forma de *panqueque* en estado Leidenfrost); y en el espectro de Fourier correspondiente, se observa un pico en $f_p \approx 30$ Hz (Fig. 1.20b). Para la gota en modo $n = 4$, se observan fluctuaciones de la presión alrededor de 47 Pa, que corresponde al valor medio, y en el espectro de Fourier análogo, el pico en 28 Hz indica el valor de la frecuencia para este caso $f_p \approx 28$ Hz; el valor obtenido para la frecuencia de la presión resulta ser el doble de la frecuencia de oscilación f_d medida para ese caso, así $f_d \approx 14$ Hz $\approx f_p/2$.

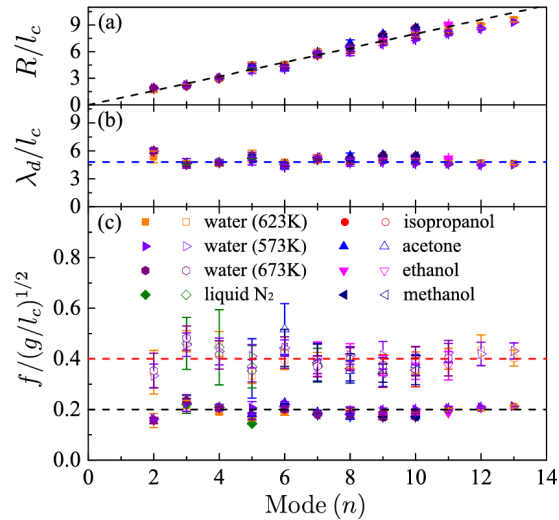


Figura 1.21: (a) Radio normalizado, (b) longitud de onda y (c) frecuencia en función del número n del modo de oscilación. Se representan gráficamente las frecuencias tanto para la gota en forma de estrella (f_d , símbolos sólidos) como para las oscilaciones de presión de la capa de vapor (f_p , símbolos abiertos). Las barras de error se describen en el texto. La línea discontinua en (a) representa el mejor ajuste lineal para los datos, mientras que las líneas discontinuas en (b) y (c) representan sus valores medios. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 2, núm. 3 (2017) [20].

Los resultados de todos los líquidos estudiados por Xiaolei Ma. y colaboradores en 2017, incluyendo los experimentos con agua a diferentes temperaturas, se resumen en la Fig. 1.21, donde los valores de radio R y longitud de onda λ_d han sido normalizados con l_c , y la frecuencia está normalizada con $(g/l_c)^{1/2}$. Se observa que $f_d \approx f_p/2$ para todos los líquidos y también en gotas de agua a diferentes temperaturas (véase Fig. 1.21c). Las barras de error de R , λ_d y f_d corresponden a la desviación estándar de múltiples mediciones para diferentes gotas, mientras que la barra de error de f_p es tomada del ancho completo del pico mayor en el espectro de potencia, a la mitad del máximo valor, mostrado en la Fig 1.20. Puesto que el escalamiento propuesto funcionó de manera adecuada tanto para diferentes líquidos como para agua a diferentes temperaturas, se sugirió que el origen de las oscilaciones tenía un carácter puramente hidrodinámico. Al igual que otros trabajos presentados anteriormente, se encuentra que los modos n más grandes se observan en cantidades mayores de líquido, lo cual se confirma en las Figs. 1.21a-b, con una longitud de onda constante y una tendencia lineal para el radio como función de n . Se menciona también la existencia de una longitud de onda (y frecuencia) dominante para todos los modos registrados, dependiente únicamente de l_c como se observa en la Fig. 1.21c, .

En dicho estudio, se muestra a partir de un modelo simple, que las variaciones de presión bajo la gota están relacionadas con la forma de la interfase líquido-vapor, y de hecho, pueden atribuirse a cambios locales en el espesor de la capa de vapor e . Las variaciones en la presión corresponden a

variaciones en el espesor según la ecuación $\Delta p = (3\eta_v v R^2 / e^4) \Delta e$, (con v la velocidad del gas en la superficie del líquido, η_v la viscosidad dinámica en la capa de vapor y e el valor medio del espesor de la capa de vapor) de manera que, para la gota de la Fig. 1.20d con $\Delta p = 10$ Pa, las variaciones en el espesor serían de $\Delta e = 15 \mu\text{m}$.

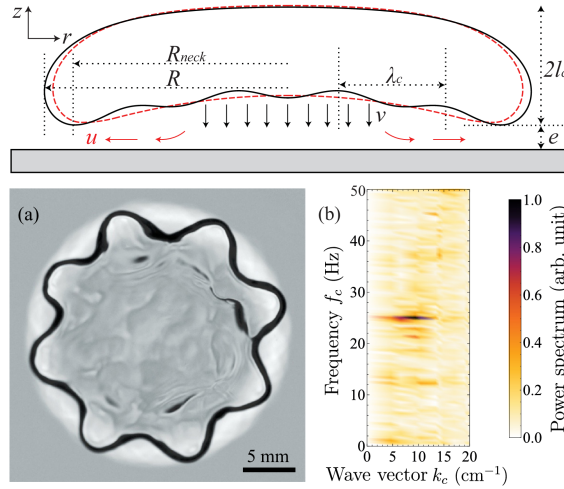


Figura 1.22: (a) Sección transversal de una gota de Leidenfrost antes (curva discontinua roja) y después (curva negra) de la excitación de ondas capilares bajo la gota. (b) Ondas capilares captadas bajo una gota de acetona modo $n = 8$. La imagen se ha mejorado para mayor visibilidad. (c) Espectro de potencia correspondiente a la gota de acetona. Se observa un pico agudo en $f_c \approx 26$ Hz que abarca un amplio rango de vectores de onda. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 2, núm. 3 (2017) [20].

Se sugiere que el origen de las variaciones en la presión bajo la gota, podría estar relacionada con la presencia de ondas capilares, las cuales, viajando desde el centro de la gota hacia los bordes, terminarían por cambiar su forma variando el radio R (véase Fig. 1.22a). Con esto, se muestra el análisis de imagen para una gota de acetona (Fig. 1.22b, c), en donde se observan las ondas capilares bajo la gota, y el espectro de frecuencias correspondiente con un pico en $f_c \approx 26$ Hz que abarca un amplio rango de números de onda cercanos a $k_c = 10 \text{ cm}^{-1}$, el valor correspondiente a la gota de acetona se obtiene igual a $k_c \approx 12.9 \text{ cm}^{-1}$.

Pese a no obtener una explicación concreta del origen de las oscilaciones, el trabajo realizado por Xiaolei Ma. y colaboradores, permitió, entre otras cosas, determinar el valor mínimo de R propuesto para observar una oscilación de tipo estrella, $R \approx 2.05l_c$; y se encontró que la longitud de onda y la frecuencia de las oscilaciones, son independientes del radio de la gota, el número del modo y la temperatura del sustrato, mostrando dependencia únicamente de la longitud capilar del líquido. Los resultados antes mencionados, sugirieron un origen hidrodinámico para las oscilaciones, demostrando que son ondas capilares, las que conducen a variaciones en la presión en la capa de vapor, induciendo las oscilaciones de tipo estrella. Esta idea fue retomada en estudios posteriores, que se discuten a continuación.

1.5.4. Oscilaciones Leidenfrost: clasificación de acuerdo a su amplitud de oscilación, modos inactivos y coexistencia modal

La mayoría de las oscilaciones reportadas en la literatura han sido denominadas de tipo estrella debido a su forma característica. Sin embargo, una denominación más adecuada puede hacerse en

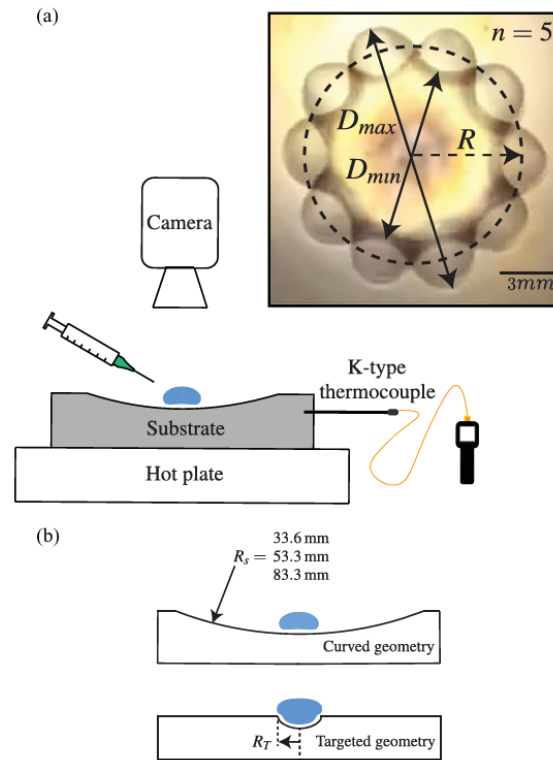


Figura 1.23: (a) Esquema del sistema experimental y la técnica de procesamiento de imágenes (recuadro) que ilustra cómo se determinan el radio de equilibrio R y la amplitud de perturbación de la superficie $(D_{max} - D_{min})/2$ y (b) las geometrías de sustrato utilizadas en el experimento: curva y dirigida. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

función de su amplitud de oscilación. En la investigación realizada en 2019 por Bergen y colaboradores, se hace una clasificación de los diferentes tipos de modos de oscilación según su amplitud: pequeña, moderada y grande.

En dicho estudio se consideraron seis líquidos diferentes: agua, acetona, isopropanol, methanol, ethanol y nitrógeno líquido (véanse las propiedades de cada líquido a $T = T_B$ en la Fig. 1.24) y siguiendo un procedimiento experimental muy similar a investigaciones previamente reportadas (véase el sistema experimental en la Fig. 1.23), se describieron las características de cada tipo de modo de oscilación. Los sustratos utilizados, fueron calentados en un rango de temperaturas desde 473 K hasta 673 K, y se filmaron videos con una cámara de alta velocidad a 3900 cuadros por segundo desde una vista superior del plato. Se realizaron mediciones de la frecuencia de oscilación f , el radio de equilibrio R (equivalente al volumen) y el número de modo n para cada gota. Además, el software ImageJ fue utilizado para determinar ϵ , R y la amplitud de oscilación (escalada con R) $\epsilon = (D_{max}/2 - R)/R$ como se observa en la Fig. 1.23. Los diferentes tipos de oscilaciones observados durante los experimentos fueron clasificados según su amplitud ϵ en oscilaciones de amplitudes pequeñas (modos poligonales), oscilaciones de amplitud moderada (modos estrella) y oscilaciones de amplitudes grandes.

Considerando esa clasificación, se denominó a los modos tipo estrella como modos de oscilación de amplitud moderada. Así, este tipo de modos de oscilación se caracteriza porque el número de modo n incrementa conforme aumenta el radio de la gota R . En la Fig. 1.25a, se muestran las frecuencias registradas para distintos líquidos (usando dos tipos de geometría: curva y dirigida)

Liquid	ρ	σ	η	l_c	T_B
Water	958	59.0	0.282	2.5	373
Acetone	727	18.2	0.242	1.6	329
Isopropanol	723	15.7	0.460	1.5	356
Methanol	748	18.9	0.295	1.6	338
Ethanol	750	18.6	0.420	1.6	352
Liquid Nitrogen	807	8.90	0.162	1.1	77

Figura 1.24: Propiedades de distintos líquidos a la temperatura de ebullición respectiva: densidad ρ [kg m⁻³], tensión superficial σ [m Nm⁻¹], viscosidad η [m Pa s], longitud capilar l_c [mm] y temperatura de ebullición T_B [K] tomadas de Lemmon et al. [42]. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

como función del radio R escalado con la longitud capilar de cada líquido l_c . El rango de frecuencias reportado es de $f = 3-84$ Hz en un rango para el tamaño de la gota de $R/l_c = 1-10$, encontrándose modos $n = 2-15$; se observa que, para valores pequeños de R la frecuencia varía de modo significativo, contrario a lo que ocurre para gotas más grandes (aprox. $R/l_c > 4$) donde f tiende a ser constante. En la Fig. 1.25b se observan los valores para la frecuencia de oscilación constante en gotas grandes ($R/l_c > 4$), siendo f independiente del tamaño R/l_c y modo n .

Siguiendo con esta clasificación, los modos de amplitudes pequeñas corresponden a los llamados modos poligonales, que pese a tener una dinámica similar, presentan valores del doble de frecuencia y la mitad de la longitud de onda con respecto a las oscilaciones tipo estrella, y en general, se observan en gotas de volúmenes pequeños. Los valores altos de frecuencia para este tipo de oscilaciones sugieren una respuesta armónica a las variaciones de presión en la capa de vapor, a diferencia de la respuesta subarmónica de las oscilaciones tipo estrella. Un ejemplo es la frecuencia $f \approx 65-85$ Hz para $n = 6$ en la Fig. 1.25c. En la Fig. 1.27 se observan los modos observados en agua, tanto del tipo poligonal como en forma de estrella, y se distinguen dos líneas de tendencia, mostrando que los modos poligonales se observan en radios de aproximadamente la mitad de los registrados en oscilaciones tipo estrella, razón por la cual, existen en un amplio rango de valores de R , incluso para radios en los que se observan los modos estrella con valores de n menores.

Los modos con amplitudes ϵ grandes, como el de la Fig. 1.28, son modos $n = 2$, que actúan como dominantes, suprimiendo modos de orden superior. Las gotas que exhiben este tipo de oscilación se caracterizan por ser de volúmenes grandes; y en comparación con los modos tipo estrella, se tienen valores del doble de longitud de onda, y la mitad de la frecuencia de oscilación. Es importante señalar que pese a que este modo se observa en todos los líquidos, se observa con más frecuentemente en líquidos distintos del agua, con los valores de viscosidad más altos (véase Fig. 1.26), lo cual sugiere que la viscosidad juega un papel determinante en la amortiguación de modos poligonales y de tipo estrella, considerando que modos de orden superior tienen mayor disipación viscosa [43], de manera que el modo $n = 2$ puede volverse dominante. Esto podría estar relacionado con el gran número de observaciones de este modo en los líquidos de mayor viscosidad empleados durante los experimentos. Además, al exhibir una amplitud de oscilación grande pueden presentarse efectos no lineales, lo que podría explicar que el modo $n = 2$ tenga un rango más amplio de radios para los cuales se presenta, como se observa en la Fig. 1.26.

Experimentalmente se ha reportado que la frecuencia de oscilación de la gota disminuye conforme los valores de amplitud aumentan [44]. El modo $n = 2$ en los experimentos resulta tener los menores valores de frecuencia f y los mayores valores de amplitud ϵ , para una oscilación del tipo estrella típica (de hasta $\epsilon = 0.5$ comparada con $\epsilon \lesssim 0.1$ para oscilaciones estrella típicas).

La presencia de un modo dominante, ocasiona que ciertos modos permanezcan ocultos, ésto

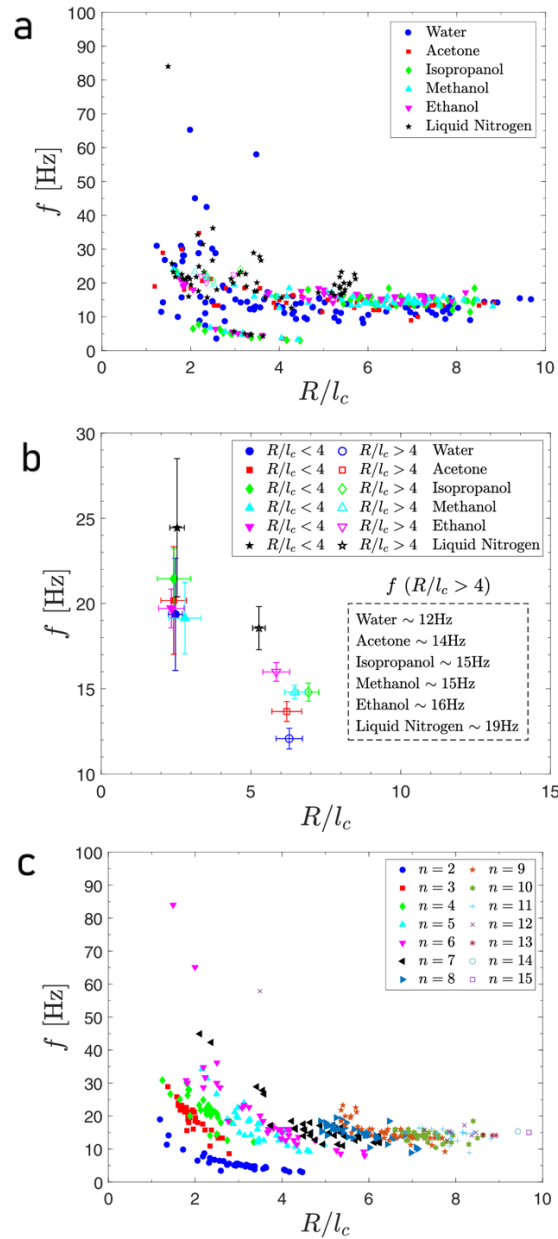


Figura 1.25: (a) Frecuencia de oscilación f [Hz] contra el radio escalado R/l_c ordenado por líquido. Los símbolos sólidos representan la geometría curva y los símbolos abiertos la geometría dirigida. (b) La frecuencia f [Hz] en función del tamaño de gota R/l_c muestra una fuerte dependencia del tamaño para gotas pequeñas con $R < 4l_c$, mientras que las gotas grandes con $R > 4l_c$ oscilan con una frecuencia constante (recuadro). Las barras de error representan intervalos de confianza del 95%. (c) Frecuencia de oscilación f [Hz] en función del radio escalado R/l_c ordenado por número de modo n . Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

puede apreciarse mejor en la Fig. 1.26, donde se observa un modo 2 en distintos líquidos y que prevalece en un amplio rango de valores de R , sustituyendo a modos de órdenes superiores, esperados

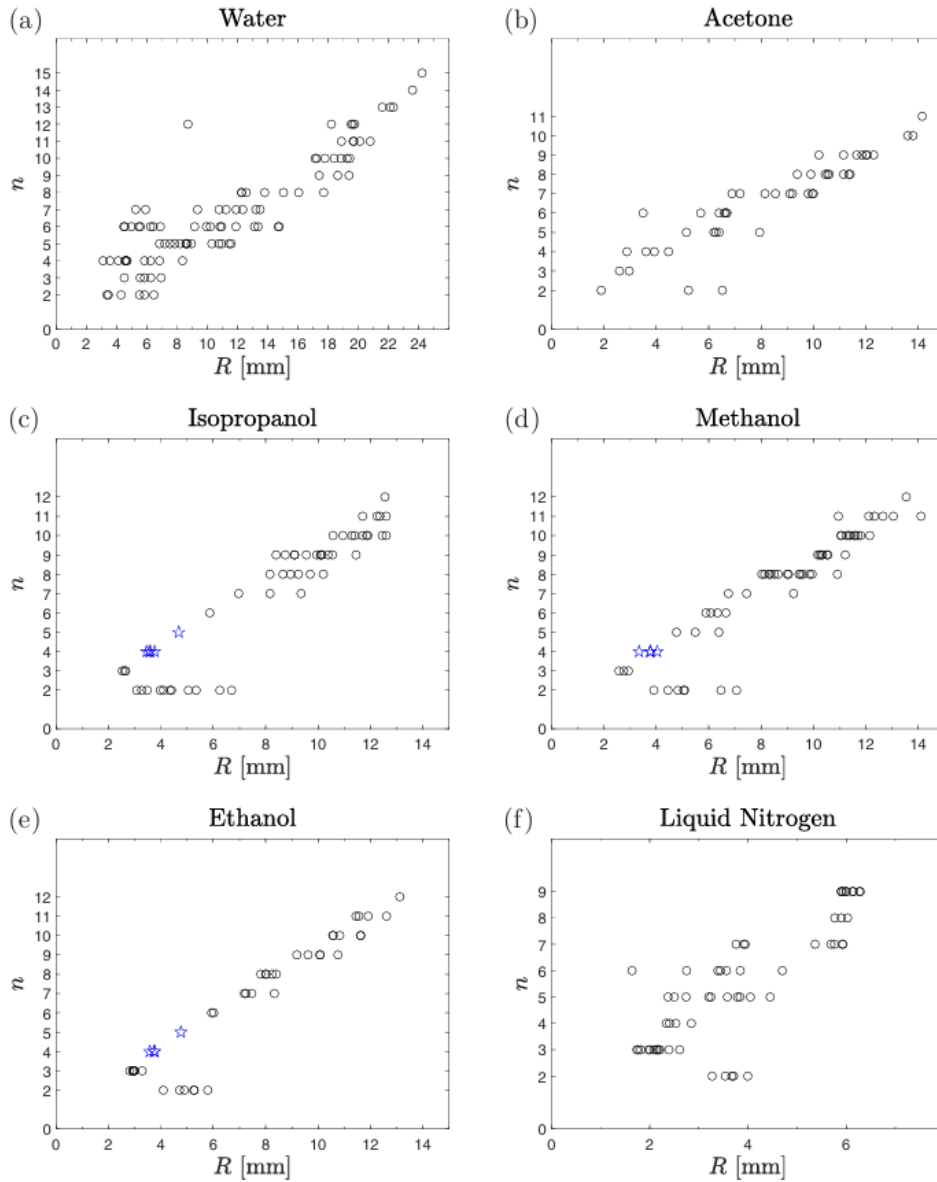


Figura 1.26: Número de modo n como función del radio R para (a) agua, (b) acetona, (c) isopropanol, (d) metanol, (e) etanol y (f) nitrógeno líquido. Los símbolos de estrella indican observaciones con el sustrato de geometría *dirigida*. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

para gotas de distintos tamaños. Los modos inactivos, indicados con (\star) en 1.26 fueron observados haciendo uso de geometrías diseñadas (*targeted geometries*) para inhibir el modo 2. Los platos con ésta geometría fueron construidos a partir de un plato plano con una depresión hemisférica (una cavidad con forma de hemisferio) de radio fijo $R_T = 2.35$ (véase el sustrato *targeted* de la Fig. 1.23) debido a que alrededor de ese valor se espera observar modos ocultos, según los datos de la Fig. 1.26.

Considerando todos los modos que pueden observarse en una sola gota, es posible también la superposición de dos modos de forma no destructiva, ésto es, coexistencia modal. Este fenómeno

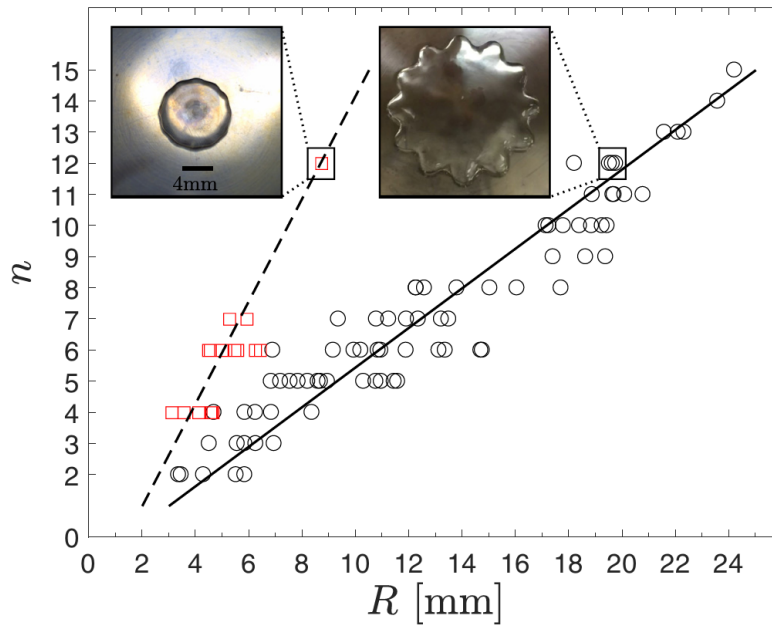


Figura 1.27: Número de modo n en función del radio de la gota R para gotas de agua sobre un sustrato curvo de $R_s = 83.3$ mm. Se presentan oscilaciones del tipo estrella (círculos, línea continua) y modos poligonales (cuadrados, línea discontinua). Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

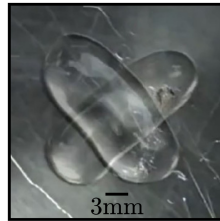


Figura 1.28: Instantánea de una gota con modo dominante $n = 2$. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

también había sido reportado anteriormente en experimentos con gotas sésiles vibradas verticalmente, donde un modo se excitaba armónicamente y el otro subarmónicamente con respecto a la frecuencia de excitación [45, 46]. En el trabajo realizado por Bergen y colaboradores, se observan dos modos distintos que coexisten en una resonancia sincronizada estable con dos frecuencias de oscilación distintas. En la Fig. 1.29, se observa la superposición de dos modos $n = 5$ y $m = 2$. La coexistencia se produce entre un modo de oscilación de tipo estrella con número de modo n que se localiza en la periferia de la gota y una modulación de forma de baja frecuencia con número de modo m . La gota entonces, adopta la forma de un óvalo ($m = 2$), triángulo ($m = 3$) o cuadrado ($m = 4$). El modo m podría considerarse un modo dominante similar a lo observado con el modo de amplitud grande $n = 2$. En la Fig. 1.30 se muestran las observaciones de coexistencia modal para diferentes líquidos, encontrándose la relación de sus frecuencias como $f_n/f_m \approx 4$, para los líquidos estudiados. Se sugiere que una posible explicación podría ser la excitación simultánea de dos modos, siendo uno armónico y el otro subarmónico, donde la frecuencia de excitación corres-

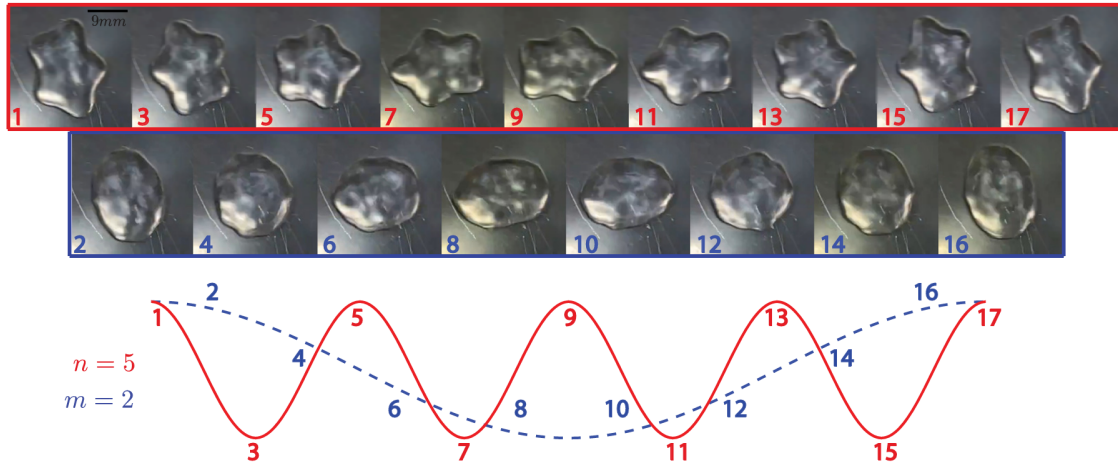


Figura 1.29: Las oscilaciones de tipo estrella en una gota de agua sobre una placa de $R_s = 83.3$ mm muestran la superposición simultánea de dos modos $n = 5$ y $m = 2$ con diferentes frecuencias. El modo $n = 5$ completa 4 ciclos de oscilación en el mismo intervalo de tiempo que el modo $n = 2$ completa 1 ciclo. Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

ponde a la frecuencia de la presión de vapor. Esta idea surge de las observaciones previas en modos del tipo estrella, cuya frecuencia de excitación está dada por las variaciones en la presión de vapor.

Liquid	$n-m$	f_n [Hz]	f_m [Hz]	f_n/f_m
Water	5-2	15.33	3.93	3.90
	5-2	13.59	3.67	3.70
	6-2	14.12	3.38	4.18
Isopropanol	6-2	17.58	4.06	4.33
	7-2	17.58	3.88	4.53
Methanol	11-3	13.36	3.29	4.06
Ethanol	11-3	16.76	4.51	3.72
	11-3	17.14	4.92	3.49
	12-3	17.14	3.88	4.42
Liquid Nitrogen	6-2	30.00	6.41	4.68

Figura 1.30: Observaciones de coexistencia modal con número de modo n y m , y frecuencia correspondiente f_n , f_m . Tomada de *Physical Review Fluids*, vol. 4, núm. 8 (2019) [21].

1.5.5. Autoexcitación de las gotas de Leidenfrost y consecuencias sobre su estabilidad: origen de las oscilaciones en gotas Leidenfrost

En los trabajos discutidos anteriormente, se sugiere que el origen de las oscilaciones en gotas Leidenfrost podría estar relacionado con variaciones de presión en la capa de vapor, por lo que la dinámica de la capa de vapor debería estudiarse a detalle. El origen de estas oscilaciones fue discutido en la investigación realizada en 2021 por Bouillant *et al.* [22], enfocándose en las frecuen-

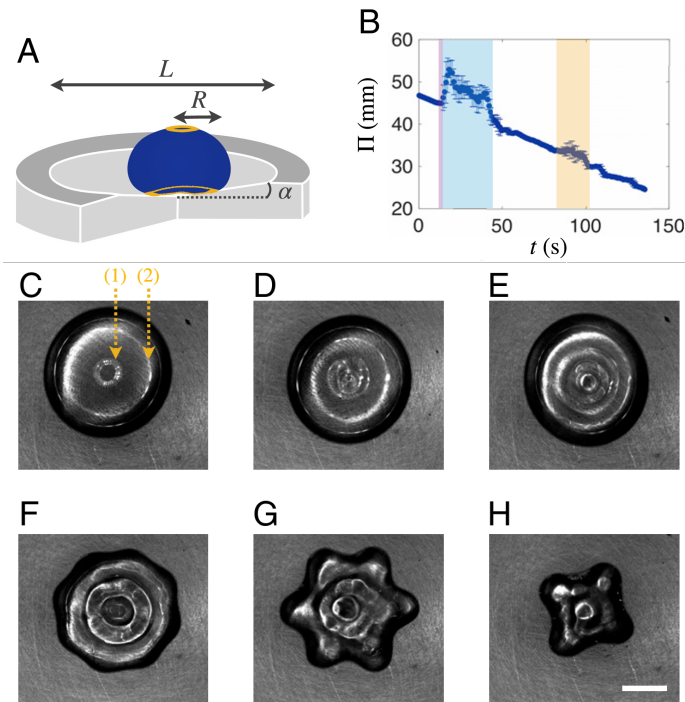


Figura 1.31: Pulsación espontánea de una gota Leidenfrost. (a) Sistema experimental: se deposita un panqueque de agua ($R \sim 8$ mm) en un cono de latón con un ángulo de apertura $\alpha \sim 50$ mrad (2.8°) y un diámetro $L = 60$ mm calentado a $T = 350$ °C. (b) Debido a la evaporación, la caída del perímetro ecuatorial $\Pi \sim 2\pi R$ disminuye con el tiempo t , a una velocidad $dR/dt \sim -30$ $\mu\text{m/s}$. Además, Π aumenta y fluctúa esporádicamente, debido a la formación de estrellas con ocho lóbulos (zona morada), seis lóbulos (zona azul) y cuatro lóbulos (zona amarilla). (c) Gota de agua ($R = 7.4$ mm) inicialmente en reposo. Un LED anular dispuesto sobre el líquido se refleja en su parte superior (1) e inferior (2). Tanto el líquido como los anillos reflejados son axisimétricos. El origen del tiempo se establece en esta imagen. (d) En $t = 4$ s, la interfase superior se altera. (e) En $t = 8$ s, las ondas axisimétricas crecen y desencadenan pulsaciones azimutales que aparecen gradualmente con un número de modo decreciente: (f) $n = 8$ ($t = 16$ s); (g) $n = 6$ ($t = 30$ s); (h) $n = 4$ ($t = 90$ s). Barra de escala: 5 mm. Tomada de *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 118, núm. 26 (2021) [22].

cias de vibración de la capa de vapor y mostrando que éstas pueden excitar ondas estacionarias superficiales que se amplifican al cumplirse ciertas condiciones geométricas de resonancia.

El sistema experimental se muestra en la Fig. 1.31. Las gotas fueron depositadas en un sustrato cónico de latón de apertura $\alpha \sim 50$ mrad y diámetro $L = 60$ mm, calentado hasta $T \sim 350$ °C. Desde una vista superior, se observó que el radio inicial de la gota era de $R \sim 8$ mm, mayor a la longitud capilar del líquido, y midiendo el perímetro ecuatorial de la gota, su valor inicial era de $\Pi = 2\pi R \sim 50$ mm. El perímetro ecuatorial Π decrece con el tiempo debido a la evaporación continua de la gota, sin embargo, se observó que por periodos de unos cuantos segundos, su valor aumenta abruptamente seguido de ligeras variaciones; este comportamiento indica la aparición de un modo de oscilación, y se observa en la Fig. 1.31 para 8 lóbulos (zona violeta), 6 lóbulos (zona azul) y 4 lóbulos (zona amarilla). La gota fue observada desde dos vistas, lateral y superior, usando dos cámaras de alta velocidad sincronizadas (Photron Fastcam Mini UX100), filmada continuamente y por intervalos, en un rango de 1000 a 4000 Hz; un anillo LED fue colocado en la lente de la cámara

de la vista superior (~ 40 cm sobre el sustrato), y al ser reflejado por la gota, tanto en el centro (1) como en la periferia de la base (2), permite observar las deformaciones en la gota.

Estas deformaciones se observan en la Fig. 1.31. La gota, pasando de un estado de reposo (Fig. 1.31C), comienza a exhibir ondulaciones (Fig. 1.31D, E) con un patrón estacionario de longitud de onda $\lambda \sim 3.4 \pm 0.4$ mm, luego de esto, se observan las pulsaciones azimutales (formas de estrella, Fig. 1.31 F-H), con n disminuyendo conforme la gota se evapora. Estas formaciones del tipo estrella han sido observadas en trabajos previos, en gotas sujetas a excitaciones periódicas externas, utilizando campos eléctricos [47], magnéticos [48, 49] o acústicos [50], o vibrando el sustrato verticalmente [51, 52, 52]; casos contrarios al de las gotas Leidenfrost, donde las formaciones estrella aparecen de forma espontánea.

Con el objetivo de entender de qué forma las gotas se ven sometidas a excitaciones periódicas sin el uso de fuerzas externas, se construyó un diagrama espacio temporal, éste permite visualizar cómo cambia un área específica en un video en el tiempo, lo que facilita la identificación de perturbaciones. Las oscilaciones observadas en la interfase superior de la gota pueden cuantificarse construyendo un diagrama a lo largo de la línea vertical mostrada en la imagen del medio de la Fig. 1.32a. Los tres fotogramas corresponden a una gota de radio $R = 5.2$ mm, y el diagrama construido se muestra en la Fig. 1.32b; en éste se pone en evidencia que las oscilaciones se presentan tanto en la parte superior como inferior de la gota. La frecuencia de la parte baja de la gota f_v fue medida cada 4 segundos, y los datos obtenidos se muestran en la Fig. 1.32c, la curva que describe las variaciones de la frecuencia f_v como función del radio de la gota R , es una función decreciente, lo cual es acorde al hecho de que el espesor de la capa de vapor ε sea una función creciente de R [1]. Se observó también que las ondas estacionarias en la superficie (visibles en la Fig. 1.31e) oscilan a 189 Hz, la mitad de la frecuencia $f_v = 377$ Hz del vapor, medida en la parte baja de la gota; esto sugiere una inestabilidad de Faraday. Al someter una capa de líquido a una vibración vertical sinusoidal, existe una aceleración crítica (umbral de Faraday). Para valores mayores a ésta aceleración, toda la superficie libre se vuelve inestable ante un campo estacionario de ondas [53]. Las llamadas *ondas de Faraday* son subarmónicas, oscilando a la mitad de la frecuencia de la vibración impuesta, y monocromáticas, con una longitud de onda λ prescrito por la relación estándar de dispersión de ondas capilares-gravitatorias [54]. Un ejemplo de ello son las oscilaciones estacionarias de frecuencia $f_v/2$ que se producen en la superficie de un contenedor de agua vibrado a f_v [55].

Utilizando la relación de dispersión para ondas capilares de frecuencia f y longitud de onda milimétrica λ , escrita como: $f(\lambda) \sim (2\pi\gamma/\rho\lambda^3)^{1/2}$, con γ , ρ , la tensión superficial y la densidad del líquido, respectivamente, Bouillant y colaboradores determinaron el valor de λ para el caso discutido en [22]. Considerando la gota de la Fig. 1.31, de radio $R \sim 7$ mm, que presenta formaciones tipo estrella, su frecuencia f_v de la Fig. 1.32c corresponde a $f_v \sim 180$ Hz, por lo que una oscilación subarmónica de frecuencia $f = 90$ Hz en la superficie de la gota, produce un patrón estacionario de longitud de onda $\lambda(f_v/2) \sim 3.6$ mm, acorde a lo medido en la Fig. 1.31D y E ($\lambda \sim 3.4 \pm 0.4$ mm). La inestabilidad ocurre si la amplitud de vibración A induce una aceleración $4\pi^2 A f^2$ mayor que la aceleración de la gravedad g , lo cual, con $f_v = 1/\pi(g/\varepsilon)^{1/2}$, implica que $A > \varepsilon/4$ es la condición necesaria, por lo que la amplitud debe tener valores mayores a $10 \mu\text{m}$ (lo cual se cumple en Fig. 1.32b, con $A \sim 50 \mu\text{m}$).

La naturaleza subarmónica observada en las oscilaciones junto a las ondulaciones observadas en la parte superior de la gota, generadas por las vibraciones verticales de la capa de vapor, termina por comprobar que la dinámica observada corresponde a una inestabilidad de Faraday. Así, las vibraciones en la parte baja de la gota excitan ondas subarmónicas que se reflejan en la parte superior y consecuentemente pueden resonar para tamaños específicos de la gota. La gota, como una cavidad de resonancia, tiene dos longitudes características; la primera $p/2$ es la mitad del perímetro polar, es decir, la distancia desde el centro de la base y la cima de la gota, de manera que la respuesta se amplifica si $p/2$ es un múltiplo de la longitud de onda λ , es decir, si para un radio R , $p(R) = 2m\lambda$ (m un entero). El perímetro $p(R)$ en la Fig. 1.33 (línea azul) fue obtenido a partir de un balance entre la presión hidrostática y la presión de Laplace. $p(R)/2\lambda$ toma valores enteros para los valores de radio indicados con un círculo. Contrario al sistema típico en el que se

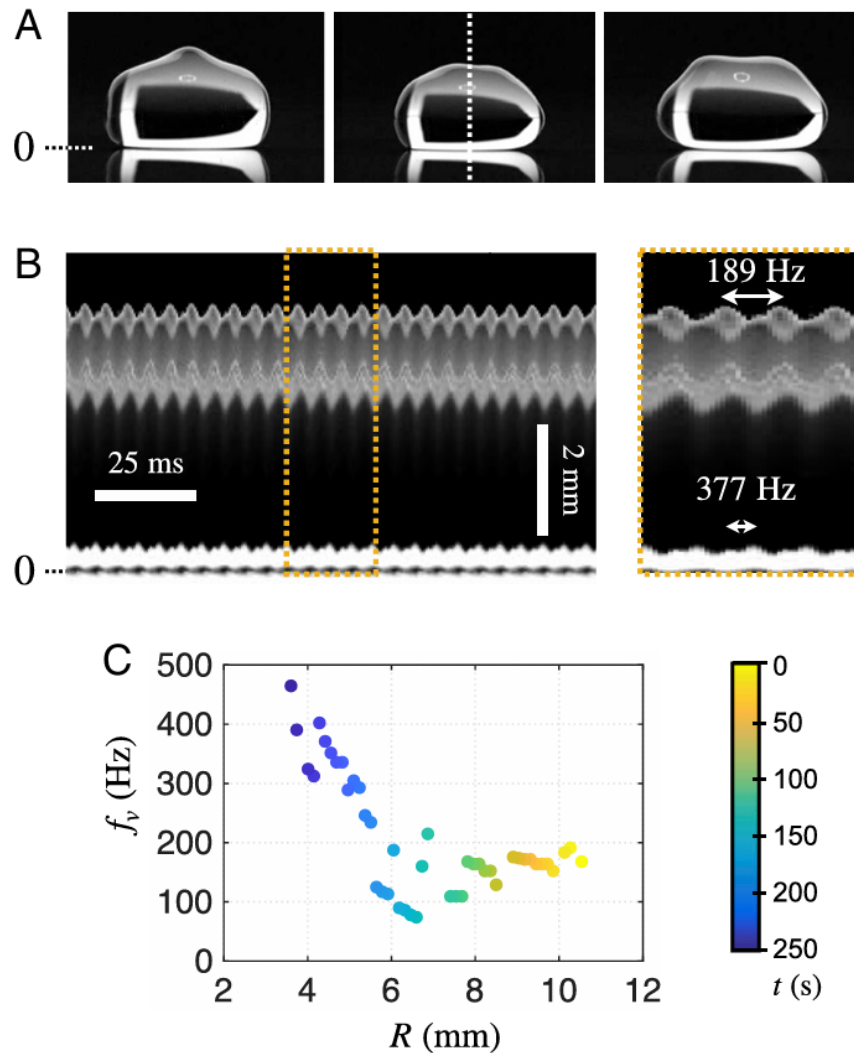


Figura 1.32: Vibraciones de una gota de Leidenfrost. (a) Vistas laterales de una gota de agua ($R = 5.2$ mm) colocada sobre un sustrato calentado a $T = 350$ °C. Las imágenes, separadas por 2.5 ms, evidencian ondas en la superficie superior. (b) Diagrama espacio-temporal a lo largo de la línea punteada vertical mostrada en (a), que revela que tanto la superficie superior (ubicada a una altura de ~ 5 mm) como la interfaz inferior (blanca) (a una altura submilimétrica ε) vibran. Las oscilaciones a alturas intermedias son resultado de reflexiones. Como se observa en el plano de acercamiento, se dedujeron frecuencias inferior y superior $f_v = 377$ Hz y $f = 189$ Hz $= f_v/2$. (c) Frecuencia de la base f_v para una gota Leidenfrost con un radio R que disminuye debido a la evaporación. El tiempo transcurre de derecha a izquierda, como se indica mediante la barra de colores. Tomada de *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 118, núm. 26 (2021) [22].

estudian ondas de Faraday, en el que un amplio contenedor confina al líquido, las gotas Leidenfrost tienen un tamaño finito y su superficie es libre; esto permite que las ondas que se reflejan en la cima puedan también excitar las paredes laterales de la cavidad. Las estrellas aparecen si se produce la resonancia de un modo azimutal, con la segunda longitud característica de la cavidad, πR (el hemiperímetro equatorial); la resonancia ocurre cuando $2\pi R/2\lambda$ (línea roja) toma valores enteros

n (indicados con círculos en la línea roja). Una oscilación del tipo estrella se produce entonces cuando el sistema encuentra doble resonancia.

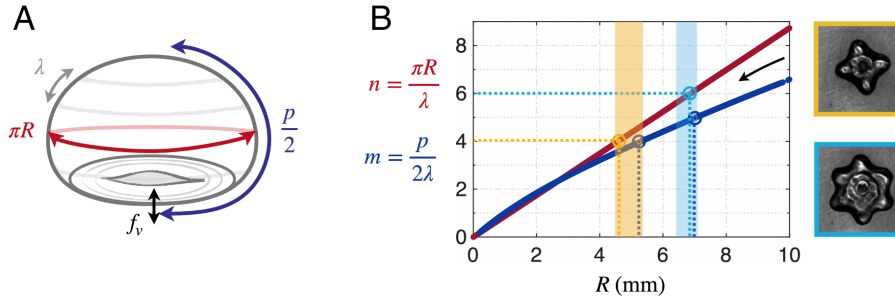


Figura 1.33: Origen de las estrellas. (a) Las vibraciones verticales a la frecuencia f_v en la base de una gota de agua con radio ecuatorial R puede inducir ondas de Faraday con longitud de onda λ que se amplifican si la longitud de la cavidad es múltiplo de λ . b Hemi-perímetro ecuatorial calculado πR (rojo) y hemiperímetro polar $p/2$ (azul) normalizado por λ , la longitud de onda deducida de la relación de dispersión $\lambda(f)$ con $f \sim f_v/2 \sim 90$ Hz. A medida que pasa el tiempo (flecha), el sistema encuentra (o no) doble resonancia, lo que conduce sucesivamente a estrellas de seis brazos y de cuatro brazos (instantáneas de la derecha), en los intervalos de radios mostrados por las franjas. Los radios en los que aparecen las estrellas corresponden a las zonas donde se espera una doble resonancia. Tomada de *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 118, núm. 26 (2021) [22].

Un ejemplo de ello se muestra en la Fig. 1.33, con una gota tipo estrella de 6 lóbulos que surge para $R \sim 7.0$ mm (Fig. 1.31), un valor cercano a $R \sim 6.9$ mm, radio para el cual se esperaría el modo azimutal $n = 6$ (○), y cercano a $R \sim 7.1$ mm, radio para el cual se esperaría la resonancia de un modo axisimétrico $n = 5$ (○). Se observa que la doble resonancia ocurre para $m = 5$ y $n = 6$, mostrando que no necesariamente existe una correspondencia directa entre los modos m y n . De hecho, el factor importante es la preexistencia de una resonancia axisimétrica capaz de inducir perturbaciones en la periferia de la gota. Conforme la gota se evapora, el sistema vuelve a su estado estable sin perturbaciones, saliendo de la región para $n = 6$, hasta que encuentra otra región de doble resonancia, ahora para un radio R menor. Esto explica el orden en el que aparecen los modos de oscilación con la evaporación de la gota.

Las oscilaciones en gotas Leidenfrost han sido estudiadas ampliamente por diversos grupos de trabajo, habiéndose dado ya una explicación a la naturaleza y el origen de las oscilaciones del tipo estrella de gotas libres. No obstante, las oscilaciones observadas en la superficie del líquido levitante y confinado superiormente, empleando el método de diseño propuesto en [23], son propias de un sistema diferente a lo que se ha reportado en la literatura, cuya naturaleza es aún desconocida. De una forma similar a las oscilaciones para gotas libres, el origen de las oscilaciones en *gotas confinadas* podría estar relacionado con las variaciones producidas en la capa de vapor, pero antes de establecer una posible relación entre ambos, es necesario estudiar y caracterizar un sistema de gotas Leidenfrost confinadas. La primera parte del estudio realizado en este trabajo de tesis corresponde al capítulo siguiente: la caracterización de las oscilaciones observadas en gotas Leidenfrost bajo confinamiento.

Capítulo 2

Oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

Este capítulo comprende el estudio y la caracterización de las oscilaciones que se observan en gotas Leidenfrost que han sido confinadas empleando el método descrito en [23]. Primeramente, se da una descripción del sistema experimental utilizado y la metodología seguida en la realización de los experimentos, así como los métodos de análisis empleados para caracterizar las variables de interés, que en este caso corresponden a la longitud de onda de las oscilaciones en la superficie del líquido diseñado λ_d , la frecuencia de oscilación f y la altura de la columna de líquido h en el momento en que aparecen las oscilaciones. Posteriormente se muestran los resultados obtenidos, referentes a la variación de la temperatura del plato T , y las longitudes características de la lámina de aluminio: longitud, ancho y espesor, l , w y ε , respectivamente.

2.1. Sistema y metodología experimental

Como se describió en el capítulo 1, las gotas Leidenfrost no tienen contacto directo con la superficie sobre la cual son depositadas debido a la existencia de una capa de vapor, lo que provoca que presenten una gran movilidad. El estudio de gotas Leidenfrost que han sido depositadas sobre superficies planas y diseñadas con una lámina de aluminio requiere el uso de un sistema que permita mantener a la gota fija sin intervenir en las dinámicas tanto del líquido como las presentes en la capa de vapor.

Así, el montaje experimental empleado para fijar gotas Leidenfrost se muestra en la Fig. 2.1a, siendo el mismo montaje utilizado en el desarrollo del método de diseño de gotas Leidenfrost (descrito en el capítulo 1) [23]. Un plato plano de aluminio (1) fue colocado sobre una plancha caliente. Antes de ser calentado, el plato fue pulido y secado con agua desionizada y etanol. La temperatura del plato fue monitoreada con un termopar tipo K ATT29 (2) conectado a un controlador de temperatura con un relé de estado sólido (SSR), para mantenerse constante. Dado que la fricción es nula para una gota Leidenfrost, fue necesario emplear un soporte de aluminio (3) que mantuviera la gota fija en la misma posición después de ser depositada en el plato caliente. Dicho soporte está conformado por dos agujas verticales (4) y se mantuvo fijo a la plancha caliente. Las agujas pueden deslizarse libremente a través de dos orificios de 1 mm, que fueron perforados en la lámina delgada rectangular de aluminio, con 2 cm de separación a lo largo del eje de simetría mayor. Antes de depositar la gota es necesario que la lámina delgada de aluminio (5) se mantenga a 4 cm sobre la superficie del plato. Mientras se sostiene la lámina de aluminio, un volumen determinado de agua desionizada (6) es depositado en el plato de manera que queda fijo entre las dos agujas; luego de esto, la lámina delgada se deja caer por acción de la gravedad, cubriendo el líquido.

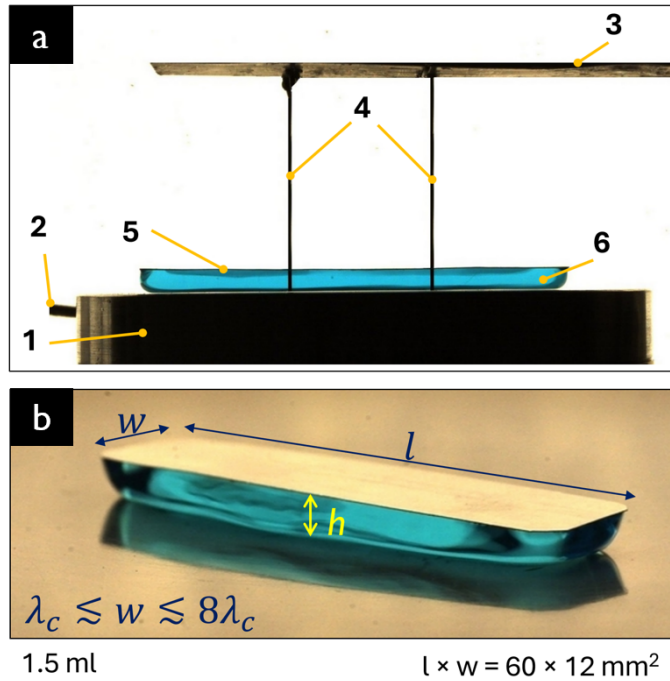


Figura 2.1: (a) Montaje experimental para la caracterización de las oscilaciones del líquido. Un plato de aluminio (1) se coloca sobre una plancha caliente. La temperatura del plato se mantiene constante y es monitoreada con un termopar tipo K (2) conectado a un controlador de temperatura con un relé de estado sólido (SSR). Un soporte (3) con dos agujas verticales (4) se encuentra fijo a la plancha caliente. Una lámina rectangular delgada de aluminio, perforada con dos orificios de 1 mm de diámetro (5) se mantiene sobre la superficie del líquido (6). Las oscilaciones en la gota Leidenfrost son filmadas con dos cámaras de alta velocidad a dos vistas: lateral (c) y superior (d) a 4000 fotogramas por segundo. Los videos son analizados utilizando ImageJ para obtener h , f , λ_d y n . (b) Gota Leidenfrost en confinamiento. Una gota Leidenfrost de 1.5 ml sobre la cual se ha depositado una lámina delgada de aluminio, de espesor $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$ y dimensiones $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$, adopta una forma rectangular, de altura h . El agua desionizada fue coloreada con azul de metileno para facilitar su visualización en ambas imágenes.

Observación de las oscilaciones en gotas confinadas

Al utilizar el método de diseño de gotas Leidenfrost se obtiene un volumen de líquido (en este caso, agua desionizada) que ha adoptado completamente la forma de la lámina de aluminio previamente colocada. En este caso, se obtiene un volumen rectangular de agua que transita desde un régimen inestable a uno estable (véase la Fig. 1.12f), cuando se presenta un excedente en el volumen. Las oscilaciones en la superficie se observan cuando el líquido se encuentra en el régimen estable y se producen cuando la superficie de la lámina de aluminio que diseña la gota es completamente paralela al plato en el cual la gota fue depositada. La influencia de la temperatura del plato T en la aparición de dichas oscilaciones, así como su dependencia de la geometría de la lámina, fue estudiada mediante la realización de distintos experimentos, que se describen más adelante.

Las oscilaciones observadas son filmadas con dos cámaras de alta velocidad a dos vistas: lateral (Fig. 2.3) y superior (Fig. 2.2) a 4000 cuadros por segundo. Los videos son analizados utilizando ImageJ para obtener h , la altura de la columna de líquido al momento de aparecer las oscilaciones,

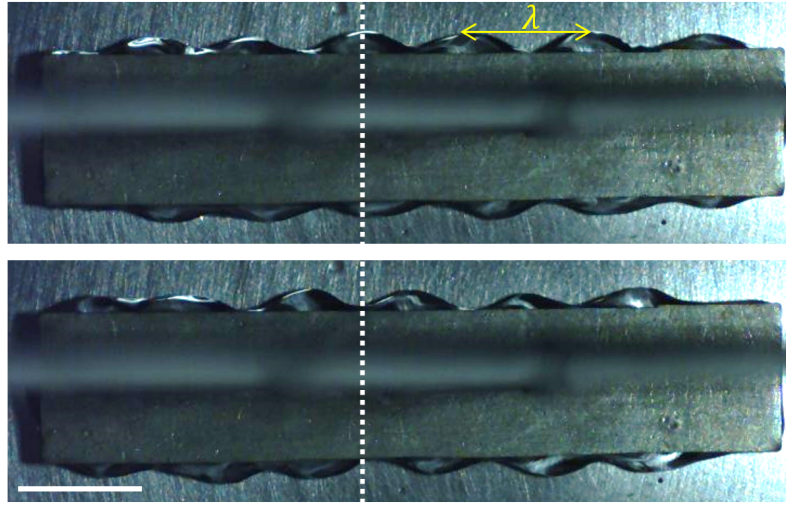


Figura 2.2: Vista superior de las oscilaciones Leidenfrost bajo confinamiento, filmada a 4000 fps. Las imágenes están separadas por 22 ms. Temperatura del plato: $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$. (Barras de escala: 10 mm.) Video filmado en GrainsLab.

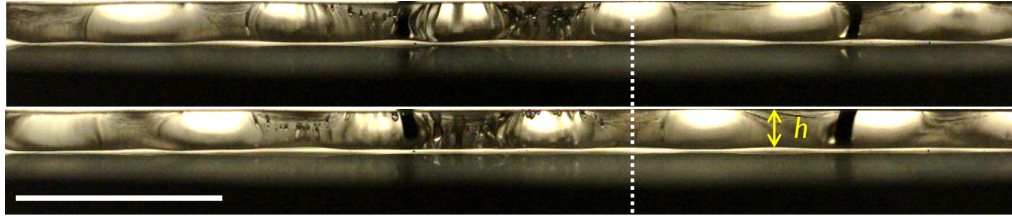


Figura 2.3: Vista lateral de las oscilaciones Leidenfrost bajo confinamiento, filmada a 4000 fps. Las imágenes están separadas por 22 ms. Temperatura del plato: $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$. (Barras de escala: 10 mm.) Video filmado en GrainsLab.

f , la frecuencia de las oscilaciones en la superficie del líquido, λ_d , la longitud de onda de dichas oscilaciones y n , el número de picos a lo largo de la gota (sobre la longitud l). El método de análisis se describe en la sección siguiente.

2.2. Análisis de videos

2.2.1. Medición de h y λ_d

Para analizar los videos obtenidos a 4000 fps se utilizó el programa de procesamiento digital de imágenes **ImageJ**, que permite hacer mediciones en cada fotograma de un video filmado. Para cada video fue tomada una imagen de referencia utilizando un vernier, que posteriormente permitió determinar la escala al analizar cada video, aplicando la interfaz de medición del programa. Para la vista superior se determinó que 1 píxel era equivalente a 0.09 mm^2 ($90 \text{ } \mu\text{m}^2$), y para la vista lateral, a 0.05 mm^2 ($50 \text{ } \mu\text{m}^2$); por lo que en este caso, un error de medición implicaría una diferencia del orden de micras.

Posterior a esto, se realizaron mediciones de h y λ_d usando la herramienta de selección de línea,

Straight, así, h fue obtenida de los videos filmados de la vista lateral y λ_d de los videos filmados de la vista superior. La interfaz de medición para h y λ_d se muestra en la Fig. 2.4. Considerando al volumen de líquido como un cuerpo de dimensiones $l \times w \times h$, puede estimarse el volumen para el cual aparecen oscilaciones en la superficie del líquido, de manera que, en las secciones siguientes, se tomará h como la variable de referencia.

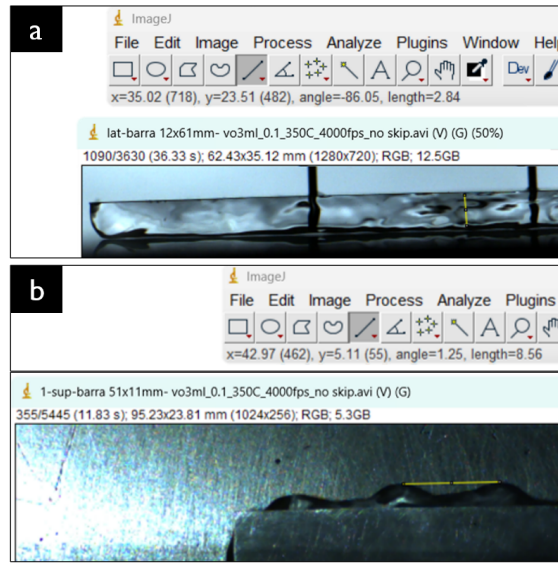


Figura 2.4: Usando ImageJ se realizan mediciones de h y λ_d empleando la herramienta *Straight*, que corresponden al valor de *length* en la interfaz. De un fotograma de la vista lateral (a) se obtienen mediciones de h ($h = 2.84$ mm en este caso) y de la vista superior (b) se obtienen los valores de λ_d ($\lambda_d = 8.56$ mm para este caso), para cada video filmado.

2.2.2. Medición de la frecuencia de oscilación f

La frecuencia de oscilación f puede obtenerse directamente de cada video, contando el número de ciclos por segundo. Éste método ha sido utilizado múltiples veces en la literatura [20,21], debido a su practicidad. En este estudio, dicho método fue empleado para todos los videos obtenidos de gotas Leidenfrost confinadas con una lámina rectangular de ancho w igual a 12 mm, es decir, para los experimentos con T , l y ε variables. Sin embargo, en los experimentos realizados utilizando láminas delgadas de distintos valores de w , contar el número de ciclos no es recomendable dada la visualización del líquido que se obtiene en los videos filmados. En esos casos, los picos son difícilmente distinguibles en los videos de la vista superior, de manera que, para este caso particular, se implementó un método basado en la construcción de diagramas espacio temporales por medio de la creación de montajes de secuencias para cada video, usando la herramienta *Make Montage* en ImageJ.

Un diagrama espacio-temporal permite observar cómo cambia un área seleccionada de video conforme transcurre el tiempo, ordenando los fotogramas correspondientes al área seleccionada como una secuencia de imágenes de forma sucesiva. En ImageJ, ésto se realiza por medio de la herramienta *Make Montage*, disponible en el menú *Image* en la sección *Stacks*. El procedimiento a seguir consiste entonces en: 1) abrir el video a analizar en la Interfaz de ImageJ, 2) seleccionar el área en la imagen del video que será empleada para crear el montaje (el área seleccionada corresponde a la línea punteada en la Fig. 2.5a, es decir, un rectángulo de 1×256 pixeles), 3) recortar el video con la herramienta *Crop*, disponible en el menú *Image*, 4) usar la herramienta

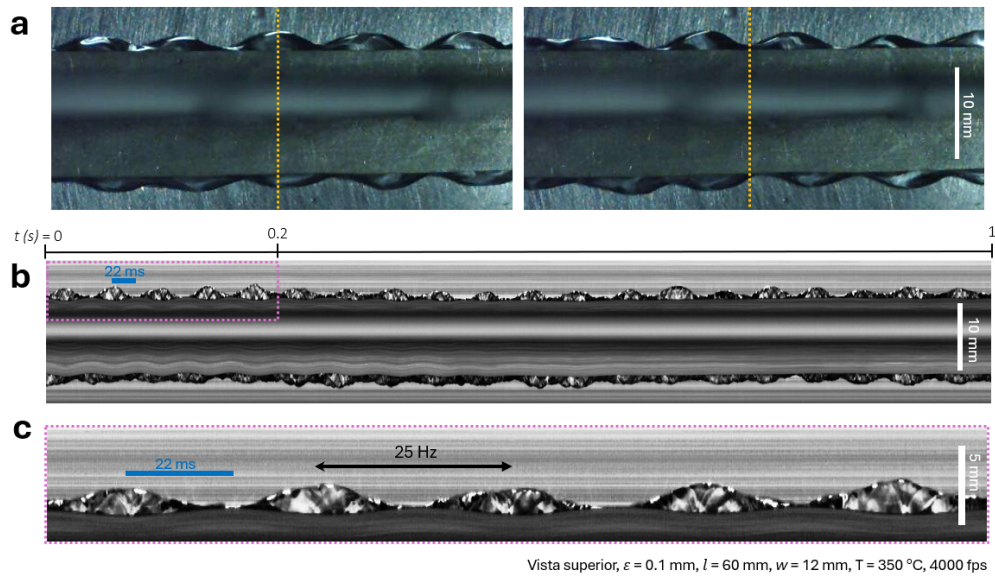


Figura 2.5: a) Se observan dos fotogramas de un video filmado con vista superior, separados por 22 ms. b) Diagrama espacio temporal construido a partir de la línea punteada del video en (a), equivalente a la duración total del video (1 segundo). c) Detalle del diagrama espacio temporal en (b), se observan 5 ciclos, de los cuales se obtiene una frecuencia de 25 Hz. La barra azul indica el tiempo transcurrido en los diagramas. Las barras de escala corresponden a 10 mm en (a) y (b), y a 5 mm en (c).

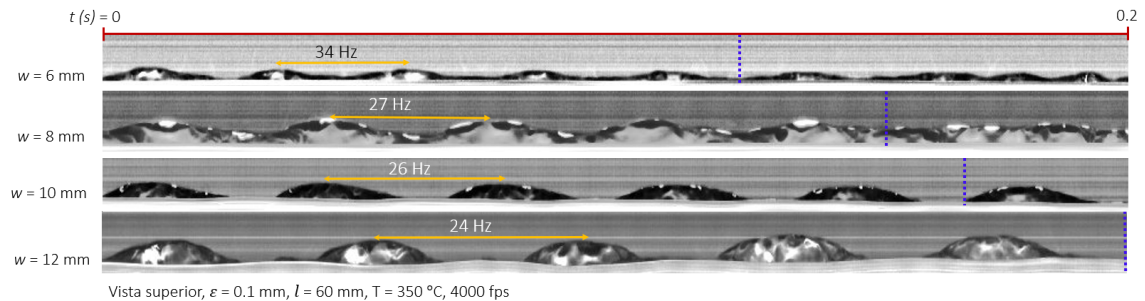


Figura 2.6: Detalle de los diagramas espacio-temporales derivados de los experimentos con láminas delgadas de distinto ancho w , para $w = 6, 8, 10, 12$ mm. Se observan los fragmentos de los diagramas correspondientes a 0.2 segundos. Las frecuencias más altas corresponden a los valores más pequeños de w . La barra azul indica 5 ciclos sobre el diagrama.

Make Montage para crear la secuencia de imágenes. Un ejemplo de ello se muestra en la Fig. 2.5, a partir de un video filmado a 4000 fps (fotogramas de la Fig. 2.5a) se obtiene una imagen de 4000×256 píxeles (Fig. 2.5b), en la que los 4000 píxeles de largo corresponden a 1 segundo (la duración total del video). En la Fig. 2.5c se muestran a detalle 5 ciclos, a partir de los cuales se obtiene una frecuencia de 25 Hz. El uso de éstos diagramas, facilitó la medición de la frecuencia de oscilación para los experimentos realizados con láminas rectangulares de longitud $l = 60$ mm y espesor $\varepsilon = 0.1$ mm con ancho w variable. En la Fig. 2.6 se observan los diagramas generados utilizando láminas rectangulares de distinto ancho w , con $w = 6, 8, 10$ y 12 mm, encontrándose

frecuencias de 34, 27, 26 y 24 Hz, respectivamente, se observa además, el aumento de la frecuencia f conforme w disminuye.

2.3. Resultados

En esta sección se muestran los resultados derivados de la realización de experimentos con láminas delgadas de aluminio, haciendo variaciones en la temperatura del plato T y en las variables geométricas de la gota confinada, estudiando la dependencia del largo de la lámina (la longitud l), su espesor ε , y ancho w .

2.3.1. Dependencia de la temperatura T

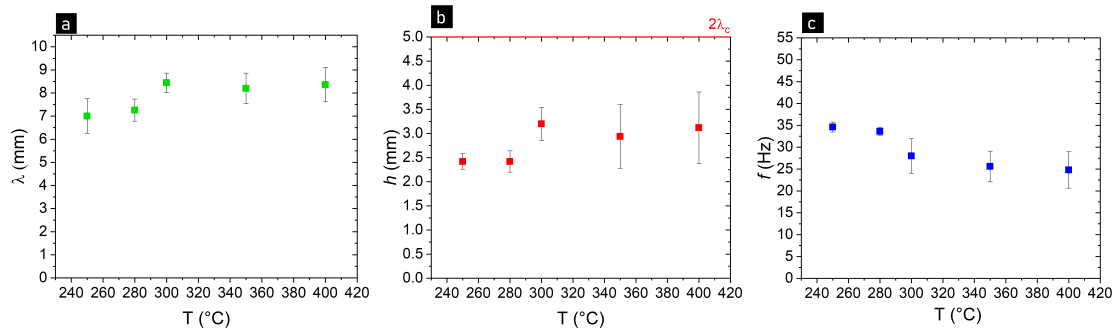


Figura 2.7: Valores de (a) la longitud de onda λ_d , (b) la altura h de la columna de líquido y (c) la frecuencia de oscilación f como función de la temperatura. Los datos fueron obtenidos empleando una lámina rectangular de dimensiones $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$ y espesor $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$, con 1.5 ml de agua, en un rango de temperaturas desde 250 hasta 400 °C. En (b) la línea en rojo indica altura que tendría un *panqueque* libre del mismo volumen que la gota confinada. Cada punto representa el promedio de 5 mediciones y las barras de error corresponden a su desviación estándar.

Los primeros experimentos realizados consistieron en estudiar las variaciones de frecuencia f , longitud de onda λ_d y altura de la columna de líquido h , como resultado de variaciones en la temperatura del plato T , manteniendo fijas las dimensiones de la lámina de aluminio (l , w y ε) con $l = 60 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$, $w = 12 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$ y espesor $\varepsilon = 0.1 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$, utilizando 1.5 ml de agua. Los valores obtenidos para la longitud de onda λ_d , la altura de la columna de líquido h y la frecuencia f , como función de la temperatura del plato T , se muestran en la Fig. 2.7. Se realizaron 5 mediciones para cada valor de temperatura estudiado dentro del rango, desde 250 °C hasta 400 °C, por lo que los puntos en cada gráfica representan el promedio de dichos experimentos, y las barras de error corresponden a su desviación estándar. Las mediciones inician a partir de $T = 250$ °C considerando el valor de la temperatura Leidenfrost del agua $T_L \approx 210$ °C (véase Fig. 1.2). En la Fig. 2.7a, se observa que λ_d tiene un ligero incremento desde 7 hasta 9 mm, conforme aumenta la temperatura, y esto ocurre también para la altura de la columna de líquido (Fig. 2.7b), que va desde 2.5 hasta 3 mm.

Se observa que la frecuencia de oscilación disminuye desde 35 hasta 25 Hz con el incremento de la temperatura, sin embargo, representa una variación pequeña, considerando que $\Delta f \approx 10$ Hz para un incremento de 100 °C. En general, tanto para λ_d y h , la temperatura no genera grandes variaciones considerando diferencias de temperatura de hasta 200 °C, esto sugiere que la temperatura no influye en gran medida en las oscilaciones del sistema.

Posterior a esto, se realizaron experimentos a una temperatura fija, variando las dimensiones de las láminas rectangulares $l \times w \times \varepsilon$, puesto que dichas dimensiones características establecen las dimensiones de la gota.

2.3.2. Dependencia de las longitudes características

En el capítulo 1, se describe el origen de las oscilaciones en gotas Leidenfrost libres [22], generadas a partir de una doble resonancia en el sistema, considerando a la gota como una cavidad con dos longitudes características: el hemi-perímetro ecuatorial y hemi-perímetro polar. La aparición de una oscilación de tipo estrella está relacionada con las dimensiones de la gota, es decir, con los valores de estas longitudes características.

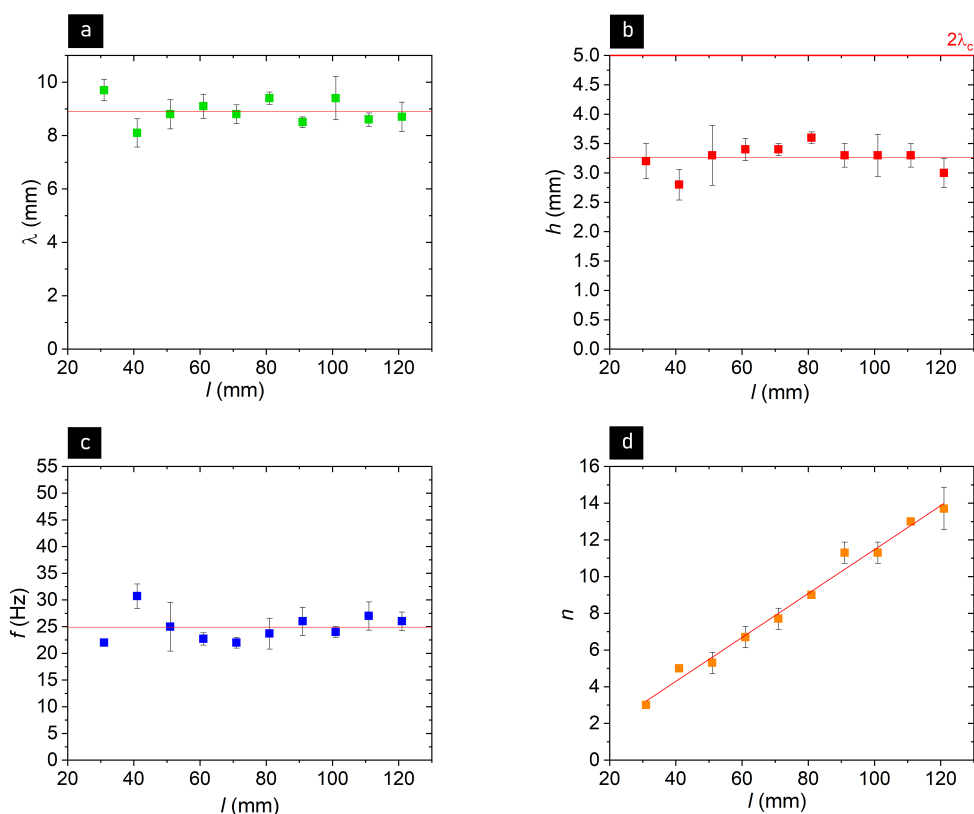


Figura 2.8: Valores de (a) la longitud de onda λ_d , (b) la altura h , (c) la frecuencia de oscilación f y (d) el número de picos a lo largo de l , indicado con n , como función de la longitud l . En (b) la línea en rojo indica altura que tendría un *panqueque* libre del mismo volumen que la gota confinada. En (d) el ajuste lineal corresponde a la ecuación $n = 0.12\text{mm}^{-1}l - 0.5$, con $\lambda_d = 9$ mm, $n\lambda_d \approx l$. Se utilizaron láminas rectangulares de ancho $w = 12$ mm y espesor $\varepsilon = 0.1$ mm, con distintos valores de l , a una temperatura del plato $T = 350$ °C. Cada punto representa el valor medio de 3 mediciones y se grafica el error asociado a la medición.

En el caso de una gota bajo confinamiento, y particularmente, diseñada con una lámina delgada rectangular de dimensiones $l \times w \times \varepsilon$, el volumen de la *gota* (el volumen de líquido que ha adoptado la forma de la lámina depositada), equivale a $l \times w \times h$. Análogo al caso de una gota libre, estas variables son las que determinan el tamaño de la cavidad de resonancia para una gota confinada, y

con esto, la aparición de oscilaciones en su superficie. De ahí que fuera necesaria la realización de experimentos variando el valor de l, w y ε , con el objetivo de observar su influencia en el sistema.

Dependencia de la longitud l

La primera longitud estudiada fue el largo de la gota, determinada por el largo de la lámina rectangular l . Se realizó una serie de experimentos, utilizando 10 láminas rectangulares (una lámina en cada experimento) con $l = 30$ mm, 40 mm, 50 mm, 60 mm, 70 mm, 80 mm, 90 mm, 100 mm, 110 mm y 120 mm ± 0.05 mm, todas con ancho $w = 12$ mm ± 0.05 mm y espesor $\varepsilon = 0.1$ mm ± 0.05 mm, a una temperatura del plato $T = 350$ °C. De los experimentos realizados, se obtuvieron las gráficas de la Fig. 2.8, donde cada punto representa el valor medio de las mediciones realizadas y las barras de error corresponden al error asociado a las mediciones. La longitud de onda λ_d oscila alrededor de 9 mm en un amplio rango de valores de l , acorde con lo obtenido en la Fig. 2.7a para la temperatura del plato ($T = 350$ °C). La frecuencia se mantiene alrededor de 25 Hz, nuevamente de acuerdo con la Fig. 2.7c. La altura de la columna de líquido, h , es alrededor de 3.25 mm. Considerando que el valor de la longitud de onda λ_d parece no tener variaciones significativas, se obtuvo en este caso la gráfica de la Fig. 2.8d, en la que se indica el número de picos, denotado por n , como función de la longitud l . La tendencia lineal que se observa indica que el número de picos se ve determinado por la cantidad de líquido depositado, es decir, el volumen de la gota. De manera similar a lo reportado para oscilaciones estrella en gotas libres [18–22], un aumento en el volumen del líquido equivale a un aumento en n , donde la pendiente en el ajuste lineal $n = 0.12$ mm⁻¹ $l - 0.5$ corresponde a $1/\lambda_d$. Se tiene que $n \approx l/\lambda_d$, es decir $9n = l$, con $\lambda_d = 9$ mm. Para un volumen de líquido diseñado con dimensiones $w = 12$ mm y $l = 12$ mm, es decir, un cuadrado, se obtendría un valor $n = 1$, sin embargo, durante los experimentos se observó que una gota diseñada con esas características no presenta las oscilaciones descritas para láminas rectangulares. Aún con las variaciones indicadas por las barras de error, puede decirse que existe una tendencia constante para λ_d , h y f , considerando que la longitud l aumenta desde los 30 hasta los 120 mm. Así, no se observa dependencia de la longitud característica l con las variables mencionadas.

Dependencia del espesor de la lámina ε

Los experimentos siguientes corresponden a variaciones en el espesor ε de la lámina de aluminio. Se utilizaron 7 láminas rectangulares de dimensiones $l = 60$ mm ± 0.05 mm, $w = 12$ mm ± 0.05 mm, con espesores $\varepsilon = 0.02$ mm, 0.1 mm, 0.2 mm, 0.3 mm, 0.4 mm, 0.5 mm y 0.6 mm ± 0.05 mm (una lámina para cada experimento), y la temperatura del plato fue de $T = 300$ °C, con el objetivo de estudiar su relación con la longitud de onda λ_d , la altura de la columna de líquido h , la frecuencia de oscilación f y la presión P . El rango de valores del espesor de la lámina, ε , corresponde al rango estudiado en [23], considerando que para 0.01 mm $\leq \varepsilon \leq 0.6$ mm el panqueque se mantiene dentro del régimen estable, y con $\varepsilon \gtrsim 0.7$ mm la lámina se hunde en la columna de líquido. En la Fig. 2.9, se observan los datos experimentales obtenidos. Cada punto representa el promedio de 3 mediciones realizadas y se grafica el error asociado a la medición. En (a) se observa una ligera disminución de la longitud de onda, de 2 mm, conforme ε aumenta, esto podría estar relacionado con la disminución de la altura h de la columna de líquido, que se muestra en la Fig. 2.9b, donde se ha hecho un ajuste lineal a los datos experimentales, que corresponde a $h = 3.14$ mm $- 3\varepsilon$. Nótese que, con $\varepsilon = 0$ mm el ajuste arroja una altura de 3.14 mm, aún por debajo de la altura que tendría un panqueque libre del mismo volumen que la gota confinada (indicada por la línea en roja). La disminución de h , desde 3.14 hasta 1.4 mm, conforme ε aumenta, se debe al aumento del peso (con el aumento del espesor de las láminas) depositado sobre el volumen de líquido; la relación entre estas variables puede verse también en la Fig. 2.9d, en la cual se muestran los valores de la presión total P bajo la gota al momento de aparecer las oscilaciones. Considerando la presión hidrostática $\rho_l g h$ en el centro de la interface líquido-vapor y a la presión debida a la lámina de aluminio $\rho_a g \varepsilon$, se obtuvieron los valores de P , $P = \rho_l g h + \rho_a g \varepsilon$, observándose una tendencia constante alrededor de 31.41 Pa. Es importante destacar que este valor de P es muy cercano al valor de la presión de

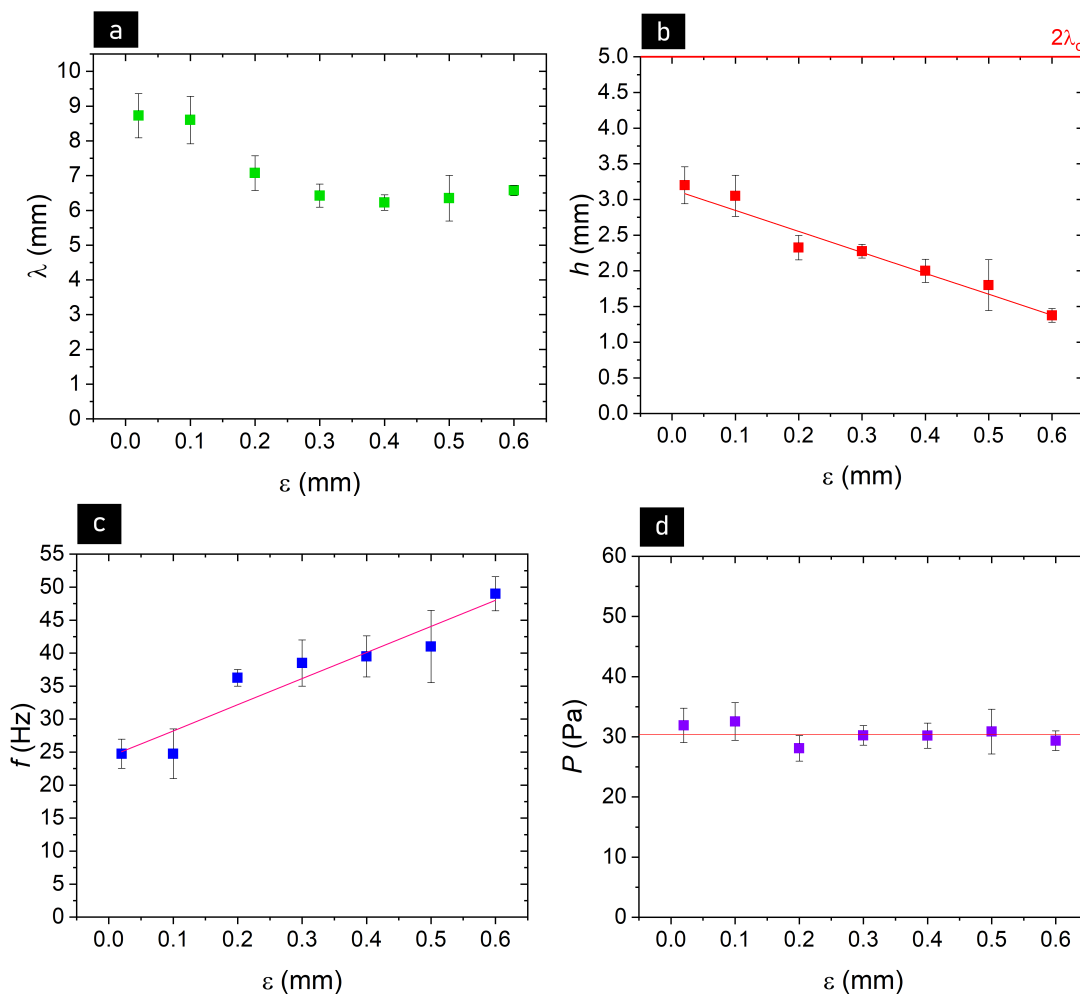


Figura 2.9: Valores de (a) la longitud de onda λ_d , (b) la altura de la columna de líquido h , (c) la frecuencia de oscilación f y (d) la presión P , como función del espesor ϵ . Los resultados fueron obtenidos empleando láminas rectangulares de dimensiones $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$, y de distintos espesores ϵ , con una temperatura del plato $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$. En (b) la línea en rojo indica la altura que tendría un *panqueque* libre del mismo volumen que la gota confinada, y el ajuste lineal de los datos experimentales corresponde a $h = 3.14 \text{ mm} - 3\epsilon$. En (c) el ajuste lineal corresponde a $f = 24 \text{ Hz} + 40 \text{ Hz mm}^{-1}\epsilon$. Cada punto representa el valor medio de 3 mediciones y se grafica el error asociado.

Laplace para un radio de curvatura igual a la longitud capilar del agua; la presión de Laplace indica la diferencia de presión debida a la tensión superficial de un fluido, existente entre en el interior y el exterior de una superficie con un radio de curvatura R dado, y en este caso, con un radio de curvatura igual a la longitud capilar del líquido, puede escribirse como $\Delta P = \sigma_l / \lambda_c$, con σ_l la tensión superficial del líquido; por lo que $\Delta P = 0.058 \text{ Nm}^{-1} / 0.0025 \text{ m} = 23.2 \text{ Pa}$, con $\sigma_l = 0.058 \text{ Nm}^{-1}$ la tensión superficial del agua al punto de ebullición T_B . Esto indica que la longitud capilar del líquido λ_c es una variable relevante para la observación de oscilaciones en gotas Leidenfrost confinadas.

Por otro lado, en la Fig.2.9c, el ajuste lineal corresponde a $f = 24 \text{ Hz} + 40 \text{ Hz mm}^{-1}\epsilon$, de

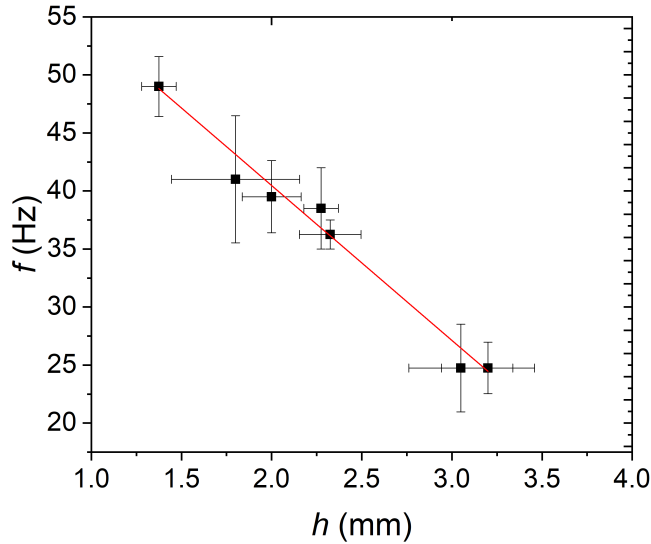


Figura 2.10: Valores de la frecuencia de oscilación f como función de la altura de la columna de líquido h , para distintos valores de ε . Los datos fueron obtenidos de la Fig. 2.9, donde cada punto representa el promedio de 3 mediciones realizadas y las barras indican el error asociado a las mediciones. El ajuste lineal corresponde a $f = 67 \text{ Hz} - 13 \text{ Hz mm}^{-1} h$.

manera que para una lámina delgada con $\varepsilon = 0 \text{ mm}$, la frecuencia de oscilación f correspondiente sería de 24 Hz. El aumento notable en f , que sobrepasa los 35 Hz para las láminas más gruesas, puede estar relacionado con la disminución de h , una de las longitudes características de la cavidad de resonancia, considerando que el aumento de ε implica una disminución de h (Fig. 2.9b). Esto se observa en la Fig. 2.10, en la que del ajuste lineal de los datos se obtiene $f = 67 \text{ Hz} - 13 \text{ Hz mm}^{-1} h$. Esta relación se observa también ligeramente en la Fig. 2.7, donde se muestra un aumento de altura de la columna de líquido y una disminución de la frecuencia de oscilación, conforme aumenta la temperatura; aunque en este caso, la disminución de f podría estar relacionada directamente con el incremento de h , que se observa con el aumento de la temperatura.

2.3.3. Frecuencia de oscilación

Con el objetivo de hacer una comparación entre los valores de frecuencia obtenidos en función de los distintos parámetros geométricos estudiados, los resultados se presentan en la Fig. 2.11, donde se muestran las curvas de frecuencia f en función de (a) el ancho w de la lámina rectangular (con $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$ y $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$), (b) el espesor ε de la lámina rectangular de aluminio (con $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$), (c) el largo l de la lámina rectangular (con $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$ y $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$). De los experimentos realizados para distintos valores de l , la frecuencia tiene una tendencia constante alrededor de 25 Hz, coincidiendo con el valor obtenido en la Fig. 2.7c. Como se mencionó antes, el incremento de la frecuencia en (b) está relacionado con el aumento del espesor ε , con $f \approx 25 \text{ Hz}$ para $\varepsilon = 0.1 \text{ mm}$, hasta 50 Hz para $\varepsilon = 0.6 \text{ mm}$, debido a que, conforme ε aumenta se produce una disminución de la altura h (véase Fig. 2.10). En la Fig. 2.11a, se observan los mayores valores de frecuencia registrados durante la realización de los experimentos, y están asociados a los valores menores de w (el ancho de la lámina de aluminio), encontrándose valores de hasta 97 Hz para $w = 3 \text{ mm}$, el valor mínimo de w , considerando que, el rango de w estudiado para este sistema se reduce a $\lambda_c \lesssim w \lesssim 8\lambda_c$ [23]. Se observa que la frecuencia sigue una tendencia constante alrededor de 25 Hz,

a partir de $w = 8$. Este comportamiento refleja la relevancia de w como una de las variables que determinan las dimensiones de la cavidad de resonancia, que junto con h (relacionada directamente con ε), constituyen las longitudes características para este sistema.

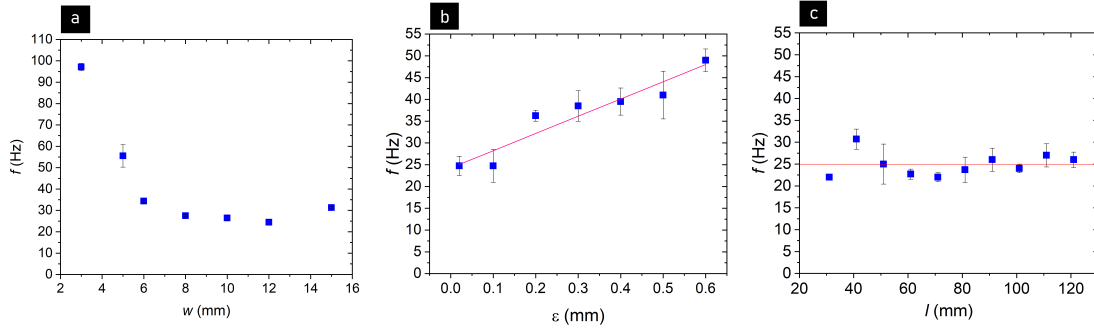


Figura 2.11: La frecuencia de oscilación f como función de (a) el ancho w (con $T = 350$ °C), (b) el espesor ε (con $T = 300$ °C), y la dimensión (c) l (con $T = 350$ °C). Cada punto representa el promedio de 3 mediciones realizadas y se grafica el error asociado a las mediciones.

Cabe recalcar que los rangos de valores de frecuencia, obtenidos en los distintos experimentos, concuerdan con los reportados para gotas libres en [19–21]. La frecuencia medida en este caso, corresponde a la frecuencia de oscilación de la gota, previamente reportada en la literatura como f_d . En el caso de gotas libres, el origen de las oscilaciones se encuentra relacionado con las variaciones presentes en la capa de vapor, que han sido estudiadas utilizando distintos métodos, como el análisis de diagramas espacio-temporales [22] y el uso de sensores de presión bajo la gota [20]; encontrándose que, para gotas libres, la frecuencia f_d de la gota y la frecuencia f_v medida en la lámina de vapor, están relacionadas de la forma $f_d \approx f_v/2$. Resulta de gran importancia hacer un estudio de las variaciones en la capa de vapor para este sistema, ésto se discute en el capítulo siguiente.

Capítulo 3

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

El primer acercamiento en el uso de métodos ópticos para medir el espesor e de la capa de vapor en gotas, fue en 1963 mediante el uso de rayos X para determinar el espesor de una gota estática en un plato de latón, obteniéndose valores de $30 \mu\text{m}$ y $60 \mu\text{m}$ con temperaturas del plato de $200 \text{ }^\circ\text{C}$ y $500 \text{ }^\circ\text{C}$, respectivamente [56]. Se han utilizado también técnicas como la obtención de imágenes con luz de fondo (*back lighting imaging*), que permite obtener siluetas nítidas de objetos transparentes o semitransparentes (como las gotas Leidenfrost) para medir el espesor de la capa de vapor, específicamente, de una gota de nitrógeno líquido de diámetro 1.9 mm, sobre un sustrato de vidrio a temperatura ambiente ($\sim 20 \text{ }^\circ\text{C}$), encontrando que e decrece con el tiempo [57]. También, en 2003, se utilizaron los patrones de difracción generados por el haz de un láser He-Ne sobre un plato de duraluminio para medir el espesor de la capa de vapor [1]. Otros métodos incluyen el uso de interferometría de color, iluminando con una fuente blanca y estudiando el espesor de la capa de vapor generada por gotas pequeñas (alrededor de 2 mm de diámetro) a partir de los patrones de interferencia de múltiples longitudes de onda [58, 59]; y más recientemente, la técnica de Tomografía de Coherencia Óptica (OCT), utilizada para analizar la capa de vapor bajo una pastilla de hielo seco sobre un sustrato de zafiro [60].

En el sistema estudiado en este proyecto, las *gotas* Leidenfrost fueron confinadas utilizando el método de diseño que se discute en el capítulo 1 [23], como se describe en el capítulo 2. Una condición importante para que se produzcan las oscilaciones en gotas confinadas es que el plato, completamente plano, sea paralelo a la lámina de aluminio que diseña la gota; por esa razón, se decidió estudiar la capa de vapor realizando mediciones de su espesor e , implementando el método óptico propuesto inicialmente por Bianco y colaboradores en 2003 para gotas estacionarias [1], haciendo algunas modificaciones (descritas más adelante) con el objetivo de obtener mejores resultados de los valores de e para este tipo de gotas. Este método consiste en analizar los patrones de difracción generados al hacer pasar el haz de un láser a través de la separación entre el líquido y la superficie. Dicha separación corresponde a la capa de vapor de la gota. Como se describió en el capítulo 2, después de que la gota ha sido estabilizada, si cumple las condiciones anteriormente mencionadas, se producen oscilaciones en la superficie del líquido. Mediante la observación de los patrones de difracción obtenidos durante la presencia de oscilaciones, se busca observar posibles variaciones del espesor e en la interface y establecer una posible relación con las oscilaciones del líquido.

Este capítulo comprende entonces el estudio y análisis de los patrones de difracción obtenidos de gotas Leidenfrost, como un método para estimar el espesor e de la capa de vapor de dichas gotas.

Primeramente se hace una revisión de la teoría de difracción, así cómo los efectos del espesor en rendijas no ideales, requerida para la implementación del método propuesto en gotas Leidenfrost. Luego de esto, se hace una descripción del sistema experimental y la metodología seguida para generar patrones de difracción a partir de gotas Leidenfrost, así como el proceso de análisis de imágenes y videos para la obtención de datos. Finalmente, se presentan los resultados referentes al estudio de una gota Leidenfrost *libre*, seguidos por los obtenidos para una gota Leidenfrost confinada, haciendo una comparación entre los patrones de difracción observados y las estimaciones del espesor de la capa de vapor para ambos casos.

3.1. Difracción

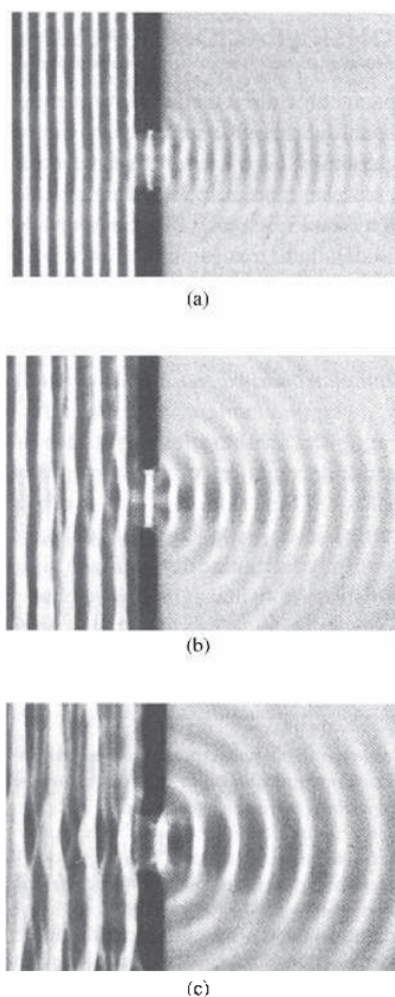


Figura 3.1: Difracción por una abertura de un frente de ondas planas con longitud de onda λ variable observada en un tanque de ondas. Las ondas inciden por la izquierda sobre la apertura central y se extienden cada vez más (a la derecha, después de la apertura) en la región de sombra conforme aumenta la longitud de onda. Tomada de *Optics*, Pearson Education, Incorporated, (2017) [61].

La difracción es la desviación de la luz de su propagación rectilínea y se produce cuando una

parte de un frente de onda se ve obstruido de alguna manera, si este obstáculo altera la amplitud o la fase de una región del frente de onda. Un ejemplo de ello en un tanque de ondas de agua se muestra en la Fig. 3.1. Los segmentos del frente de onda se propagan en una región ubicada después del obstáculo, donde interfieren, formando lo que se conoce como patrón de difracción, esto es, la distribución correspondiente de densidad de energía [61].

3.1.1. Difracción de Fraunhofer y Fresnel

Sea Σ una pantalla opaca, con una abertura pequeña, iluminada por ondas planas de una fuente puntual S muy lejana, el plano de observación σ será una pantalla paralela y cercana a Σ . La imagen proyectada en la pantalla corresponde a una imagen de la abertura junto con unas pequeñas franjas distribuidas alrededor de su periferia, y se observa que conforme σ se aleja de Σ las franjas sobresalen aún más; este fenómeno se conoce como difracción de campo cercano o difracción de Fresnel. La difracción de campo lejano o de Fraunhofer ocurre si la pantalla de observación se aleja todavía más de Σ , de manera que la distribución inicial proyectada se extiende considerablemente, cambiando su tamaño, no así su forma (véase la Fig. 3.2a) [61].

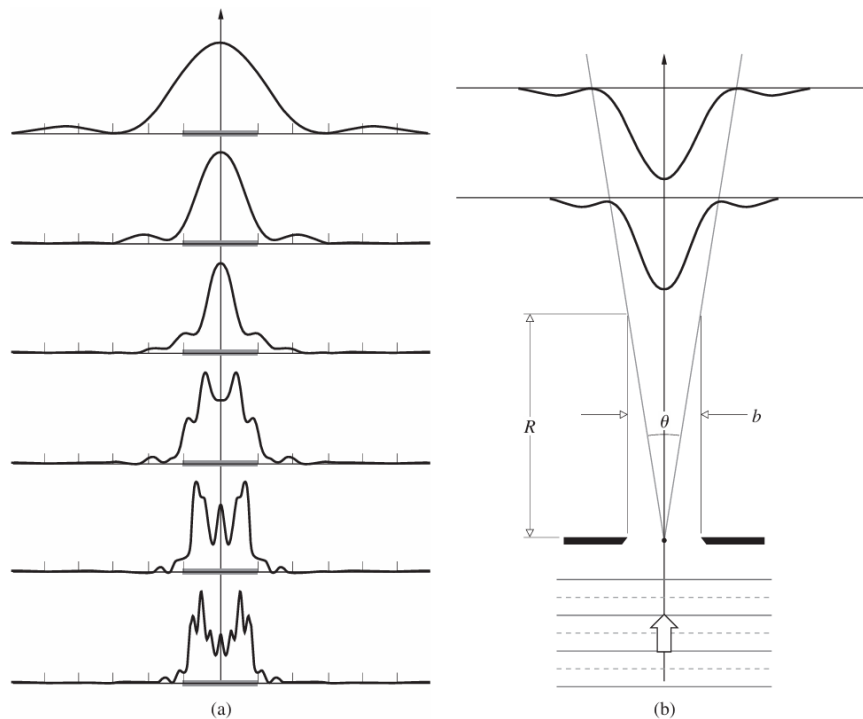


Figura 3.2: (a) Sucesión de distribuciones de difracción a distancias crecientes de una rendija única. Se observa difracción de Fresnel a distancias cortas, y difracción de Fraunhofer conforme se aleja hacia arriba. La franja gris indica la anchura de la rendija. (b) El campo lejano incide a una distancia aproximada de R , con $R > b^2/\lambda$. Tomada de *Optics*, Pearson Education, Incorporated, (2017) [61].

Siendo así, para una fuente puntual S y un punto de observación P , ambos lejanos a la pantalla opaca Σ con una abertura (y sin la presencia de lentes), se cumple que: siempre que la onda incidente y la onda emitida sean planas (con una diferencia de una pequeña fracción de longitud de onda) en la extensión de las aberturas difractoras (u obstáculos), se obtiene difracción de Fraunhofer. Considerando que los frentes de onda que inciden en la abertura y los que se emiten de ella sean

planos, las diferencias de recorrido de cada contribución en P , podrán describirse usando una función lineal de las dos variables de la abertura. Esta linealidad no ocurre en el caso de difracción de Fresnel, pues, si S o P o ambas, se encuentran demasiado cerca de Σ , al incidir ondas esféricas en la abertura, la curvatura de los frentes de onda de incidencia y de emisión no puede considerarse despreciable [61].

Para que se produzca difracción de Fraunhofer por una abertura u obstáculo de longitud máxima b debe cumplirse que $R > b^2/\lambda$, con R la distancia menor de las dos distancias: de la fuente a la abertura y de la abertura a la pantalla (veáse Fig. 3.2b) [61].

Como se mencionó al principio, la distribución de Fraunhofer cambia únicamente en tamaño, conforme se aleja la pantalla de observación, por lo que, el ángulo θ subtendido en la pantalla de la abertura, por el máximo central en una distribución de Fraunhofer típica, puede considerarse constante, y en general $\theta \approx \lambda/b$ pues, tomando en cuenta la aproximación $R\theta \approx b$, se deduce que $R \approx b^2/\lambda$. Esto se muestra en el diagrama de la Fig. 3.2b, para una abertura de difracción iluminada por ondas planas [61].

3.1.2. Difracción de Fraunhofer para una rendija única

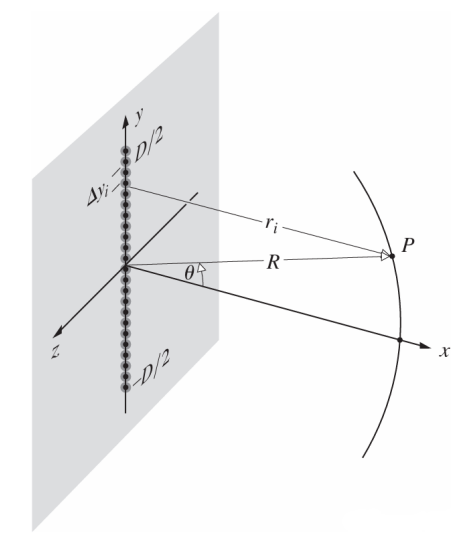


Figura 3.3: Fuente lineal coherente. Una fuente lineal idealizada de N osciladores electrónicos representa un modelo simplificado para describir la difracción de la luz a través de una rendija estrecha. Cuando una onda plana incidente ilumina una rendija larga cuyo ancho es mucho menor que λ , cada punto de la rendija puede interpretarse como un oscilador electrónico que emite radiación. Un segmento diminuto pero finito Δy_i del conjunto, contiene $\Delta y_i(N/D)$ fuentes, donde D es la longitud total del conjunto. Estos puntos funcionan como fuentes secundarias coherentes, y cada una emite un tren de ondas esféricas que se propaga en el espacio. La superposición de todas esas ondas secundarias da lugar al patrón de difracción característico asociado a la rendija. Tomada de *Optics*, Pearson Education, Incorporated, (2017) [61].

En una distribución de densidad de energía, la variable que puede medirse con mayor facilidad, haciendo uso de detectores, es la irradiancia I . La irradiancia, que es la cantidad de luz que ilumina una superficie, formalmente se define como: la energía media por unidad de área y por unidad de tiempo [61]. Este valor es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico, $I(\theta) = \langle E^2 \rangle_T$.

El campo eléctrico puede definirse como

$$E = \frac{\varepsilon_L D}{R} \left(\frac{\text{sen}\beta}{\beta} \right) \text{sen}(\omega t - kR),$$

con $\beta \equiv (kD/2)\text{sen}\theta$, $k = 2\pi/\lambda$; por lo que la irradiancia $I(\theta) = \langle E^2 \rangle_T$ puede escribirse como

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_L D}{R} \right)^2 \left(\frac{\text{sen}\beta}{\beta} \right)^2,$$

donde $\langle \text{sen}^2(\omega t - kR) \rangle_T = \frac{1}{2}$.

Cuando $\theta = 0$, $\text{sen}\beta/\beta = 1$ y $I(\theta) = I(0)$, el valor de irradiancia que corresponde al máximo de orden cero o máximo central. De esta manera, la irradiancia procedente de una fuente lineal coherente idealizada queda determinada de la forma:

$$I(\theta) = I(0) \left(\frac{\text{sen}\beta}{\beta} \right)^2 \quad (3.1)$$

(véase la Fig. 3.3).

En este caso, existe simetría alrededor del eje y , y la expresión para la irradiancia es válida para cualquier θ medido en cualquier plano que contenga el eje y . Para $D \gg \lambda$, $\beta = (\pi D/\lambda)\text{sen}\theta$ y la irradiancia decrece rápidamente conforme θ se desvía de cero [61].

Ahora, considerando una rendija (un agujero rectangular estrecho alargado) con un ancho de abertura b y un largo l de unos cuantos centímetros, la irradiancia está dada por la ecuación 3.1, con $\beta = (kb/2)\text{sen}\theta$, siempre que θ se mida desde el plano xy (véase Fig. 3.3) [61]. Para encontrar los extremos de la función $I(\theta)$, se encuentran los valores de β para los cuales $dI/d\beta = 0$:

$$\frac{dI}{d\beta} = I(0) \frac{2\text{sen}\beta(\beta\cos\beta - \text{sen}\beta)}{\beta^3} = 0, \quad (3.2)$$

los mínimos de irradiancia iguales a cero se producen cuando $\text{sen}\beta = 0$, es decir, para $\beta = \pm\pi, \pm2\pi, \pm3\pi, \dots$, o bien, considerando que $\beta = m\pi = (kb/2)\text{sen}\theta_m$, puede expresarse de forma equivalente:

$$b\text{sen}\theta_m = m\lambda, \quad (3.3)$$

donde $m = \pm1, \pm2, \pm3, \dots$ [61].

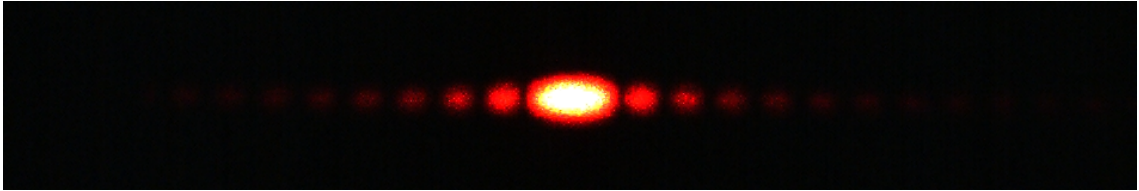


Figura 3.4: Patrón de difracción de una rendija única vertical iluminada con el haz de un láser He-Ne. Fotografía tomada en GrainsLab.

El ancho del máximo central se determina como la distancia desde el primer cero de irradiancia a un lado del eje central ($m = +1$) hasta el primer cero de irradiancia del lado opuesto ($m = -1$), y es el doble de la anchura de las franjas de orden superior, con el 80% de la luz que llega a la pantalla de observación (véase la Fig. 3.4). Usando la aproximación para ángulos pequeños $\text{sen}\theta_m \approx \theta_m$ junto con la ecuación 3.3, se obtiene la anchura angular $\Delta\theta$ del máximo central (en radianes): $\Delta\theta = 2\theta_1 \approx 2\lambda/b$ [61].

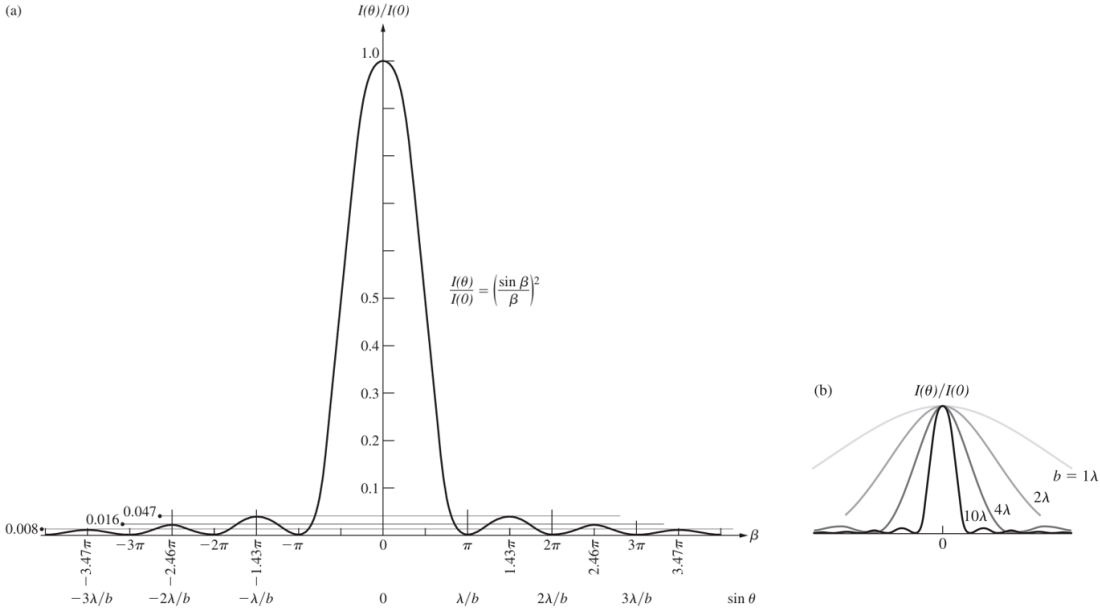


Figura 3.5: Difracción de Fraunhofer de una rendija única. (a) Distribución de irradiancias. (b) Irradiancia normalizada para diferentes valores de ancho de la rendija: $b = \lambda, 2\lambda, 4\lambda$ y 10λ . Tomada de *Optics*, Pearson Education, Incorporated, (2017) [61].

En la Fig. 3.5 se muestra en a) la curva de la ecuación 3.1, correspondiente a la densidad de flujo, y en b), las curvas de la irradiancia normalizada para diferentes anchuras b de rendija, con $b = \lambda, 2\lambda, 4\lambda$ y 10λ . El ancho de la distribución de franjas en el patrón de difracción, y con esto, el ancho del máximo central varía de forma inversa con el ancho b de la rendija, así, se observa que para un valor de b muy pequeño en comparación con una longitud de onda, el pico del máximo central se vuelve muy ancho [61]. En la Fig. 3.5, se observa también que pese a mantenerse las curvas fijas en un valor máximo de irradiancia, los picos se vuelven más anchos conforme el ancho de la rendija b disminuye, distribuyéndose la energía en una región más extensa y, a su vez, disminuyendo el valor de $I(0)$.

3.1.3. Efecto del espesor de la rendija en un patrón de difracción de Fraunhofer

La mayoría de las rendijas reales de ancho a y largo l , utilizadas en experimentos, no tienen un espesor d infinitesimalmente pequeño, y particularmente, la rendija que corresponde a la capa de vapor de una gota Leidenfrost en nuestro sistema, tiene un espesor que no es despreciable. Un análisis de estos sistemas, con espesor d distinto de cero, fue propuesto en 2019 [62] usando la teoría de difracción escalar, analizando el efecto que produce el espesor de una rendija única en el patrón de difracción generado.

Considerando una apertura rectangular como la de la Fig. 3.6, de longitud l mucho mayor a su ancho a , con un espesor d , el campo en la pantalla (cuya norma al cuadrado corresponde al perfil de difracción) está dado por:

$$U(x, L + d) = \frac{e^{i\frac{2\pi L}{\lambda}} e^{i\frac{\pi}{\lambda L} x^2}}{i\lambda L} \int_0^a dx' U(x', d) e^{-i\frac{2\pi x}{\lambda L} x'}, \quad (3.4)$$

donde a, λ, d y L son el ancho, la longitud de onda, el espesor de apertura y la distancia entre

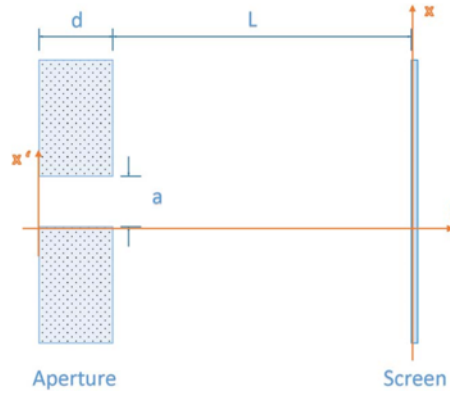


Figura 3.6: Rendija única de ancho a y espesor d , localizada a una distancia L de la pantalla de observación. Tomada de *Journal of Optics*, vol. 21, núm. 4 (2019) [62].

la parte frontal de la apertura y la pantalla, respectivamente [62]. Esta expresión se obtuvo a partir de la integral de difracción Fresnel-Kirchhoff, de manera que para la aproximación de Fraunhofer, el campo en la pantalla es la transformada de Fourier del campo en la salida de la apertura [1], con x' y x indicando las coordenadas transversas dentro de la apertura y en la pantalla.

Para el caso de incidencia normal, puede considerarse la luz incidente como ondas planas, con $U(x', 0) = U_0$; el campo, U^0 queda descrito con la ecuación [62]:

$$U^0(x, L + d) = \frac{8aU_0 e^{i\frac{\pi}{\lambda}(2L + \frac{x^2}{L} - \frac{ax}{L})}}{i\pi^2 \lambda L} \times \cos\left(\frac{\pi ax}{\lambda L}\right) \sum_{n \geq 1, \text{ impar}} \frac{e^{i\beta_n d}}{n^2 - \left(\frac{2ax}{\lambda L}\right)^2}. \quad (3.5)$$

Si la rendija tuviera un espesor despreciable, es decir, $U(x', d) \rightarrow U(x', 0) = U_0$, se tendría que el campo en la pantalla estaría dado por la expresión [1]:

$$\tilde{U}^0(x, L) = \frac{aU_0 e^{i\frac{\pi}{\lambda}(2L + \frac{x^2}{L} - \frac{ax}{L})}}{i\lambda L} \times \frac{\text{sen}\left(\frac{\pi ax}{\lambda L}\right)}{\pi \frac{ax}{\lambda L}}. \quad (3.6)$$

En la Fig. 3.7a se muestran las curvas de $|U^0|^2$ obtenidas de las ecuaciones 3.5 (d variable) y 3.6 ($d = 0$) para valores distintos del espesor d , con $a/\lambda = 5$. La curva en verde corresponde al caso $d = 0$, y las curvas siguientes a valores que van desde $d = 0.1\lambda$ hasta $d = 70\lambda$. El valor del espesor d influye considerablemente en el perfil obtenido cuando el ancho de la rendija a es considerablemente grande. Se observa que, con un espesor d distinto de cero, el brillo en el centro (indicado con $x = 0$) se ve reducido, obteniéndose un pico en el máximo central de mayor achura y consecuentemente, un perfil de intensidad diferente en cada caso; por ejemplo, el perfil para $d = 40\lambda$ difiere completamente del perfil con $d = 70\lambda$, en el que las posiciones de los ceros de irradiancia cambian notablemente. Con esto, la visibilidad de las franjas se ve reducida, como se observa en las gráficas de densidad de la Fig. 3.7b y c para $d/\lambda = 0$ y $d/\lambda = 40$, respectivamente, correspondientes a la curva de 3.7a. Así, para un espesor de alrededor de 40 veces la longitud de onda λ , las franjas oscuras, que indican los ceros de irradiancia, se vuelven prácticamente indistinguibles en el patrón de difracción proyectado en la pantalla. Iluminando con un láser He-Ne de $\lambda = 633$ nm, las franjas perderían visibilidad para espesores $d = 40\lambda = 0.02532$ mm, con una rendija de ancho $a = 3.165$ micras.

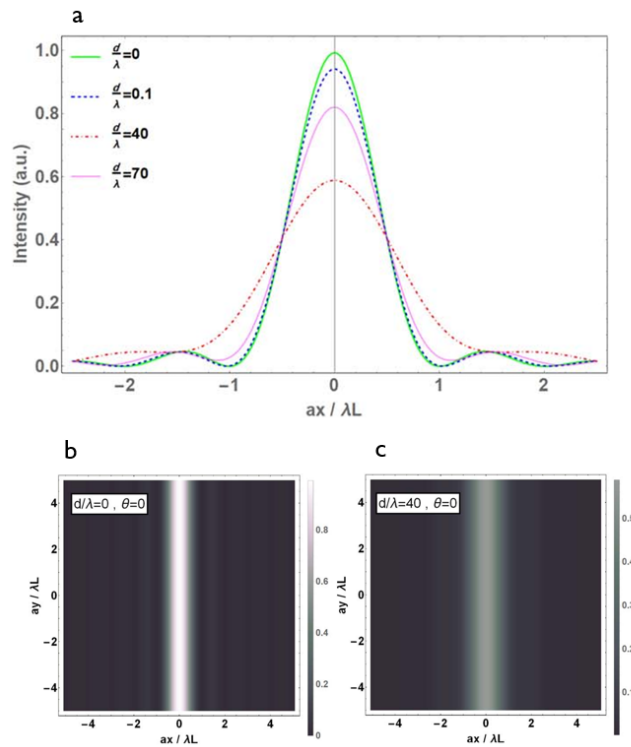


Figura 3.7: (a) Perfil de difracción de una rendija simple con incidencia normal ($\theta = 0$), para $a/\lambda = 5$. Se muestra el patrón de difracción para cuatro valores específicos $d/\lambda = 0, 0.1, 40, 70$. (b-c) Patrón de difracción de una sola rendija con ancho $a = 5\lambda$ para los casos (b) $d/\lambda = 0$ y (c) $d/\lambda = 40$, con incidencia normal ($\theta = 0$). Tomada de *Journal of Optics*, vol. 21, núm. 4 (2019) [62].

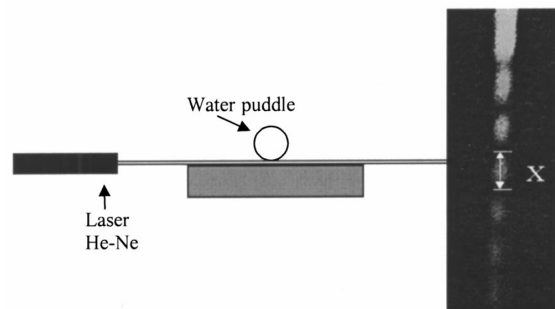


Figura 3.8: Montaje experimental empleado en [1] para obtener patrones de difracción de gotas Leidenfrost libres. Un láser de He-Ne se utiliza para generar un patrón de difracción, siendo la capa de vapor de la gota libre, la rendija. De las imágenes obtenidas se mide la distancia entre dos máximos (X) para determinar el espesor e de la capa de vapor. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

3.2. Sistema y metodología experimental

El primer montaje experimental empleado para obtener el espesor de la capa de vapor de gotas Leidenfrost fue propuesto por Bianco y colaboradores [1], y se muestra en la Fig.3.8. El sistema está conformado por un láser He-Ne cuyo haz se hace pasar a través de la capa de vapor de una gota Leidenfrost de un volumen específico. Los patrones de difracción para diferentes gotas fueron filmados, y se encontró que la distancia entre dos máximos (X) era de aproximadamente 1 cm. En los patrones obtenidos pudieron observar desde 3 hasta 10 máximos, de manera que se estimó el espesor de la capa de vapor, encontrándose en un rango de 10 a 100 μm (véase la Fig. 3.9).

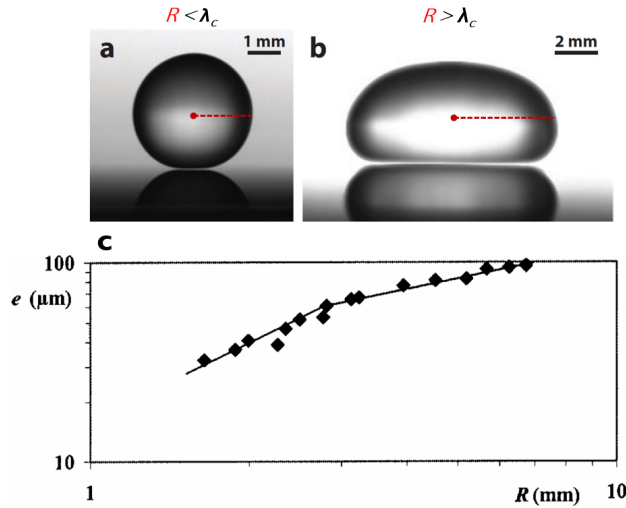


Figura 3.9: Gotas Leidenfrost de radio a) $R < \lambda_c$ y (b) $R > \lambda_c$, depositadas en un plato metálico plano a 300 °C. Tomada de [2]. (c) Espesor de la capa de vapor bajo una gota Leidenfrost de agua depositada en un plato de duraluminio a 300 °C, como función del radio de la gota [1]. Las gotas fueron alimentadas para mantener un radio R y espesor e constante, obteniéndose distintos R al cambiar el radio de alimentación de la gota. Las líneas delgadas sucesivas indican las pendientes 1.3 y 0.5, un punto de quiebre se observa alrededor del valor de la longitud capilar ($\lambda_c = 2.5$ mm para el agua). Tomadas de *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 45 (2013) [2] y *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

Como se observa en la Fig. 3.9, las gotas empleadas tenían radios en el rango de 1 a 7 mm, y se obtuvieron espesores de entre 30 y 100 micras. Tomando en cuenta que las gotas cuyo radio R es menor a la longitud capilar λ_c pueden considerarse esféricas, exceptuando la región del área de contacto, la capa de vapor de dichas gotas puede aproximarse como una rendija de espesor $d \approx 0$ (Fig. 3.9a). Las mediciones correspondientes a gotas cuasiesféricas siguen la tendencia lineal mostrada en la Fig. 3.9, con una pendiente de 1.3. Sin embargo, el punto de quiebre se presenta alrededor de la longitud capilar, para $R \approx \lambda_c$, después de este valor, las gotas con radios $R > \lambda_c$ corresponden a *panqueques* cuyas mediciones de espesor e siguen una tendencia lineal con pendiente 0.5, con una región de contacto mucho mayor a la de gotas pequeñas. Usando la técnica experimental propuesta en [1], las gotas *panqueques* representan una rendija de espesor d variable que no puede considerarse despreciable, y que depende del volumen de líquido de la gota. Debido a esto, los efectos de una rendija de espesor variable, mencionados en la sección anterior, deben tomarse a consideración para volúmenes grandes de líquido. Para gotas de radios mayores, con $R = 7$ mm, el espesor medido fue de alrededor de 100 μm . Con esas consideraciones, se tomó el trabajo realizado previamente en [1] como referencia, para diseñar un montaje experimental

adecuado para este sistema, en el que los volúmenes de las gotas son mayores a 1 cm^3 .

El haz emitido por un láser He-Ne presenta un perfil gaussiano, de manera que, con una intensidad de distribución gaussiana y frentes de ondas paraboloidales, la rendija no puede ser iluminada uniformemente. Sin embargo, es posible tener frentes de onda planos en un haz gaussiano, en la cintura del haz, punto en el que el diámetro del *spot* es mínimo y el frente de onda puede considerarse un frente de onda plano. Así, el sistema experimental empleado, que se muestra en la Fig.3.10, permite iluminar la rendija con frentes de onda planos.

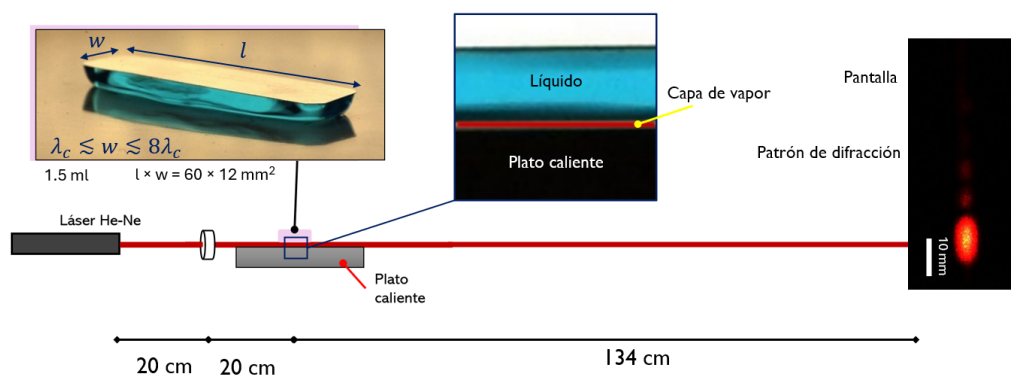


Figura 3.10: Montaje experimental para generar patrones de difracción de gotas Leidenfrost. Un haz de láser He-Ne pasa a través de una lente biconvexa ubicada a 20 cm de distancia de la salida del haz. La lente enfoca el haz hacia la gota Leidenfrost, colocada a 20 cm de distancia, de manera que el *spot*, de diámetro mínimo, ilumina la capa de vapor como a una rendija de difracción. El patrón resultante se observa en una pantalla a 134 cm de distancia y es filmado con una cámara de alta velocidad. El agua desionizada fue coloreada con azul de metileno para facilitar su visualización en la imagen. La barra de escala indica 10 mm.

El haz de un láser He-Ne se (con longitud de onda $\lambda = 633 \text{ nm}$) pasa a través de una lente biconvexa de distancia focal $f = 20 \text{ cm}$. La lente se coloca a 19.5 cm de la salida del haz, considerando que hay 0.5 cm desde la salida del haz hasta el orificio del instrumento. La lente enfoca el haz a la rendija de difracción, que en este caso corresponde a la capa de vapor de la gota Leidenfrost, iluminando en la parte central de la rendija, como se observa en las Figs. 3.11 para una gota libre y 3.21 para una gota confinada, esto con el objetivo de evitar iluminar la curvatura de la gota en los bordes. La gota confinada, que se ha fijado como fue descrito en el capítulo 2 (Fig. 2.1), es colocada a 20 cm de la lente, así, la rendija se encuentra en la cintura del haz, donde el diámetro del *spot* es mínimo, ubicada a la distancia focal $f = 20 \text{ cm}$. Esto tiene por objetivo iluminar solamente la capa de vapor, disminuyendo el reflejo del agua y del plato de aluminio. Con este sistema, la rendija es iluminada con un frente de onda plano, de intensidad uniforme. Para evitar dañar el sistema óptico durante la deposición de la gota y hasta que se encontraba confinada (después de dejar caer la lámina rectangular delgada de aluminio); una placa de vidrio templado removible fue colocada entre la lente biconvexa y la gota Leidenfrost confinada, esta placa fue retirada para observar el patrón de difracción a campo lejano, en una pantalla colocada a 134 cm de distancia. Se filmaron videos de los patrones de difracción observados en la pantalla, obtenidos con diferentes gotas, usando una cámara de alta velocidad, y posteriormente fueron analizados haciendo uso del programa ImageJ. El método de análisis se describe a detalle en las secciones siguientes.

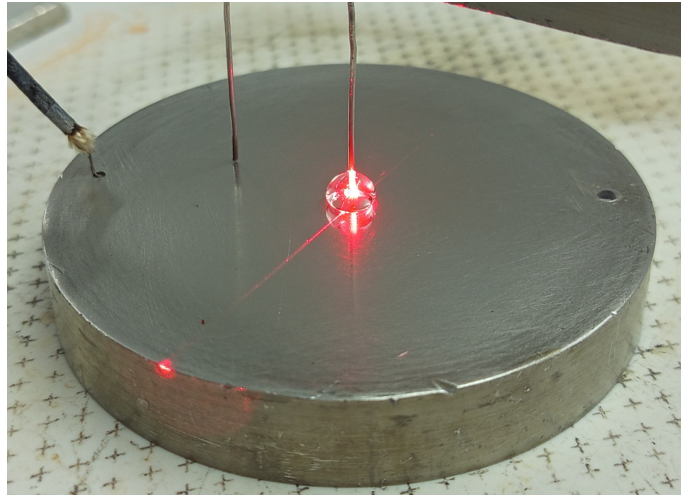


Figura 3.11: El haz de un láser He-Ne pasa a través de la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre de 8 mm de diámetro depositada sobre un plato de aluminio de 80 mm de diámetro.

3.3. Gota Leidenfrost *libre*

Antes de utilizar el sistema experimental mostrado en la Fig. 3.10 con una gota Leidenfrost bajo confinamiento, se hizo un estudio correspondiente, empleando el arreglo experimental con una gota *libre*, es decir, una gota depositada sin ningún tipo de confinamiento. La gota de agua desionizada fue depositada sobre un plato plano de aluminio a $T = 250\text{ }^{\circ}\text{C}$, en una de las agujas del soporte como se observa en la Fig.3.11, para evitar su desplazamiento fuera del plato y para mantenerla fija y facilitar su alineación con el haz. Los patrones de difracción filmados corresponden a una gota de 8 mm de diámetro.

El patrón de difracción fue filmado con una cámara de alta velocidad a 125 cuadros por segundo. En la Fig. 3.12 se muestra una secuencia de 16 cuadros sucesivos tomados cada 0.008 segundos, que corresponden a 0.128 segundos de video, se observa el máximo central (o de orden 0) y hasta 4 máximos de orden superior. También se observan ligeras variaciones en la posición de los máximos de orden superior, lo cual se hace evidente en los máximos de orden $m = 3$ y para $m > 3$.

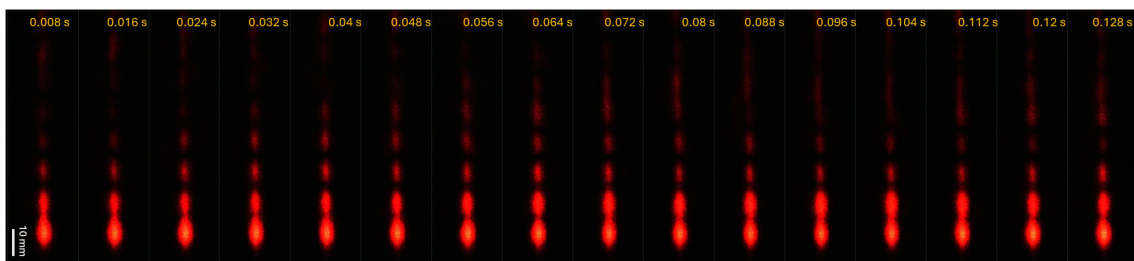


Figura 3.12: Secuencia del patrón de difracción obtenido de una gota libre de agua de 8 mm de diámetro, filmado a 125 fps. Los cuadros sucesivos están separados 0.008 segundos, y corresponden a 0.128 segundos de video. La barra de escala indica 10 mm.

Sin embargo, considerando la velocidad a la que fue filmado, puede considerarse que el patrón de difracción tiende a ser constante en el tiempo. Para observar estas variaciones se hizo un tratamiento

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

3.3 Gota Leidenfrost *libre*

al video, como se observa en la Fig. 3.13, convirtiéndolo primero todos los cuadros a 8 bits en escala de grises (b), y después utilizando la herramienta *Threshold* (d), que permite distinguir el patrón de difracción del fondo en la imagen volviéndola binaria definiendo un umbral de intensidad para los pixeles. Después de esto, se obtuvo la curva que muestra las variaciones del área total (en negro) de la imagen final (c) como función del tiempo para 0.5 segundos de video (veáse Fig. 3.14). El área total oscila alrededor de 85 mm^2 , con variaciones pequeñas a partir de 0.2 segundos. Dichas variaciones pueden estar relacionadas con la disminución del radio R de la gota, inicialmente de 8 mm (al inicio de la filmación del video), como consecuencia de su evaporación continua. Previamente en [1] se reportó la relación entre el radio de la gota, R , y el espesor de la capa de vapor, e , para diferentes gotas de volumen definido, mostrando que una disminución en el radio implica una disminución en el espesor de la capa de vapor (veáse Fig. 3.9), y encontrándose $e \approx 100$ micras para gotas de $R = 8$ mm. De esta forma, la Fig. 3.14 muestra que hay variaciones mínimas en el espesor de la capa de vapor.

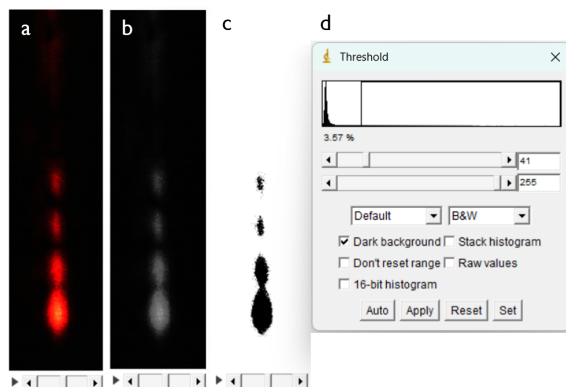


Figura 3.13: Tratamiento hecho al video del patrón de difracción de una gota Leidenfrost libre. El video filmado a 125 fps (a) en la interfaz de ImageJ es convertido a 8 bits (b) y posteriormente se binariza (c) usando la herramienta *Threshold* para distinguir el fondo de la imagen (en blanco) del patrón de difracción (en negro) definiendo un umbral de intensidad para los pixeles de la imagen.

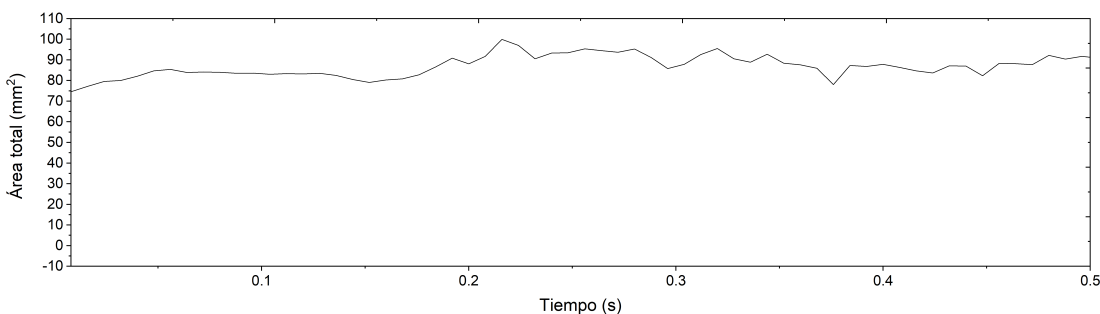


Figura 3.14: El área total del patrón de difracción obtenido de una gota Leidenfrost libre de 8 mm de diámetro, como función del tiempo, para 0.5 segundos de video.

Para estudiar la relación entre las variaciones observadas en la Fig. 3.14 con el espesor de la capa de vapor e , es necesario determinar el valor de e en un intervalo de tiempo. De ésta manera, el espesor de la capa de vapor fue determinado para la serie de cuadros de la Fig. 3.12, correspondientes a 0.128 segundos de video. En cada cuadro es posible medir de manera manual

la distancia desde el máximo central hasta los ceros de irradiancia observados, $m = +1, 2, 3$, usando ImageJ. Antes de realizar las mediciones necesarias, se fijó la escala de la imagen mediante una referencia de longitud conocida, asociando cada píxel a una distancia real, en este caso, en milímetros. Es importante señalar que en este caso, la resolución de los videos filmados fue de 1280×1024 píxeles; y después de fijar la escala, cada píxel fue equivalente 0.13 mm^2 ($130 \mu\text{m}^2$), siendo ésta la unidad más pequeña en nuestros videos.

Después de esto, se utilizó la herramienta *oval* (véase la Fig. 3.15a), para dibujar una elipse sobre el contorno visible en la imagen del máximo de orden cero (Fig. 3.15a), cuyo eje mayor (indicado en la interfaz de ImageJ como h) corresponde a la distancia entre los extremos visibles en la imagen del máximo central. A partir de esta primera medición, el centro del máximo central fue estimado (Fig. 3.15b) y finalmente se midió la distancia desde el centro del máximo central al segundo cero de irradiancia $m = 2$ (Fig. 3.15c), es decir y_2 , proceso que fue realizado para los mínimos de irradiancia $m = +2, 3$. La ecuación 3.3, puede utilizarse para determinar el valor correspondiente de e , como se describe a continuación.

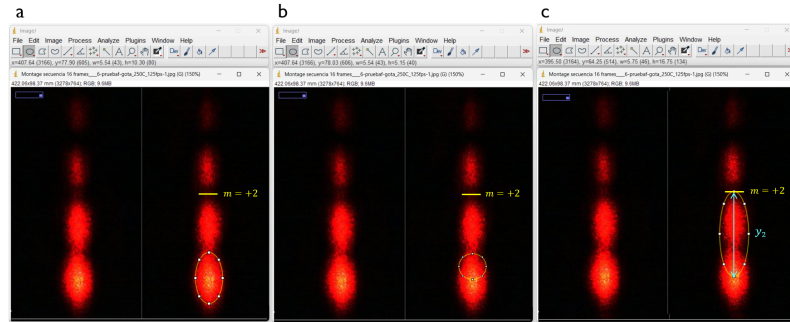


Figura 3.15: Determinación de los ceros de irradiancia empleando ImageJ. (a) La herramienta *Oval* permite dibujar una elipse sobre el contorno visible del máximo de orden 0, de manera que el eje mayor de la elipse ($h = 10.30 \text{ mm}$ en la interfaz de Imagej) corresponde a la distancia entre los extremos. (b) El centro del máximo central se estima como el centro de la elipse ($h = 5.15 \text{ mm}$ en la interfaz de ImageJ) para posteriormente (c) hacer una medición de la distancia y , desde el máximo central de irradiancia hasta el segundo cero de irradiancia $m = +2$ en el patrón de difracción de una gota libre.

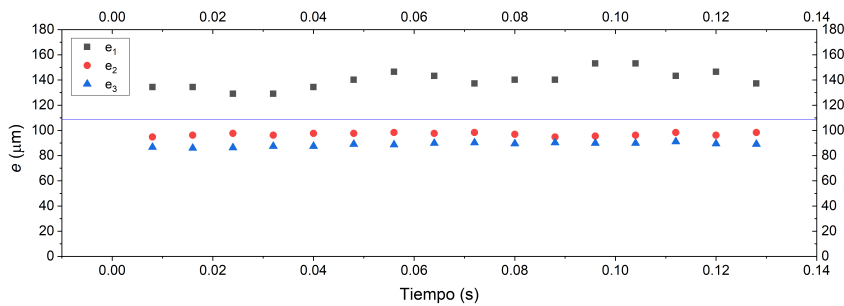


Figura 3.16: El espesor de la capa de vapor e de una gota Leidenfrost libre como función del tiempo, para 0.1 segundos de video. Cada punto en la gráfica corresponde a las mediciones realizadas con $m = +1, 2, 3$ y se indica el promedio de estas como referencia. El valor de e oscila alrededor de 110 micras en concordancia con los resultados obtenidos por [1] para gotas libres.

Considerando que en este sistema la distancia a la pantalla de observación, definida aquí como S , es considerablemente mayor al tamaño de la abertura, e , (el espesor de la capa de vapor), la aproximación $\text{sen}\theta_m \approx \frac{y_m}{S}$, es válida, (y_m corresponde a la distancia desde el máximo central al m -ésimo cero de irradiancia, con $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$); por lo que la ecuación 3.3 puede reescribirse como: $e \frac{y_m}{S} \approx m\lambda$

y con la expresión

$$e \approx \frac{m\lambda S}{y_m} \quad (3.7)$$

puede estimarse el valor de la capa de vapor a partir de las mediciones realizadas.

Los valores obtenidos de e para 0.128 segundos de video se muestran en la Fig. 3.16, donde cada punto corresponde a las mediciones realizadas con $m = +1, 2, 3$. Se ha graficado el promedio de los tres valores como referencia, encontrándose que el espesor oscila alrededor de 110 micras, coincidiendo con los valores obtenidos para gotas libres en [1].

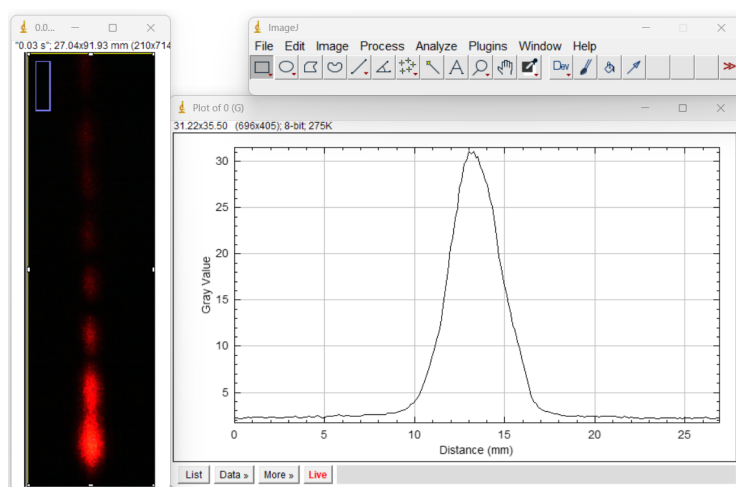


Figura 3.17: La herramienta *Plot profile* permite obtener un perfil de intensidad del área seleccionada en una imagen. Se ha generado una gráfica a partir de un cuadro del patrón de difracción de una gota Leidenfrost libre. Debido a la orientación de la imagen, el perfil generado muestra un punto máximo en el centro correspondiente a la ubicación del patrón de difracción en la imagen.

Es importante recalcar que este método presenta la desventaja de realizar mediciones con baja exactitud, considerando que un error de medición de 1 píxel en este caso correspondería a una diferencia de 130 micras; y pese a que los resultados son una buena aproximación y coinciden con los valores reportados en [1], es necesario utilizar un método de análisis que permita determinar de mejor manera las posiciones, tanto del máximo central de irradiancia como de los mínimos de órdenes superiores. Esto puede llevarse a cabo usando la herramienta *Plot profile* disponible en el menú *Analyze* de ImageJ. La herramienta *Plot profile* permite generar un perfil de intensidad a lo largo de un área seleccionada en la imagen, extrayendo los valores de intensidad (asociados a los niveles de gris o a cada canal de color) en el área. La gráfica obtenida indica cómo cambian éstos valores a lo largo del eje horizontal de la imagen. Un ejemplo de ello se muestra en la Fig. 3.17, previamente escalada, en la que se ha obtenido el perfil de intensidad para un cuadro del patrón de difracción de una gota libre. La curva corresponde al perfil del área seleccionada en la imagen, sobre el eje horizontal, razón por la cual, se observa un máximo en la curva, que corresponde a la ubicación central del patrón de difracción en la imagen.

Esta herramienta permite obtener una gráfica análoga a la curva de distribución de irradiancia del patrón de difracción. Para esto, es necesario cambiar la orientación de la imagen, haciendo una

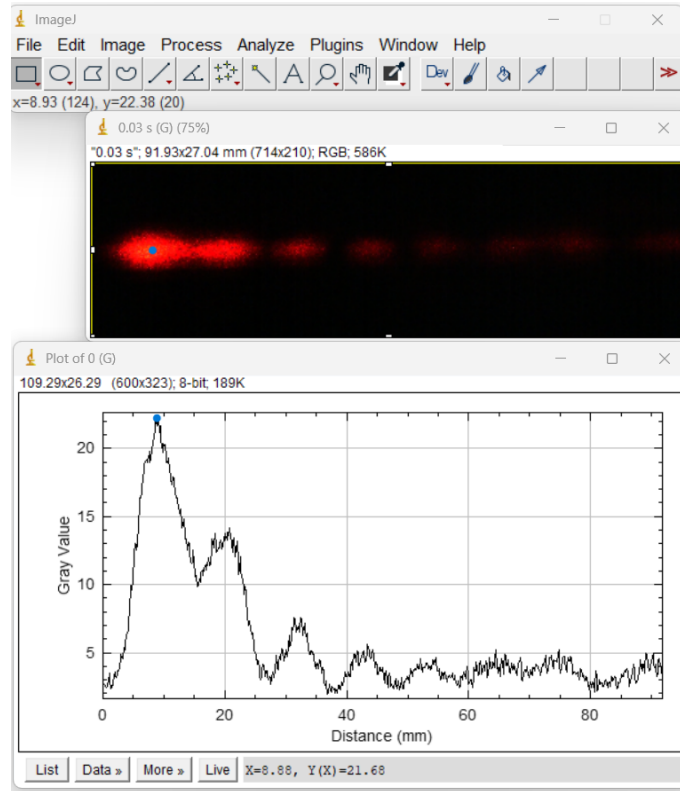


Figura 3.18: La herramienta *Plot profile* permite generar el perfil de intensidad de un área de imagen seleccionada. Del patrón de difracción de una gota Leidenfrost libre, se genera una curva análoga a la distribución de irradiancia, en la que las posiciones de los mínimos $m = +1, 2, 3, 4$, pueden ser determinadas. La posición del máximo central (en azul) se encuentra indicada con $X = 8,88$ mm en la interfaz.

rotación de 90° a la derecha, y posterior a esto, generar el perfil de intensidad de la forma que se indicó previamente. En la Fig. 3.18 se muestra la curva obtenida para el patrón de difracción de una gota libre. Dado que la imagen ha sido rotada, el perfil de intensidad muestra los puntos máximos sobre el eje horizontal, indicando el máximo de irradiancia (indicado en la curva con un punto azul) en $X = 8,88$ mm, y los ceros de irradiancia a lo largo del eje x . De la gráfica es posible determinar las posiciones de los mínimos $m = +1, 2, 3, 4$, y de esta forma, estimar las distancias y_1, y_2, y_3, y_4 correspondientes.

También, empleando la herramienta *Rectangle*, las distancias y pueden medirse directamente, como se muestra en la Fig. 3.19 para un cuadro seleccionado (rectángulo amarillo) de la secuencia de la Fig. 3.12. La distancia indicada como w en la interfaz de ImageJ para el rectángulo trazado sobre la curva, corresponde a la separación y entre el máximo central y el segundo cero de irradiancia ($m = +2$). Las mediciones de y se realizaron con $m = +1, 2, 3, 4$, para los 16 cuadros de la Fig. 3.12, y se estimó el espesor e de la capa de vapor para cada imagen. La Fig. 3.20 muestra los valores obtenidos del espesor de la capa de vapor como función del tiempo para 0.128 segundos de video, donde cada punto corresponde a las mediciones realizadas con $m = +1, 2, 3, 4$, y se ha graficado el promedio de estas como referencia. El espesor oscila alrededor de 100 micras, que, aunque es ligeramente menor al valor obtenido usando el primer método de análisis, es acorde con el valor obtenido en [1] para gotas de radios pequeños.

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento
3.3 Gota Leidenfrost *libre*

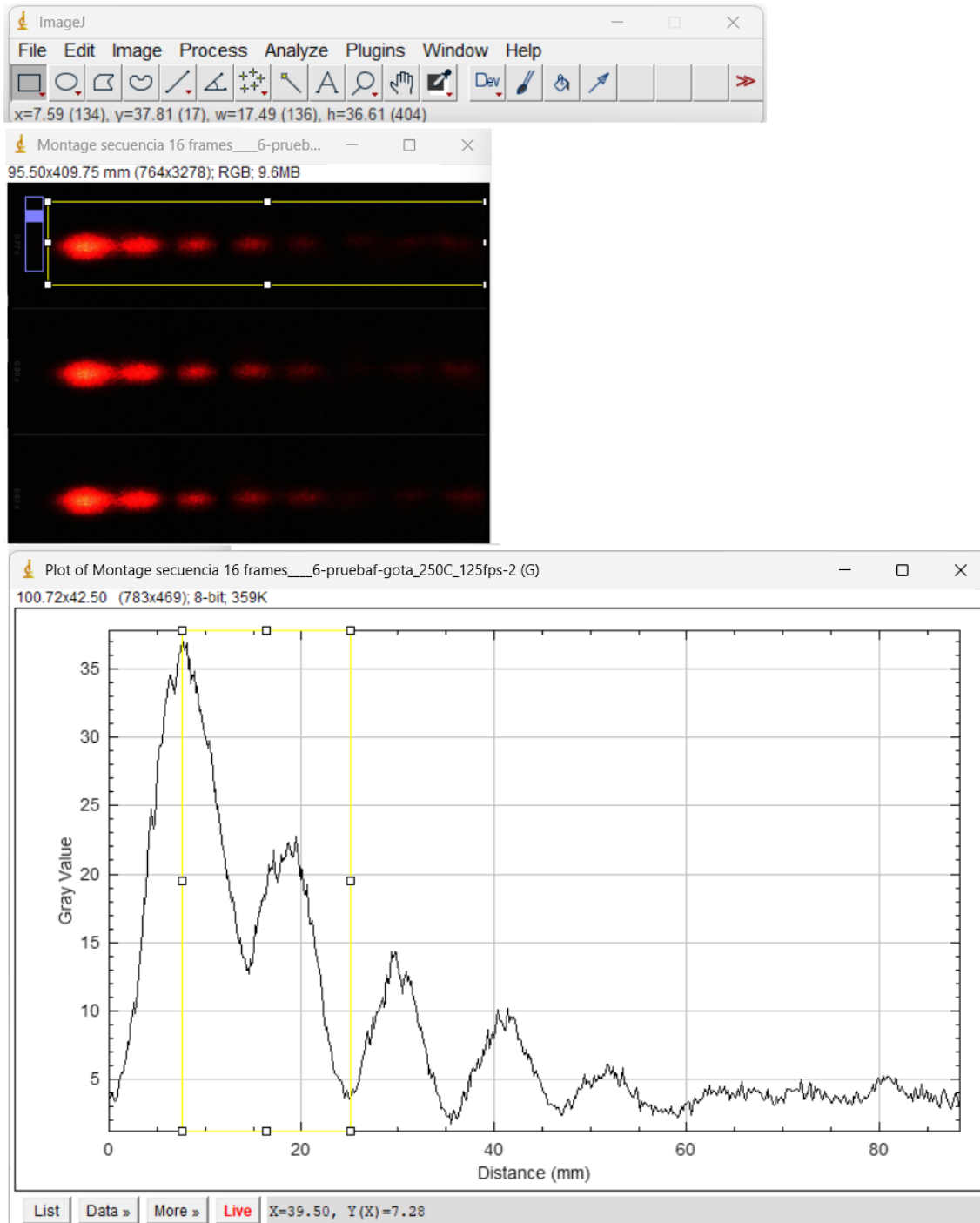


Figura 3.19: Usando la herramienta *Rectangle* se mide la separación y_2 (indicada en la interfaz como w) para $m = +2$ a partir de la gráfica del perfil de intensidad del patrón de difracción generado por la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre.

Los resultados obtenidos para el espesor de la capa de vapor usando ambos métodos de análisis

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento
3.4 Gota Leidenfrost bajo confinamiento

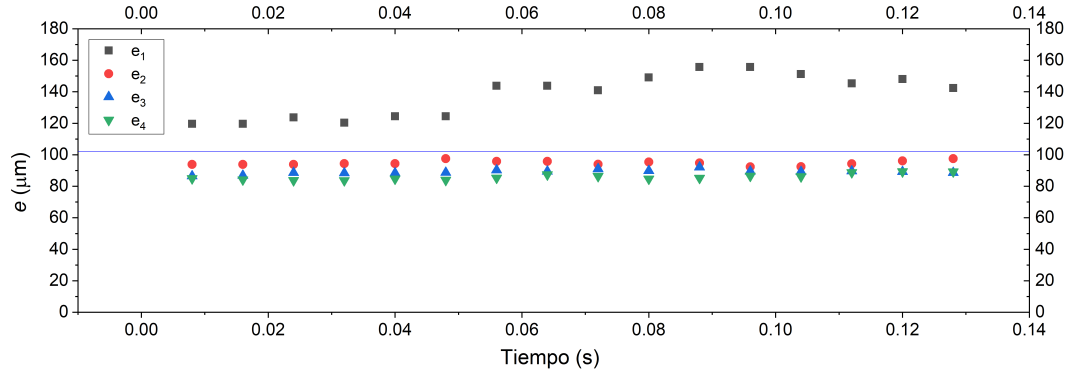


Figura 3.20: El espesor de la capa de vapor e de una gota Leidenfrost libre como función del tiempo para 0.128 segundos de video, oscila alrededor de 100 micras. La curva fue obtenida a partir del análisis del perfil de intensidad de la imagen. Cada punto corresponde a las mediciones realizadas para $m = +1, 2, 3, 4$ y se ha graficado el promedio de estas como referencia.

están dentro del rango reportado en [1] lo cual indica que, tanto el sistema experimental, como los métodos utilizados, son adecuados para estimar e a partir de patrones de difracción generados por gotas Leidenfrost. De las Figs. 3.14, 3.16 y 3.20 se observa una tendencia constante en el tiempo, así, pueden concluirse que, dentro del intervalo del tiempo estudiado, el espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost libres es aproximadamente constante, considerando que no hay un cambio significativo en el radio de la gota estudiada.

3.4. Gota Leidenfrost bajo confinamiento

Puesto que se ha comprobado el buen funcionamiento del sistema experimental y los métodos de análisis empleados para determinar el espesor de la capa de vapor de gotas Leidenfrost libres, en esta sección se describe el estudio análogo para gotas Leidenfrost confinadas.

Se utilizó el sistema experimental mostrado en la Fig. 3.10, con una gota Leidenfrost de 1.5 ml confinada con una lámina rectangular de dimensiones $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$. La gota fue depositada sobre un plato plano de aluminio a $T = 250 \text{ }^\circ\text{C}$, empleando el soporte mostrado en la Fig. 2.1a, para evitar su desplazamiento fuera del plato, mantenerla fija y facilitar su alineación con el haz.

El patrón de difracción observado en la pantalla fue filmado con una cámara de alta velocidad a 1000 cuadros por segundo. En la Fig. 3.22 se muestra una secuencia de 15 cuadros (0.015 segundos de video), tomados cada 0.001 segundos, se observa el máximo central (o de orden 0) y hasta 4 máximos de orden superior en algunos cuadros. Se observan variaciones notables tanto en la posición y el ancho del máximo central, como de los máximos de orden superior. La secuencia mostrada en la Fig. 3.22 corresponde a un ciclo, desde la observación de la pantalla completamente negra, para después observar el máximo central y los máximos de orden superior, hasta observar nuevamente la pantalla en color negro; este ciclo corresponde a una oscilación completa del patrón de difracción, que de manera evidente presenta variaciones en el tiempo.

El desplazamiento de los máximos de orden superior, y las variaciones del ancho del máximo central, sugieren que el tamaño de la apertura de la rendija, correspondiente al espesor e de la capa de vapor, presenta variaciones en el tiempo. De ésta manera, en la secuencia mostrada, el cuadro inicial en 0.001 segundos, en el que la pantalla se observa prácticamente negra, indica una abertura de ancho $e \approx 0$ micras; el cuadro en 0.004 s, que presenta un patrón de difracción con una separación máxima marcada entre sus máximos de orden superior, corresponde al espesor e mínimo

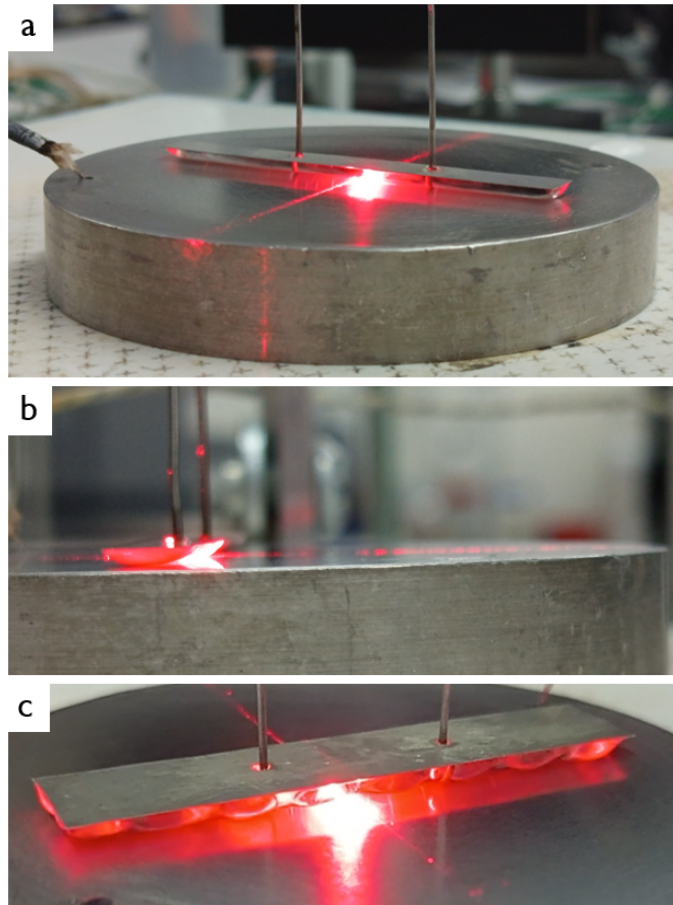


Figura 3.21: (a) El haz de un láser He-Ne pasa a través de la capa de vapor de una gota Leidenfrost de 1.5 ml bajo confinamiento, diseñada con una lámina rectangular de dimensiones $l \times w = 60 \times 12$ mm², depositada sobre un plato plano de aluminio de 80 mm de diámetro. (b) Vista lateral de la gota Leidenfrost bajo confinamiento. El haz pasa a lo ancho w de la gota diseñada, de manera que la rendija de difracción tiene un espesor $d = w$. (c) Oscilaciones en la superficie de la gota Leidenfrost confinada.

de la capa de vapor en ese ciclo; conforme el valor de e aumenta, la separación entre los máximos de orden superior disminuye hasta tener un valor mínimo (cuadro 0.009 s), correspondiente al valor del espesor e mayor en el ciclo; luego, el espesor de la capa de vapor va disminuyendo, lo cual se observa en los cuadros 0.01 a 0.013 s, donde la separación entre máximos alcanza un valor mayor; después de esto, el patrón de difracción deja de ser visible (0.015 s), iniciando un ciclo nuevamente. Del video filmado se observa que este ciclo se repite aproximadamente 8 veces en 0.1 segundos, lo cual puede comprobarse mediante un análisis de video similar al realizado previamente para una gota libre.

El tratamiento a los cuadros del video se muestra en la Fig. 3.23. Nuevamente, los cuadros fueron convertidos a 8 bits en escala de grises (b), para después utilizar la herramienta *Threshold* (d), que permite hacer una identificación del patrón de difracción y el fondo definiendo un umbral de intensidad para los píxeles y convirtiendo la imagen a un formato binario. Posterior a este tratamiento, puede obtenerse una gráfica del área total (Fig: 3.23c área en negro) del patrón de difracción, como función del tiempo. La curva de la Fig. 3.24 muestra las variaciones del área total

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

3.4 Gota Leidenfrost bajo confinamiento

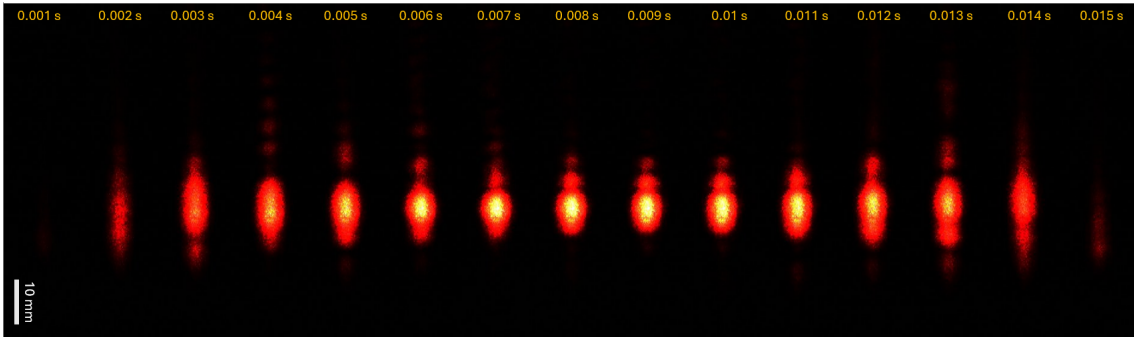


Figura 3.22: Secuencia del patrón de difracción filmado a 1000 fps obtenido de una gota Leidenfrost de 1.5 ml bajo confinamiento, diseñada con una lámina rectangular de dimensiones $l \times w = 60 \times 12$ mm². Los cuadros está separados 0.001 segundos. La barra de escala indica 10 mm.

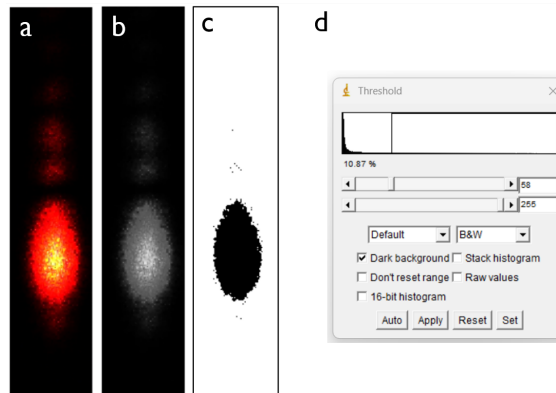


Figura 3.23: Tratamiento hecho al video del patrón de difracción de una gota Leidenfrost bajo confinamiento. (a) El video filmado a 1000 fps en la interfaz de ImageJ (b) es convertido a 8 bits y posteriormente (c) a un formato binario usando (d) la herramienta *Threshold* para distinguir el fondo de la imagen (en blanco) del patrón de difracción (en negro) definiendo un umbral de intensidad para los pixeles de la imagen.

(en negro) de la imagen final (c) como función del tiempo para 0.5 segundos de video. A diferencia de las variaciones observadas en la Fig. 3.14 para una gota libre, las variaciones del área total para una gota en confinamiento no están relacionadas con la disminución del radio de la gota debido al proceso de evaporación, sino que, aparentemente se presentan como una consecuencia directa de las variaciones del espesor e de la capa de vapor. En la curva se presentan aproximadamente 8 oscilaciones cada 0.1 segundos, y 36 oscilaciones en 0.5 segundos de video, en donde cada ciclo corresponde a una secuencia similar a la de la Fig. 3.22. La frecuencia de oscilación del patrón de difracción de acuerdo a la gráfica es de $f \approx 72$ Hz. Los puntos para los cuales el área total del patrón de difracción es mínima indican un valor $e = 0$ micras para la capa de vapor, y los puntos de área total máxima podrían corresponder al momento en el que se tiene el mayor valor de e durante el ciclo. Es necesario entonces, hacer mediciones del espesor e de la capa de vapor para este caso.

Usando los métodos previamente aplicados a una gota libre, el espesor de la capa de vapor fue determinado para una serie de cuadros, correspondientes a 0.102 segundos de video, es decir, aproximadamente 8 ciclos como el que se muestra en la Fig. 3.22.

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento
 3.4 Gota Leidenfrost bajo confinamiento

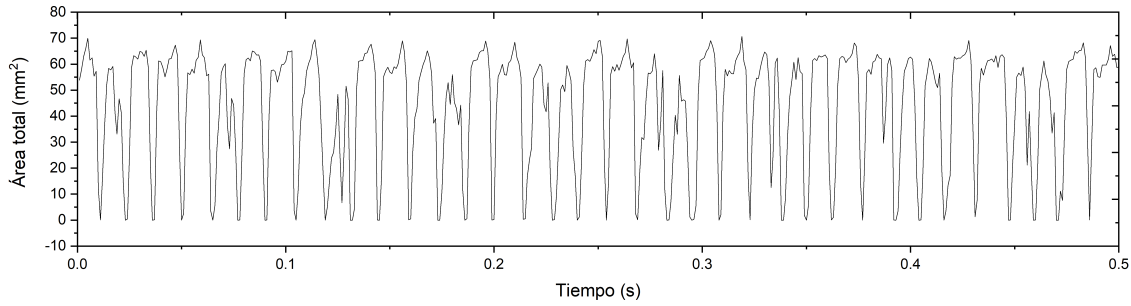


Figura 3.24: Área total visible del patrón de difracción obtenido de una gota Leidenfrost bajo confinamiento de 1.5 ml como función del tiempo, para 0.5 segundos de video. Se observan 8 ciclos cada 0.1 segundos, donde los puntos máximos están relacionados con el valor máximo para el espesor e en cada ciclo, y los puntos mínimos con un valor $e \approx 0$ micras. La frecuencia de oscilación tiene un valor de $f \approx 72$ Hz.

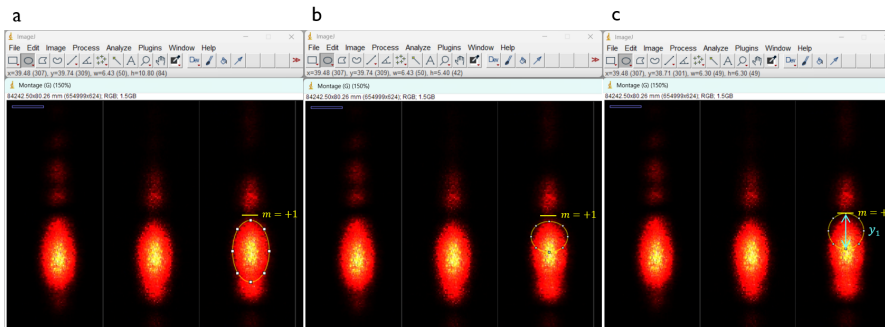


Figura 3.25: Determinación de los ceros de irradiancia empleando ImageJ. (a) La herramienta *Oval* permite dibujar una elipse sobre el contorno visible del máximo de orden 0, de manera que el eje mayor de la elipse ($h = 10.80$ mm en la interfaz de ImageJ) corresponde a la distancia entre los extremos. (b) El centro del máximo central se estima como el centro de la elipse ($h = 5.40$ mm en la interfaz de ImageJ) para posteriormente (c) hacer una medición de la distancia, y_1 , desde el máximo central de irradiancia hasta el primer cero de irradiancia $m = +1$ en el patrón de difracción de una gota confinada, en este caso $y_1 = 6.30$ mm.

De las imágenes obtenidas, es posible medir de manera manual, la distancia desde el máximo central hasta el primer cero de irradiancia o primer mínimo $m = +1$ para algunos cuadros del ciclo. Nuevamente, el primer paso antes de realizar cualquier medición, consistió en fijar la escala del video, y luego de esto, se utilizó la herramienta *oval* (véase la Fig. 3.25), para dibujar una elipse sobre el contorno visible en la imagen del máximo de orden cero (Fig. 3.25a), cuyo eje mayor (indicado en la interfaz de ImageJ como h) corresponde a la distancia entre los extremos visibles en la imagen del máximo central. A partir de esta primera medición, el centro del máximo central fue estimado (Fig. 3.25b) y finalmente se midió la distancia desde el centro del máximo central al primer cero de irradiancia $m = 1$ (Fig. 3.25c), es decir y_1 . El proceso de la Fig. 3.25 se realizó para los diferentes cuadros del video, en los cuales se observó un patrón de difracción, y utilizando la ecuación 3.7, se obtuvo el valor de e correspondiente. Los valores registrados de e para 0.5 segundos de video se muestran en la Fig. 3.26, donde cada punto corresponde a una sola medición para el primer cero de irradiancia ($m = +1$), obteniéndose valores en un rango entre 100 y 200 micras, siendo $94 \mu\text{m}$ el valor mínimo obtenido y $205 \mu\text{m}$ el valor máximo. Algunos ciclos se observan

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

3.4 Gota Leidenfrost bajo confinamiento

completos, indicados por los puntos consecutivos en la curva.

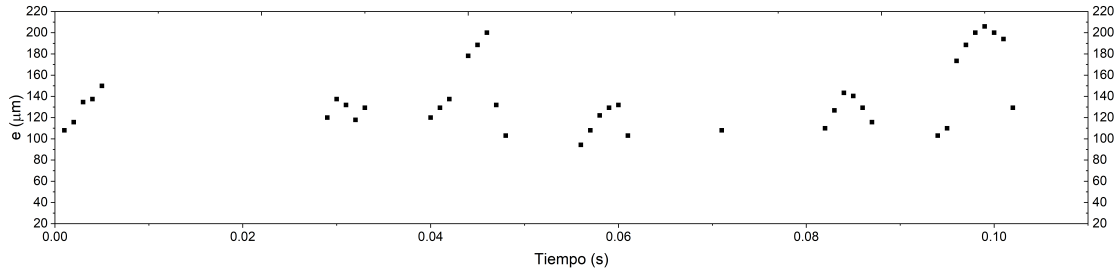


Figura 3.26: El espesor de la capa de vapor e de una gota Leidenfrost confinada como función del tiempo para 0.1 segundos de video. Cada punto en la gráfica corresponde a una sola medición, para $m = +1$, obteniéndose valores de entre 100 y 200 micras. Los puntos consecutivos corresponden a un ciclo de oscilación del patrón de difracción.

El segundo método de análisis también fue aplicado a una gota Leidenfrost confinada. Usando la herramienta *Plot profile* disponible en el menú *Analyze* de ImageJ, se generó el perfil de intensidad correspondiente a lo largo del área seleccionada en la imagen de un cuadro del patrón de difracción, como se muestra en la Fig. 3.27, donde, en la imagen, previamente escalada, se selecciona un cuadro de video. La curva corresponde al perfil de intensidad del área seleccionada en la imagen, sobre el eje horizontal, donde se muestran los puntos máximos: el máximo de irradiancia, en $X = 22.80$ mm, y los ceros de irradiancia a lo largo del eje x para $m = +1, 2, 3$.

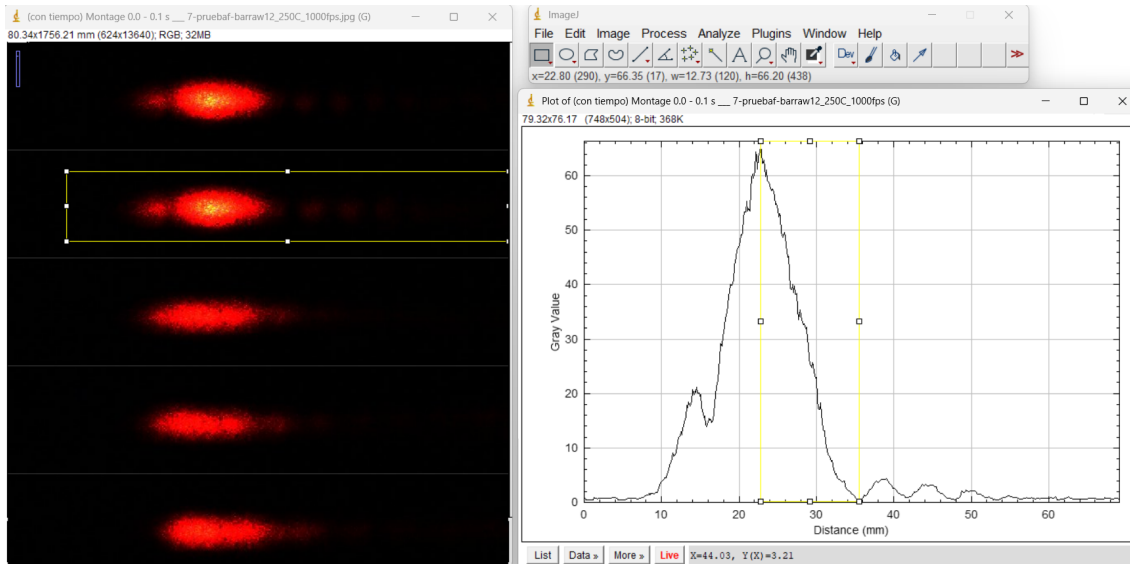


Figura 3.27: El perfil del patrón de difracción de una gota confinada.

En la Fig. 3.27 se utiliza la herramienta *Rectangle* para medir la distancia y_1 , indicada como $w = 12.73$ mm en la interfaz de ImageJ para el rectángulo trazado sobre la curva. Este proceso se realizó para los diferentes cuadros del video en 0.1 segundos, con mediciones de y para $m = +1, 2, 3$, y se estimó el espesor e de la capa de vapor para cada imagen. Los valores obtenidos se muestran en la Fig. 3.28, donde cada punto corresponde a las mediciones realizadas con $m = +1, 2, 3$. Empleando éste método, fue posible realizar más mediciones debido a la facilidad con la que se localizaron los

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

3.5 Relación entre las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento y las variaciones presentes en la capa de vapor

mínimos de irradiancia a partir del perfil de intensidad, en comparación con el primer método. Por esta razón, el rango de valores fue considerablemente mayor, obteniéndose valores para el espesor entre 60 y 200 micras, siendo $65 \mu\text{m}$ el valor mínimo obtenido, y $202 \mu\text{m}$ el valor máximo. El valor mínimo en este caso, fue reportado en [1] como el espesor medido para una gota de radio $R \approx \lambda_c$.

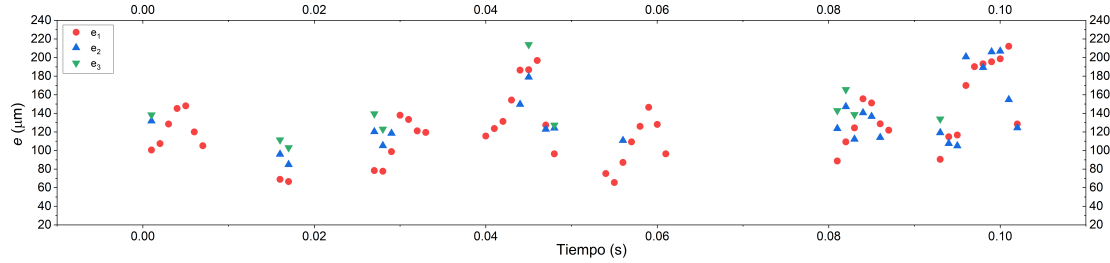


Figura 3.28: El espesor de la capa de vapor e de una gota Leidenfrost confinada como función del tiempo para 0.1 segundos de video. Las mediciones fueron obtenidas a partir del perfil de intensidad de los patrones de difracción en cada cuadro de video. Se han graficado los puntos correspondientes a tres mediciones, para $m = +1, 2, 3$, obteniéndose valores de entre 60 y 200 micras. Los puntos consecutivos corresponden a un ciclo de oscilación del patrón de difracción.

3.5. Relación entre las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento y las variaciones presentes en la capa de vapor

Los resultados obtenidos para el espesor de la capa de vapor usando ambos métodos de análisis están dentro del rango reportado en [1], para gotas de volúmenes grandes, y de las Figuras 3.24, 3.26 y 3.28 se observan oscilaciones periódicas en el patrón de difracción generado por la capa de vapor, que efectivamente están relacionadas con los cambios en el espesor de la capa. El caso de una gota confinada difiere del presentado para una gota libre, cuyo espesor, e , permanece constante en intervalos pequeños de tiempo, y cuyas variaciones se atribuyen a la evaporación continua de la gota. En este caso, la frecuencia obtenida del análisis del patrón de difracción, al estar relacionada con las variaciones registradas del espesor e , sería análoga a la frecuencia f_v medida en la capa de vapor, que ha sido medida utilizando un sensor de presión [20] o diagramas espacio-temporales [22] en el estudio de gotas libres.

El valor obtenido para la frecuencia de oscilación del patrón de difracción en gotas confinadas, $f_v \approx 72 \text{ Hz}$, sugiere que dichas oscilaciones están relacionadas con las que se observan en la superficie del líquido, discutidas en el capítulo 2, cuya frecuencia de oscilación es $f \approx 35 \text{ Hz}$, aproximadamente la mitad de la frecuencia obtenida del patrón de difracción, f_v , puesto que en estudios anteriores de oscilaciones en gotas libres, se ha encontrado que la frecuencia de las oscilaciones de la presión medida en la capa de vapor, denotada por f_v y la frecuencia de oscilación de la gota f están relacionadas de la forma $f \approx f_v/2$ [20, 22], indicando una inestabilidad de Faraday [53]. Asumiendo que se trata de una inestabilidad de este tipo, se puede utilizar la relación de dispersión para ondas capilares de frecuencia f y longitud de onda milimétrica, escrita como: $\lambda, f(\lambda) \sim (2\pi\gamma/\rho\lambda^3)^{1/2}$ (con γ, ρ , la tensión superficial y la densidad del líquido, respectivamente), para determinar el valor de λ en nuestro caso. Considerando la gota confinada de la Fig. 3.21 de 1.5 ml, diseñada con una lámina rectangular de dimensiones $l \times w = 60 \times 12 \text{ mm}^2$, que presenta oscilaciones en su superficie, su frecuencia f_v de la Fig. 3.24 corresponde a $f_v \sim 72 \text{ Hz}$, por lo que

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento

3.5 Relación entre las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento y las variaciones presentes en la capa de vapor

una oscilación subarmónica de frecuencia $f = 36$ Hz en la superficie de la gota, produce un patrón estacionario de longitud de onda $\lambda(f_v/2) \sim 6.6$ mm.

Los valores del espesor de la capa de vapor dada la frecuencia de oscilación f_v , derivados de los experimentos, que se muestran en la Fig. 3.28, se encuentran dentro del rango de valores de amplitud de oscilación reportado por Vahideh Sardari y sus colaboradores en 2023, en su estudio de ondas estacionarias en un recipiente rectangular que oscila verticalmente lleno de agua (ondas de Faraday) en presencia de una lámina elástica flotante depositada en la superficie [63].

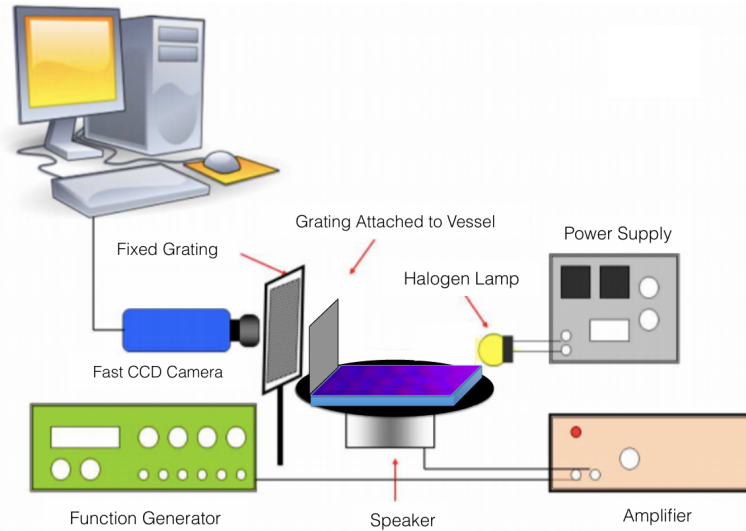


Figura 3.29: Sistema experimental para el estudio de las ondas de Faraday en un recipiente rectangular con una lámina elástica. El recipiente rectangular se coloca sobre un altavoz dispuesto horizontalmente, que proporciona oscilaciones verticales a la placa, y se usa un generador de funciones y un amplificador para producir oscilaciones con diferentes frecuencias y amplitudes. Tomada de Vahideh Sardari *et al.*, 2023 [63].

El sistema estudiado en dicho estudio presenta algunas similitudes con nuestro sistema, en el que las oscilaciones inducidas por vibraciones en la capa de vapor desencadenan ondas en la superficie del líquido. En el caso de Vahideh Sardari y colaboradores, su sistema (véase la Fig. 3.29) está conformado por un recipiente rectangular de dimensiones $33.5 \text{ cm} \times 14.1 \text{ cm}$, con una profundidad de 1.5 cm , lleno con agua, y con una lámina rectangular de silicona flotante de las mismas dimensiones y un espesor de $0.25 \pm 0.02 \text{ mm}$, colocada sobre la superficie del agua. El recipiente rectangular se coloca sobre un altavoz dispuesto horizontalmente, que proporciona oscilaciones verticales a la placa, y se usa un generador de funciones y un amplificador para producir oscilaciones con diferentes frecuencias y amplitudes. Se encontró que la lámina elástica flotante, al cubrir casi por completo la superficie del agua pero sin permanecer fija al recipiente, afecta la dinámica del sistema y cambia la longitud de onda y la amplitud umbral de las ondas de Faraday, y que la frecuencia de las ondas de Faraday era siempre la mitad de la frecuencia de oscilación.

En la Fig. 3.30 se muestran los valores experimentales de la amplitud umbral en función de la frecuencia de excitación, obtenidos en dicho estudio, y se comparan con los calculados teóricamente mediante la adición de términos elásticos a la teoría de John Miles, para cada frecuencia, como se describe en [63]. Los autores proponen que las discrepancias que se observan entre la teoría y los datos experimentales pueden atribuirse a que la lámina elástica de silicona no es completamente homogénea ni lisa, y a los efectos de las ondas formadas en el espacio entre la lámina y las paredes del recipiente.

Medición del espesor de la capa de vapor en gotas Leidenfrost bajo confinamiento
 3.5 Relación entre las oscilaciones en gotas Leidenfrost bajo confinamiento y las variaciones
 presentes en la capa de vapor

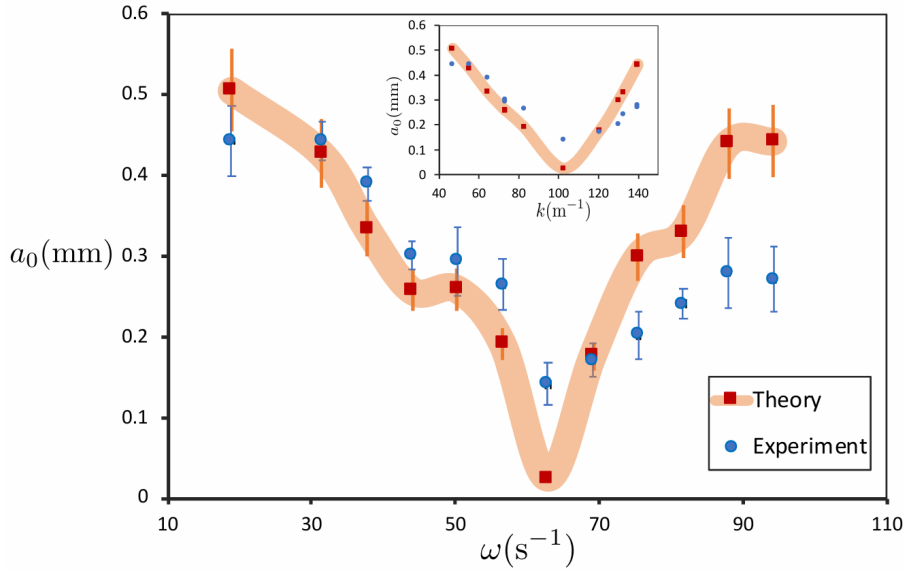


Figura 3.30: La amplitud umbral de las ondas en función de la frecuencia angular. Los datos experimentales (círculos azules) muestran buena concordancia con las predicciones teóricas (cuadrados rojos). Las barras de error experimentales fueron calculadas como el error estándar de diferentes experimentos y las barras de error teóricas se deben principalmente al error en la medición de la tasa de disipación. En el recuadro se muestra la amplitud umbral en función del número de onda. Tomada de Vahideh Sardari *et al.*, 2023 [63].

Con el objetivo de hacer una comparación con nuestro sistema, se ha calculado el valor de la frecuencia de vapor considerando el espesor promedio de la capa ε , obtenido de la Fig. 3.28. Empleando la expresión $f_v = 1/\pi(g/\varepsilon)^{1/2}$, con $\varepsilon \approx 134 \mu\text{m}$, se encuentra que $f_v \approx 86$ Hz; éste valor es del orden de 72 Hz (el valor obtenido de los experimentos). A partir de la expresión anterior, se ha calculado el valor del espesor ε promedio esperado para la frecuencia obtenida en los experimentos, con $\varepsilon = g/(f_v\pi)^2$ y la frecuencia de vapor, $f_v = 72$ Hz, se estima que $\varepsilon \approx 190 \mu\text{m}$, dicho valor está dentro del rango registrado en la Fig. 3.28 y además, como se observa en la Fig. 3.30, este valor corresponde a una frecuencia de excitación de alrededor de 70 Hz, para ondas de Faraday en un recipiente rectangular lleno de agua con una lámina elástica colocada en la superficie del líquido. El que nuestros resultados muestren buena concordancia con lo obtenido en el estudio de ondas de Faraday de Vahideh Sardari y sus colaboradores, aunado a la naturaleza subarmónica observada en nuestras oscilaciones, sugiere que la dinámica observada en gotas Leidenfrost bajo confinamiento, corresponde a una inestabilidad de Faraday.

Capítulo 4

Conclusiones

El presente trabajo constituye el primer estudio de las oscilaciones que se observan en una gota Leidenfrost confinada, enfocado tanto en su caracterización experimental como en la medición del espesor de la capa de vapor de dichas gotas. Los principales resultados referentes a este estudio se resumen a continuación.

- Los parámetros de relevancia en el estudio de las oscilaciones observadas en gotas confinadas están relacionados con la geometría de la gota, particularmente con la altura de la columna de líquido, h , y en menor medida, el ancho, w , de la lámina rectangular que diseña la gota. Por otro lado, la temperatura del plato T y el largo l de la lámina rectangular, que determina el largo de la gota, no influyen en gran medida en el comportamiento del sistema. La longitud de onda λ_d de las oscilaciones en gotas Leidenfrost confinadas no presenta dependencia de la longitud l , contrario al caso de gotas libres en el que observa una discretización de los modos de oscilación.
- El espesor de la capa de vapor de una gota Leidenfrost libre, medido a partir del patrón de difracción generado por la capa de vapor, en un intervalo de tiempo para el cual no se presentan cambios significativos en el radio de la gota estudiada, tiene una tendencia constante. Para una gota de 8 mm de radio, el espesor de la capa de vapor, e , es de alrededor de 100 micras, acorde con los valores obtenidos para gotas libres, previamente reportados en la literatura.
- Contrario a lo que ocurre con gotas libres, las gotas Leidenfrost confinadas generan patrones de difracción que presentan variaciones periódicas en el tiempo, lo cual se ve reflejado en los cambios que se observan en el espesor ε de la capa de vapor de estas gotas, medidos en un intervalo de tiempo para el cual no se presentan cambios significativos en el tamaño de la gota estudiada. Para una gota confinada de 1.5 ml, el espesor ε presenta variaciones que van desde 60 hasta 200 micras.
- En una gota Leidenfrost confinada, la frecuencia de las oscilaciones en la capa de vapor, f_v , obtenida a partir de las variaciones del espesor de la capa, parece estar relacionada con la frecuencia de las oscilaciones en la superficie de la gota, f_d , de la forma $f_d \approx f_v/2$, de manera similar a lo reportado en estudios de oscilaciones en gotas libres, pero con valores de frecuencias f_d y f_v , considerablemente menores en el caso de gotas confinadas.
- Para una gota confinada de 1.5 ml, se obtiene que $f_v \approx 72$ Hz y $f_d = 35$ Hz, lo que corresponde $\varepsilon \approx 190\mu\text{m}$ para el espesor de la capa de vapor en este caso. Los valores del espesor, ε , y la frecuencia de las oscilaciones en la capa de vapor f_v , concuerdan con la amplitud umbral y la frecuencia de excitación, respectivamente, correspondientes a ondas de Faraday observadas en un volumen de agua contenido en un recipiente rectangular con una lámina elástica colocada

en su superficie. En conjunto con la naturaleza subarmónica observada en las oscilaciones, ésto sugiere que la dinámica observada en gotas Leidenfrost confinadas corresponde a una inestabilidad de Faraday.

Apéndice A

Participaciones en congresos

Los resultados de esta tesis fueron presentados en la sesión de Dinámica de Fluidos el día 10 de Octubre de 2024 dentro del programa del LXVII Congreso Nacional de Física, y en el LIII Winter Meeting on Statistical Physics en Enero de 2025. A continuación se adjuntan las constancias de participación en cada congreso.

A quien corresponda.

Tenemos el gusto de informarle que el trabajo con clave única: **LXVII-009376** y cuyo título es: **Caracterización de las oscilaciones de un líquido en estado Leidenfrost bajo confinamiento**, de los autores:

- Pacheco Vázquez Felipe
Instituto de Física Ing. Luis Rivera Terrazas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
- Arroyo Carrasco Maximino Luis
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
- Victoria García Lorena (*Presentador*)
Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Fue aceptado y presentado con un alto estándar de calidad, destacándose en su formato de presentación tipo **póster** en la sesión de **Dinámica de Fluidos** el día **10 de octubre de 2024 en Poliforum Fac. De Medicina** dentro del programa del LXVII Congreso Nacional de Física. La claridad en la exposición y el dominio del contenido capturaron la atención del público, haciendo de la presentación una experiencia enriquecedora y bien valorada.

Se extiende la presente constancia el día 22 de octubre de 2024.

ATENTAMENTE

Comité Científico
Sociedad Mexicana de Física



LIII

WINTER MEETING ON STATISTICAL PHYSICS



THE ORGANIZING COMMITTEE THANKS

Lorena Victoria García

FOR THE POSTER CONTRIBUTION

Characterization of oscillations of Leidenfrost droplets under confinement

And for participating in the event

January 7-10, 2025 at Mexico City

Margarita Sánchez Domínguez

Francisco Alarcón Oseguera

Ruth Hernández Pérez

Mario Sandoval Espinoza

Claudia E. Ferreiro Córdova

Antonio Ortiz Ambriz



Apéndice B

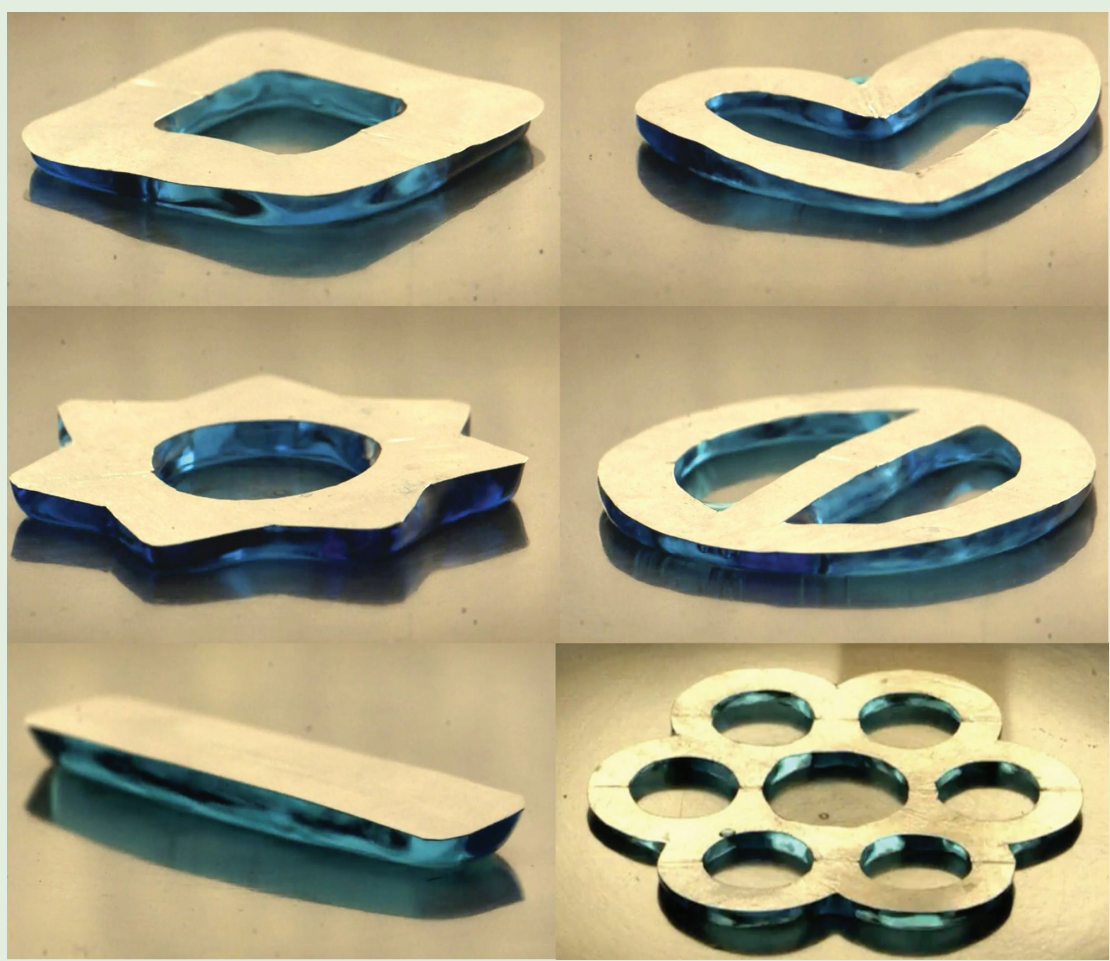
Artículo publicado

Durante el desarrollo de este trabajo de tesis el artículo **Designing Leidenfrost Puddles** fue publicado en *Physical Review Letters*, y seleccionado como portada del número 23, volumen 133, publicado el 6 de diciembre de 2024.

PHYSICAL REVIEW LETTERS

Published week ending 6 DECEMBER 2024

PRL 133 (23), 230201–239904, 6 December 2024 (473 total pages)



Bibliografía

- [1] Anne-Laure Biance, Christophe Clanet, and David Quéré. Leidenfrost drops. *Physics of fluids*, 15(6):1632–1637, 2003.
- [2] David Quéré. Leidenfrost dynamics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45(1):197–215, 2013.
- [3] Niroh Nagai and Shigefumi Nishio. Leidenfrost temperature on an extremely smooth surface. *Experimental thermal and fluid science*, 12(3):373–379, 1996.
- [4] John D Bernardin and Issam Mudawar. A cavity activation and bubble growth model of the leidenfrost point. *J. Heat Transfer*, 124(5):864–874, 2002.
- [5] Hyungdae Kim, Bao Truong, Jacopo Buongiorno, and Lin-Wen Hu. On the effect of surface roughness height, wettability, and nanoporosity on leidenfrost phenomena. *Applied Physics Letters*, 98(8), 2011.
- [6] Ivan U Vakarelski, Neelesh A Patankar, Jeremy O Marston, Derek YC Chan, and Sigurdur T Thoroddsen. Stabilization of leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature*, 489(7415):274–277, 2012.
- [7] Laurent Maquet, Benjamin Sobac, Baptiste Darbois-Textier, Alexis Duchesne, Martin Brandenbourger, Alexey Rednikov, Pierre Colinet, and Stéphane Dorbolo. Leidenfrost drops on a heated liquid pool. *Physical Review Fluids*, 1(5):053902, 2016.
- [8] Michiel AJ van Limbeek, Olinka Ramírez-Soto, Andrea Prosperetti, and Detlef Lohse. How ambient conditions affect the leidenfrost temperature. *Soft matter*, 17(11):3207–3215, 2021.
- [9] Lakshminarayanan Mahadevan and Yves Pomeau. Rolling droplets. *Physics of fluids*, 11(9):2449–2453, 1999.
- [10] JC Burton, AL Sharpe, RCA Van Der Veen, A Franco, and SR Nagel. Geometry of the vapor layer under a leidenfrost drop. *Physical review letters*, 109(7):074301, 2012.
- [11] Yves Pomeau, Martine Le Berre, Franck Celestini, and Thomas Frisch. The leidenfrost effect: From quasi-spherical droplets to puddles. *Comptes Rendus. Mécanique*, 340(11-12):867–881, 2012.
- [12] Benjamin Sobac, Alexey Rednikov, Stéphane Dorbolo, and Pierre Colinet. Leidenfrost effect: Accurate drop shape modeling and refined scaling laws. *Physical Review E*, 90(5):053011, 2014.
- [13] Anne-Laure Biance. *Gouttes inertielles: de la caléfaction à l'étalement*. PhD thesis, Paris 6, 2004.
- [14] Pascal S Raux, Guillaume Dupeux, Christophe Clanet, and David Quéré. Successive instabilities of confined leidenfrost puddles. *Europhysics Letters*, 112(2):26002, 2015.

- [15] Gayatri Paul, Indranil Manna, and Prasanta Kumar Das. Formation, growth, and eruption cycle of vapor domes beneath a liquid puddle during leidenfrost phenomena. *Applied Physics Letters*, 103(8), 2013.
- [16] Norman J Holter and Wilford R Glasscock. Vibrations of evaporating liquid drops. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 24(6):682–686, 1952.
- [17] Pierre Casal and Henri Gouin. Vibrations of liquid drops in film boiling phenomena. *International journal of engineering science*, 32(10):1553–1560, 1994.
- [18] S Hidalgo-Caballero, Y Escobar-Ortega, and F Pacheco-Vázquez. Leidenfrost phenomenon on conical surfaces. *Physical Review Fluids*, 1(5):051902, 2016.
- [19] Franck Celestini, Thomas Frisch, Alexandre Cohen, Christophe Raufaste, Laurent Duchemin, and Yves Pomeau. Two dimensional leidenfrost droplets in a hele-shaw cell. *Physics of Fluids*, 26(3), 2014.
- [20] Xiaolei Ma, Juan-José Liétor-Santos, and Justin C Burton. Star-shaped oscillations of leidenfrost drops. *Physical Review Fluids*, 2(3):031602, 2017.
- [21] Jesse E Bergen, Bailey C Basso, and Joshua B Bostwick. Leidenfrost drop dynamics: Exciting dormant modes. *Physical Review Fluids*, 4(8):083603, 2019.
- [22] Ambre Bouillant, Caroline Cohen, Christophe Clanet, and David Quéré. Self-excitation of leidenfrost drops and consequences on their stability. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(26):e2021691118, 2021.
- [23] F Pacheco-Vázquez, M Aguilar-González, and L Victoria-García. Designing leidenfrost puddles. *Physical Review Letters*, 133(23):234001, 2024.
- [24] F Pacheco-Vázquez, R Ledesma-Alonso, JL Palacio-Rangel, and F Moreau. Triple leidenfrost effect: Preventing coalescence of drops on a hot plate. *Physical Review Letters*, 127(20):204501, 2021.
- [25] Byron S Gottfried, CJ Lee, and Kenneth J Bell. The leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate. *International Journal of heat and mass transfer*, 9(11):1167–1188, 1966.
- [26] CT Avedisian and M Fatehi. An experimental study of the leidenfrost evaporation characteristics of emulsified liquid droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(8):1587–1603, 1988.
- [27] S Chandra and DS Aziz. Leidenfrost evaporation of liquid nitrogen droplets. *Previews of Heat and Mass Transfer*, 2(21):128, 1995.
- [28] Henri Bouasse. *Capillarite: phenomenes superficiels*. Delagrave, 1924.
- [29] YM Qiao and S Chandra. Experiments on adding a surfactant to water drops boiling on a hot surface. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 453(1959):673–689, 1997.
- [30] An Li, Huizeng Li, Sijia Lyu, Zhipeng Zhao, Luanluan Xue, Zheng Li, Kaixuan Li, Mingzhu Li, Chao Sun, and Yanlin Song. Tailoring vapor film beneath a leidenfrost drop. *Nature Communications*, 14(1):2646, 2023.
- [31] Edmund Lim, Boon T Ng, Yew M Hung, and Ming K Tan. Graphene-mediated suppression of leidenfrost effect for droplets on an inclined surface. *International Journal of Thermal Sciences*, 174:107426, 2022.

- [32] Mengnan Jiang, Yang Wang, Fayu Liu, Hanheng Du, Yuchao Li, Huanhuan Zhang, Suet To, Steven Wang, Chin Pan, Jihong Yu, et al. Inhibiting the leidenfrost effect above 1,000 c for sustained thermal cooling. *Nature*, 601(7894):568–572, 2022.
- [33] Mojtaba Edalatpour, Daniel T Cusumano, Saurabh Nath, and Jonathan B Boreyko. Three-phase leidenfrost effect. *Physical Review Fluids*, 7(1):014004, 2022.
- [34] Arjang Shahriari, Jillian Wurz, and Vaibhav Bahadur. Heat transfer enhancement accompanying leidenfrost state suppression at ultrahigh temperatures. *Langmuir*, 30(40):12074–12081, 2014.
- [35] Aurélien F Stalder, Tobias Melchior, Michael Müller, Daniel Sage, Thierry Blu, and Michael Unser. Low-bond axisymmetric drop shape analysis for surface tension and contact angle measurements of sessile drops. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 364(1-3):72–81, 2010.
- [36] David Naylor and Scott SH Tsai. Archimedes’ principle with surface tension effects in undergraduate fluid mechanics. *International Journal of Mechanical Engineering Education*, 50(3):749–763, 2022.
- [37] Yongwei Guo. A surface shape test method for a thin flat mirror. *Optik*, 152:116–126, 2018.
- [38] AM Cervantes-Álvarez, YY Escobar-Ortega, A Sauret, and F Pacheco-Vázquez. Air entrainment and granular bubbles generated by a jet of grains entering water. *Journal of Colloid and Interface Science*, 574:285–292, 2020.
- [39] Sean M Stewart. Leidenfrost drop dynamics: a forgotten past and modern day rediscoveries. *European Journal of Physics*, 43(2):023001, 2022.
- [40] Horace Lamb. *Hydrodynamics*, 6th edn. cambridge mathematical library, 1993.
- [41] Ryuji Takaki and Ken Adachi. Vibration of a flattened drop. ii. normal mode analysis. *Journal of the Physical society of Japan*, 54(7):2462–2469, 1985.
- [42] P Linstorm. Nist chemistry webbook, nist standard reference database number 69. *J. Phys. Chem. Ref. Data, Monograph*, 9:1–1951, 1998.
- [43] Wilco Bouwhuis, Koen G Winkels, Ivo R Peters, Philippe Brunet, Devaraj van Der Meer, and Jacco H Snoeijer. Oscillating and star-shaped drops levitated by an airflow. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 88(2):023017, 2013.
- [44] TG Wang, AV Anilkumar, and CP Lee. Oscillations of liquid drops: results from usml-1 experiments in space. *Journal of Fluid Mechanics*, 308:1–14, 1996.
- [45] Chun-Ti Chang, Joshua B Bostwick, Paul H Steen, and Susan Daniel. Substrate constraint modifies the rayleigh spectrum of vibrating sessile drops. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 88(2):023015, 2013.
- [46] Chun-Ti Chang, JB Bostwick, Susan Daniel, and PH Steen. Dynamics of sessile drops. part 2. experiment. *Journal of Fluid Mechanics*, 768:442–467, 2015.
- [47] Jung Min Oh, Sung Hee Ko, and Kwan Hyung Kang. Shape oscillation of a drop in ac electrowetting. *Langmuir*, 24(15):8379–8386, 2008.
- [48] Y Fautrelle, J Etay, and S Daugan. Free-surface horizontal waves generated by low-frequency alternating magnetic fields. *Journal of Fluid Mechanics*, 527:285–301, 2005.

- [49] Timothée Jamin, Yacine Djama, Jean-Claude Bacri, and Eric Falcon. Tuning the resonant frequencies of a drop by a magnetic field. *Physical Review Fluids*, 1(2):021901, 2016.
- [50] CL Shen, WJ Xie, and B Wei. Parametric resonance in acoustically levitated water drops. *Physics Letters A*, 374(23):2301–2304, 2010.
- [51] X Noblin, A Buguin, and F Brochard-Wyart. Triplon modes of puddles. *Physical review letters*, 94(16):166102, 2005.
- [52] Bojan Vukasinovic, Marc K Smith, and ARI Glezer. Dynamics of a sessile drop in forced vibration. *Journal of Fluid Mechanics*, 587:395–423, 2007.
- [53] Michael Faraday. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. In *Abstracts of the Papers Printed in the Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, number 3, pages 49–51. The Royal Society London, 1837.
- [54] Krishna Kumar and Laurette S Tuckerman. Parametric instability of the interface between two fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 279:49–68, 1994.
- [55] *Revista de mecánica de fluidos*.
- [56] J Kistemaker. The spheroidal state of a waterdrop: The leidenfrost phenomenon. *Physica*, 29(2):96–104, 1963.
- [57] S Chandra and SD Aziz. Leidenfrost evaporation of liquid nitrogen droplets. *Journal of Heat Transfer*, 116(4):999–1006, 1994.
- [58] Tuan Tran, Hendrik JJ Staat, Arturo Susarrey-Arce, Tobias C Foertsch, Arie Van Houselt, Han JGE Gardeniers, Andrea Prosperetti, Detlef Lohse, and Chao Sun. Droplet impact on superheated micro-structured surfaces. *Soft Matter*, 9(12):3272–3282, 2013.
- [59] Wilco Bouwhuis, Roeland CA van der Veen, Tuan Tran, Diederik L Keij, Koen G Winkels, Ivo R Peters, Devaraj van der Meer, Chao Sun, Jacco H Snoeijer, and Detlef Lohse. Maximal air bubble entrainment at liquid-drop impact. *Physical review letters*, 109(26):264501, 2012.
- [60] AS Purandare, Carlos Cuartas-Vélez, Noud Smeman, Markus Schremb, Nienke Bosschaart, and Srinivas Vanapalli. Experimental and theoretical investigation of the leidenfrost dynamics of solid carbon dioxide discs sublimating on a solid substrate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 224:125300, 2024.
- [61] E. Hecht. *Optics*. Pearson Education, Incorporated, 2017.
- [62] Mojtaba Golshani and Mostafa Motamedifar. Impact of aperture thickness on a fraunhofer diffraction pattern. *Journal of Optics*, 21(4):045605, 2019.
- [63] Vahideh Sardari, Leila Bahmani, and Maniya Maleki. Faraday waves in a low-viscosity fluid covered with a floating elastic sheet. *arXiv preprint arXiv:2204.05833*, 2022.