



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE FÍSICA “LUIS RIVERA TERRAZAS”

“AUTOPROPULSIÓN DE GOTAS LEIDENFROST DE DISTINTOS LÍQUIDOS ”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

**MAESTRO EN CIENCIAS
(FÍSICA)**

PRESENTA

LIC. MARTÍN AGUILAR GONZÁLEZ

DIRECTORES DE TESIS

DR. FELIPE PACHECO VÁZQUEZ

No. de CVU: 1079091

JUNIO 2022

**Universidad Autónoma de Puebla
Instituto de Física “Luis Rivera Terrazas”**

Autopropulsión de gotas Leidenfrost de distintos líquidos

Tesis presentada por

Lic. Martín Aguilar González

para obtener el grado de

**Maestría
(Física)**

Dirigida por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez

Puebla, México
Junio 2022

©2022 - Lic. Martín Aguilar González

Derechos Reservados

Agradecimientos

A mis padres quienes me han brindado su apoyo incondicional y todas las oportunidades para que pudiera culminar mis estudios de maestría.

A mis hermanos por su entusiasmo, por su amor y motivación para que siga adelante.

A mis amigos por su apoyo y cariño.

Agradezco especialmente a Alondra Madai quien siempre me apoyo en todo momento y me motivó a avanzar durante mis estudios de posgrado.

A mi colega Jesús Israel por su apoyo en las discusiones sobre este trabajo.

Agradezco a mi asesor Dr. Felipe Pacheco por su dedicación y orientación en este trabajo que me ha llenado de nuevos conocimientos en el área de fluidos.

A cada uno de los miembros del jurado que ayudaron a mejorar este trabajo de tesis.

A CONACyT por el apoyo y la beca otorgada para realizar mis estudios de maestría.

Dedicado a Madai...

Autopropulsión de gotas Leidenfrost de distintos líquidos

Resumen

En este trabajo abordamos los conceptos generales necesarios para entender el efecto Leidenfrost, fenómeno conocido desde 1786, discutimos el proceso de autopropulsión Leidenfrost descubierto en 2006 el cual surge al depositar gotas en substratos calientes con texturas dentadas, se revisaron los modelos existentes hasta la fecha y sus principales aportaciones a la descripción de la dinámica de autopropulsión. Además, se realizaron distintos experimentos que aportaron datos experimentales de distintos líquidos no abordados en la literatura sobre el efecto, por ejemplo, metanol, isopropanol, acetona, entre otros. Se construyeron canales triangulares con superficies dentadas (conocidos como canales ratchets) a partir de la unión de limas de hierro de 5 y 7 pulgadas de longitud. Estos canales triangulares se calentaron con la ayuda de una plancha térmica hasta alcanzar temperaturas superiores a la temperatura Leidenfrost de los distintos líquidos estudiados. Posteriormente, se depositaron gotas sobre estos canales y se grabó la dinámica de autopropulsión sobre el canal triangular, las gotas depositadas sobre un canal con esta geometría tienden a alargarse, se observó que para cada uno de los líquidos existe una longitud crítica o tamaño crítico en el cual la velocidad terminal que puede alcanzar la gota Leidenfrost autopropulsada es máxima. Se observó que existen al menos tres regímenes de interés en los cuales el comportamiento de autopropulsión es diferente y deben ser tomados en cuenta en la elaboración de un modelo de autopropulsión para un canal triangular. Nos encontramos en el primer régimen cuando el tamaño de las gotas es del orden de la longitud capilar en donde se observa que la velocidad terminal de las gotas aumenta conforme aumenta el tamaño de las gotas. El segundo régimen se encuentra cuando el tamaño de la gota es mayor a la longitud crítica en donde se alcanza la velocidad terminal máxima, en este régimen se observa una velocidad aproximadamente constante a pesar de que aumente el tamaño de las gotas. Finalmente, el tercer régimen se observa cuando el tamaño de las gotas es mucho mayor que la longitud capilar del líquido, en este caso la velocidad terminal disminuye a medida que se aumenta el tamaño de la gota. Por otra parte, se estudió también la variación de la velocidad terminal como función de la temperatura del canal triangular. Se encontró que para el primer régimen, la velocidad terminal no es tan sensible a los cambios de temperatura del substrato, mientras que para el segundo régimen, se tiene que la velocidad terminal disminuye conforme

aumenta la temperatura, lo cual es un resultado que no concuerda con los modelos existentes de autopropulsión, pues en la mayoría se predice que la velocidad terminal aumenta conforme aumenta la temperatura del substrato. Adicionalmente se estudió la dinámica de autopropulsión al variar el ángulo de apertura del canal y se observó que entre más este cerrado el canal, la velocidad de propulsión es mucho mayor, lo que nos indica que el área de contacto juega un papel fundamental en este fenómeno. Además de lo anterior se especula que debe existir un ángulo de apertura óptimo que maximice la velocidad de transporte de la sustancia en estado Leidenfrost pues se observa que conforme el ángulo de apertura θ disminuye la velocidad terminal aumenta, sin embargo se debe tener en cuenta que para $\theta = 0$ la velocidad de transporte sería cero (canal cerrado). Finalmente, discutimos algunas consideraciones que se deben tener para la construcción de un sistema autopropulsor de gotas con base a los resultados experimentales observados.

Self-propulsion of Leidenfrost drops of different liquids

Abstract

In our research we address the general concepts necessary to understand the Leidenfrost effect, a phenomenon known since 1786, we discuss the Leidenfrost self-propulsion process discovered in 2006 which arises by depositing drops on hot substrates with jagged textures, the existing models are reviewed to date and his main contributions to the description of the dynamics of self-propulsion. In addition, different experiments were carried out that provided experimental data of different liquids not addressed in the literature on the Leidenfrost effect, for example, methanol, isopropanol, acetone, among others. Triangular channels with jagged surfaces (known as ratchet channels) were constructed from the union of iron files 5 and 7 inches long. These triangular channels were heated with the help of a thermal iron until they reached temperatures above the Leidenfrost temperature of the different liquids studied. Subsequently drops were deposited on these channels and the self-propulsion dynamics on the triangular channel were recorded, the drops deposited on a channel with this geometry tend to lengthen, it was observed that for each of the liquids there is a critical length or critical size in which the terminal velocity of the self-propelled Leidenfrost drop can attain its maximum. It was observed that there are at least three regimes of interest in which the self-propulsion behavior is different and must be taken into account in the development of a self-propulsion model for a triangular channel. We're in the first regime when the size of the drops is of the order of the capillary length where it is observed that the terminal velocity of the drops increases as the size of the drops increases. The second regime is found when the droplet's size is bigger than the critical length where the maximum terminal velocity is reached, in this regime an approximately constant velocity is observed despite the fact that the size of the drops increases. Finally, the third regime is observed when the size of the drops is much greater than the capillary length of the liquid, in this case the terminal velocity decreases as the size of the drop increases. On the other hand, the variation of the terminal velocity as a function of the temperature of the triangular channel was also studied. It was found that for the first regime, the terminal velocity is not as sensitive to changes in substrate temperature, while for the second regime, we have that the terminal velocity decreases as the temperature increases, which is a result that does not agree with the existing models of self-propulsion, since in most it is

predicted that the terminal velocity increases as the temperature of the substrate increases. Additionally, it was studied the dynamics of self-propulsion by varying the opening angle of the channel and it was observed that the more the channel is closed, the propulsion speed is much higher, which indicates that the contact area plays a fundamental role in this phenomenon. In addition to the above, we speculate that there must be an optimal opening angle that maximizes the transport speed of the substance in the Leidenfrost state, because it is observed that as the opening angle θ decreases, the terminal speed increases, however it should be taken into account that for $\theta = 0$ the transport speed would be zero (channel closed). Finally, we discuss some considerations that should be taken into account to the construction of a droplet self-propelling system based on the observed experimental results.

Contenido

1	Introducción	1
1.1	Objetivo general	2
1.2	Objetivos particulares	2
1.3	Objetivos adicionales	3
2	El Efecto Leidenfrost	4
2.1	Antecedentes	6
2.2	Propiedades fisicoquímicas de los substratos	9
2.2.1	Ángulo de contacto	9
2.2.2	Rugosidad	10
2.2.3	Propiedades térmicas	11
3	Autopropulsión Leidenfrost	14
3.1	Modelo de Linke	14
3.2	Modelo de Lagubeau	18
3.3	Modelo de Dupeux	25
3.4	Modelo de Wang	27
3.5	Experimentos sobre autopropulsión de gotas Leidenfrost	33
3.5.1	Cambio de direccionalidad	34
3.5.2	Gotas autocentrantes	35
4	Experimentos de Autopropulsión de gotas Leidenfrost de distintos líquidos	37
4.1	Diseño de los canales tipo ratchet	37
4.2	Arreglo Experimental	40
4.3	Velocidad Terminal como función de la Longitud de las gotas	42
4.3.1	Método de seguimiento	43
4.4	Resultados	45
4.5	Velocidad Terminal como función del Volumen	46
4.6	Velocidad Terminal como función de la Temperatura	48
4.7	Oscilaciones	52
4.8	Velocidad Terminal como función del Ángulo de apertura del canal	56
4.9	Área de Contacto	58
5	Conclusiones	62

A Ecuaciones de Navier-Stokes para un fluido incompresible	66
B Condición de no deslizamiento	72
C Gráficas de todos los líquidos	74
D Consideraciones en la construcción de un sistema autopropulsado	80
Bibliografía	82

Capítulo 1

Introducción

El efecto Leidenfrost conocido desde mediados del siglo XVIII consiste en la levitación de material líquido debido a la evaporación y puede observarse fácilmente al colocar gotas de orden milimétrico de un líquido volátil sobre la superficie de un metal muy caliente. Recientemente, ha habido un incremento en el interés de la comunidad científica por estudiar a fondo el efecto Leidenfrost debido a sus posibles aplicaciones atractivas en el transporte de líquidos, debido a que este fenómeno ocurre a escalas milimétricas y micrométricas se pueden tener aplicaciones en microfluídica. En 2006 Linke *et al.* reportaron por primera vez que el efecto Leidenfrost mostraba un fenómeno de autopropulsión cuando se colocaban gotas encima de una superficie ratchet (una superficie dentada), desde entonces se ha intentado describir el origen de este fenómeno sin tener éxito aún, a la fecha no existe un modelo analítico que describa con precisión los resultados experimentales observados en este fenómeno. Gracias a experimentos utilizando sólidos de Leidenfrost se sabe que la fuerza de autopropulsión no depende de la deformación del fluido sino más bien a la evaporación, esta fuerza es de carácter viscoso y su origen yace en el esfuerzo cortante que provoca la rectificación del vapor debido a los dientes asimétricos del ratchet sobre la gota que levita [1]. La autopropulsión Leidenfrost es de importante estudio pues provee una manera de poder transportar materia o componentes a través de canales con diseños de ratchet los cuales no necesitan de piezas mecánicas para el transporte; además, debido a que se necesita calentar el sustrato, es posible utilizar estas estructuras en sistemas que se sobrecalientan, para aprovechar el uso de calor desperdiciado como en máquinas térmicas para poder generar electricidad [2] o inclusive se pueden diseñar dispositivos de enfriamiento como en microprocesadores los cuales llegan a alcanzar hasta 70°C en su uso continuo. En la literatura

existente sobre este fenómeno de autopropulsión se realizan experimentos para medir la fuerza de autopropulsión utilizando únicamente como líquido de prueba el agua y en ocasiones etanol, a pesar de que se ha reportado que el fenómeno se ha observado para una amplia variedad de líquidos [3] no existen resultados experimentales para distintas sustancias. Además, tampoco existen resultados experimentales para la velocidad terminal de las gotas autopropulsadas variando algunos de los parámetros de los que se ha observado que depende este fenómeno. Por otro lado, las geometrías utilizadas en el diseño de ratchets se reducen a un plano texturizado con dientes asimétricos, el ratchet convencional [3,4], pilares inclinados de orden nanométrico y ratchets con dientes en forma de crestas [5,6], estructuras en forma de espigas [7], ratchets circulares [8] e incluso ratchets con diseños concéntricos que permiten la construcción de trampas para inmovilizar gotas en estado Leidenfrost [9].

En este trabajo de tesis reportamos resultados experimentales sobre la velocidad terminal de distintos líquidos autopropulsados mediante el efecto Leidenfrost utilizando una geometría aún no estudiada, un canal ratchet con geometría triangular cuyo diseño permite el transporte de gotas en una dirección bien definida por una línea central y cuya estructura confina a las gotas haciéndolas adoptar una forma alargada. En el Capítulo 2 damos una introducción sobre el efecto Leidenfrost y sus principales características, posteriormente, abordamos algunas propiedades de los sustratos pues sin estos el efecto Leidenfrost sería imposible de llevar a cabo. En el Capítulo 3 abordamos los principales modelos que se han desarrollado a lo largo de los años desde que se descubrió el fenómeno de autopropulsión y que intentan explicar el origen de este. Finalmente, en el Capítulo 4 se discuten los experimentos realizados para el canal ratchet con nuestra geometría triangular y los principales resultados.

1.1 **Objetivo general**

Nuestro objetivo en este trabajo es estudiar tanto experimentalmente como teóricamente (mediante los modelos existentes hasta la fecha) el fenómeno de autopropulsión Leidenfrost para distintos líquidos.

1.2 **Objetivos particulares**

- Construir autopropulsores Leidenfrost en forma de canales triangulares.

- Determinar experimentalmente la velocidad terminal de las gotas para distintos líquidos, en substratos dentados.
- Analizar la dinámica de las gotas en movimiento y como influyen las propiedades de los líquidos y de los substratos en este complicado proceso.
- Comparar los resultados obtenidos del canal triangular con otras geometrías de substrato reportadas en la literatura.

1.3 **Objetivos adicionales**

- Aprender diversas técnicas y diseños experimentales (control y regulación de temperatura, optimización de la iluminación, uso de la cámara de alta velocidad, etc.) que nos permiten realizar estudios del fenómeno de interés.
- Aprender a utilizar códigos y softwares computacionales que nos permitan realizar análisis de imágenes para una mayor precisión en el seguimiento de partículas, herramientas que en la actualidad tienen un gran impacto en la ciencia y en otras áreas.

Capítulo 2

El Efecto Leidenfrost

Cuando se deja caer una gota de un líquido sobre una superficie sólida muy caliente (por encima de la temperatura de Leidenfrost del líquido), la gota queda suspendida sobre la superficie caliente y debajo de la gota se encuentra una fina capa de vapor producida por la evaporación de la propia gota, esta capa soporta todo el peso y permite que la gota esté en un estado de levitación. A este fenómeno se le conoce como el efecto Leidenfrost y fue descrito por primera vez en 1756 por Johann Gottlob Leidenfrost, un físico alemán a quien se le debe el nombre del fenómeno, que se dió cuenta del efecto cuando roció agua sobre una cuchara de metal muy caliente. [10].

Una gota en estado Leidenfrost posee características muy particulares, dependiendo del tamaño de la gota, las gotas en estado Leidenfrost pueden tener distintas formas como se aprecia en la Figura 2.1.

Si la gota es pequeña en comparación con la longitud capilar del líquido en cuestión, la gota será casi esférica, mientras que si la gota es más grande, entonces, ésta se verá afectada por las fuerzas de gravedad y tendrá una forma mucho más aplastada a la cual se le conoce como "*panqué*" o "*puddle*" en inglés, esta transición ocurre cuando el radio de la gota es del orden de la longitud capilar.

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$$

Donde σ es la tensión superficial del líquido, ρ es la densidad y g es la constante de gravedad. La longitud capilar es una longitud característica de los líquidos que nos indica cuando el peso domina sobre las fuerzas de tensión superficial que se encuentran sobre la superficie de la gota. Se tiene que para $R < \lambda_c$ tenemos una gota en estado Leidenfrost cuasiesférica

(Figura 2.1A), donde R es el radio ecuatorial de la gota, mientras que para $R > \lambda_c$ se tiene que la gota será un panqué (Figura 2.1B).

Cuando el radio de la gota en estado Leidenfrost crece más allá de $R > 4\lambda_c$ ésta se desestabiliza debido a que el peso de la gota es demasiado, de tal forma que la capa de vapor no ejerce la presión suficiente para mantener a la gota levitando, lo que ocasiona que la capa de vapor se desestabilice en ciertas zonas provocando mayores concentraciones de vapor en ciertas regiones de la gota que tratan de escapar por algún lugar, de esta forma el vapor se abre paso a través de la propia gota formando chimeneas de vapor que emergen de la propia gota como se puede observar en la Figura 2.1 C. Este fenómeno se puede interpretar como una inestabilidad termodinámica, en particular se interpreta como una Inestabilidad de Rayleigh-Taylor debido a que tenemos un flujo de baja densidad (vapor) que se desplaza o empuja a uno de alta densidad (líquido).

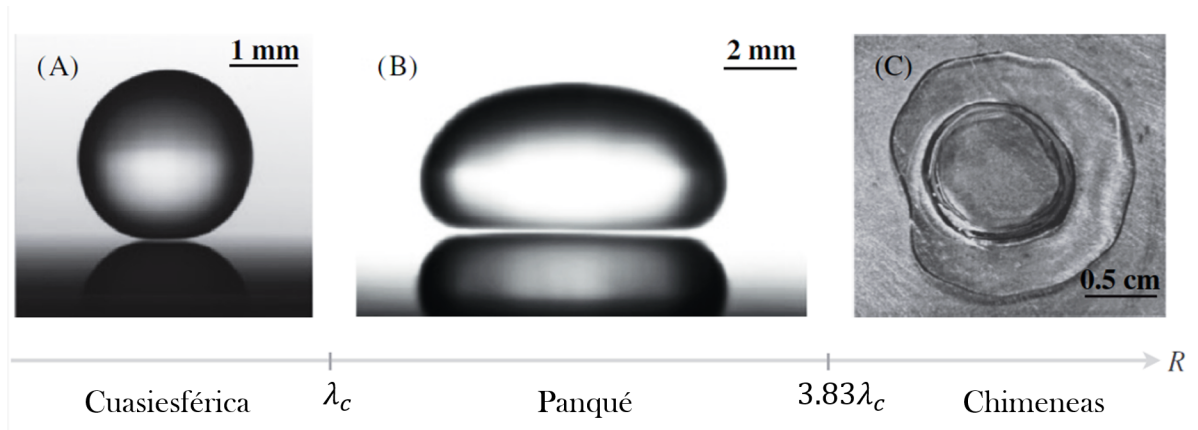


Figura 2.1: Diferentes formas de una gota en Estado Leidenfrost como función del tamaño. A) Cuasiesférica B) Panqué o puddle C) Gota inestable. Imagen tomada de [10]

Debido a que no hay contacto entre la gota en estado Leidenfrost y la superficie, el ángulo de contacto aparente es de 180° , por lo tanto, se tiene que el sistema es super hidrofóbico. Además de esto, el efecto Leidenfrost presenta un estado de "super movilidad" debido a que la gota es capaz de moverse sobre la superficie sólida caliente con facilidad, encontrándose en un estado donde la fricción es casi nula, esta es una propiedad muy importante que podría ser explotada con posibles aplicaciones en el manejo de sustancias que requieren un manejo delicado y nula contaminación en el proceso.

2.1 Antecedentes

Aunque el Efecto Leidenfrost se conoce desde mediados del siglo XVIII, ha sido hasta los últimos años que se le ha dedicado cierto interés en su estudio, debido a sus fascinantes propiedades y a que el fenómeno ocurre en escalas micrométricas y milimétricas posibilitan el hecho de poder utilizar el Efecto Leidenfrost en distintas aplicaciones. Para poder explotar al máximo este fenómeno, es necesario comprenderlo completamente, a pesar de que se ha investigado durante muchos años, aún no se tiene una teoría completa sobre el Efecto Leidenfrost. Por ejemplo, aún no existe un modelo teórico exacto que nos describa la temperatura de Leidenfrost (temperatura mínima del sustrato a la cual se comienza a presentar el efecto), la única manera de determinarla es experimentalmente midiendo el tiempo de vida de gotas que se depositan sobre un sustrato caliente y variando la temperatura, se obtiene que pasando cierta temperatura crítica, conocida como la temperatura de Leidenfrost, el tiempo de vida de la gota aumenta súbitamente [11]. Este punto de transición depende de la naturaleza del líquido, al igual que las propiedades del sustrato como la rugosidad superficial, las propiedades térmicas, etc. [12].

En la Figura 2.2 se puede observar una gráfica experimental de la medición de la temperatura de Leidenfrost para distintos líquidos, los puntos rojos indican una gota de agua y se observa la transición del régimen de ebullición en donde el tiempo de vida de la gota es muy corto, al régimen de la capa de vapor (Efecto Leidenfrost) en donde el tiempo de vida aumenta drásticamente, los puntos azules indican la temperatura de Leidenfrost de los demás líquidos.

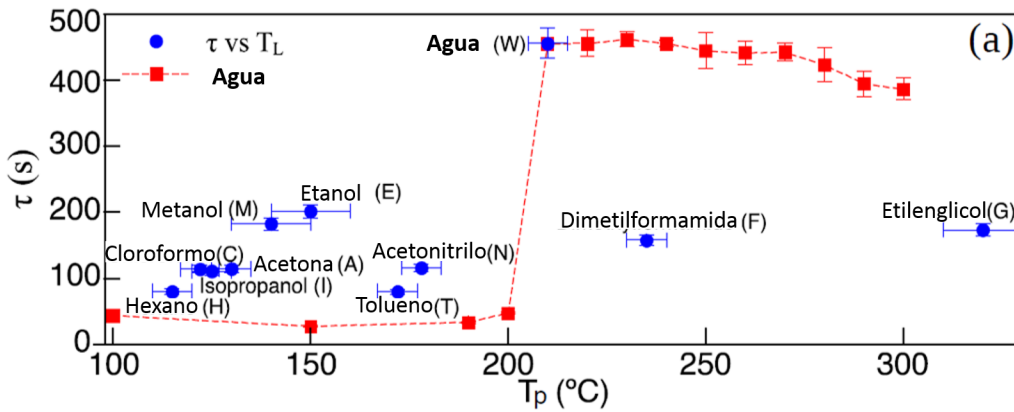


Figura 2.2: Tiempo de evaporación τ contra la temperatura del sustrato T_p para gotas de 0.5 ml de distintos líquidos. Imagen tomada de [11]

Hasta la fecha se han estudiado una gran variedad de fenómenos y características relacionadas con el efecto Leidenfrost que siguen siendo de gran interés para la comunidad científica, no solo por el hecho de contribuir al entendimiento físico y fenomenológico del efecto Leidenfrost en la dinámica de fluidos, sino también por el potencial que tiene este efecto en aplicaciones microfluídicas, de transporte, de diseño de sistemas de enfriado, entre muchas otras posibilidades. Se han estudiado las formas que adquiere una gota de algún líquido en estado Leidenfrost al resolver la ecuación de Young Laplace numéricamente [10] donde se demuestra que la capa de vapor de la gota no posee un grosor constante y más bien es una función de la distancia radial medida desde el centro de la gota. El correcto entendimiento de las formas y geometrías que adoptan las gotas Leidenfrost son de gran importancia para analizar la transferencia de calor entre el sustrato y el líquido. También se ha estudiado la razón de evaporación de las gotas en estado Leidenfrost entre otras características de este fenómeno [13]. El efecto Leidenfrost es de mucho interés no solo por lo mencionado anteriormente sino también porque en algunas ocasiones es un fenómeno indeseado en el enfriamiento de sistemas, por ello se han investigado métodos para inhibir la aparición del efecto Leidenfrost, por ejemplo en [14] al recubrir la superficie que se desea enfriar, con una fina capa texturizada se observa que el fenómeno de Leidenfrost sobre esa superficie se logra suprimir haciendo que la temperatura de Leidenfrost se desplace a temperaturas mucho mayores a las usuales. En lo que respecta a la dinámica en particular se ha estudiado el flujo interno de una gota en estado Leidenfrost [15] y se observa que su movimiento de rotación en el interior puede ejercer un movimiento externo en la gota moviéndose como un todo, se encuentra que su rápido flujo interno acompañado por una ligera inclinación de su base, crea un mecanismo permanente de autopropulsión (similar al movimiento de autopropulsión en ratchets que se discutirá en esta tesis), arrastrando al líquido rodante a pesar de que no está en contacto con su sustrato. Finalmente, a partir del 2006 se descubrió también que la producción de vapor se puede aprovechar para inducir un movimiento de autopropulsión de una gota en estado Leidenfrost sobre un sustrato con textura asimétrica, este último fenómeno característico y muy conocido en la literatura relacionada al efecto Leidenfrost es en el que nos concentraremos y sobre el que se desarrolla toda la discusión de esta tesis y se desarrollará a profundidad en el Capítulo 3.

Explosiones Leidenfrost

Cuando uno estudia el efecto Leidenfrost se suele concentrar en distintos factores como la capa de vapor, el tamaño o la forma de la gota; sin embargo, nos olvidamos completamente de qué pasará cuando la gota se evapore completamente. Existen dos eventos posibles para una gota en estado Leidenfrost que esta a punto de culminar con su tiempo de vida, el primer evento se conoce como "takeoff" o despegue que consiste en que la gota en estado Leidenfrost alcanza un tamaño crítico en el cual la presión debida al vapor que produce es suficiente como para superar al peso de la gota y provoca que la gota salga volando del substrato. Al segundo evento se le conoce como "Explosión Leidenfrost", como su nombre lo indica, una gota en estado Leidenfrost puede generar una violenta explosión como se muestra en la Figura 2.3

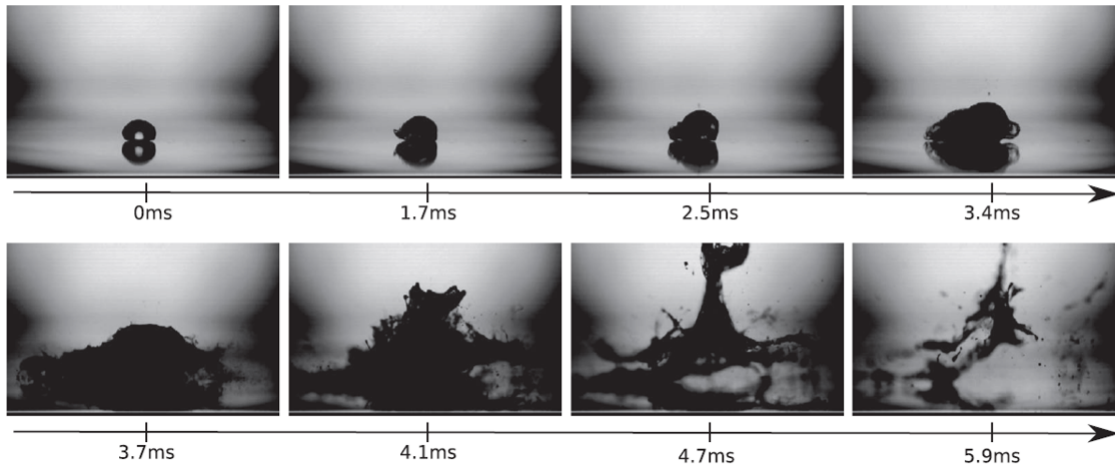


Figura 2.3: Explosión Leidenfrost de una gota de agua con dodecilsulfato sódico (SDS). Imagen tomada de [16]

Esta explosión surge cuando la gota se encuentra contaminada con cualquier componente que forme micelas en la disolución. A medida que la gota contaminada se va evaporando, la concentración dentro de la gota va cambiando, hasta que se alcanza una concentración crítica por encima de la concentración micelar crítica (CMC) formando una cápsula, dentro de esta cápsula la presión aumenta tanto que termina destruyendo el caparazón en una violenta explosión. Es importante tener en cuenta este fenómeno en el manejo y manipulación de componentes autopropulsados dentro de gotas en estado Leidenfrost ya que esto restringiría ciertas sustancias a transportarse.

2.2 Propiedades fisicoquímicas de los substratos

Cuando dejamos caer una gota de algún líquido sobre una superficie muy por encima de la temperatura de saturación del líquido, éste entrará en el régimen de la capa de vapor, en esta dinámica de evaporación de la gota se tiene que el flujo de vapor es alimentado constantemente por el calor proveniente del substrato y por lo tanto se tiene que el substrato juega un papel fundamental en el efecto Leidenfrost. Algunas propiedades del substrato pueden influenciar la evolución de una gota en estado Leidenfrost, por ejemplo, la rugosidad juega un papel fundamental en este fenómeno cuando el grosor de la capa de vapor es del mismo orden de longitud que la rugosidad de los substratos y por ello esta propiedad puede afectar algunas características como el tiempo de vida de la gota, su estabilidad e incluso la temperatura de Leidenfrost. La inclinación del substrato también juega un papel fundamental, además de aprovecharse como método para atrapar una gota Leidenfrost súper movable, se ha demostrado que un líquido en estado Leidenfrost depositado sobre un substrato cónico, presenta oscilaciones en forma de estrella, cuyo número de picos es función del ángulo de inclinación del substrato, incluso la forma de este substrato inhibe la aparición de chimeneas para grandes cantidades de líquido depositado [17]. Lo anterior muestra que los substratos juegan un rol muy importante en el comportamiento de una sustancia en estado Leidenfrost, por lo cual presentamos a continuación algunas de las propiedades de los substratos y una breve descripción.

2.2.1 Ángulo de contacto

Una manera en la que podemos caracterizar la interacción que tiene un líquido con un sólido es mediante un ángulo de contacto. El ángulo de contacto es aquel que se forma entre las interfaces del sólido-líquido y líquido-gas como se puede apreciar en la Figura 2.4. Este ángulo de contacto depende de la tensión superficial y de la energía libre superficial del sólido. Podemos caracterizar al substrato como hidrofóbico o hidrofílico dependiendo de como interactúa una gota del líquido al depositarse sobre el sólido.

Los líquidos pueden cambiar de forma a diferencia de los sólidos que son rígidos, sin embargo, los sólidos pueden influir en la adhesión de los líquidos. Las interacciones entre las fuerzas de adhesión en una superficie se describen mediante la ecuación de Young

$$\gamma_{sg} = \gamma_{sl} + \gamma_{lg} \cos \theta \quad (2.1)$$

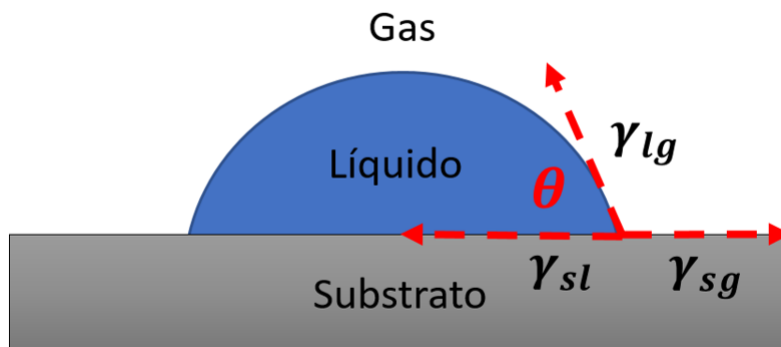


Figura 2.4: Esquema del ángulo de contacto. Los vectores rojos representan las tensiones interfaciales en equilibrio.

donde γ_{sg} corresponde a la tensión superficial de la interfase sólido-gas, γ_{sl} corresponde a la tensión superficial de la interfase sólido-líquido y γ_{lg} corresponde a la tensión superficial de la interfase líquido-gas. A través de esta ecuación se puede determinar la energía superficial por unidad de área. Los materiales pueden ser de alta o baja energía superficial, la energía superficial de los metales y vidrios es alta, mientras que la de otros materiales como polímeros o plásticos es baja [18]. Cuando el ángulo de contacto entre el líquido y el substrato es mayor a 90° se dice que la superficie es hidrofóbica y tendrá una adhesividad y energía superficial bajas, mientras que si el ángulo de contacto es menor que 90° se dice que la superficie es hidrofílica y tendrá una adhesividad y energía superficial altas. Una gota en estado Leidenfrost tiene un ángulo de contacto de prácticamente 180° y por lo tanto el substrato se vuelve superhidrofóbico cuando éste alcanza la temperatura de Leidenfrost.

2.2.2 Rugosidad

La rugosidad de las superficies se define como el conjunto de irregularidades que posee la superficie de un material que lo hacen diferir de una superficie ideal perfecta (un plano). Estas irregularidades en el material se pueden deber a diversos factores desde la fabricación del material hasta el mecanizado, cortes o daños al material. La rugosidad es una medida que se emplea para caracterizar la textura de una superficie y evalúa las pequeñas desviaciones verticales de la superficie nominal que vienen determinadas por el material [19]. Para rugosidades muy pequeñas se puede utilizar perfilometría láser o AFM.

En el efecto Leidenfrost la rugosidad juega un papel fundamental ya que está

ampliamente relacionada con la temperatura de Leidenfrost. Se ha demostrado que al reducir la rugosidad del sustrato se consigue disminuir la temperatura de Leidenfrost, por ejemplo al utilizar un sustrato líquido en lugar de uno sólido [20] se ha probado experimentalmente que una gota de un líquido volátil puede acceder al estado Leidenfrost sobre una superficie líquida de un líquido no volátil ligeramente más caliente que el punto de ebullición de la gota. Se afirma entonces que al disminuir drásticamente la rugosidad del sustrato se puede disminuir significativamente la temperatura de transición al régimen de Leidenfrost, ya que una superficie líquida puede considerarse como una superficie perfecta, sin rugosidad. En este experimento se depositó una gota de etanol cuya temperatura de ebullición es de $78\text{ }^{\circ}\text{C}$ sobre una piscina de aceite de silicona a $79\text{ }^{\circ}\text{C}$, ver Figura 2.5, mientras que la temperatura de Leidenfrost del etanol sobre un sustrato sólido de aluminio es de aproximadamente $150\text{ }^{\circ}\text{C}$.

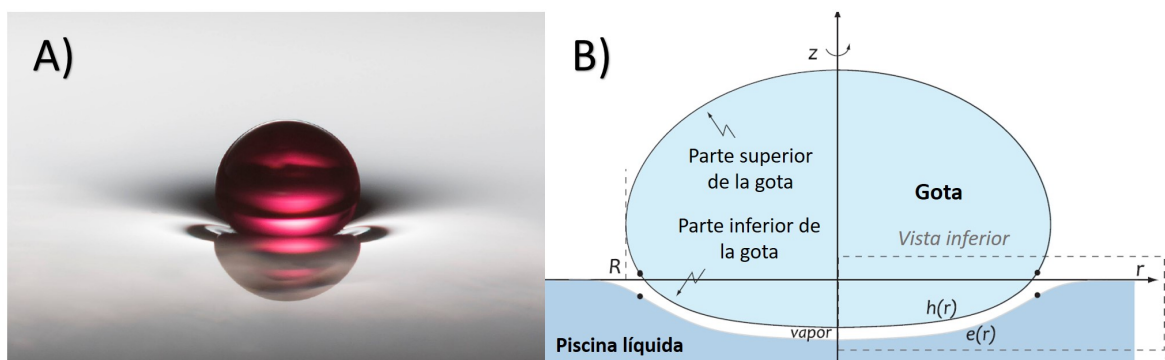


Figura 2.5: A) Gota de etanol sobre un sustrato líquido. B) Esquema del fenómeno. Imágenes tomadas de [20]

A pesar de disminuir la temperatura de Leidenfrost en este experimento, también se deforma el sustrato líquido y la capa de vapor que genera la gota a medida que aumenta la cantidad de líquido depositado, algo que no ocurre en el efecto Leidenfrost sobre un sustrato sólido.

2.2.3 Propiedades térmicas

En el efecto Leidenfrost el calor juega un rol importante ya que el sustrato suministra calor a la gota y mediante este calor se alimenta principalmente la transición de fase que genera la capa de vapor, es por ello que se mencionarán algunos de los conceptos básicos sobre el calor.

- Capacidad calorífica

La capacidad calorífica C es la cantidad de calor ΔQ que requiere un cuerpo para incrementar su temperatura en ΔT

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (2.2)$$

A su vez, se puede definir la capacidad calorífica específica como

$$c = \frac{C}{m}$$

donde m es la cantidad de masa en gramos. En el caso de sustancias gaseosas se tiene que la capacidad calorífica específica depende de la temperatura, presión y volumen.

- Difusividad térmica

La difusividad térmica representa la rapidez con la que se difunde el calor a través de un material y aparece en el análisis de la conducción de calor, así como en la ecuación de calor. Se denota mediante la letra α y se define a través de la siguiente ecuación

$$\alpha = \frac{\kappa}{\rho c} = \frac{\text{calor conducido}}{\text{calor almacenado}} \quad (2.3)$$

donde κ es la conductividad térmica del material, c es el calor específico y ρ es la densidad. Un material entre mayor difusividad térmica tenga, tendrá la capacidad de alcanzar el equilibrio térmico en menor tiempo.

- Conductividad térmica

La conductividad térmica es la capacidad que tiene un material para transferir calor a través de la conducción calorífica, es decir, este proceso se da a través de la agitación molecular o del contacto, en el caso de gases la transferencia de calor se da a través de colisiones, es por ello que tienen una conductividad baja, mientras que en los sólidos se da a través de vibraciones, es por ello que normalmente en un sólido la transferencia de calor se describe en términos de fonones. El calor se propaga a través de un gradiente de temperatura desde una región de alta temperatura hasta una de baja temperatura. La conductividad térmica resulta de la siguiente ecuación

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t A} = -\kappa \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (2.4)$$

donde el primer término nos indica la potencia por unidad de área que esta siendo transportada por el material mientras que el miembro derecho nos relaciona el gradiente de temperatura con la conductividad térmica κ .

Hasta aquí hemos discutido el fenómeno del Efecto Leidenfrost y las principales herramientas que se utilizan en su estudio cuando una gota bajo este efecto se deposita sobre superficies planas. A continuación se presentará lo que sucede cuando los substratos son dentados, es decir, cuando una gota Leidenfrost entra en contacto con una superficie ratchet.

Capítulo 3

Autopropulsión Leidenfrost

Uno de los fenómenos más interesantes y de los más importantes descubiertos en el efecto Leidenfrost fue estudiado por primera vez en 2006 donde *Linke et. al.* reportaron que los líquidos realizaban un movimiento autopropulsado cuando se ponían en contacto con superficies calientes que tenían texturas periódicas asimétricas. Los substratos tenían morfologías similares a dientes de sierra que en la literatura se denominan **ratchets**. El efecto de autopropulsión sólo se observaba cuando el líquido se encontraba en el régimen de la capa de vapor, es decir, en estado Leidenfrost, este fenómeno se observó para muchos líquidos y en un amplio rango de temperaturas [3].

Una gota en estado Leidenfrost depositada sobre una superficie horizontal tipo ratchet comienza a acelerarse hasta alcanzar una velocidad terminal del orden de $10 - 15 \text{ cm/s}$. A continuación, veremos algunos de los modelos existentes para el estudio de la dinámica de autopropulsión de gotas Leidenfrost.

3.1 Modelo de Linke

Linke et. al., descubridores del fenómeno de autopropulsión en líquidos en estado Leidenfrost, proponen que la superficie del ratchet rectifica parcialmente el flujo de vapor de la gota, para calcular la magnitud que ejerce esta fuerza sobre la gota estima el gradiente de presión que existe debajo de la gota y que es el causante del flujo asimétrico de vapor. En sus experimentos, Linke deposita gotas con radios de aproximadamente $r = 1.5 \text{ mm}$ sobre una superficie ratchet de latón ($5 \times 18 \text{ cm}^2$). Las gotas depositadas aceleran hasta alcanzar su velocidad terminal v_t . Los datos experimentales se ajustan mediante la siguiente

ecuación de velocidad para una gota

$$\nu_x(t) = \left(\nu_{0x} - \frac{a'}{\beta/m} \right) e^{-(\beta/m)t} + \frac{a'}{\beta/m} \quad (3.1)$$

que es la solución de la ecuación de movimiento

$$m \frac{dv_x}{dt} = -\beta v_x(t) + F \quad (3.2)$$

donde m es la masa de la gota, a' es un parámetro de ajuste, β es el coeficiente de arrastre y F es la fuerza de autopropulsión debido al ratchet. El término ν_{0x} surge debido a que las gotas se depositan con velocidad inicial negativa $\nu_{0x} < 0$, retroceden un poco, posteriormente se detienen y comienzan a acelerar hasta alcanzar su velocidad terminal. De acuerdo con la ecuación (3.1) la posición y aceleración de la gota estarán dadas por:

$$x(t) = x_0 - \left(\nu_{0x} - \frac{a'}{\beta/m} \right) \frac{m}{\beta} e^{-(\beta/m)t} + \frac{a'}{\beta/m} t \quad (3.3)$$

$$a_x(t) = \left(\frac{a'}{\beta/m} - \nu_{0x} \right) \frac{m}{\beta} e^{-(\beta/m)t} \quad (3.4)$$

De (3.4) se observa que $a_x \rightarrow 0$ cuando $t \rightarrow \infty$ que es consistente con el hecho de que la gota alcanza una velocidad terminal después de moverse sobre la superficie dentada. Cuando la gota se encuentra moviéndose sobre los dientes del ratchet su superficie se deforma en el área de contacto, haciendo que la gota tenga una superficie cóncava cerca de la punta del diente del ratchet (punto A) y una superficie convexa cerca del fondo del diente del ratchet (punto B) como se observa en la Figura 3.1

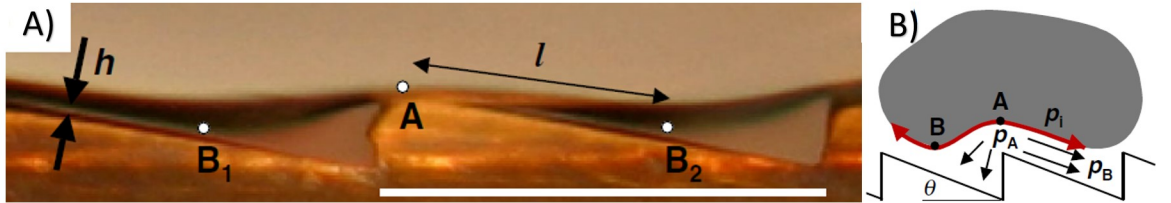


Figura 3.1: A) Fotografía de la interfase entre la gota y el ratchet, mostrando la curvatura de la gota debido al sustrato. B) Esquema de flujo de vapor (líneas negras) debido a la diferencia de presión entre los puntos A y B mientras que las líneas rojas representan el flujo termocapilar. Imágenes tomada de [3]

La diferencia de presiones locales entre los puntos A y B producen un flujo de Poiseuille, que impulsará a la gota e inducirá la fuerza de autopropulsión. La componente horizontal de esta fuerza se estima utilizando condiciones antideslizantes ($v_y = 0$) y

suponiendo que la superficie es plana, obteniendo:

$$F = 0.5A_{\text{eff}}h|dP/dx|\cos\theta \quad (3.5)$$

donde A_{eff} es el área efectiva de contacto sobre la cual actúa la fuerza de autopropulsión y h es la altura de la capa de vapor. Además de esto, la fuerza viscosa que actúa sobre la gota y que es responsable de llegar a una velocidad terminal se obtiene debido a que la gota resbala con el sustrato, esta fuerza de arrastre viscosa está dada por

$$-\beta\nu_x = -(\eta A_{\text{eff}}/h)\nu_x \quad (3.6)$$

donde η es la viscosidad del vapor. Eliminando ν_x de ambos lados de la ecuación, se tiene que el coeficiente de arrastre está dado por

$$\beta = \frac{\eta A_{\text{eff}}}{h} \quad (3.7)$$

se puede estimar el gradiente de presión entre los puntos A y B_2 mediante la ecuación de presión de Laplace, esto es:

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{\gamma}{R} \\ (P_i - P_A) &= \frac{\gamma}{R_A} \\ (P_i - P_{B_2}) &= \frac{\gamma}{R_{B_2}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Utilizando imágenes de alta resolución como en la Figura 3.1 A se miden los radios locales de curvatura R_A y R_{B_2} y la distancia l aproximando entonces el gradiente de presión a la siguiente expresión

$$\frac{dP}{dx} \approx \frac{P_{B_2} - P_A}{l} \quad (3.9)$$

por otro lado, para calcular el área de contacto efectiva sobre la que actúa la fuerza de autopropulsión, consideramos el área de contacto dependiente del volumen de una gota sobre un plato plano, dada por la siguiente expresión

$$A_c(V) = (5/4)\xi^{1/2}V^{5/6} \quad (3.10)$$

donde $\xi^{-1} = \lambda_c$ es la longitud capilar. Podemos considerar que A_{eff} es una cierta porción de A_c dependiendo de la naturaleza del líquido y de las dimensiones del ratchet en cuestión, es decir, de su geometría, de modo que podemos escribir

$$A_{\text{eff}} = \nu A_c \quad (3.11)$$

o bien

$$\nu = A_{\text{eff}}/A_c \quad (3.12)$$

donde nuevamente ν se puede determinar directamente de analizar imágenes de alta resolución como en la Figura 3.1 A donde se obtiene $\nu \approx 0.6$ para el agua, es decir que para la gota analizada se tiene que solo el 60% del área de contacto de la gota esta verdaderamente en contacto con el substrato.

La velocidad terminal que obtiene una gota se puede obtener de la ecuación (3.1) y está dada por

$$v_t = \frac{a'}{\beta/m} \quad (3.13)$$

que junto con las ecuaciones (3.7), (3.10) y (3.11) obtenemos lo siguiente

$$\begin{aligned} v_t &= \frac{ma'h}{\eta A_{\text{eff}}} = \frac{ma'h}{\eta \nu 5/4 \xi^{1/2} V^{5/6}} \\ &= \frac{4\rho a'hV}{5\eta \nu \xi^{1/2} V^{5/6}} \\ &= \frac{4\rho a'h\lambda_c^{1/2}}{5\eta \nu} V^{1/6} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Aquí es importante analizar dos casos, para el régimen de gotas pequeñas $r < \lambda_c$ podemos considerar a las gotas como semiesféricas y por tanto aproximar $V \approx 4/3\pi r^3$ de modo que la velocidad terminal será

$$v_t = \frac{4\rho a'h\lambda_c^{1/2}}{5\eta \nu} (4/3\pi r^3)^{1/6} \quad (3.15)$$

mientras que, para el régimen de gotas grandes $r > \lambda_c$ se tiene que las gotas adoptan una forma de puddle y podemos aproximar burdamente $V \approx \pi r^2 h'$ donde h' es la altura del puddle y por tanto la velocidad terminal adopta la siguiente forma

$$v_t = \frac{4\rho a'h\lambda_c^{1/2}}{5\eta \nu} (\pi r^2 h')^{1/6} \quad (3.16)$$

Finalmente, de (3.15) y (3.16) podemos concluir que para el modelo de Linke se tiene que v_t escala con r (siendo r el radio visto desde arriba de la gota) siguiendo una ley de potencias de la siguiente forma

$$v_t \propto \begin{cases} r^{1/2} & \text{para } r < \lambda_c \\ r^{1/3} & \text{para } r > \lambda_c \end{cases} \quad (3.17)$$

En la Figura 3.2 se observa el comportamiento de la ecuación (3.17) para gotas en estado Leidenfrost autopropulsadas sobre un substrato ratchet, el desfase que se observa en la unión $R = \lambda_c$ se debe a que el volumen del puddle no es exactamente descrito como en la ecuación (3.16) pero es una excelente aproximación.

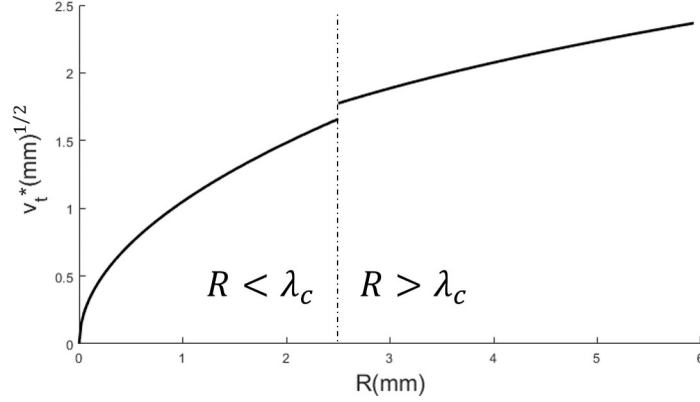


Figura 3.2: Velocidad terminal $v_t^* = v_t/\pi\Gamma$, $\Gamma = 5\eta\nu/4\rho a'h\lambda_c^{1/2}$ como función del radio ecuatorial de la gota graficado mediante la ecuación (3.17) donde se observan los dos regímenes de gotas semiesféricas $R < \lambda_c$ y puddles $R > \lambda_c$.

Podemos observar que una de las características que tiene este modelo es que la velocidad terminal aumenta indefinidamente a medida que aumentamos el volumen de la gota, sin embargo, la predicción teórica de este modelo se desvía bastante de los resultados experimentales y no resulta útil cuando se incrementa el volumen de la gota debido a que comienzan a presentarse oscilaciones y deformaciones en la gota que no están contempladas en el modelo.

3.2 Modelo de Lagubeau

El modelo discutido anteriormente estaba basado en la diferencia de presiones que existen debajo de la gota autopropulsada en una superficie ratchet cuya medida indirecta se basó en la ecuación de Laplace, es decir, la fuerza de autopropulsión se debe a la curvatura local de la interfase vapor-líquido. Debido a esto se pensaba anteriormente que el movimiento de autopropulsión podía deberse no sólo al flujo de vapor, sino a la deformabilidad de la gota debido a la superficie tipo ratchet. Se ha observado, por ejemplo, que en las gotas en estado Leidenfrost cuasiestáticas, existen oscilaciones espontáneas y estas oscilaciones

en una superficie con textura asimétrica podrían inducir rebotes que tenderían a hacer que la gota comenzara a moverse. Este tipo de cuestiones se resolvieron al utilizar sólidos de Leidenfrost [4, 21, 22], pequeños bloques de dióxido de carbono sólido (hielo seco) del tamaño de pequeñas gotas que se pusieron sobre superficies tipo ratchet calientes, en estos experimentos se observó el mismo comportamiento de autopropulsión que en las gotas Leidenfrost ver Figura 3.3. Por lo tanto, se concluyó que el movimiento no está relacionado con la deformación de la superficie del líquido, sino más bien el principal mecanismo de autopropulsión se debe a la producción de vapor [4].

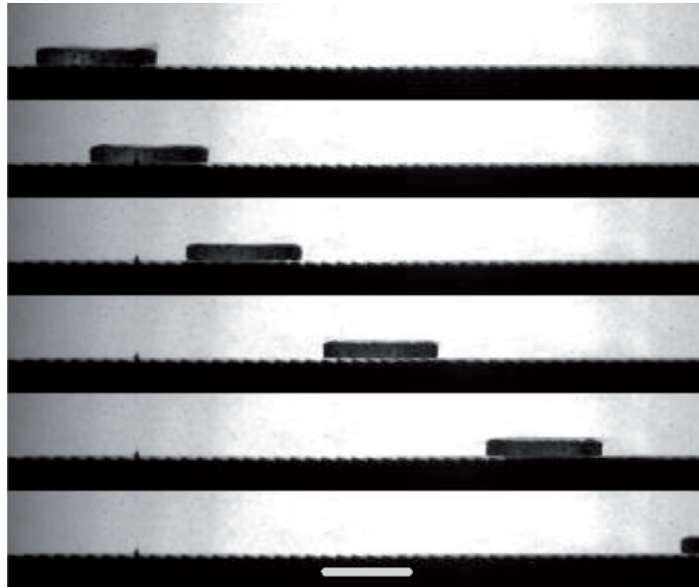


Figura 3.3: Disco de hielo seco utilizado en los experimentos de Lagubeau *et. al.*, se observa el mismo comportamiento de autopropulsión que una gota líquida, sin embargo, en este caso no existe deformación del cuerpo. La barra indica un centímetro. Imagen tomada de [4].

La principal explicación de este fenómeno yace en el flujo de la capa de vapor que sostiene a la gota en estado Leidenfrost, el vapor que escapa por debajo de la gota rectifica su trayectoria debido a la presencia de la textura asimétrica en el substrato.

Considere a una gota cuasiestática en estado Leidenfrost, es decir, una gota sobre una superficie plana caliente. Sabemos que el gas de la capa de vapor fluye radialmente y se escapa por todas direcciones de manera homogénea. Si la superficie de nuestro substrato fuera perfectamente plana, tendríamos un caso ideal en el cual la gota se queda estática gracias a su flujo radial, sin embargo debido al estado de nula fricción de la gota en estado

Leidenfrost y a la rugosidad de la superficie se observa que la gota comienza a moverse aleatoriamente. Ahora, en el caso de una superficie dentada se tiene que podemos manipular el movimiento de la gota, en una superficie tipo ratchet tendremos que el vapor fluye preferencialmente en una dirección, por lo tanto, se obtiene un empuje direccional sobre el material.

El modelo que nos presenta *Lagubeau et. al.* es un modelo basado en la eyección de materia debido al flujo de vapor rectificado. Consideremos una gota en estado Leidenfrost de radio R (visto desde arriba) que se deposita sobre una superficie ratchet a temperatura T_R como se muestra en la Figura 3.4 A y sea $\dot{M}$ la cantidad de masa eyectada por la gota por unidad de tiempo.

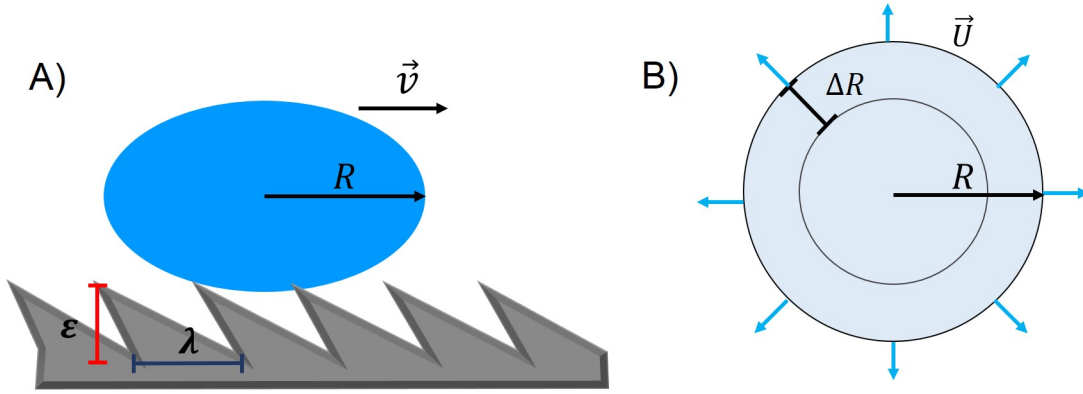


Figura 3.4: A) Esquema de una gota en estado Leidenfrost sobre un substrato tipo ratchet, el periodo del ratchet es λ y la altura de los dientes es ϵ . B) Esquema de la vista superior de la capa de vapor de una gota en estado Leidenfrost, las líneas azules muestran el flujo de vapor de la capa.

Considerando que el mecanismo de autopropulsión se debe únicamente a la expulsión de vapor, entonces podemos considerar que la fuerza de autopropulsión esta dada aproximadamente por

$$F \approx \dot{M} \Delta U \quad (3.18)$$

siendo

$$\Delta U = U_B - U_F \quad (3.19)$$

con U_F la velocidad con la que sale el vapor en la dirección de movimiento y U_B la velocidad con la que escapa el vapor en la dirección contraria. Podemos considerar que $\Delta U = \alpha' U$, donde U es la velocidad radial con la que el vapor sale expulsado de la capa de vapor de

la gota sobre una superficie plana, ver Figura 3.4 B. El valor de α' dependerá de varios parámetros, en particular, de que tan asimétrica sea la estructura ratchet. Por ejemplo, en el caso en que los dientes de la superficie fueran triángulos isósceles, se tendría una textura completamente simétrica y, por lo tanto tendríamos que $\alpha' = 0$ ya que $U_R = U_B$, el caso ideal sería tener una estructura bastante asimétrica de tal forma que el vapor expulsado por la parte frontal de la gota quedara completamente estancado por los dientes del ratchet, entonces tendríamos que $\alpha' = 1$. Consideremos en este caso que $\alpha' \approx 1$ suponiendo que tenemos un ratchet bastante asimétrico y por tanto se tiene que

$$F \approx \dot{M}U \quad (3.20)$$

De la Figura 3.4 B se tiene que el elemento de masa ΔM que sale de la capa de vapor de la gota en un tiempo Δt está dado por

$$\Delta M = \rho \left(\frac{2\pi R \Delta R h}{\Delta t} \right) \Delta t \quad (3.21)$$

de modo que el balance de masa nos da

$$\frac{dM}{dt} = \dot{M} = 2\pi \rho h R U \quad (3.22)$$

donde h es la altura de la capa de vapor. La cantidad de masa evaporada por unidad de tiempo resulta del siguiente balance de energía utilizando la Ley de Fourier, debido a que la transferencia de calor del substrato a la gota, necesaria para llevar a cabo el proceso de evaporación se realiza principalmente por conducción, de modo que

$$\dot{M}L \approx (\kappa \Delta T / h) \pi R^2 \quad (3.23)$$

donde κ es la conductividad térmica del vapor, L es el calor latente del líquido en cuestión y $\Delta T = T_R - T_b$ es la diferencia de temperaturas entre el ratchet y la gota, siendo esta última la temperatura de ebullición del líquido debido a que una gota en estado Leidenfrost alcanza su temperatura de ebullición dentro de la gota en un tiempo muy corto. Por otra parte, considerando la aproximación de la lubricación ($h \ll R$) se puede demostrar que el flujo resultante de vapor, debido a que el peso de la gota está presionando a la capa de vapor, está dado por

$$\dot{M} \approx (\rho h^3 / \eta) \rho_o g H \quad (3.24)$$

donde η es la viscosidad del vapor, g es la constante de gravedad, ρ_0 es la densidad de la gota y H es la altura de la gota. Combinando las ecuaciones (3.23) y (3.24) se tiene que

$$\frac{\kappa\Delta T\pi R^2}{hL} = \frac{\rho h^3 \rho_0 g H}{\eta} \quad (3.25)$$

de modo que

$$h^4 = \frac{\kappa\Delta T\pi R^2 \eta}{\rho \rho_0 g H L} \quad (3.26)$$

$$\Rightarrow h = \left(\frac{\kappa\Delta T\pi \eta}{\rho \rho_0 g H L} \right)^{1/4} R^{1/2} \quad (3.27)$$

o bien

$$h \approx a^{1/2} R^{1/2} \quad (3.28)$$

con $a = (\kappa\Delta T\pi\eta/\rho\rho_0gHL)^{1/2}$. La altura H se vuelve independiente para gotas cuyo radio es mayor que la longitud capilar $R > \lambda_c$. Combinando las ecuaciones (3.24) y (3.27) obtenemos la cantidad de masa de vapor eyectada por unidad de tiempo, esto es

$$\begin{aligned} \dot{M} &= \frac{\rho a^{3/2} R^{3/2}}{\eta} \rho_0 g H \\ &= \rho \frac{\rho_0 g H}{\eta} a^{3/2} R^{3/2} \\ &= \rho a^{3/2} R^{3/2} / \tau \end{aligned} \quad (3.29)$$

donde $\tau = \eta/\rho_0 g H$ se interpreta como un tiempo de relajación viscoso característico de la capa de vapor asociada con la presión aplicada $\rho_0 g H$. Multiplicando (3.22) por $\dot{M}$ y recordando que $F = \dot{M}U$ entonces se tiene que

$$\begin{aligned} F &= \frac{\dot{M}^2}{2\pi\rho h R} \\ &= \frac{\dot{M}^2}{2\pi\rho a^{1/2} R^{3/2}} \end{aligned} \quad (3.30)$$

sustituyendo (3.29) obtenemos finalmente la fuerza de autopropulsión de una gota en estado Leidenfrost sobre una superficie ratchet como función del radio de la gota visto desde arriba.

$$\begin{aligned} F &= \frac{\rho^2 a^3 R^3}{2\pi\rho a^{1/2} R^{3/2} \tau^2} \\ &= \frac{\rho}{2\pi\tau^2} a^{5/2} R^{3/2} \\ &= \frac{\rho a^4}{2\pi\tau^2} \left(\frac{R}{a} \right)^{3/2} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Esto es,

$$F = F_0 \left(\frac{R}{a} \right)^{3/2} \quad (3.32)$$

con $F_0 = \rho a^4 / 2\pi\tau^2$. Además de esto, se tiene que la gota golpea las puntas de los dientes de los ratchets cada que se desplaza por la superficie haciendo friccionar pequeños rollos de masa que hacen desacelerar a la gota y producen la velocidad terminal. Para determinar la fuerza de fricción, se tiene que la masa de uno de estos rollos involucrados en la desaceleración del sistema está dada por $m = \rho_0 \lambda \epsilon R$ donde λ y ϵ son como se muestra en la Figura 3.4 A. La desaceleración de esta porción de masa de la gota ocurre en un tiempo $t = \lambda/v_T$, con v_T la velocidad terminal de la gota. Sumando las contribuciones de todos los rollos de masa que frenan a la gota $N = R/\lambda$ obtenemos que la fuerza de fricción es

$$F_{friction} \approx N m \frac{v_t}{t} = \rho_0 v_t^2 R^2 \frac{\epsilon}{\lambda} \quad (3.33)$$

Igualando las ecuaciones (3.32) y (3.33) obtenemos la velocidad terminal de una gota Leidenfrost sobre una superficie ratchet, partiendo de la 2da ley, la velocidad terminal se alcanza cuando F es equilibrada por la fricción, luego:

$$\begin{aligned} F - F_{friction} &= 0 \\ \Rightarrow F_0 \left(\frac{R}{a} \right)^{3/2} &= \rho_0 v_t^2 R^2 \epsilon / \lambda \\ \Rightarrow \frac{\rho a^4}{2\pi\tau^2} \left(\frac{R}{a} \right)^{3/2} &= \rho_0 v_t^2 R^2 \epsilon / \lambda \end{aligned} \quad (3.34)$$

De modo que la velocidad terminal de la gota es

$$v_t = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/2} \left(\frac{a}{\tau} \right) \left(\frac{a}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\lambda}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (3.35)$$

Una de las primeras cosas que podemos notar en este modelo es que la velocidad terminal de las gotas escala con el radio de la gota como $\propto R^{-1/4}$ a diferencia del modelo original propuesto por *Linke* en donde se obtienen potencias de $1/2$ y $1/3$ para el radio. Además, podemos notar que la velocidad terminal depende de las densidades del líquido y del vapor que genera, así como también de la viscosidad, el coeficiente de conductividad térmica, la diferencia de temperaturas entre el ratchet y la gota, la longitud capilar y el calor latente del líquido, todas estas propiedades acumuladas en el coeficiente a . *Lagubeau* nos recalca además el hecho de que la velocidad terminal tiene mayor sensibilidad en la geometría del sustrato que en el tamaño de la gota, ya que la relación de aspecto λ/ϵ se encuentra

a una potencia mayor que la dependencia del radio, al jugar con los parámetros que caracterizan al ratchet como son su periodo y altura, podemos modificar significativamente las velocidades terminales con las que se mueven las gotas en estos substratos y realizar los cálculos correspondientes para construir ratchets adecuados a situaciones específicas en la industria o en cualquier área en el manejo de líquidos. Aunque Lagubeau no reporta gráficamente la dependencia de v_t , nos dimos a la tarea de mostrar este comportamiento en la Figura 3.5 donde mostramos algunas curvas de velocidad terminal como función del radio R visto desde arriba de la gota para diferentes valores de la razón de aspecto λ/ϵ , en esta figura se utilizó un coeficiente a de aproximadamente $a \approx 3\mu m$ correspondiente al agua.

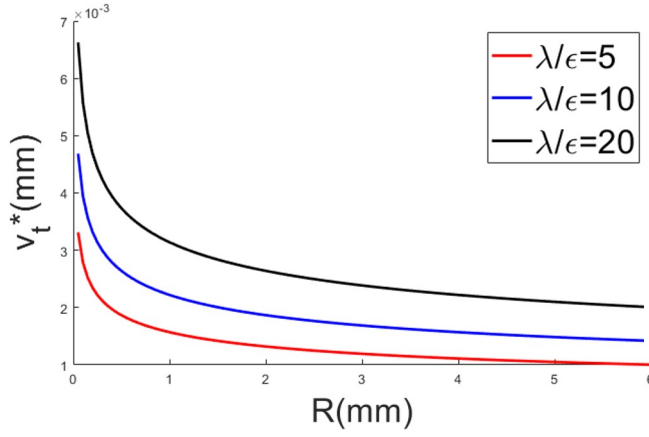


Figura 3.5: Velocidad terminal $v_t^* = \tau\sqrt{2\pi}v_t/(\rho/\rho_0)^{1/2}$ como función del radio ecuatorial de la gota graficado mediante la ecuación (3.35) para distintas razones de aspecto λ/ϵ .

Se puede observar que a medida que disminuye la razón de aspecto λ/ϵ , la curva se acerca cada vez más a valores más pequeños para la velocidad terminal, es decir, a medida que se construyeran ratchets cuyo periodo es muy pequeño o bien su altura es muy grande, el sistema comienza a presentar mayor fuerza de fricción y por tanto las velocidades decrecen.

Por otra parte, los mismos resultados experimentales para la velocidad terminal obtenidos por *Lagubeau, et. al.* nos muestran otro comportamiento muy distinto, ver Figura 3.6. En esta figura se puede apreciar que la velocidad terminal de las gotas aumenta conforme aumenta el radio ecuatorial de la gota, posteriormente el radio tiene mucha dispersión en su medición para gotas mayores a $R = 4 \text{ mm}$ debido a que las gotas comienzan a oscilar y a deformarse debido al movimiento, lo que vuelve difícil su medición. También se observa

que las gotas cuyo tamaño es menor que el periodo del ratchet, no presentan movimiento autopropulsado.

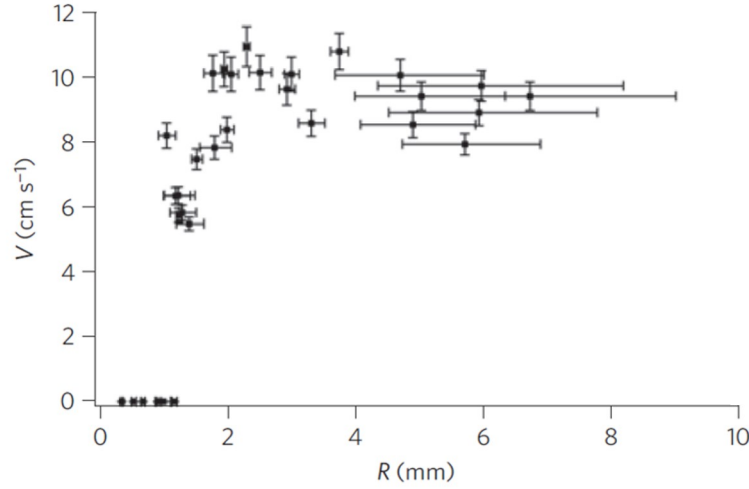


Figura 3.6: Velocidad terminal como función del radio de la gota para gotas de Etanol, $T_R = 360^\circ C$ con periodo de ratchet $\lambda = 1.5 \text{ mm}$, Figura tomada de [4].

3.3 Modelo de Dupeux

El modelo de Dupeux *et. al.* surge como corrección por parte de los mismos autores al modelo de Langubeau *et. al.* ya que este último modelo se basaba en la suposición de que los dientes asimétricos del ratchet rectificaban la dirección del vapor hacia la parte trasera de la gota lo cual impulsaría al líquido a desplazarse en la dirección contraria por la nula fricción del sistema. G. Dupeux *et. al.* nos muestran que esto no es correcto y que en realidad la fuerza de autopropulsión es en esencia una fuerza viscosa tal y como lo proponía Linke. A diferencia de los modelos anteriormente discutidos, en el modelo de Dupeux [1] se discute el mecanismo de autopropulsión tanto de gotas como de sólidos Leidenfrost, ya que ambos se rigen por los mismos principios, el mecanismo se basa en una fuerza viscosa debido al flujo de vapor rectificado causados por el ratchet. Existen diferentes propuestas para explicar el fenómeno de autopropulsión, basadas en la expulsión de vapor existen dos ideas principales, la primera discutida por Lagubeau [4] la cual abordamos en la sección anterior, en la que se tiene un modelo de eyección de materia, un modelo similar al de un cohete, en el que el flujo de vapor se considera rectificado en la dirección opuesta al movimiento de la gota y debido

a la nula fricción se tiene un empuje direccional constante. Por otra parte, la segunda manera en que el vapor rectificado indujera una fuerza de autopropulsión es si el vapor rectificado fluye en la misma dirección de movimiento que la gota, en este caso se tendría que una fuerza viscosa debido a láminas de vapor que se encuentran cerca de la superficie de la gota, arrastran a la propia gota en la dirección del vapor induciendo el movimiento de autopropulsión. Para determinar el flujo correcto del vapor rectificado Dupeux realiza el siguiente experimento: Se utilizan cuentas de vidrio con radios de aproximadamente $r = 25 \mu m$, estos se colocan entre los dientes del ratchet, posteriormente la superficie se calienta hasta $450^\circ C$ y se le aproxima un sólido Leidenfrost, un disco de dióxido de carbono sólido con el propósito de hacerlo sublimar y cuyo vapor se rectificará debido a la presencia de los dientes, una vez que se graba la dinámica mediante una cámara de alta velocidad se observa que las esferas de vidrio se mueven en dirección de la inclinación de los dientes como se observa en la Figura 3.7 el flujo se mueve en dirección de la gota, demostrando que la fuerza de autopropulsión es de carácter viscosa.

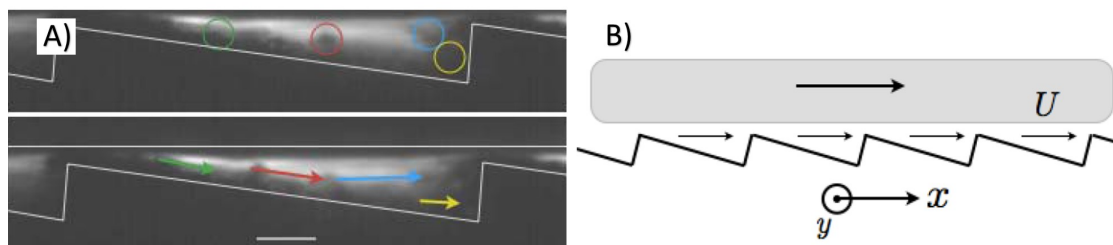


Figura 3.7: A) Vista lateral del ratchet, los círculos de colores muestran cuentas de vidrio y las flechas muestran sus desplazamientos después de 3 ms B) esquema del flujo de vapor considerado en el modelo de Dupeux *et. al.*, Figuras tomadas de [1].

En los experimentos se observa que el flujo de vapor se vuelve anisotrópico sobre un ratchet, dirigiéndose en dirección x positiva y posteriormente al chocar contra el siguiente diente, este se defleca noventa grados en el plano horizontal y es evacuado por las direcciones laterales del ratchet, es decir, en igual medida por la dirección y positiva y negativa, asegurando así que no existe movimiento en la dirección y . Dupeux *et. al.* proponen un modelo simple para describir la fuerza de autopropulsión de un sólido Leidenfrost en donde la curvatura no juega un papel importante. Denotando a h como el valor medio de la altura de la capa de vapor sobre el ratchet, se calcula la fuerza que siente el disco de hielo seco por unidad de paso del ratchet λ posteriormente la fuerza total será la suma de las $N = 2R/\lambda$

contribuciones totales. La fuerza que siente el disco debido a un diente escala como

$$f \sim \frac{\eta U}{h} R \lambda \quad (3.36)$$

donde η y U son la viscosidad y velocidad del vapor respectivamente y R es el radio de los discos de hielo seco. La velocidad del vapor sigue la ley de Poiseuille y por tanto escala como

$$U \sim \left(\frac{h^2}{\eta} \right) \frac{dP}{dx} \quad (3.37)$$

El gradiente de presión se puede estimar debido al peso Mg del disco que presiona al vapor, esto es

$$\frac{dP}{dx} \approx \frac{Mg}{R^2 \lambda} \quad (3.38)$$

Multiplicando el resultado por el número de celdas R/λ y aproximando $\Theta \approx h/\lambda$ donde Θ es el ángulo de inclinación que tienen los dientes respecto a la horizontal, entonces, se obtiene una fuerza de autopropulsión para discos Leidenfrost de aproximadamente

$$F \sim Mg\Theta \quad (3.39)$$

A pesar de que este modelo tiene la particularidad de ser aplicado sólo para sólidos Leidenfrost, es bastante instructivo para el entendimiento del fenómeno en ausencia de deformación y demostró el hecho de que la naturaleza de la fuerza de empuje en el fenómeno de autopropulsión esta gobernada principalmente por la viscosidad, como veremos en el siguiente y más actual modelo propuesto hasta la fecha, al tomar en cuenta la deformación de las gotas se adquieren términos extra que pueden reducirse a la ecuación (4.39) cuando se consideran sólidos Leidenfrost.

3.4 Modelo de Wang

A la fecha no existe un modelo analítico contundente que cese la discusión y describa correctamente las observaciones experimentales de este sistema de estudio. Lo único que se sabe con certeza es que el mecanismo de autopropulsión es impulsado principalmente por la producción de vapor y que la fuerza de empuje tiene un carácter viscoso. El problema se vuelve complicado de estudiar debido a la deformación de la gota con los dientes del ratchet, a las oscilaciones espontáneas de la gota y el propio movimiento autopropulsado, es por ello que varios experimentos utilizando sólidos de Leidenfrost han sido de gran ayuda

para el entendimiento de estos sistemas autopropulsados ya que en estos se puede despreciar la deformación y las oscilaciones.

Wang *et. al.* propusieron un modelo analítico para terminar con la controversia respecto a la naturaleza del fenómeno de autopropulsión [8] y muestran como esta fuerza de empuje depende del tamaño de la gota, el diseño o geometría del ratchet, temperatura del substrato y la deformación del líquido, esta última propiedad no se considera en ningún modelo que se encuentre en la literatura. El modelo de Wang es el más reciente hasta el momento, basado en un enfoque de primeros principios y sobre el que nos basaremos para estudiar los experimentos desarrollados en este trabajo de tesis. A continuación presentaremos un breve resumen sobre el modelo de Wang y sus principales resultados.

Consideremos un diente del ratchet con paso λ y altura ϵ como se muestra en la Figura 3.8. La gota se ubica a una distancia h_0 de la superficie del diente del ratchet, para tomar en cuenta la deformación de la gota se consideran a los ángulos β y θ , se tiene además que la gota posee una profundidad φ en el punto C .

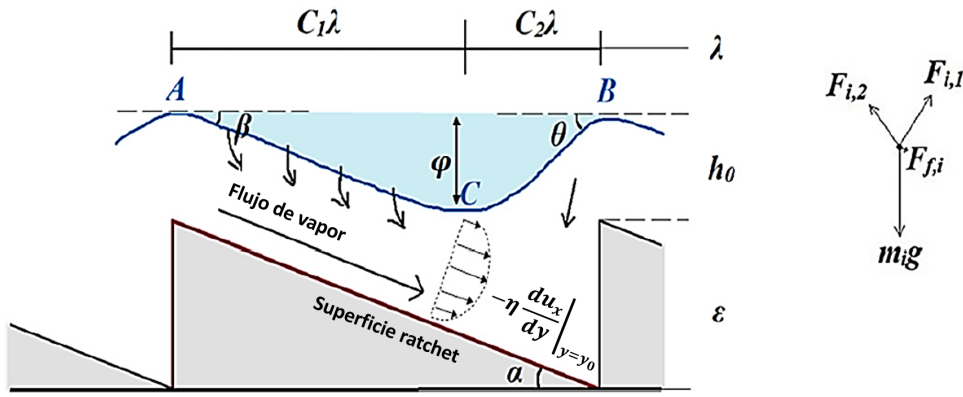


Figura 3.8: Esquema de un diente de ratchet sobre el que se encuentra una gota en estado Leidenfrost, el diagrama derecho muestra las fuerzas que actúan sobre la porción de masa considerada en el esquema izquierdo. Figura tomadas de [8].

El arco AC es el responsable de producir el flujo de vapor dirigido que empuja a la gota. El flujo de vapor impulsado por la presión a lo largo de la línea AC se comporta como un flujo de Poiseuille. El esfuerzo cortante entre el vapor y la gota induce el movimiento de la gota. La fuerza de autopropulsión es despreciable en comparación con el peso de la gota por lo que se concluye que la deformación de la gota sobre el ratchet se debe principalmente a la fuerza de gravedad. Esta fuerza de autopropulsión es dependiente de las propiedades

del líquido utilizado y de su vapor como lo son $(A, M, \theta, \beta, \rho, h_0, \text{ y } \eta)$ así como de la geometría del ratchet (λ, α) , la constante de gravedad g y la velocidad de la gota v que a su vez depende de todas las propiedades anteriores.

Si consideramos que la gota se puede dividir en segmentos de masa m_i donde cada segmento se encuentra encima de un diente del ratchet y además se cumple que $M = \sum_i m_i$. Entonces podemos concentrarnos en una porción de la gota donde actúa una fuerza de autopropulsión $F_{f,i}$ (debida a la rectificación del vapor) y al final podemos sumar todas las contribuciones para obtener la fuerza de autopropulsión total. El diagrama de fuerzas de la Figura 3.8 muestra las principales fuerzas que actúan sobre el i -ésimo elemento de volumen de la gota Leidenfrost. Las fuerzas $F_{i,1}$ y $F_{i,2}$ son las fuerzas que actúan perpendicularmente a las superficies de los arcos AC y CB y surgen debido a la expulsión de vapor.

Se asume que el flujo de vapor a lo largo de la línea AC es incompresible con densidad constante ρ_v y viscosidad η asemejando a un flujo sobre un canal, se tiene entonces que la distribución de velocidad del flujo de vapor se describe mediante las ecuaciones de Navier-Stokes de estado estacionario ver Apéndice A. El sistema de coordenadas cartesiano se ubica paralelamente a la superficie del diente del ratchet y paralelo al segmento AC . Tomando esto en consideración se tiene que la ecuación de continuidad y los balances de momento en las direcciones x y y están dados por

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho_v g_x + \eta \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \rho_v g_y \quad (3.42)$$

De (3.40) se deduce que u_x no varía en la dirección x y por tanto u_x solo es función de y por lo tanto $\partial^2 u_x / \partial y^2$ solo es función de y . Integrando (3.42) se obtiene

$$P = -\rho_v g \cos \alpha y + g(x) \quad (3.43)$$

lo que implica que $\partial P / \partial x = \partial g / \partial x$ es sólo función de x . Integrando (3.41) dos veces respecto a y obtendremos

$$u_x = \frac{1}{2\eta} \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho_v g_x \right) y^2 + c_1 y + c_2 \quad (3.44)$$

Las constantes de integración se pueden obtener al aplicar las condiciones de no deslizamiento en $y = 0$ y $y = h_0$ ver Apéndice B. Las condiciones son respectivamente $u_x = 0$ en $y = 0$ y $u_x = v$ en $y = h_0$. Aplicando las condiciones se obtiene

$$u_x = \frac{1}{2\eta} \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho_v g_x \right) (y^2 - h_0 y) + \frac{v}{h_0} y \quad (3.45)$$

Para estimar el gradiente $\partial P / \partial x$ se considera que la presión en el punto C es aproximadamente la presión atmosférica, de modo que la diferencia de presión ΔP que induce el flujo de vapor, proviene de la fuerza de soporte $F_{i,1}$ de modo que

$$\Delta P = \frac{F_{i,1}}{A_{i,1}} \quad (3.46)$$

donde $A_{i,1}$ es el área de contacto efectiva que tiene la gota con la superficie del ratchet y está dada por [8]

$$A_{i,1} = w_{i,1} \frac{C_1 \lambda}{\cos \beta} \quad (3.47)$$

donde $w_{i,1}$ es el ancho del segmento i -ésimo de la gota, el cuál se encuentra en dirección perpendicular de la Figura 3.8 saliendo de la página. Para estimar $F_{i,1}$ consideremos los balances de fuerza en las componentes horizontal y vertical de la porción de volumen de la gota que estamos analizando, esto es

$$F_{i,1} \cos \beta + F_{i,2} \cos \theta = m_i g + F_{f,i} \sin \beta \quad \text{vertical} \quad (3.48)$$

$$F_{i,1} \sin \beta + F_{f,i} \cos \beta = F_{i,2} \sin \theta \quad \text{horizontal} \quad (3.49)$$

Ahora, teniendo en cuenta que la fuerza de autopropulsión $F_{f,i}$ es experimentalmente mucho más pequeña que el peso de la gota [4], entonces, podemos asumir que la deformación de la gota se debe principalmente a la gravedad y, por lo tanto, despreciando $F_{f,i}$, las ecuaciones anteriores se reducen a lo siguiente

$$F_{i,1} \cos \beta + F_{i,2} \cos \theta \approx m_i g \quad (3.50)$$

$$F_{i,1} \sin \beta \approx F_{i,2} \sin \theta \quad (3.51)$$

Combinando las dos ecuaciones anteriores se obtiene una expresión para $F_{i,1}$

$$F_{i,1} \approx \frac{m_i g \sin \theta}{(\cos \beta \sin \theta + \sin \beta \cos \theta)} = \frac{m_i g \sin \theta}{\sin(\theta + \beta)} \quad (3.52)$$

Dado que el gradiente de presión actúa sobre el segmento $\bar{AC}$, podemos aproximar la deformación a una línea recta y utilizar trigonometría, mediante el Teorema de Pitágoras tenemos que

$$\frac{dP}{dx} \approx -\frac{\Delta P}{\Delta x} = -\frac{F_{i,1}}{A_{i,1}\Delta x} = -\frac{m_i g \sin \theta}{\sin(\theta + \beta) \left(\frac{w_{i,1} C_1 \lambda}{\cos \beta} \right) \left(\frac{C_1 \lambda}{\cos \beta} \right)} \quad (3.53)$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (3.45) obtenemos el perfil de velocidad u_x como función de la posición vertical y medida desde la superficie del diente del ratchet.

$$u_x = \frac{1}{2\eta} \left(\frac{m_i g \sin \theta \cos^2 \beta}{w_{i,1} C_1^2 \lambda^2 \sin(\theta + \beta)} + \rho_v g \sin \alpha \right) (h_o y - y^2) + \frac{v}{h_o} y \quad (3.54)$$

Debido a que existe la condición de no deslizamiento entre el flujo de vapor rectificado y la gota, entonces la fuerza de autopropulsión $F_{f,i}$ en cada paso del ratchet es el resultado de la fuerza de corte en la frontera $y = h_o$, esto es

$$F_{f,i} = -\eta \frac{du_x}{dy} A_{i,1} \Big|_{y=h_o} = \frac{h_o}{2} \left(\frac{m_i g \sin \theta \cos \beta}{C_1 \lambda \sin(\theta + \beta)} + \frac{\rho_v g w_{i,1} C_1 \lambda \sin \alpha}{\cos \beta} \right) - \eta \frac{v}{h_o} \frac{w_{i,1} C_1 \lambda}{\cos \beta} \quad (3.55)$$

Utilizando el hecho de que $\varphi \approx C_1 \lambda \tan \beta$ y el hecho de que las proporciones de la deformación suman la unidad $C_1 + C_2 = 1$ se puede reducir la expresión anterior a una forma más práctica y cómoda de visualizar

$$F_{f,i} = \frac{gh}{2} \left(\frac{m_i}{\lambda} + \rho_v A_i \frac{\sin \alpha \sin \theta}{\sin(\theta + \beta)} \right) - \frac{\eta A_i}{h_o} \frac{\sin \theta}{\sin(\theta + \beta)} v \quad (3.56)$$

Se asume además que el ancho de la gota es constante en cada paso y, por tanto, se tiene que $A_i = w_{i,1} \lambda$; por otro lado, es claro que solo la componente horizontal de la fuerza $F_{f,i}$ contribuye al movimiento de la gota, de modo que sumando sobre cada una de estas contribuciones obtenemos la fuerza total de autopropulsión

$$F_f = \sum F_{f,i} \cos \beta \quad (3.57)$$

$$F_f = \frac{gh_o}{2} \left(\frac{M}{\lambda} + \rho_v A \frac{\sin \alpha \sin \theta}{\sin(\theta + \beta)} \right) \cos \beta - \frac{\eta A}{h_o} \frac{\sin \theta}{\sin(\theta + \beta)} v \cos \beta \quad (3.58)$$

Aquí M es la masa total de la gota y A es el área de contacto vista desde arriba. Esta es la expresión completa que describe la autopropulsión Leidenfrost; sin embargo, aún se puede simplificar considerando que algunos términos son despreciables respecto a otros. Si asumimos que la gota deformada por el diente es triangular ver Figura 3.8 y sus lados son respectivamente l_1 y l_2 entonces se tiene que $\sin \theta / \sin(\theta + \beta) = l_1 / \lambda \leq 1$ entonces el segundo

término en (4.58) es a lo más $\rho_v A \sin \alpha$, y considerando que ρ_L es típicamente cuatro órdenes de magnitud mayor que ρ_v entonces obtenemos que

$$F_f = \frac{Mgh_o \cos \beta}{2\lambda} - \frac{\eta Al_1}{h_o \lambda} v \cos \beta \quad (3.59)$$

De manera similar, haciendo un análisis al segundo término de la ecuación anterior, introduciendo valores típicos de h_o , A , v y η , se observa que la principal contribución de la fuerza de autopropulsión viene del primer término que contiene a la masa, mientras que el segundo término de velocidad es despreciable, obteniendo finalmente la fuerza de autopropulsión para una gota en estado Leidenfrost sobre una superficie tipo ratchet (para más detalles consultar [8]).

$$F_f = \frac{Mgh_o \cos \beta}{2\lambda} \quad (3.60)$$

Cabe resaltar que la escala de esta fuerza es muy similar a la que se derivó para un sólido de Leidenfrost en donde no existe deformación [1], las ecuaciones (3.39) y (3.60) difieren solamente por un factor de $(\cos \beta)/2$. Por otra parte, para evitar medir experimentalmente el espesor de la capa de vapor en este sistema, se puede realizar un balance de masa simple. La pérdida de masa debido la transferencia de calor a través de la capa de vapor esta dada por la Ley de Fourier.

$$\frac{dm_{i,1}}{dt} = -\frac{\kappa}{L} \frac{\Delta T}{h_o} A_{i,1} \quad (3.61)$$

Además, esta pérdida de masa debe ser también igual y de signo contrario al flujo de masa de vapor

$$\frac{dm_{i,1}}{dt} = -\rho_v \bar{u}_x w_{i,1} h_o \quad (3.62)$$

donde κ es la conductividad térmica del vapor, L es el calor latente de evaporación, ΔT es la diferencia de temperaturas entre el ratchet y la gota y $\bar{u}_x$ es el promedio de la velocidad del flujo de vapor definido por

$$\bar{u}_x = \frac{1}{h_o} \int_0^{h_o} u_x dy \quad (3.63)$$

Combinando estas ecuaciones y utilizando el resultado obtenido en (3.45) para u_x se obtiene que

$$h_o = C(T)^{1/4} \left(\frac{A_i \sin^2 \theta}{m_i \sin^2(\theta + \beta) + \rho_v A_i \lambda \sin \alpha \sin \theta \sin(\theta + \beta)} \right)^{1/4} \lambda^{1/2} \quad (3.64)$$

donde

$$C(T) = 12\eta\kappa\Delta T/\rho_v g L \quad (3.65)$$

es una función que encapsula todas las propiedades dependientes de la temperatura del flujo de vapor. Realizando las mismas consideraciones que se tuvieron para deducir la ecuación (3.59) se puede reducir la expresión anterior obteniendo

$$h_o = C(T)^{1/4} \left(\frac{A \sin^2 \theta}{M \sin^2(\theta + \beta)} \right)^{1/4} \lambda^{1/2} \quad (3.66)$$

sustituyendo el resultado anterior en la expresión (3.60) se obtiene la fuerza de autopropulsión total

$$F_f = \frac{Mg}{2} \lambda^{-1/2} C(T)^{1/4} \left(\frac{A}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{\sin \theta \cos^2 \beta}{\sin(\theta + \beta)} \right)^{1/2} \quad (3.67)$$

cuya aceleración correspondiente es

$$a = \frac{g}{2} \lambda^{-1/2} C(T)^{1/4} \left(\frac{A}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{\sin \theta \cos^2 \beta}{\sin(\theta + \beta)} \right)^{1/2} \quad (3.68)$$

si asumimos que la deformación de la gota sigue de cerca la forma del diente del ratchet, entonces tenemos que $\varphi \sim C_1 \varepsilon$ de donde se puede expresar la fuerza de autopropulsión de una manera alternativa

$$F_f = C_1^{1/2} \frac{Mg}{2} C(T)^{1/4} \left(\frac{A}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2} \right)^{1/4} \quad (3.69)$$

$$a = C_1^{1/2} \frac{g}{2} C(T)^{1/4} \left(\frac{A}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2} \right)^{1/4} \quad (3.70)$$

A partir de las ecuaciones anteriores se puede determinar la velocidad terminal de una gota considerando el análisis de la fricción presentado en [6] obteniendo que la velocidad terminal es

$$v_t = C_1^{-(1/4)} \left(\frac{gH_L}{2b} \right)^{1/2} \left(\frac{C(T)A}{M} \right)^{1/8} \left(\frac{\lambda}{\varepsilon} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\lambda^2 + \varepsilon^2} \right)^{1/8} \quad (3.71)$$

Aquí b es un coeficiente que requiere de observación experimental y representa que tan significativo es la fricción en el sistema.

3.5 Experimentos sobre autopropulsión de gotas Leidenfrost

A lo largo de los años se han desarrollado diversos experimentos para entender mejor el fenómeno así como para explorar sus posibles aplicaciones en diversas áreas de la ciencia

así como en la industria. Se presenta un resumen sobre algunos de estos trabajos y principales aportes en el contexto del Efecto Leidenfrost que consideramos importantes revisar para este trabajo pues serán relevantes y aportarán ideas en la discusión del fenómeno de autopropulsión.

3.5.1 Cambio de direccionalidad

Existe una manera recientemente descubierta de cambiar la direccionalidad con la que se dirige una gota en estado Leidenfrost autopropulsada sobre una superficie ratchet, variando un poco la morfología microscópica de la superficie se consigue diseñar un dispositivo de autopropulsión de gotas que dependiendo de la altura de las micro estructuras la gota que se deposite se autopropulsará hacia delante o hacia atrás sin mover o modificar el sustrato [5].

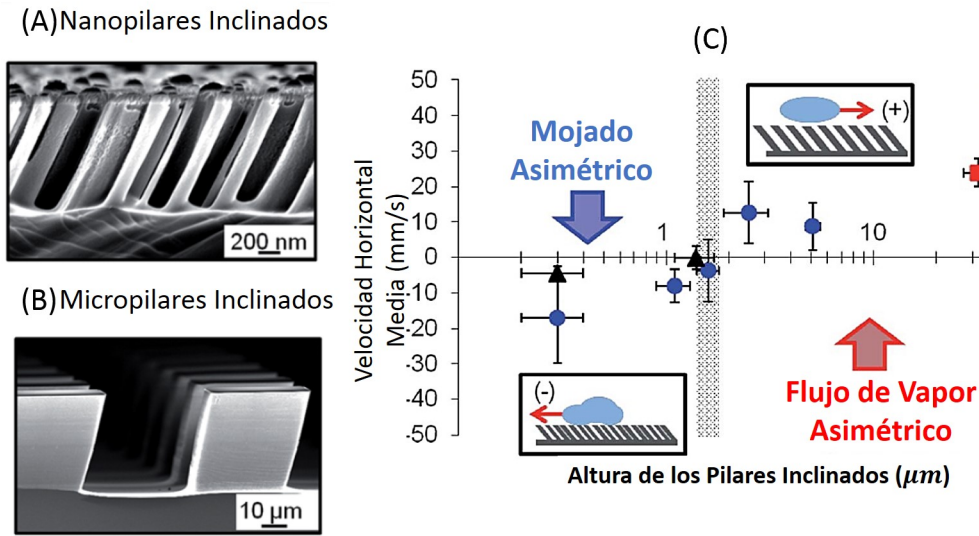


Figura 3.9: A) Ratchet con estructuras de pilares inclinados de tamaño nanométrico B) Ratchet con estructuras de pilares inclinados de tamaño micrométrico C) Velocidad de gotas Leidenfrost en función de la altura de los pilares, se observa un cambio de direccionalidad. Imágenes tomada de [5].

En ese estudio se construyeron arreglos de pilares inclinados con alturas que van desde cientos de nanómetros hasta decenas de micrómetros (ver Figura 3.9), estos ratchets de pilares se utilizan para cambiar la direccionalidad en la que se autopropulsa una gota. Las gotas depositadas sobre este tipo de superficies exhiben un movimiento aleatorio en el caso estacionario, es decir, cuando las gotas se depositan suavemente y muy cerca de la

superficie del sustrato, sin embargo, la dirección en la que se autopropulsan las gotas se vuelve bien definida cuando estas se depositan desde una cierta altura. Cuando las gotas se impactan contra ratches con estructuras de pilares cuyas alturas son nanométricas, las gotas se autopropulsan en dirección de la inclinación de los pilares. La autopropulsión en la dirección contraria se observa en ratchets de pilares con alturas micrométricas. El origen del fenómeno se encuentra en el contacto parcial que hay entre el ratchet y el líquido y es por ello que las gotas se deben depositar desde cierta altura para este tipo de sustratos para que la fuerza de impacto proporcione un mojado asimétrico y las gotas se puedan mover en dirección de la inclinación de los pilares. El principal aporte detrás de este estudio es la posibilidad de modificar la dirección en la que se mueven las gotas al modificar la morfología del sustrato, es decir, construyendo un ratchet con estructuras de pilares inclinados se tiene la posibilidad de hacer que una gota se autopropulse en la misma dirección que la inclinación de los pilares mientras que las gotas en ratchets convencionales (aquellos con texturas asimétricas tipo diente de sierra) siempre se mueven en contra de la inclinación de los dientes.

3.5.2 Gotas autocentrantes

Utilizando una estructura ratchet en forma de espiga (ver Figura 3.10 A) se puede diseñar un dispositivo que no solo auto propulsa gotas en estado Leidenfrost sino que también las redirecciona para centrarlas sin comprometer a la velocidad terminal que alcanzan las gotas y sin necesidad de utilizar paredes de confinamiento que atrapen a la gota [7]. Una de las limitaciones que tiene la autopropulsión es la necesidad de utilizar muros o barreras para intentar conseguir que la gota siga un camino deseado, sin embargo, utilizando este diseño de espiga se logra que las gotas se auto centren y una vez logrado esto la dirección de la gota se puede controlar y manipular para cualquier aplicación que se requiera. El diseño de este ratchet define una línea central de dirección y una fuerza de propulsión que estabiliza el movimiento de la gota a lo largo de esta línea central, esto conduce a la capacidad de poder maniobrar gotas alrededor de trayectorias complejas, lo cual posibilita al efecto Leidenfrost a tener un mecanismo de control de las gotas.

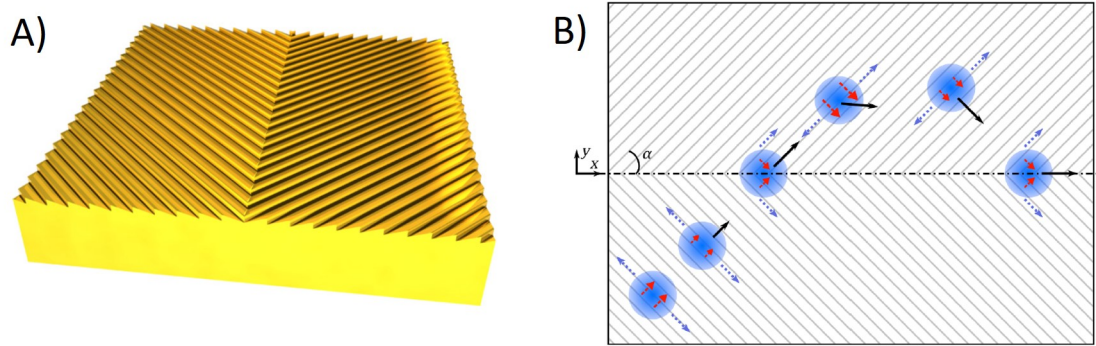


Figura 3.10: A) Superficie ratchet con diseño de espiga B) Esquema del movimiento de una gota sobre un ratchet con diseño de espiga, las líneas azules representan el flujo de vapor, las líneas rojas representan la fuerza de propulsión y las negras la velocidad. Imágenes tomadas de [7].

Capítulo 4

Experimentos de Autopropulsión de gotas Leidenfrost de distintos líquidos

En este trabajo se desarrollaron diversos experimentos sobre autopropulsión Leidenfrost con los cuales se busca entender mejor la naturaleza de este fenómeno y como influyen las características del ratchet y del líquido utilizado en la dinámica de autopropulsión.

Se estudió tanto experimentalmente como con el modelo teórico más reciente, propuesto por Wang *et. al.*, el comportamiento y la dinámica de gotas en estado Leidenfrost que se autopropulsan en substratos dentados para distintos líquidos y determinar los efectos de sus propiedades en la dinámica. Los experimentos desarrollados se llevaron a cabo en el Laboratorio de Materia Granular y Fluidos Complejos (Grainslab) del IFUAP. Debido a que en la literatura típicamente se estudia el fenómeno del Efecto Leidenfrost para el agua y en algunos casos se incluye el etanol, se estudiaron distintos líquidos tales como agua desionizada, etanol, metanol, acetona, isopropanol, hexano, cloroformo y tolueno.

4.1 Diseño de los canales tipo ratchet

Para investigar el efecto de las propiedades fisicoquímicas en el fenómeno de autopropulsión de gotas Leidenfrost se utilizaron canales tipo ratchets diseñados mediante la unión de limas de hierro. Las limas de hierro consideradas se observan en la Figura 4.1.

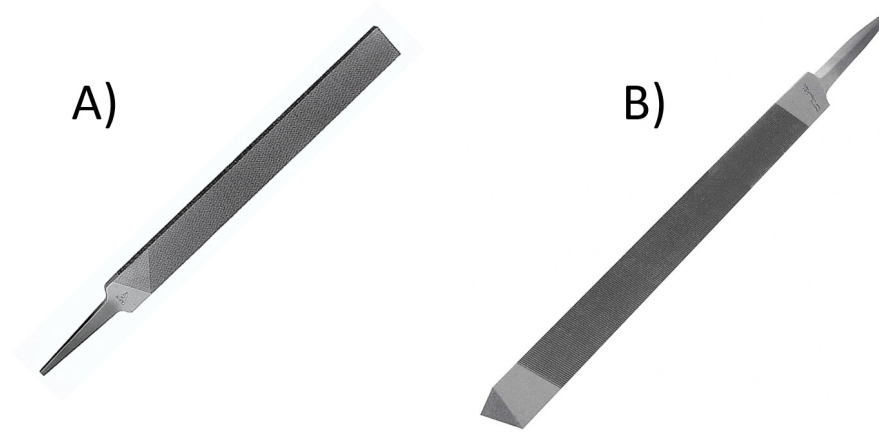


Figura 4.1: A) Lima de mecánico plana paralela de 12" B) Lima triangular de 5".

Estas limas tienen la característica de poseer una superficie con estructura asimétrica dentada, es decir, tienen una superficie de tipo ratchet y al ser de metal pueden calentarse hasta las temperaturas adecuadas para inducir el fenómeno de Leidenfrost. El primer prototipo de canal se diseñó mediante la lima plana de la Figura 4.1 A, esta lima se colocó entre dos placas de aluminio y se utilizó la superficie ratchet del borde lateral Figura 4.2 A.

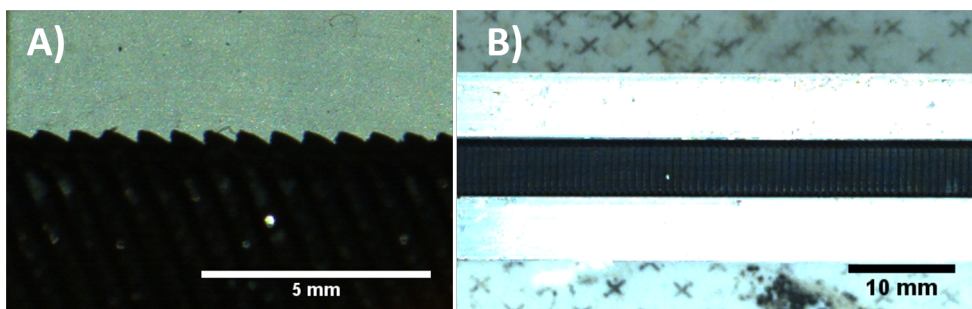


Figura 4.2: A) Borde lateral de la lima plana B) Primer diseño del canal ratchet

A pesar de que este primer prototipo (ver Figura 4.2 B) funciona para transportar gotas en estado Leidenfrost, se decidió no trabajar con él, ya que las paredes de aluminio que se le colocaron para evitar que la gota se saliera y pudiera así autodirigirse, influyen importantemente en la dinámica. El depósito tiene que ser sumamente cuidadoso ya que si

no se coloca directamente en el centro, cualquier ligera perturbación provoca que la gota choque contra las paredes de aluminio y el movimiento se modifica siguiendo una trayectoria en zig zag en vez de ser lineal. Además, el ancho de la lima limita el tamaño de las gotas con la que podemos trabajar. Esto nos llevó a emplear las limas triangulares.

Para el segundo diseño se unieron dos limas triangulares como las de la Figura 4.1 B) construyendo así un canal triangular cuyas paredes poseen texturas dentadas, la ventaja de utilizar un canal triangular es que las gotas se auto dirigen sin importar como sea el deposito además de que podemos trabajar con volúmenes más variables.

En los experimentos que se mostraran a continuación se emplearon dos tamaños diferentes de limas triangulares, un canal se construyó mediante limas de 5" cuyas dimensiones de los dientes se muestran en la Figura 4.3 y otro canal se construyó mediante limas de 7", ver Figura 4.4.

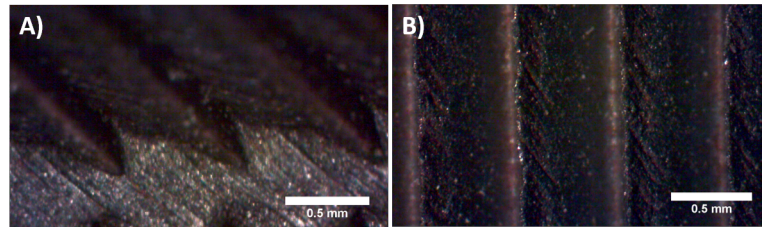


Figura 4.3: A) Vista lateral de la lima triangular de 5", la altura de los dientes es de aproximadamente 0.3 mm. B) Vista superior de la lima de 5", la separación entre dientes es de aproximadamente 0.67 mm.

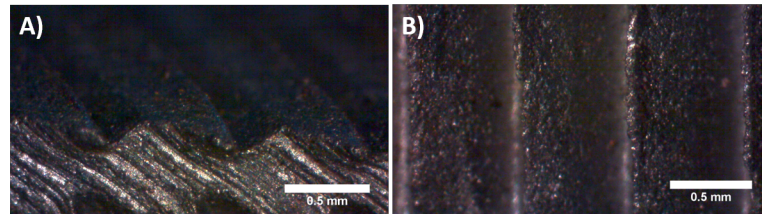


Figura 4.4: A) Vista lateral de la lima triangular de 7", la altura de los dientes es de aproximadamente 0.2 mm. B) Vista superior de la lima de 7", la separación entre dientes es de aproximadamente 0.7 mm.

Las imágenes anteriores se midieron utilizando un microscopio óptico.

4.2 Arreglo Experimental

Para calentar nuestro sistema de autopropulsión se utilizó una plancha térmica, la cual se conectó a un controlador SSR. El sistema permite regular la entrada y salida de corriente eléctrica en la plancha térmica permitiendo la medición de temperatura de nuestro canal triangular utilizando un termopar y así controlar la temperatura de nuestro sustrato. El arreglo experimental se muestra en la Figura 4.5.

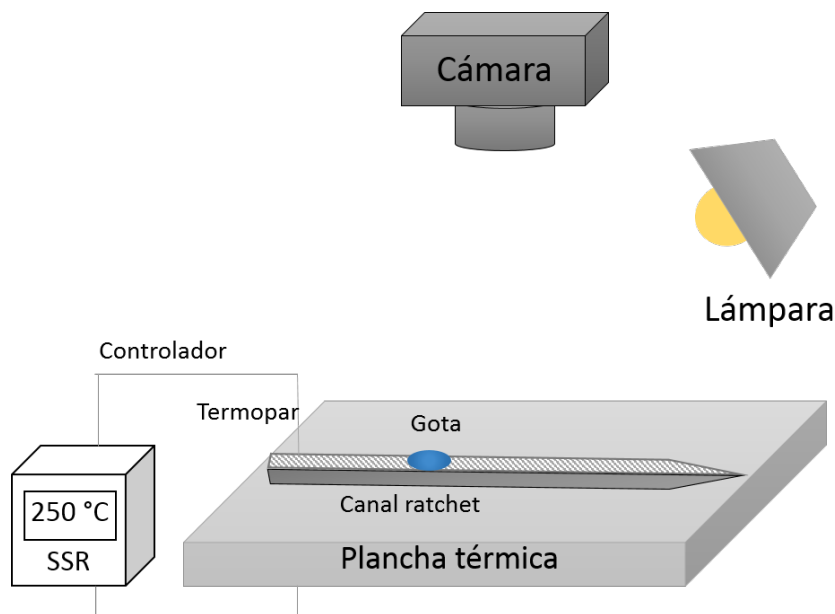


Figura 4.5: Sistema experimental propuesto para el estudio de la autopropulsión Leidenfrost.

Para seguir la dinámica de las gotas, los experimentos se grabaron utilizando una cámara de alta velocidad (Photron SA3 and UX-100 Mini) y lámparas de 100 W para mejorar la iluminación del sistema. Los vídeos se analizaron mediante análisis de imágenes utilizando ImageJ 1.8.0172 (un programa de procesamiento de imagen digital de dominio público programado en Java desarrollado en el National Institutes of Health) y Tracker ver.6.0.7. (una herramienta gratuita de modelado y análisis de vídeo basada en el marco Java de Open Source Physics (OSP)), posteriormente, para mejorar el calentamiento del canal y asegurarnos de que la distribución de temperatura es homogénea se cambió la plancha térmica por una plancha más grande con una superficie de aluminio y se añadió una lámpara extra como se puede observar en la Figura 4.6.

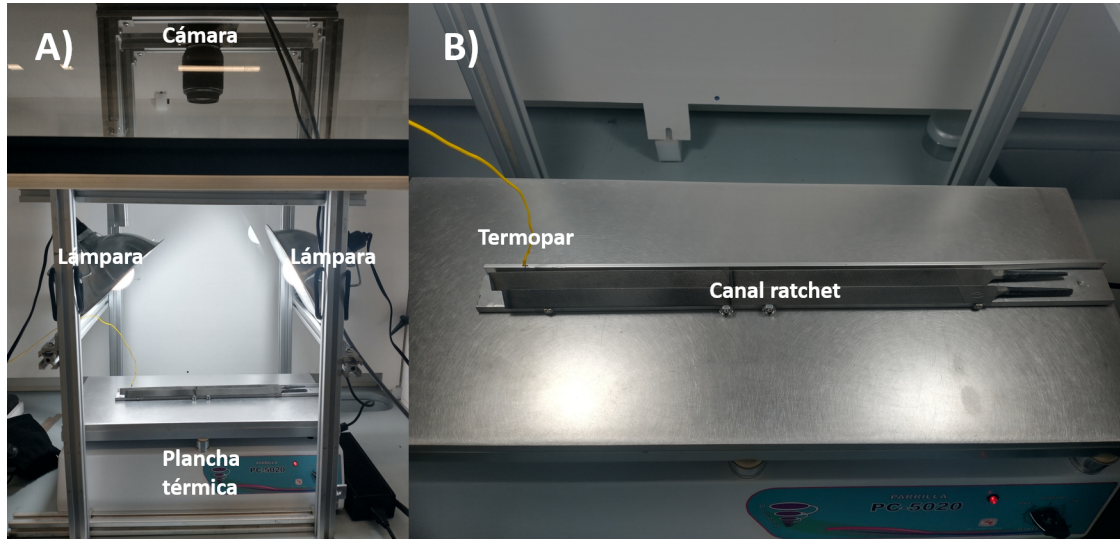


Figura 4.6: A) Arreglo experimental modificado B) Canal con superficie tipo ratchet.

Propiedades de los líquidos estudiados

Presentamos algunas de las características físicas y químicas de los fluidos utilizados en nuestros experimentos de autopropulsión, valores estimados para las condiciones de la ciudad de Puebla, México. En la tabla 4.1 se tienen las propiedades de los líquidos y en la tabla 4.2 se tienen las propiedades de las fases gaseosas.

Líquido	Temperatura de ebullición T_B ($^{\circ}\text{C}$)	Temperatura Leidenfrost T_L ($^{\circ}\text{C}$)	Tensión Superficial γ (mN/m)	Densidad ρ (kg/m^3)	Viscosidad η (mPa/s)	Longitud capilar λ_c (mm)	Calor latente L (kJ/kg)	Momento dipolar D (D)
Agua	93	207	59	940	0.284	2.5	2256	1.85
Etanol	72	150	17	748	0.418	1.5	846	1.66
Metanol	59	140	19	725	0.296	1.6	1100	1.70
Isopropanol	76	125	16	724	0.523	1.5	779	1.55
Acetona	50	130	19	711	0.242	1.7	518	2.69
Hexano	61	115	13	615	0.201	1.5	338	0.09
Cloroformo	54	122	22	1411	0.398	1.3	247	1.15
Tolueno	103	173	18	780	0.419	1.5	365	0.36

Tabla 4.1: Propiedades fisicoquímicas de los líquidos utilizados en este estudio, los valores se reportan para la temperatura de ebullición T_B para la ciudad de Puebla, México a 2200 m.s.n.m. Datos tomados de [11].

Vapor	Temperatura de la capa de vapor T_V ($^{\circ}\text{C}$)	Densidad ρ (kg/m^3)	Viscosidad η ($\mu\text{Pa/s}$)	Conductividad térmica κ (mW/mK)
Agua	171.5	0.378	15.073	31.267
Etanol	161.0	0.990	12.658	29.405
Metanol	154.5	0.699	14.079	28.721
Isopropanol	163.0	1.285	11.464	30.219
Acetona	150.0	1.280	10.772	21.981
Hexano	155.5	1.875	9.367	26.735
Cloroformo	152.0	2.619	14.488	9.499
Tolueno	176.5	1.911	10.586	25.475

Tabla 4.2: Propiedades fisicoquímicas de los vapores generados en este estudio, los valores se reportan a la temperatura de la capa de vapor $T_V = (T_B + T_R)/2$, donde $T_R = 250$ $^{\circ}\text{C}$ es la temperatura del canal ratchet. Datos tomados de [11].

4.3 Velocidad Terminal como función de la Longitud de las gotas

Cuando se deposita una gota sobre un canal triangular, las fuerzas de cohesión del líquido hacen que esta adopte una forma alargada debido a la estructura triangular del canal. El primer experimento que se realizó fue determinar la velocidad terminal en función de la longitud l de las gotas depositadas. En la literatura se mide experimentalmente como varía esta velocidad terminal como función del radio de la gota para una superficie ratchet plana, el análogo al radio en nuestro caso es la longitud que adoptan las gotas cuando se desplazan a través del canal y se tiene que cuando las gotas son lo suficientemente pequeñas en comparación con la longitud capilar estas son aproximadamente esféricas y se cumple que $l \approx 2r$. Para este experimento se utilizaron las limas de 5", se depositó material de distintos líquidos utilizando una micropipeta con capacidad máxima de 1 ml . Para este primer análisis se depositó un total de 500 μl para cada líquido analizado, esta cantidad total fue depositada en gotas de diferentes tamaños para poder analizar así la dependencia de la velocidad terminal de los líquidos como función de la longitud de la gota sobre el canal. El sustrato se mantuvo a una temperatura constante de 250 $^{\circ}\text{C}$. Las gotas se depositaron aproximadamente a un centímetro de altura de la superficie del ratchet, esto para evitar que la fuerza de impacto de la gota contra el sustrato adicione una cantidad de movimiento adicional a nuestro cuerpo de estudio. La longitud de la gota se mide mediante ImageJ unos instantes después de ser depositada, dentro de los primeros segundos que la gota toca el plato, esto con la finalidad de que la gota no se deforme tanto debido al movimiento de

autopropulsión. En la Figura 4.7 se muestra una visualización de este experimento para algunos de los líquidos utilizados.

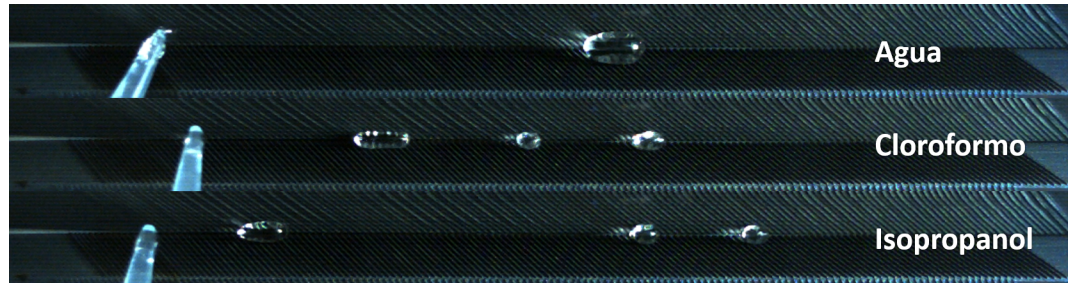


Figura 4.7: Gotas autopropulsantes depositadas en el canal triangular de distintos líquidos, se puede observar que entre mayor es el volumen depositado las gotas se vuelven alargadas debido a que adoptan la forma del canal.

4.3.1 Método de seguimiento

Los vídeos se grabaron a 250 *fps* y el experimento se llevó a cabo en una campana de extracción debido a que algunos de los líquidos utilizados son dañinos para la salud y se encuentran en constante evaporación. El seguimiento de las gotas se realizó mediante el software Tracker, este programa es capaz de reconocer el patrón de imágenes que se le asigne y realiza un seguimiento de este a lo largo de un vídeo o secuencia de imágenes, en nuestro caso se le asignó el borde izquierdo de las gotas, el cuál nos enfocamos destacar mediante la lámpara del arreglo experimental, por ello se debe tener una apropiada iluminación en este experimento. Además, el programa tiene la capacidad de corregir alguno de los puntos de seguimiento de manera manual cuando éste no encuentra coincidencias entre el patrón de imágenes asignado y el siguiente frame, esto hace que la medición de la velocidad de los objetos que se desea registrar sea más precisa.

En la Figura 4.8 A se tiene un esquema del mecanismo de seguimiento de la gota, el círculo rojo representa el patrón que se desea buscar durante el vídeo mientras que el recuadro rojo representa el área de búsqueda en donde se restringe buscar coincidencias entre el patrón asignado y la imagen del siguiente frame, los puntos rojos en la Figura 4.8 B representan el seguimiento de la gota. El programa nos arroja una tabla de datos de la posición x y el tiempo t . La posición $x = 0$ representa el punto en el que se deposita la gota, mientras que el tiempo $t = 0$ representa el instante en el que se deposita la gota. Realizando el procedimiento anterior obtenemos gráficas como la de la Figura 4.9 A para

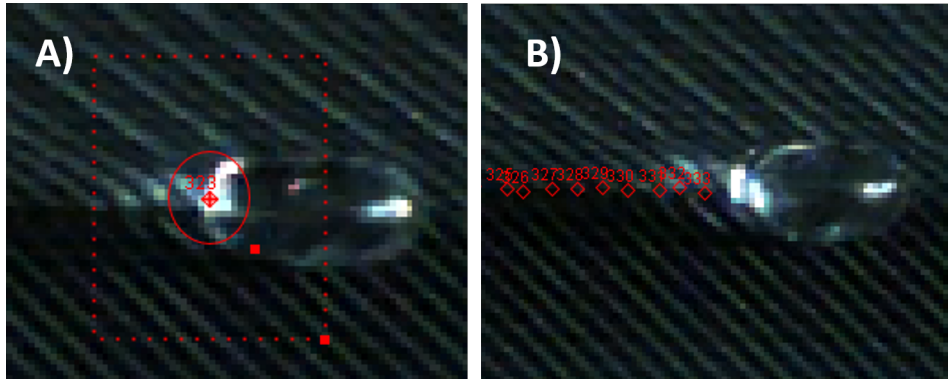


Figura 4.8: A) Mecanismo de seguimiento de la gota B) Trayectoria de la gota durante cada frame

cada una de las gotas analizadas, en donde se observa que las gotas comienzan a acelerar hasta alcanzar una velocidad terminal v_t representada por la línea recta final de la curva que es el comportamiento esperado de este fenómeno.

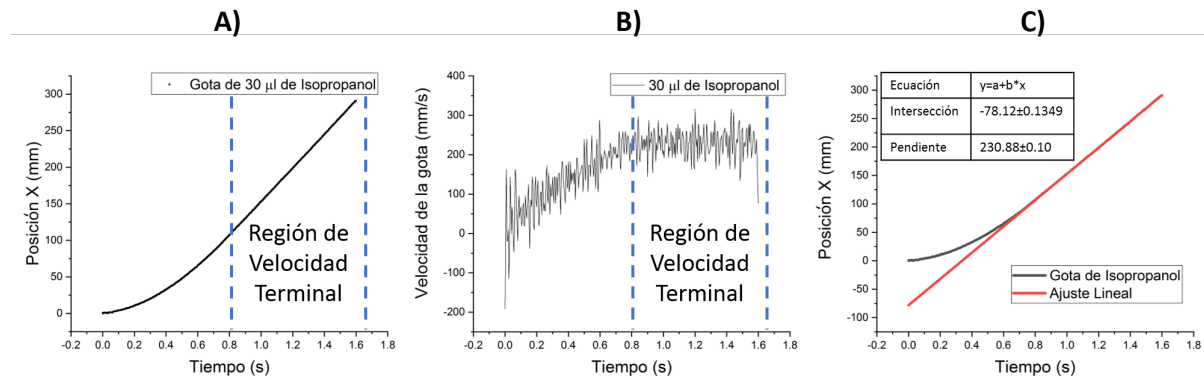


Figura 4.9: A) Gráfica de Posición vs Tiempo de una gota de Isopropanol de 30 μl autopulsada en el canal triangular con textura de ratchet. B) Velocidad de la gota como función del tiempo. C) Ajuste lineal de la región donde la gota se mueve con velocidad terminal.

En todas las gotas analizadas se reproduce un comportamiento similar al de la gráfica 4.9 A, posteriormente, mediante la gráfica de Velocidad vs Tiempo (Figura 4.9 B) podemos identificar el tiempo al cual la gota alcanza su velocidad terminal y mediante un ajuste lineal de esa región como el de la Figura 4.9 C se puede medir experimentalmente la velocidad terminal de las gotas a través de la pendiente de la recta.

4.4 Resultados

Una vez se repitió el experimento para distintos líquidos y para un amplio rango de tamaños de gotas se obtuvieron los resultados mostrados en la Figura 4.10. En esta gráfica podemos observar que la velocidad terminal de las gotas incrementa conforme aumenta el tamaño de la gota depositada, un comportamiento similar al reportado por Lagubeau *et. al.*, Figura 3.6. Existe una longitud crítica para la cual la velocidad terminal es máxima para este sistema. Si se incrementa gradualmente la longitud de las gotas por encima del tamaño crítico se observa que la velocidad terminal disminuye hasta llegar a una región donde es aproximadamente constante e independiente de la longitud de la gota, esto para gotas mayores a 14 mm de longitud.

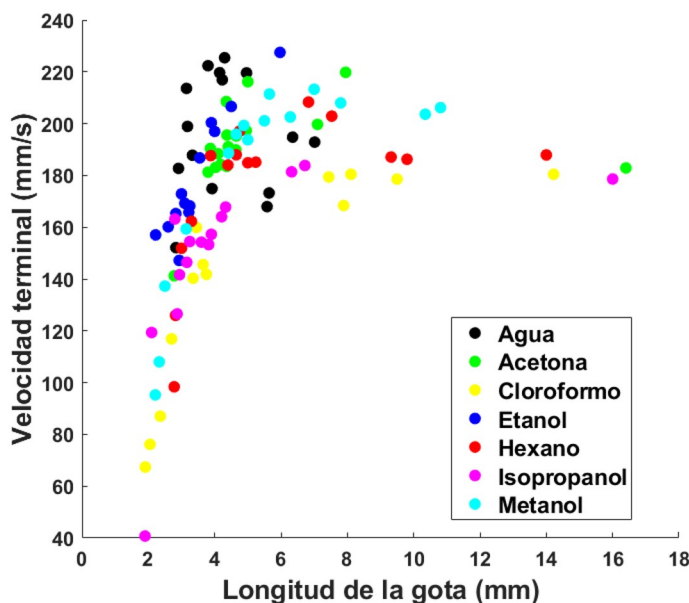


Figura 4.10: Velocidad terminal de diferentes líquidos como función de la longitud de las gotas depositadas en estado Leidenfrost.

Además, observamos que el líquido que mayor velocidad terminal alcanza es el agua llegando aproximadamente a 23 cm/s y el líquido que se mueve más lento es el cloroformo que bajo las mismas condiciones logra alcanzar solamente una velocidad máxima de aproximadamente 18 cm/s, esto nos indica que la razón de evaporación no juega un papel importante en el mecanismo de autopropulsión ya que tanto el hexano como el cloroformo son mucho más volátiles que el agua. Se observó también que las gotas más pequeñas cuya

longitud es del orden del periodo del ratchet $l \approx \lambda$, no presentan movimiento, tal y como se describe en [4]. Por otra parte, cuando el tamaño de las gotas aumenta ocurre un fenómeno interesante, el sistema comienza a presentar oscilaciones pronunciadas que intervienen en la medición de la longitud de la gota y en la medición de la velocidad terminal, estas gotas alargadas avanzan en un movimiento que asemeja al caminar de una oruga, este fenómeno se abordará en mayor detalle en la sección (4.7) un vídeo de este suceso se puede ver en [<https://youtu.be/5ObjSB82Qdk>]. Las gráficas individuales de cada líquido se encuentran en el Apéndice C.

4.5 Velocidad Terminal como función del Volumen

Se repitió el experimento de autopropulsión utilizando ahora el canal triangular de las limas de 7" y la plancha larga (arreglo de la Figura 4.6). Para medir velocidades terminales de gotas más grandes (cerca de un mililitro de depósito) se alargó el canal triangular uniendo cuatro limas de 7". Cuando se deposita un volumen deseado sobre el canal ratchet, la primer parte que entra en contacto con el canal comienza a acelerarse antes de que el resto del líquido sea depositado, lo que ocasiona que se rompa la tensión superficial y la gota depositada se fragmente en gotas de distintos tamaños, para evitar que esto suceda y tengamos la certeza de depositar correctamente un volumen controlado mediante la micropipeta se utilizó un tope triangular recubierto de aluminio, el cual se calentó junto con el sistema para que el líquido entrara en estado Leidenfrost con este tope. El canal y el tope se calentaron hasta una temperatura de 300°C y se midió la velocidad terminal de distintos líquidos (Etanol, Metanol, Isopropanol, Acetona, Hexano) en función del volumen depositado.

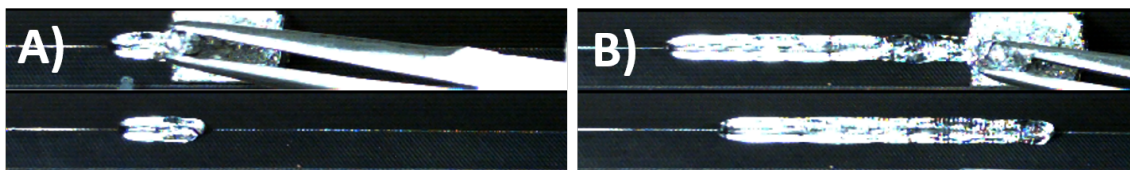


Figura 4.11: A) 150 μl de etanol. B) 750 μl de etanol, las imágenes inferiores están separadas por 250 ms respecto a las superiores. Se utilizó un tope de aluminio para retener la autopropulsión de las gotas en el momento del depósito.

En la Figura 4.11 se observa el mecanismo de depósito, utilizando un tope podemos depositar la cantidad deseada de líquido sin que este se fragmente. Se midió la posición

del centro de masa de la gota para determinar las gráficas de posición vs tiempo y de ahí determinar la velocidad mediante el ajuste lineal, el tope encima del ratchet nos asegura, además, que el movimiento de autopropulsión inicia con velocidad inicial $V_{x0} = 0$.

De acuerdo con el experimento de Wang *et. al.* Figura 4.12 A, en un ratchet circular la velocidad terminal crece a medida que aumentamos el volumen depositado, mientras que para nuestro canal triangular, Figura 4.12 B, se observa que la velocidad terminal decae a medida que aumentamos el volumen depositado. Las gráficas individuales de cada líquido se encuentran en el Apéndice C (ver Figura C.5), cabe mencionar que no para todos los volúmenes graficados se alcanza la velocidad terminal ya que nuestro canal mide solamente 25 cm aproximadamente, y por tanto, los últimos puntos de la gráficas muestran solamente la velocidad que alcanza la gota al final de su recorrido sobre el canal.

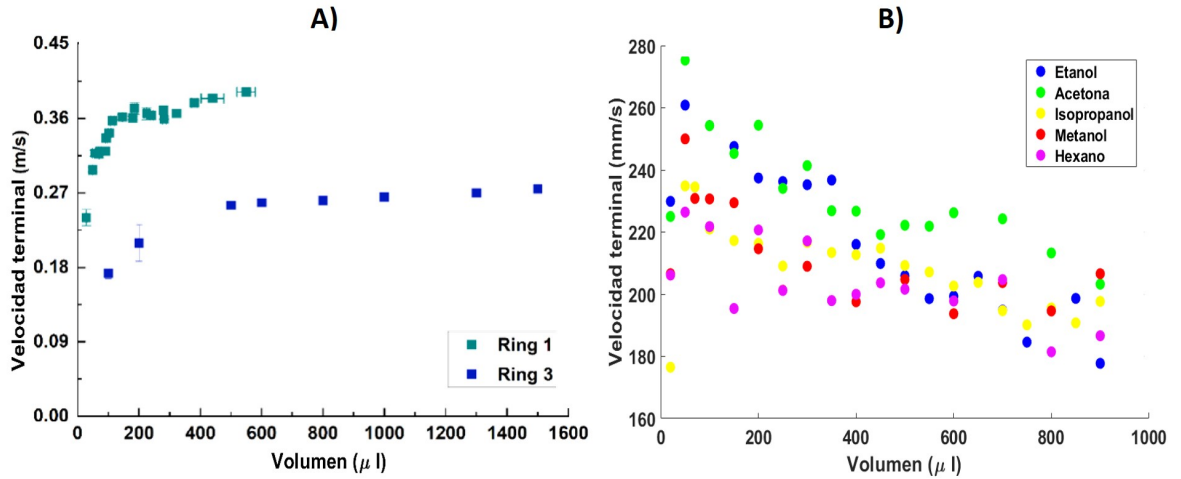


Figura 4.12: A) Velocidad terminal para gotas de agua en el experimento de Wang (gráfica tomada de [8]) B) Velocidad terminal como función del volumen depositado para distintos líquidos.

Es interesante comparar este resultado con el experimento anterior discutido en la sección 4.3, en donde se determinó la velocidad terminal de distintos líquidos como función de la longitud que adquiere la gota en el canal, en este caso al depositar un volumen dado en microlitros ($1\mu\text{l} = 1\text{mm}^3$), podemos obtener una longitud característica para cada gota definiéndola como $l = V^{1/3}$, Figura 4.13 A. La región entre las líneas punteadas representa el régimen que estuvimos estudiando en los anteriores experimentos, antes de los 400 microlitros de depósito, cuyas gotas son de alrededor de 36 mm de longitud, para este régimen se observa que las gotas entre 200 ($\approx 5.85\text{ mm}$) y 400 microlitros ($\approx 7.36\text{ mm}$) se desplazan

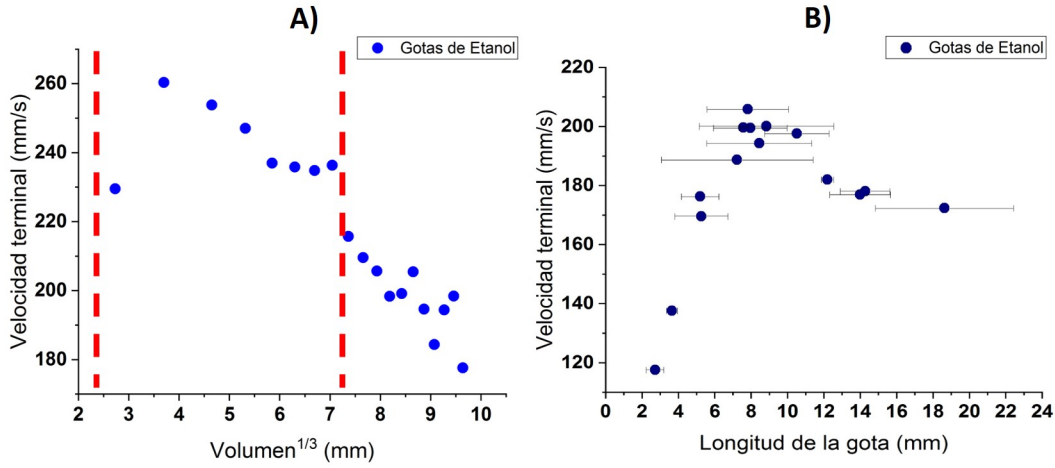


Figura 4.13: A) Velocidad terminal del etanol contra la raíz cúbica del volumen depositado B) Velocidad terminal de gotas de etanol como función de la longitud de las gotas del experimento discutido en la sección 4.4, las barras de error se deben a las oscilaciones de las gotas sobre el canal

prácticamente con una velocidad terminal aproximadamente constante. En la Figura 4.13 B se muestra un comportamiento similar a la región descrita anteriormente obtenido para gotas de etanol depositadas sobre el canal triangular de limas de 5", el comportamiento para esta región de gotas pequeñas es el siguiente: la velocidad de las gotas aumenta hasta alcanzar un máximo, posteriormente, este disminuye hasta un valor aproximadamente constante. Note que este comportamiento se observa tanto en el experimento utilizando las limas de 7" (Figura 4.13 A) como en el experimento utilizando limas de 5" (Figura 4.13 B).

4.6 Velocidad Terminal como función de la Temperatura

El modelo de Linke presentaba una fuerza de autopropulsión cuya dependencia en la temperatura del sistema y de la gota se encontraba implícita en la altura de la capa de vapor h ecs. (3.15) y (3.16). El modelo de Wang, por otra parte, asegura que la dependencia de la velocidad terminal en la temperatura es proporcional a una potencia de la función $C(T)$, es decir, se tiene que $v_t \propto C(T)^{[1/8]}$ donde $C(T)$ es una función que engloba aquellas propiedades del sistema que dependen de la temperatura

$$C(T) = 12\eta\kappa\Delta T/\rho_v g L \quad (4.1)$$

donde $\Delta T = T_R - T_L$, siendo T_R la temperatura del ratchet y T_L la temperatura de la gota. Se tiene que las propiedades del flujo de vapor tales como la viscosidad, la conductividad térmica y la densidad, dependen de la temperatura a la que se encuentra el fluido, esto es $\eta = \eta(T)$, $\kappa = \kappa(T)$ y $\rho_v = \rho_v(T)$. Por otra parte, dado que el vapor se encuentra entre el substrato y la interface con la superficie de la gota, ambos a temperaturas distintas, podemos considerar la temperatura del vapor como un promedio de las dos, es decir, $T = (T_R + T_L)/2$. Dado que la gota se encuentra a la temperatura de saturación del líquido, y es fija, entonces, únicamente varía T_R por lo cual podemos considerar a C como función de T_R , $C = C(T_R)$. Si consideramos al vapor como un gas ideal se tiene que la densidad es función de la temperatura del vapor y está dada por

$$PV = nRT \quad (4.2)$$

$$\Rightarrow PV = \frac{m}{M} RT \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow PM = \frac{m}{V} RT \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow \rho_v(T) = \frac{PM}{RT} \quad (4.5)$$

donde M es la masa molecular del vapor y P se puede estimar de la presión media integrando la ecuación (3.53) sobre el segmento $\bar{AC}$ (Figura 3.8 A), sumando las contribuciones sobre toda la gota. Por otra parte, para la conductividad térmica se tiene que la conducción de calor en gases se debe al mecanismo de difusión y colisiones entre las moléculas, las moléculas con mayor temperatura se difunden a través de las moléculas con menor temperatura, las colisiones proveen de energía cinética a las moléculas con menor energía cinética. Se tiene que para un gas ideal la conductividad térmica es proporcional a la velocidad molecular media, el camino libre medio y la capacidad calorífica molar del gas

$$\kappa = \frac{n_v \langle v \rangle \lambda c_v}{3N_A} \quad (4.6)$$

donde n_v es el número de partículas por unidad de volumen. De acuerdo con la teoría cinética se tiene que $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$ de modo que

$$\kappa(T) \propto T^{1/2} \quad (4.7)$$

Finalmente, para la viscosidad se tiene que para la mayoría de los materiales la viscosidad disminuye exponencialmente con el incremento de la temperatura, sin embargo, para un gas sucede lo contrario. Se tiene que cuanto mayor sea la temperatura, la energía cinética de

las moléculas será mayor y, por tanto, habrán más colisiones entre las moléculas resultando en una oposición al movimiento o bien un aumento en la viscosidad del gas. La viscosidad de un gas es principalmente una función de la temperatura y se puede expresar en términos de mediciones de referencia experimentales para una cierta temperatura dada.

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{a}{b} \right) \left[\frac{T}{T_0} \right]^{3/2}$$

$$a = 0,555T_0 + C$$

$$b = 0,555T + C$$
(4.8)

donde T_0 y μ_0 son las mediciones de referencia, a , b y C son constantes. A C se le conoce como la constante de Sutherland. De lo anterior se tiene entonces que $\rho_v \propto 1/T$, $\kappa \propto T^{1/2}$ y $\eta \propto T^{3/2}$, por lo tanto, la función $C(T)$ depende de la temperatura como $C(T) \propto T^4$ consecuentemente se tiene que $v_t \propto T^{1/2}$.

Para nuestro sistema en particular realizamos el siguiente experimento para determinar como influye la temperatura del canal en la velocidad terminal. Se depositaron 90 μl de Etanol sobre el canal construido con limas de 7" y se midió la velocidad terminal a distintas temperaturas del canal. La temperatura fue medida con un termopar y registrada, los resultados se resumen en la gráfica de la Figura 4.14 B.

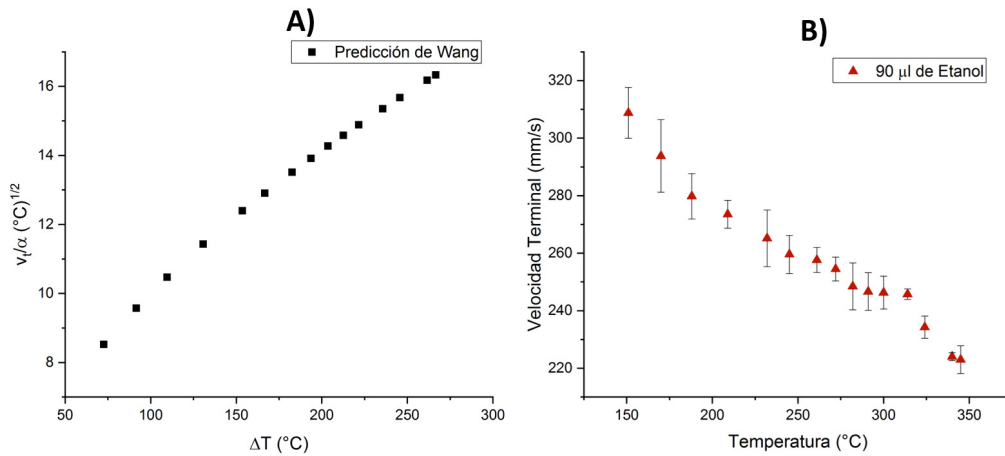


Figura 4.14: A) Perfil de la dependencia de la temperatura $\Delta T = (T_R - T_L)$ en la velocidad terminal de una gota en estado Leidenfrost autopropulsada en un ratchet (Modelo de Wang *et. al.*) B) Velocidad terminal medida experimentalmente de gotas de etanol de 90 μl como función de la temperatura del canal triangular.

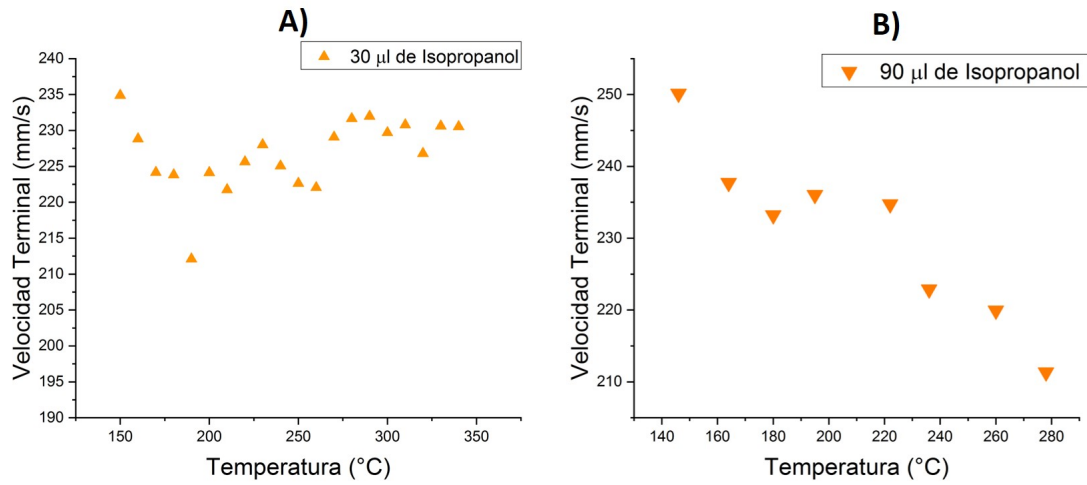


Figura 4.15: A) Velocidad terminal de gotas de Isopropanol de 30 μl como función de la temperatura del substrato. B) Velocidad terminal de gotas de Isopropanol de 90 μl como función de la temperatura del substrato.

Los resultados experimentales para el canal triangular son completamente opuestos a la descripción del modelo de Wang e incluso son contra intuitivos ya que al aumentar la temperatura del substrato la producción de vapor incrementa y se esperaría que la velocidad de las gotas aumentara, pero aquí podemos ver que la velocidad terminal es máxima en la temperatura Leidenfrost del líquido, para el caso del Etanol se encuentra aproximadamente en 150 $^{\circ}\text{C}$. La hipótesis que se tiene es que al aumentar la producción de vapor, la forma del canal triangular hace que la gota se despegue más del canal reduciendo el área de contacto de la gota y provocando que la velocidad terminal disminuya conforme se aumenta la temperatura.

Este experimento se repitió para el Isopropanol pero ahora utilizando un volumen mucho menor de 30 μl , los resultados se observan en la Figura 4.15 A.

Podemos observar un comportamiento completamente diferente al del experimento con Etanol, se puede observar que para gotas muy pequeñas el efecto de la temperatura se vuelve despreciable y las gotas se mueven con aproximadamente la misma velocidad sin importar los incrementos de temperatura en el canal, aún así se sigue observando que la velocidad terminal es óptima cuando la temperatura se encuentra cercana a la temperatura Leidenfrost del líquido en cuestión, por otra parte observe en la Figura 4.15 B) el mismo experimento utilizando un volumen de 90 μl al igual que en el caso del Etanol se observa

un comportamiento que nos dice que la velocidad terminal del fluido disminuye con la temperatura del sustrato, esto sugiere que el fenómeno se debe estudiar para distintos regímenes pues las descripciones son diferentes para gotas comparables con λ_c y gotas mayores.

4.7 Oscilaciones

Se sabe que las gotas en estado Leidenfrost presentan oscilaciones cuya amplitud puede ser grande o pequeña y con un amortiguamiento muy bajo. Cuando las gotas aumentan de tamaño, se ha reportado que bajo un sustrato ligeramente curvo se presentan oscilaciones auto sostenidas en forma de estrella cuyo número de lóbulos se encuentran entre $n = 2 - 13$. Estos modos de oscilación puede variar dependiendo la viscosidad del líquido, la temperatura del sustrato y el radio de la gota, sin embargo, la amplitud y periodo de oscilación solo dependen de la longitud capilar del líquido [23]. El origen de estas oscilaciones se ha discutido desde hace varios años, sin embargo, el mecanismo detrás de este fenómeno aún es desconocido debido a su complejidad ya que intervienen efectos térmicos e hidrodinámicos en las fases líquida y gas del efecto Leidenfrost. En sustratos cónicos se ha observado que el modo de oscilación de una gota en estado Leidenfrost depende también del ángulo de confinamiento del sustrato [17].

En los experimentos realizados sobre la dinámica de autopropulsión Leidenfrost se observó que las gotas presentan también oscilaciones cuando se desplazan a través del canal ratchet, sin embargo, la geometría triangular del canal inhibe las oscilaciones con forma de estrella debido a las paredes del canal restringiendo el modo de oscilación únicamente a $n = 2$, las gotas se trasladan en el canal siguiendo un movimiento de oruga, estirándose y comprimiéndose a una cierta frecuencia w_d . A diferencia de las oscilaciones que se producen en un sustrato plano con una ligera curvatura, en nuestro sistema se tienen dos contribuciones que dan pie a las oscilaciones de las gotas que tienen que ver completamente con el mecanismo de autopropulsión y la geometría del sustrato: Primero, si la gota se deposita directamente al canal ratchet desde cierta altura, la fuerza de impacto deformará a la gota estirándola al momento de chocar contra el canal (ver Figura 4.16 A), posteriormente, la tensión superficial actuará contrayendo la forma de la gota provocando que ésta avance con un movimiento oscilatorio estirándose y contrayéndose. La segunda contribución a las oscilaciones proviene cuando se depositan gotas más grandes, dado que se tiene una mayor

cantidad de líquido, la forma en que se deposita interviene en la amplitud y periodo de oscilación de la gota. En nuestro caso, al utilizar una micropipeta con una punta fina se vacía el contenido deseado de líquido, sin embargo, cierta parte de éste entra primero en contacto con la superficie ratchet (ver Figura 4.16 B), desencadenando la autopropulsión Leidenfrost cuando aún no se termina de depositar el fluido, provocando que la parte delantera de la gota jale a la parte trasera estimulando una oscilación.

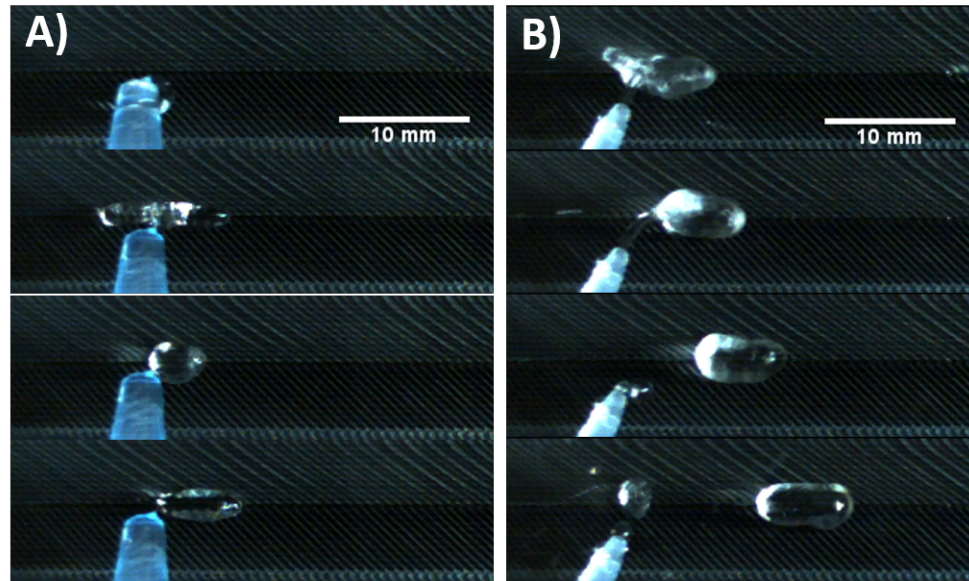


Figura 4.16: A) Gota de Hexano cuyo deposito promueve oscilaciones en la gota después de impactarse contra el canal, cada imagen se encuentra separada por 48 ms , a pesar de que la gota se deposita a una altura menor que 1 cm sobre la superficie del canal, se sigue notando este efecto B) Gota de Etanol cuya parte delantera comienza a acelerarse antes de que termine de depositarse por completo el líquido, cada imagen se encuentra separada por 60 ms . En ambas figuras la temperatura del ratchet es de $255\text{ }^{\circ}\text{C}$

En ambos casos considerados en la Figura 4.16 las gotas avanzan estirándose y contrayéndose a cierta frecuencia de oscilación, una combinación de estos dos fenómenos se observó en todos los experimentos llevados a cabo, sin embargo, estos efectos desaparecen a medida que la gota se desplaza sobre el canal, se tiene que la frecuencia de oscilación se relaja hasta cierto valor característico para cada gota. Para estudiar las oscilaciones naturales que surgen debido al efecto Leidenfrost autopropulsado en un canal ratchet, se estudió el cambio en la longitud de las gotas a medida que avanzan sobre el canal ratchet y para evitar caer en frecuencias erróneas que surgen debido al depósito de las gotas como

son los casos mostrados en la Figura anterior, se utilizó el método descrito en la sección 4.5. Donde se utilizó un tope de metal para depositar las gotas sobre el canal, así, al retirarlo aseguramos que toda la gota ya se encuentra bajo el efecto de autopropulsión y no hay fuerza de impacto que modifique la estructura de la gota o la deforme.

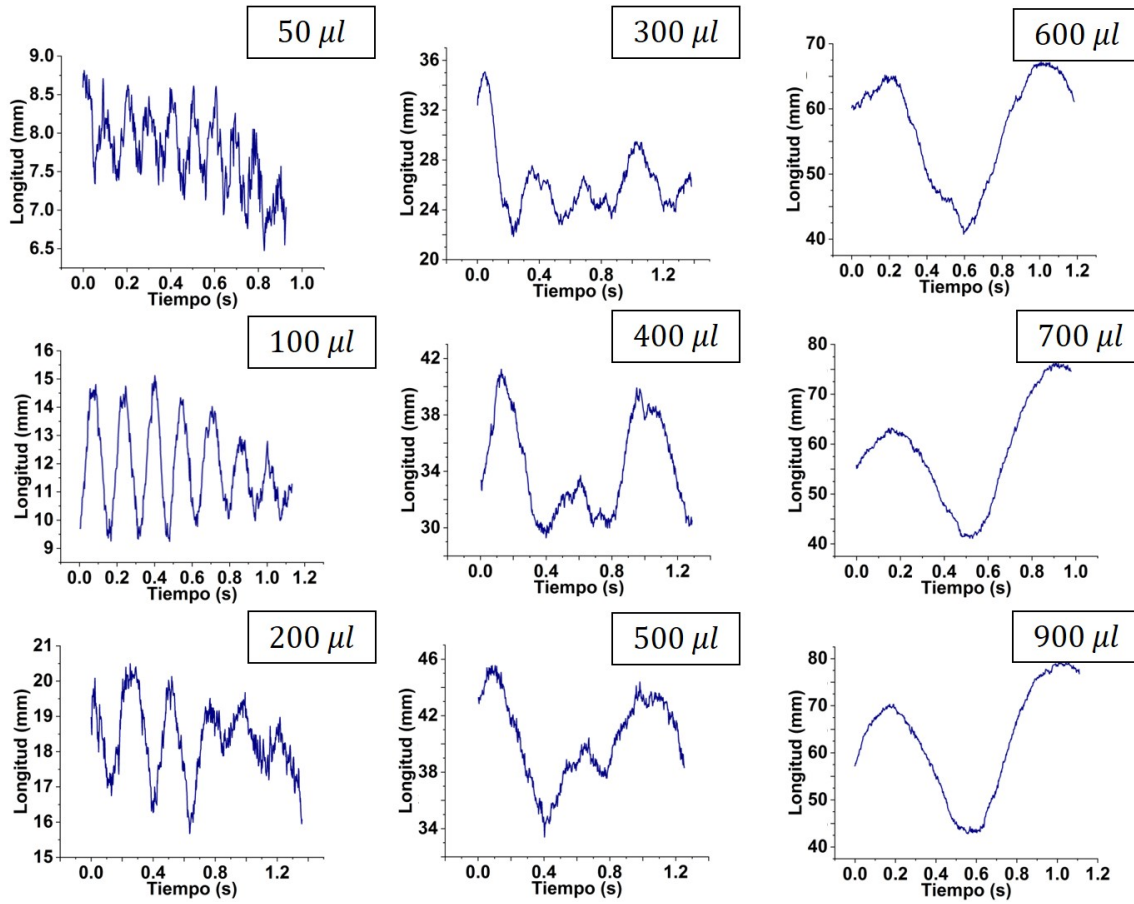


Figura 4.17: Longitud de las gotas de etanol depositadas en el canal triangular como función del tiempo para distintos volúmenes de deposito

Se realizó un seguimiento de la parte trasera y delantera de la gota durante todo el desplazamiento sobre el canal de modo que restando las trayectorias de dichos puntos obtenemos la longitud de la gota en cada instante de tiempo en que se va autopropulsando sobre el sistema. Las gráficas de la Figura 4.17 muestran como cambia el espectro de oscilación de las gotas de etanol conforme aumenta la cantidad de líquido depositada, con base a estos datos se midió la frecuencia de oscilación y se graficó como función del volumen (ver Figura 4.18), en donde se puede apreciar que la frecuencia disminuye conforme aumenta

el tamaño de las gotas hasta alcanzar un valor constante de aproximadamente 7.55 Hz para el caso del etanol.

Cuando las gotas son muy pequeñas, en comparación con la longitud capilar λ_c las gotas no presentan oscilaciones y su deformación se debe principalmente al movimiento de la gota a lo largo del canal. Los picos intermedios de las gotas de 400 μl y 500 μl se deben a la unión de las 4 limas de 7" que se utilizaron para construir un canal triangular más largo. Se puede apreciar que a medida que crece el volumen de depósito las oscilaciones tienen el mismo espectro y se vuelven más definidas. En líquidos muy volátiles que se evaporan con rapidez como el Hexano, se puede observar incluso en el espectro de oscilaciones como la gota va decreciendo de tamaño a medida que se desplaza por el canal y la envolvente de tal curva corresponde a la razón de evaporación del líquido (ver Figura 4.19).

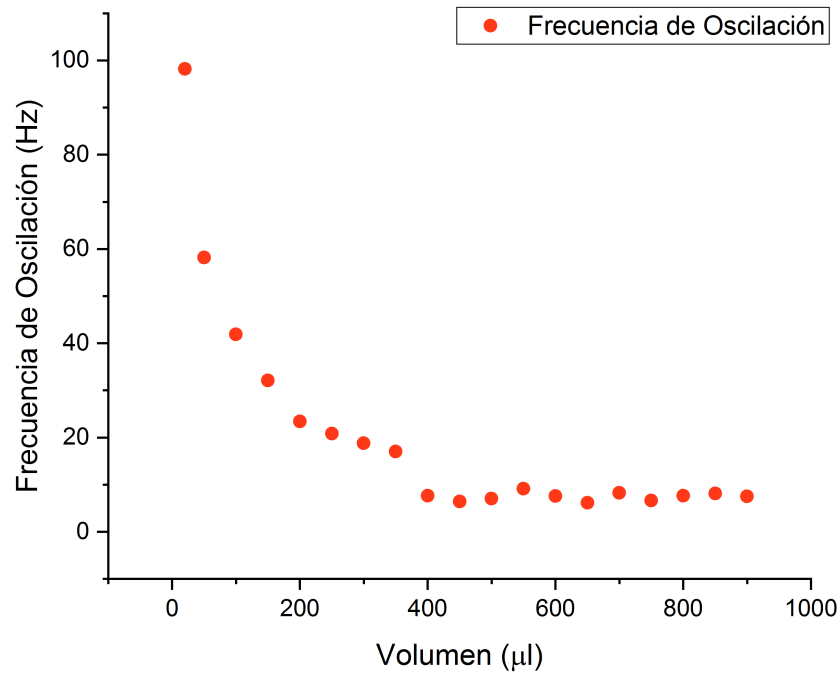


Figura 4.18: Frecuencia de oscilación de las gotas de etanol como función del volumen depositado.

El comportamiento de líquidos como el Hexano cuya evaporación es tan rápida vuelven complicado su análisis en el fenómeno de autopropección Leidenfrost debido a que

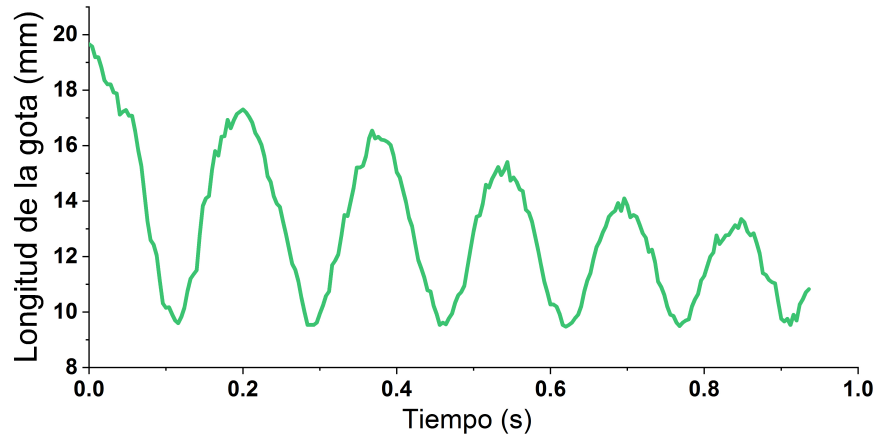


Figura 4.19: Oscilación de una gota de Hexano sobre el canal construido con limas de 5", se puede apreciar como va disminuyendo de tamaño la gota debido a la evaporación del líquido.

su tamaño cambia constantemente con el tiempo y, por tanto, la velocidad terminal se vuelve dependiente del tiempo también $v_t = v_t(t)$.

4.8 Velocidad Terminal como función del Ángulo de apertura del canal

El canal triangular construido mediante limas de hierro posee una abertura de $\theta = 60^\circ$ debido a que la sección transversal de las limas utilizadas es un triángulo equilátero. Este ángulo de apertura se puede variar abriendo o cerrando más el canal ver esquema de la Figura 4.20.

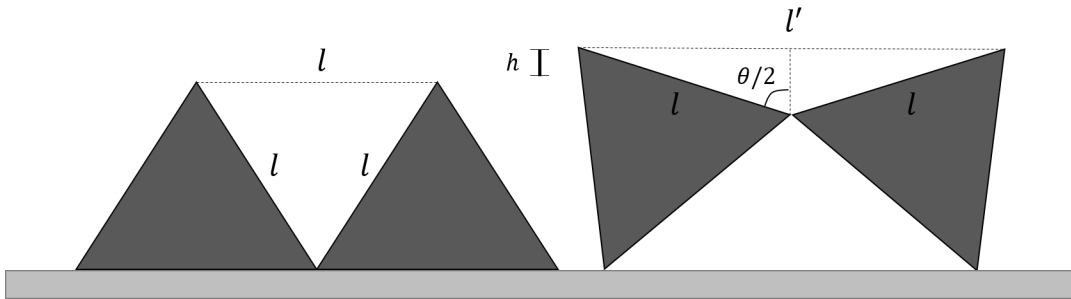


Figura 4.20: Sección transversal del canal triangular, inclinando un poco las limas se puede variar el ángulo de apertura θ del canal.

Se tiene que al confinar a la gota sobre el canal triangular, esta aumenta su área de contacto efectiva sobre la que se ejerce la fuerza de autopropulsión y en consecuencia las gotas poseen mayor rapidez. Se utilizó un par de limas de 7" con las cuales se construyó un canal de aproximadamente 14 cm de longitud, posteriormente se depositó una cantidad de 90 μl de etanol y de agua sobre el canal variando el ángulo de apertura, se ocuparon tres ángulos, uno muy cerrado (37.8°), el ángulo normal de apertura del canal (60°) y un ángulo mucho más abierto (160.75°), sólo se estudiaron estos ángulos debido a que resultó difícil mantener las limas abiertas en la posición deseada, además, para ángulos mayores a $\theta = 60^\circ$ se tiene que debajo del canal queda un hueco por donde entran corrientes de aire que reducen la temperatura del substrato y complican las mediciones. Los resultados se muestran en la Figura 4.21.

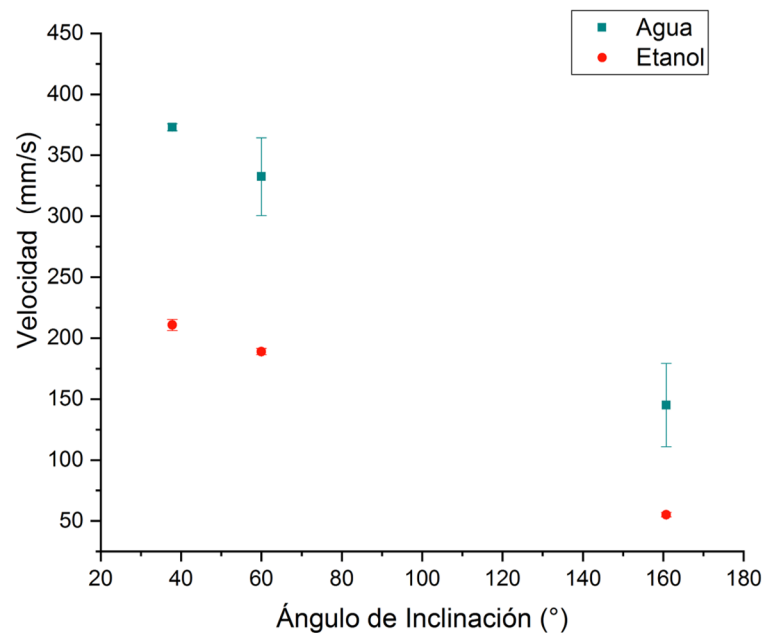


Figura 4.21: Velocidad de gotas de etanol y agua de 90 μl como función del ángulo de apertura del canal triangular.

Cada uno de los puntos mostrados en la gráfica 4.21 representa el promedio de al menos tres mediciones distintas, debido a que el canal no fue tan largo (14 cm) la gráfica muestra las velocidades que alcanzaron las gotas al final de recorrer el canal, todas las gotas se depositaron desde el mismo origen. Se observa que la velocidad que alcanzan disminuye drásticamente conforme el canal adquiere una estructura más plana ($\theta \rightarrow 180^\circ$) y las

gotas dejan de adoptar la forma alargada volviéndose circulares alcanzando velocidades comparables con las descritas por Lagubeau *et al.* en un ratchet plano. Se debe tener también en cuenta que cuando $\theta \rightarrow 0^\circ$ el canal se cierra y la velocidad debe tender a cero pues se imposibilita el transporte de materia, por lo tanto, concluimos que debe existir un ángulo de apertura óptimo θ_c en el cual se maximiza la rapidez que puede alcanzar una gota. El ángulo de apertura lo obtenemos midiendo directamente l y l' con $\theta = 2\arcsen(l'/2l)$ (ver Figura 4.20).

4.9 Área de Contacto

De acuerdo con los modelos descritos en el capítulo 3, una idea básica en el entendimiento de la autopropulsión Leidenfrost, es que ésta depende ampliamente del área de contacto entre la gota propulsada y la superficie asimétrica, ya que en esta zona es en donde interviene la transferencia de calor que alimenta la continua evaporación de la gota y dependiendo del sistema y geometría utilizados en el sustrato. El área de contacto es función de la masa involucrada, $A_C = A_C(M)$, o bien el volumen depositado, $A_C = A_C(V)$. Para sustratos planos, como los que utilizó Linke *et. al.* en sus experimentos [3], el área de contacto es una complicada expresión que depende del radio ecuatorial de la gota Leidenfrost, ecuación (3.10), ya que se encuentran en el régimen de gotas pequeñas, menores que la longitud capilar del líquido. En nuestro sistema, al contar con dos paredes la gota que se autopropulsa se vuelve alargada, cambiando completamente la dependencia del área de contacto de la gota con la cantidad de fluido depositado $A_C = A_C(V)$. En esta sección estudiamos esta dependencia del área de contacto de la gota para la geometría de nuestro canal, para ello consideremos el esquema presentado en la Figura 4.22.

Se observa que con esta geometría la gota adopta la forma triangular del canal en la parte inferior con una ligera curvatura en el fondo, mientras que la parte superior se asemeja a la sección transversal de un *puddle* (gota en estado Leidenfrost con radio ecuatorial $R > \lambda_c$). Se puede aproximar el área de la sección transversal de la gota como la suma del área de media elipse con semiejes a y b más el área de un triángulo de base $2b$ y altura H como se muestra en la Figura 4.22 B. La longitud B es la que se encuentra en contacto con el ratchet y que da origen al área de contacto $A_C = V * B/A_{Transv}$, siendo A_{Transv} el área de la sección transversal de la gota. Considerando lo anterior, el área de la

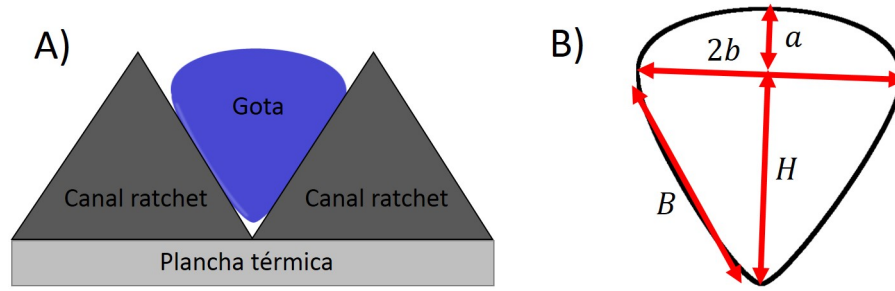


Figura 4.22: A) Sección transversal de una gota depositada sobre el canal triangular, la dirección de movimiento se encuentra entrando a la página. B) Longitudes características que se observan en la sección transversal de la gota.

sección transversal de la gota esta dado aproximadamente por

$$\begin{aligned} A_{Transv} &= \frac{1}{2}\pi ab + \frac{1}{2}(2b)H \\ &= b\left\{\frac{\pi a}{2} + H\right\}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Para determinar esta dependencia $A_C = A_C(V)$ se depositaron distintas cantidades de volumen de etanol sobre el canal, las cuales se detuvieron mediante el tope de metal, utilizando una cámara de alta velocidad (Photron SA3 and UX-100 Mini) se tomaron imágenes de la sección transversal de la gota y mediante análisis de imágenes en ImageJ se midieron los parámetros a , b , H y B . Los experimentos se llevaron a cabo utilizando el canal construido mediante limas de 7" y se mantuvo la temperatura del substrato en 300°C.

En la figura 4.23 se muestran las tomas de la sección transversal de la gota, al fondo se observa el tope de metal que detiene el avance de la gota, las imágenes a la derecha muestran el contorno de la sección transversal de las imágenes de la izquierda, mediante un complemento de ImageJ que nos permite borrar el fondo de las imágenes y poder analizarlas mejor. Mediante estas figuras ImageJ puede calcularnos automáticamente el área de la sección transversal. Se puede apreciar como el área va aumentando ligeramente a medida que se aumenta el volumen depositado pero sin cambios considerables. Los resultados de las mediciones de los parámetros a , b , H y B se resumen en la Tabla 4.3, el área geométrica se calcula mediante la ecuación (4.9).

Finalmente, estos resultados se grafican en la Figura 4.24, se puede observar que los parámetros b , H y B en general aumentan a medida que aumenta el volumen, sin embargo, notemos que el semieje a aproximadamente es constante con $a \approx \lambda_C$ donde $\lambda_C = 1.5$ para

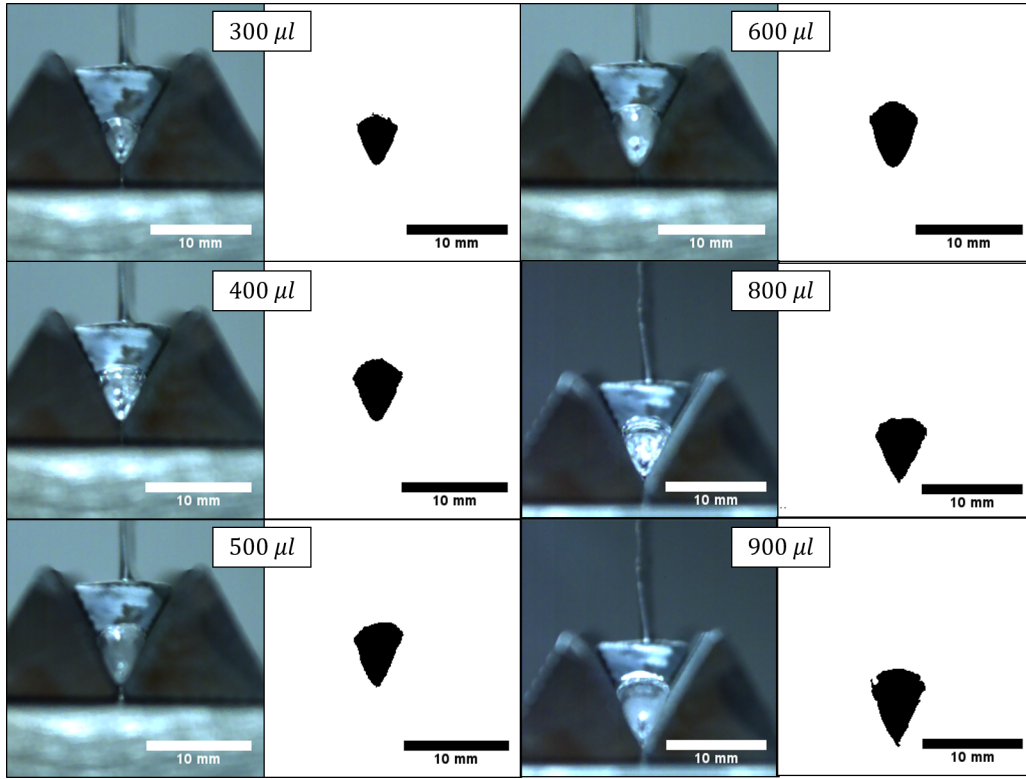


Figura 4.23: Evolución del área de la sección transversal a medida que se aumenta el volumen

el etanol, este resultado es muy parecido al que se observa en puddles, cuando una gota en estado Leidenfrost es grande, por encima de la longitud capilar, su altura se vuelve constante e independiente de su volumen, es un resultado bien conocido que $H_{puddle} \approx 2\lambda_c$ [10]. Algo parecido sucede para nuestra gota alargada, a pesar de que aumentemos el volumen, la parte curva correspondiente a la semi-elipse posee una altura $a \approx \lambda_c$. En la Figura 4.24 B se obtiene experimentalmente el área de contacto como función del volumen $A_C = A_C(V)$ y se concluye que para un canal triangular, esta función es aproximadamente lineal. Las barras de error resultan de promediar los valores del área transversal medidos mediante el complemento de ImageJ mostrado en la Figura 4.23 y el área calculada mediante la ecuación (4.9). Se puede observar que el área transversal (cuadrados amarillos) se puede considerar aproximadamente constante en comparación con el área que se encuentra en contacto con la del ratchet.

Volumen μl	a (mm)	$2b$ (mm)	H (mm)	B (mm)	Área geométrica (mm^2)	Área tilizando ImageJ	Promedio	Área de contacto (mm^2)
90	1.23	3.84	3.33	3.6	10.10		10.10	64.13
200	1.45	3.83	3.55	3.8	11.15		11.15	136.20
300	1.45	4.06	3.35	3.7	11.42	12.75	12.08	183.66
400	1.52	4.55	4.11	4.16	14.78	17.42	16.10	206.69
500	1.43	4.82	4.49	4.7	16.23	17.76	16.99	276.51
600	1.6	4.53	4.34	4.63	15.52	18.47	16.99	326.89
700	1.62	5.1	5.25	5.06	19.87		19.87	356.40
800	1.52	5	4.54	5.06	17.31	20.19	18.75	431.68
900	1.5	5.3	6.5	6.42	23.46	23.87	23.66	488.22

Tabla 4.3: Parámetros de la sección transversal de la gota Leidenfrost sobre el canal triangular

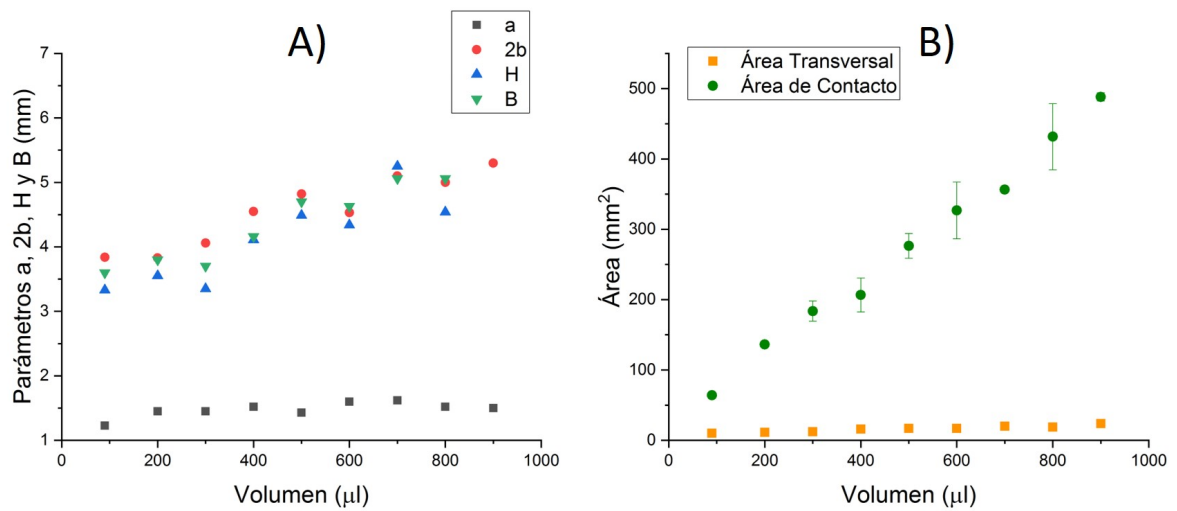


Figura 4.24: A) Parámetros a , b , H y B como función del volumen. B) Áreas transversales y de contacto como función del volumen.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo de tesis se revisaron los conceptos fundamentales sobre el efecto Leidenfrost y en particular el fenómeno de autopropulsión que se observa al depositar gotas en estado Leidenfrost sobre superficies con dientes asimétricos los cuales corrigen el flujo de vapor de la gota y dan lugar a un movimiento autopropulsado que se satura hasta alcanzar una velocidad terminal, se discutieron además los modelos existentes a la fecha que intentan explicar el origen de este fenómeno. Los experimentos desarrollados en este proyecto contienen resultados experimentales que pueden ser de interés para futuros estudios en esta área de la mecánica de fluidos. A continuación, presentamos las principales conclusiones en cada uno de los experimentos que se llevaron a cabo.

Velocidad terminal como función de la longitud de las gotas

Este experimento nos permitió estudiar la velocidad de las gotas autopropulsadas en una escala de tamaño pequeña en comparación con la longitud capilar de los líquidos utilizados. Las gotas adoptaron una forma alargada debido a la geometría de nuestro canal y para comparar con los resultados experimentales de Lagubeau, donde se mide el radio de la gota, se decidió medir la longitud de la gota que para gotas pequeñas cuasiesféricas se tiene que el largo de la gota coincide con dos veces el diámetro de una gota circular. La principal conclusión en este experimento es que para este régimen existe una longitud crítica de gota para la cual la velocidad terminal es máxima, es decir, existe un tamaño óptimo (entre 5 y 6 mm para todos los líquidos) que maximiza la velocidad de traslado de una sustancia en estado Leidenfrost. Posteriormente a este tamaño crítico para todos los líquidos se observó

un régimen en donde la velocidad terminal de las gotas es aproximadamente constante. Este régimen es importante si se busca autopropulsar líquidos a una cierta velocidad pero sin tener una gran precisión en la cantidad de volumen depositado.

Velocidad terminal como función del volumen de las gotas

Este experimento nos permitió estudiar la autopropulsión en una escala mucho mayor que el experimento anterior encontrándonos en un régimen en donde la longitud de las gotas es mucho mayor que la longitud capilar $l \gg \lambda_c$. Al comparar las velocidades terminales con los experimentos desarrollados por Wang para una estructura circular y se observó que en este régimen la velocidad terminal de las gotas disminuyó conforme se aumentó el volumen depositado. A pesar de que el área de contacto que hay entre la gota y las paredes del substrato aumentó casi de manera lineal, la velocidad terminal disminuyó por lo que se especula que la fuerza de fricción responsable de frenar a la gota aumenta considerablemente cuando las gotas se vuelven muy alargadas o bien tienen un gran volumen mientras que en el ratchet anular de Wang la velocidad terminal sigue aumentando en el mismo régimen de estudio.

Velocidad terminal como función de la temperatura

Manteniendo constante todos los parámetros que intervienen en la dinámica de autopropulsión y variando únicamente la temperatura del substrato. Se determinó experimentalmente el comportamiento de la velocidad terminal de las gotas en estado Leidenfrost como función de la temperatura del canal. En este experimento observamos un comportamiento muy diferente al predicho por Wang, ya que el experimento se desarrolló para dos regímenes distintos. Para gotas pequeñas ($30 \mu l$) se observó que la velocidad terminal no es tan sensible a grandes cambios de temperatura, mientras que para gotas con volúmenes mayores ($90 \mu l$) se observó claramente que la velocidad terminal de las gotas disminuyó drásticamente conforme se aumentó la temperatura del substrato. Lo anterior es contra intuitivo pues se sabe que la fuerza de autopropulsión es de carácter viscosa debido al esfuerzo cortante que realiza el flujo de vapor debajo de la gota, uno esperaría que la velocidad aumentara conforme se aumenta la temperatura ya que se sabe que para un gas la viscosidad aumenta conforme aumenta la temperatura. Este experimento sugirió que para el desarrollo de un

modelo de dinámica de autopropulsión se deben considerar distintos regímenes pues en los experimentos anteriores también se observaron comportamientos distintos dependiendo del tamaño de las gotas sobre el canal.

Velocidad como función del ángulo de apertura

Los experimentos variando el ángulo de apertura del canal permitieron comprobar es posible aumentar la velocidad terminal de las gotas que se autopropulsan disminuyendo el ángulo de apertura. Se tiene que entre mayor sea el ángulo de apertura, más nos acercamos al ratchet convencional plano, en donde $\theta = 180^\circ$, obteniendo bajas velocidades. Conforme cerramos el canal, la velocidad terminal va aumentando pues se consigue aumentar el área de contacto de la gota. Sin embargo, dado que para $\theta = 0^\circ$ es imposible transportar gotas, pues el canal está cerrado, debe existir un ángulo óptimo, θ_c , para el cual la velocidad terminal que se puede alcanzar cerrando el canal es máxima.

Conclusiones generales

La geometría del canal permite desplazar gotas en estado Leidenfrost con mayores velocidades que los ratchets convencionales, además de que las paredes evitan que la gota se salga del camino y no necesitan auto centrarse como en [7]. Las velocidades características que alcanzan cada uno de los líquidos estudiados van de 15 cm/s - 34 cm/s para el agua, de 10 cm/s - 220 cm/s para el etanol, de 10 cm/s - 25 cm/s para el metanol, de 10 cm/s - 23 cm/s para el isopropanol, de 10 cm/s - 22 cm/s para el hexano y de 14 cm/s - 22 cm/s para el tolueno, que fueron los rangos de velocidad observados en los experimentos desarrollados entre 250°C y 300°C . Los líquidos más volátiles como el hexano se evaporan tan rápido que no alcanzan velocidad terminal, ésta varía rápidamente con el tiempo.

A pesar de utilizar varios líquidos con distintas propiedades fisicoquímicas se observó el mismo comportamiento típico de autopropulsión Leidenfrost, es decir, las gotas al depositarse por encima de su temperatura de Leidenfrost se aceleran hasta alcanzar una velocidad terminal, las Figuras 4.10 y 4.12 B muestran dicho comportamiento similar con una ligera variación en las magnitudes de las velocidades para los distintos líquidos, sin embargo, hay una diferencia notable en las Figuras C.3 y C.4, se observó que la región de velocidad aproximadamente constante para líquidos como el cloroformo tiene un valor muy

cercano al del valor máximo de velocidad, mientras que para líquidos como el etanol y la acetona este régimen decae bastante en comparación con su valor máximo de velocidad, por otra parte, el agua aunque muestra mayores velocidades que el resto de los líquidos, dificulta su estudio debido a su calor latente pues al entrar en contacto con la superficie ratchet caliente enfría al sistema provocando una mayor dispersión de los datos (ver Figura C.1 y C.3). Finalmente en el Apéndice D se enlistan las consideraciones a tomar en cuenta en la construcción de un sistema autopropulsado con base en las observaciones experimentales de este trabajo.

Apéndice A

Ecuaciones de Navier-Stokes para un fluido incompresible

Existen ecuaciones fundamentales para describir la dinámica de un fluido, las cuales revisaremos a continuación, basados en la referencia [25].

Ecuación de continuidad

Considere un volumen V_0 del espacio, la masa de un fluido contenido en este volumen está dada por

$$\int_{V_0} \rho dV \quad (\text{A.1})$$

donde ρ es la densidad del fluido. Se tiene que la masa del fluido que fluye por unidad de tiempo sobre un elemento infinitesimal de área $d\mathbf{A}$ de la frontera de este volumen está dada por

$$\rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{A.2})$$

de modo que la masa total que fluye del volumen V_0 por unidad de tiempo está dada por

$$\oint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{A.3})$$

en donde S es la superficie de contorno que delimita al volumen V_0 . Posteriormente, la pérdida de masa por unidad de tiempo en el volumen V_0 se puede escribir como

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \rho dV \quad (\text{A.4})$$

Igualando las expresiones anteriores obtenemos que

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \rho dV = - \oint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{A.5})$$

de acuerdo con el Teorema de Green se tiene que

$$\oint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} = \int_{V_0} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV \quad (\text{A.6})$$

de modo que

$$\int_{V_0} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] dV = 0 \quad (\text{A.7})$$

Note que esta ecuación es independiente de la elección del volumen V_0 y por tanto es válida para todos los volúmenes, por lo que se concluye que el integrando debe ser nulo.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.8})$$

A esta ecuación se le conoce como la *ecuación de continuidad* y representa la conservación de la masa. Para un fluido incompresible esta se reduce a

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Ecuaciones de Euler

Consideremos ahora un volumen en el fluido, se tiene que la fuerza total que actúa sobre este volumen, está dada por la integral de la presión sobre toda la superficie que rodea al volumen considerado

$$- \oint P d\mathbf{A} \quad (\text{A.10})$$

Cambiando a una integral de volumen obtenemos

$$- \oint P d\mathbf{A} = - \int \nabla P dV. \quad (\text{A.11})$$

Podemos ver entonces que la fuerza que siente un elemento de volumen dV está dada por $-\nabla P dV$ y por tanto la fuerza que siente el elemento de volumen por unidad de volumen es $-\nabla P$, igualando esta fuerza con el producto de la masa por la aceleración por unidad de volumen, de acuerdo con la segunda ley de Newton tenemos que

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P \quad (\text{A.12})$$

Haciendo uso de la derivada material se tiene que

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (\text{A.13})$$

Combinando las dos ecuaciones anteriores obtenemos

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \quad (\text{A.14})$$

a esta ecuación se le conoce como la *ecuación de Euler* y representa la ecuación de movimiento de un fluido ideal. Si el fluido se encuentra en presencia de un campo gravitacional $\mathbf{g}$ cada elemento del fluido sentirá una fuerza adicional por unidad de volumen $\rho \mathbf{g}$ y la ecuación de Euler se convierte en

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} \quad (\text{A.15})$$

Tensor de flujo de densidad de momento

La cantidad de momento por unidad de volumen en un fluido está dada por $\rho \mathbf{v}$, calculemos su razón de cambio en el tiempo $\partial(\rho \mathbf{v})/\partial t$. Se tiene que

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial t} v_i \quad (\text{A.16})$$

Note que podemos escribir la ecuación de continuidad (C.8) de la siguiente forma

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} \quad (\text{A.17})$$

y la ecuación de Euler (C.14) en la forma

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = -v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (\text{A.18})$$

de modo que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) &= \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ &= -\rho v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \frac{\partial P}{\partial x_i} - v_i \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} \\ &= -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho v_i v_k). \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Note que podemos escribir el primer término del lado derecho de la última ecuación de una manera más conveniente

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = \delta_{ik} \frac{\partial P}{\partial x_k} \quad (\text{A.20})$$

obteniendo finalmente que

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (\text{A.21})$$

donde el tensor Π_{ik} se define de la siguiente manera

$$\Pi_{ik} = P\delta_{ik} + \rho v_i v_k. \quad (\text{A.22})$$

El tensor Π_{ik} se le conoce como el tensor de flujo de densidad de momento y el elemento Π_{ik} representa la i -ésima componente del momento que fluye por unidad de tiempo a través de una unidad de área que es perpendicular al eje x_k . Considere un vector unitario $\mathbf{n}$, se tiene que

$$\Pi_{ik} n_k = P n_i + \rho v_i v_k n_k \quad (\text{A.23})$$

es el flujo de la i -ésima componente del momento que fluye por unidad de área a través de una superficie que es perpendicular a $\mathbf{n}$, y se puede representar mediante el vector

$$P\mathbf{n} + \rho \mathbf{v}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) \quad (\text{A.24})$$

el cual nos da el flujo de momento en la dirección de $\mathbf{n}$.

Ecuaciones de Navier-Stokes

Consideremos ahora los efectos de disipación de energía dentro del propio movimiento de un fluido, esta disipación es el resultado de la fricción interna que contiene el fluido a la cual se le conoce como viscosidad. Para tomar en consideración esto, debemos modificar la ecuación de Euler (C.15) note que podemos escribir esta ecuación de la siguiente forma

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = -\frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} \quad (\text{A.25})$$

el flujo de momento representa una forma de transferencia de energía reversible, debido al transporte de diferentes partículas de un lugar a otro debido a las fuerzas de presión actuando sobre el fluido; sin embargo, la fricción interna o viscosidad causa otro tipo de transferencia de momento que es irreversible de puntos en donde la viscosidad es alta hacia puntos en donde es baja, de modo que la ecuación de movimiento para un fluido viscoso se debe obtener al agregar un término extra $-\sigma'_{ik}$ a la ecuación del flujo de momento ideal, este término representará la transferencia de momento irreversible, de modo que podemos escribir

$$\Pi_{ik} = P\delta_{ik} + \rho v_i v_k - \sigma'_{ik} = -\sigma_{ik} + \rho v_i v_k \quad (\text{A.26})$$

donde el tensor

$$\sigma_{ik} = -P\delta_{ik} + \sigma'_{ik} \quad (\text{A.27})$$

se le conoce como el tensor de estrés mientras que a σ'_{ik} se le conoce como el tensor de estrés viscoso. Para encontrar la forma general del tensor σ'_{ik} debemos considerar lo siguiente, los procesos que originan la fricción interna tienen lugar cuando diferentes partículas del fluido se mueven con distintas velocidades de modo que hay un movimiento relativo entre distintas partes del fluido. Por lo tanto, σ'_{ik} solo debe depender de las derivadas espaciales de la velocidad, si consideramos además que los gradientes de velocidad son pequeños, entonces podemos suponer que la transferencia de momento debida a la viscosidad depende solamente de las primeras derivadas de la velocidad. No puede haber términos en σ'_{ik} que sean independientes de $\partial v_i / \partial x_k$, dado que σ'_{ik} debe anularse cuando $\mathbf{v} = \text{constante}$, además σ'_{ik} también debe anularse cuando el fluido rote uniformemente, en tal situación con velocidad angular $\boldsymbol{\Omega}$, la velocidad es igual al producto $\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$ note que las sumas

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \quad (\text{A.28})$$

son combinaciones lineales de las derivadas $\partial v_i / \partial x_k$, y se anulan cuando $\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$, de modo que σ'_{ik} debe contener estas combinaciones simétricas de las derivadas $\partial v_i / \partial x_k$. El tensor de rango dos más general que satisface las condiciones anteriores está dado por la siguiente expresión

$$\sigma'_{ik} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) + \zeta \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \quad (\text{A.29})$$

donde los coeficientes η y ζ son independientes de la velocidad y se les conoce como coeficientes de viscosidad. Las ecuaciones de movimiento para un fluido viscoso se obtienen ahora fácilmente añadiendo la expresión $\partial \sigma'_{ik} / \partial x_k$ al lado derecho de las ecuaciones de Euler

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} \quad (\text{A.30})$$

De modo que se obtiene

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\zeta \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) \quad (\text{A.31})$$

esta es la forma más general para las ecuaciones de movimiento de un fluido viscoso. En general, se tiene que las cantidades η y ζ son funciones de la presión y la temperatura y por ello no pueden salir del operador gradiente; sin embargo, en la mayoría de los casos los coeficientes de viscosidad no cambian notablemente a lo largo del fluido y pueden ser tratados como constantes de modo que las ecuaciones (C.31) en forma vectorial son

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \eta \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{A.32})$$

a estas se le conocen como las ecuaciones de Navier-Stokes y se simplifican considerablemente si el fluido es incompresible en cuyo caso $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ y el último término de la ecuación anterior se anula obteniendo las ecuaciones de movimiento en la siguiente forma

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v} \quad (\text{A.33})$$

El tensor de estrés toma entonces una forma más simple

$$\sigma_{ik} = -P \delta_{ik} + \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.34})$$

vemos entonces que para un fluido incompresible la viscosidad depende solamente de un parámetro η que se le conoce como la viscosidad dinámica.

Apéndice B

Condición de no deslizamiento

Las ecuaciones que se derivan de las leyes de conservación de la masa y el momento están sujetas a condiciones de frontera, en particular se tiene que las ecuaciones de Navier-Stokes se encuentran en una forma que requiere especificar el vector de velocidad en cualquier superficie que rodee al fluido, siendo un contenedor o incluso la interfase entre dos líquidos no miscibles [24].

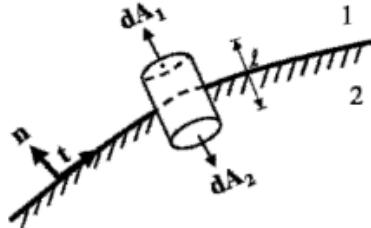


Figura B.1: Interfase entre un líquido y un sólido. Figura 4.22 de [24]

Para una frontera sólida, se tiene que las condiciones de frontera se derivan de las leyes de conservación como sigue: Considere la Figura B.1 en donde el medio 1 es el fluido y el medio 2 es un sólido, aplicando las leyes de conservación al cilindro, definiendo el vector normal $\mathbf{n}$ apuntando al medio 1, la conservación de masa nos dice que

$$\rho_1 \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n} = \rho_2 \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{n} \quad (\text{B.1})$$

se debe cumplir para cada uno de los puntos de la interfase, dado que el medio 2 es un sólido se tiene que $\mathbf{u}_2 = 0$, en cuyo caso $\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n}$ en la frontera. La conservación de la energía

nos dice que se debe cumplir $\kappa_1(\partial T_1/\partial n) = \kappa_2(\partial T_2/\partial n)$ en la interfase, lo que implica que el flujo de calor debe ser continuo a través de la interfaz.

Ahora para fluidos viscosos se tiene una condición de frontera general que consiste en que no haya movimiento relativo entre la pared y el fluido que se encuentra inmediatamente en contacto con la pared. Esta condición se puede analizar con dos perspectivas, que no haya movimiento perpendicular ni tangencial del fluido respecto a la superficie. La condición de no movimiento perpendicular se denomina condición de impermeabilidad mientras que la ausencia de movimiento tangencial se denomina condición de no deslizamiento y es característica de fluidos viscosos ya que en el caso de fluidos ideales las ecuaciones de Navier-Stokes se reducen a las ecuaciones de Euler en donde la condición de no deslizamiento sobre determina la solución de las ecuaciones del problema.

Apéndice C

Gráficas de todos los líquidos

Los experimentos discutidos en el capítulo 4 de este trabajo se realizaron con los distintos líquidos estudiados en el Laboratorio de Materia Granular (Grainslab) del IFUAP. A continuación se muestran algunos de los resultados individuales para cada uno de los líquidos con los que se trabajó.

Velocidad terminal como función de la Longitud de las gotas

Los experimentos de las gráficas presentadas en las Figuras C.1 y C.2 se llevaron a cabo utilizando el canal construido con limas de 5 " y el substrato se mantuvo a una temperatura constante de 250 °C. Se concluyó que la mayoría de los líquidos alcanzan una velocidad terminal máxima en un canal triangular cuando las gotas depositadas poseen una longitud entre 5 y 6 mm.

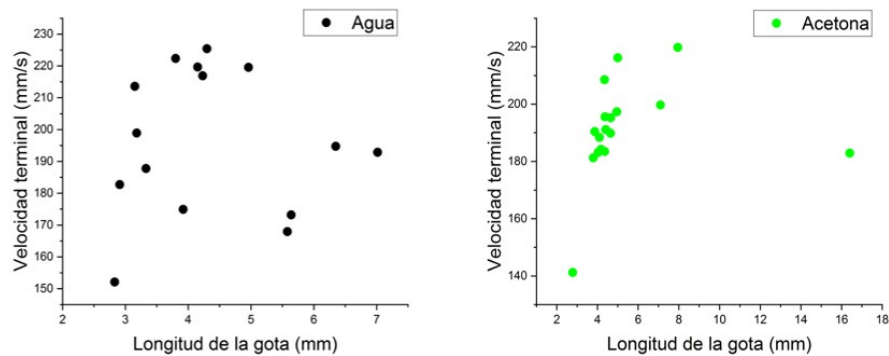


Figura C.1: Velocidad terminal de distintos líquidos (Agua y Acetona) como función de la longitud de las gotas.

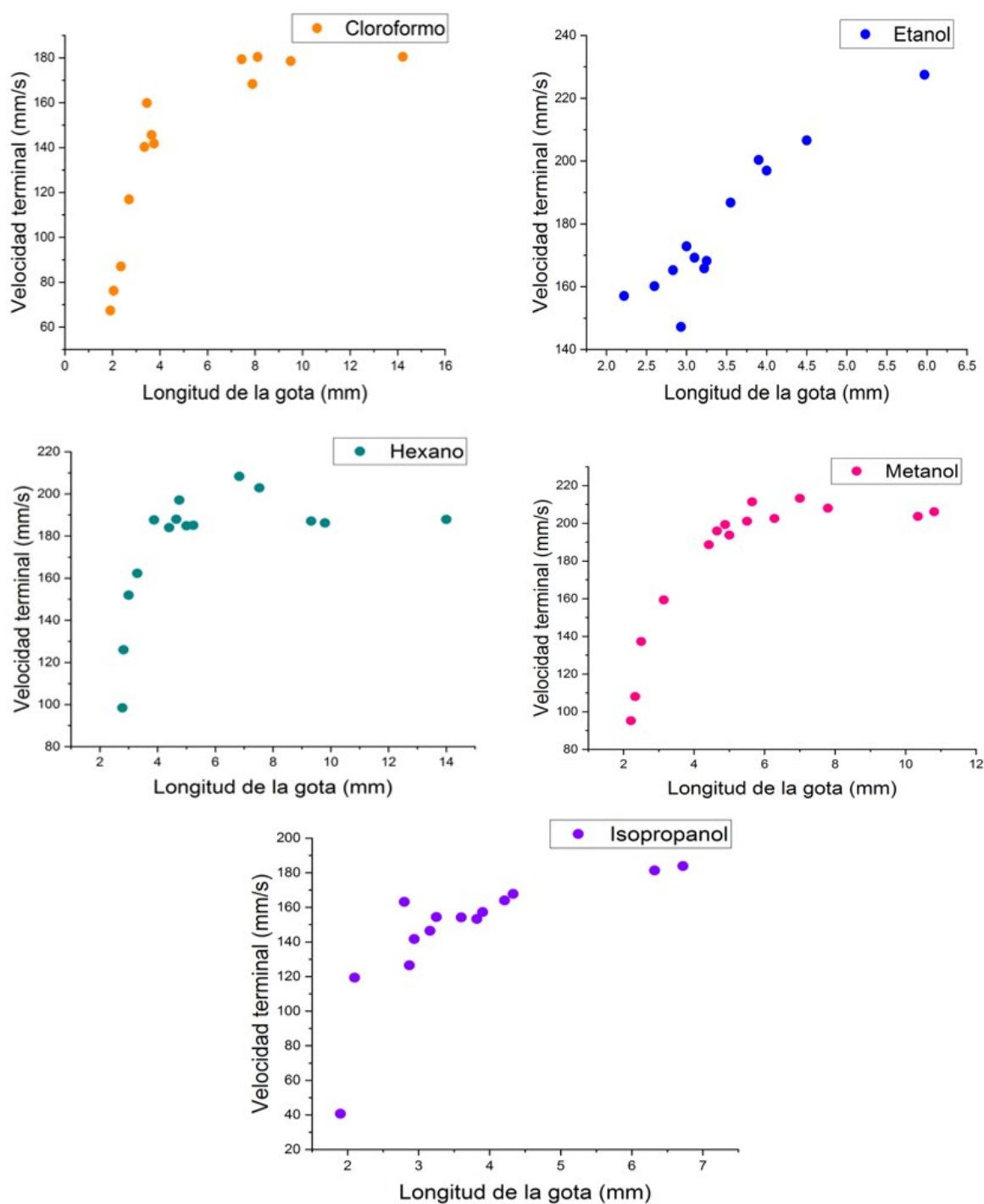


Figura C.2: Velocidad terminal de distintos líquidos (Cloroformo, Etanol, Hexano, Metanol e Isopropanol) como función de la longitud de las gotas.

Los experimentos se repitieron bajo las mismas condiciones pero cambiando la temperatura a $300\text{ }^{\circ}\text{C}$, los resultados de los líquidos estudiados se muestran en las Figuras C.3 y C.4, se sigue observando el mismo comportamiento, la velocidad terminal es creciente conforme aumenta el tamaño de las gotas. Se encuentra un máximo aproximadamente en la misma longitud de gota, entre 5 y 6 mm , se observa además que todos los líquidos poseen velocidades terminales similares a excepción del agua que es el líquido más veloz de todos. Las barras de error horizontales corresponden al promedio de la longitud de la gota a lo largo de su desplazamiento sobre el canal, ya que las gotas oscilan alargándose y comprimiéndose a medida que se mueven.

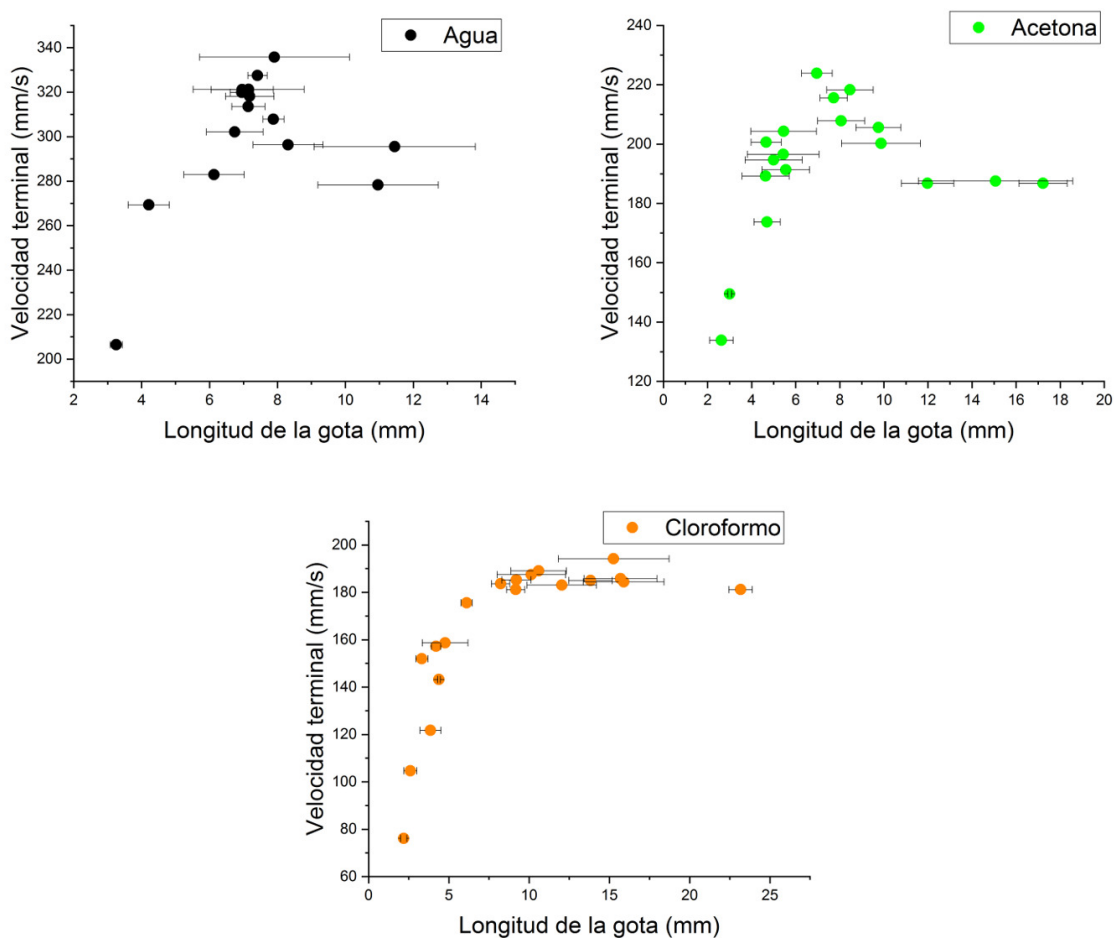


Figura C.3: Velocidad terminal de distintos líquidos (Agua, Acetona y Cloroformo) como función de la longitud de las gotas.

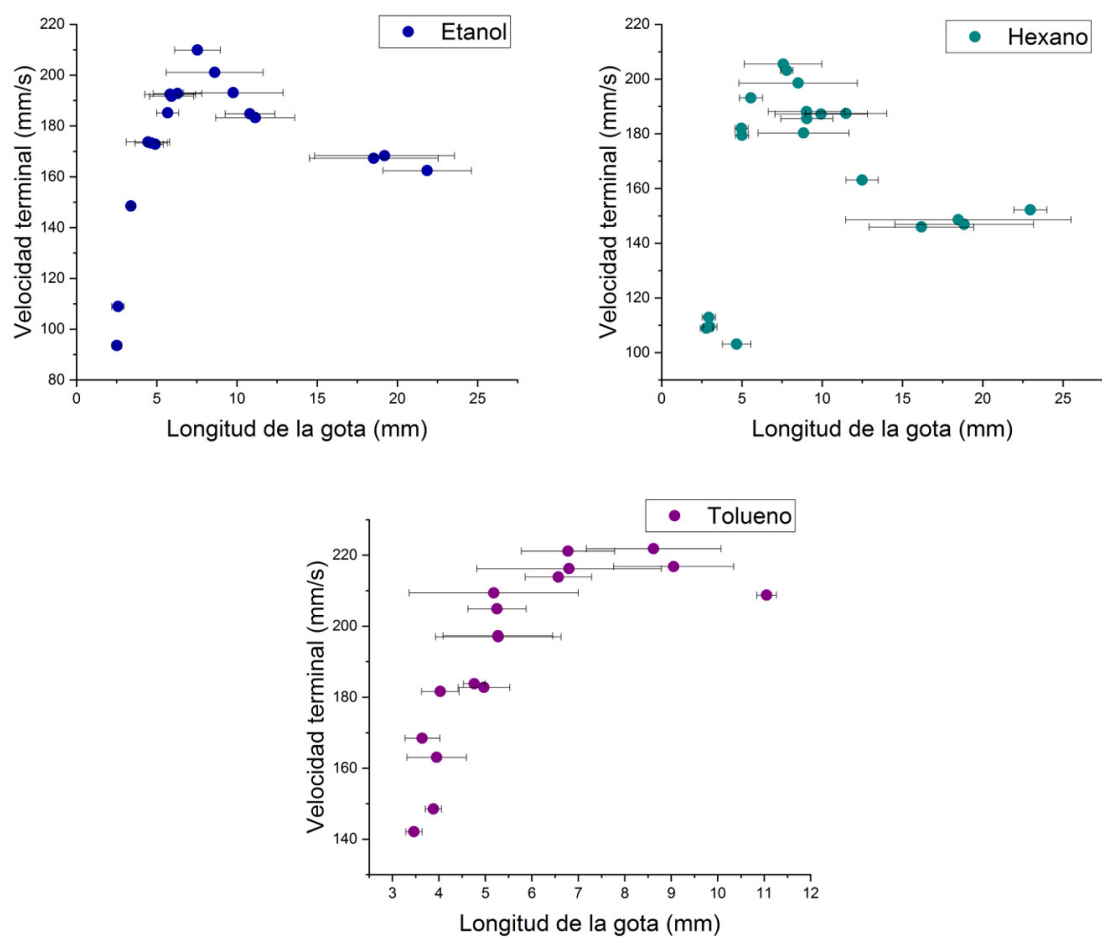


Figura C.4: Velocidad terminal de distintos líquidos (Etanol, Hexano y Tolueno) como función de la longitud de las gotas.

Velocidad terminal como función del volumen depositado

Los experimentos de los resultados mostrados en la Figura C.5, se realizaron sobre el canal construido con limas de 7 " y este se mantuvo a una temperatura constante de 300 °C. Cabe destacar que no todos los puntos de las gráficas alcanzaron la velocidad terminal antes de recorrer la distancia total de nuestro ratchet ($\approx 25\text{cm}$), se tiene que el isopropanol alcanzó la velocidad terminal solo hasta un volumen de 700 μl , el metanol hasta 700 μl , la acetona hasta 550 μl y el Hexano hasta 300 μl ; sin embargo, este último se evapora rápidamente por lo que se observó la mayor dispersión en los puntos de su gráfica. Para la Figura 4.13, se tiene que el Etanol alcanza velocidad terminal para valores muy grandes de volumen ($V > 900\mu\text{l}$), pues todos los puntos de la gráfica corresponden a la velocidad terminal del etanol.

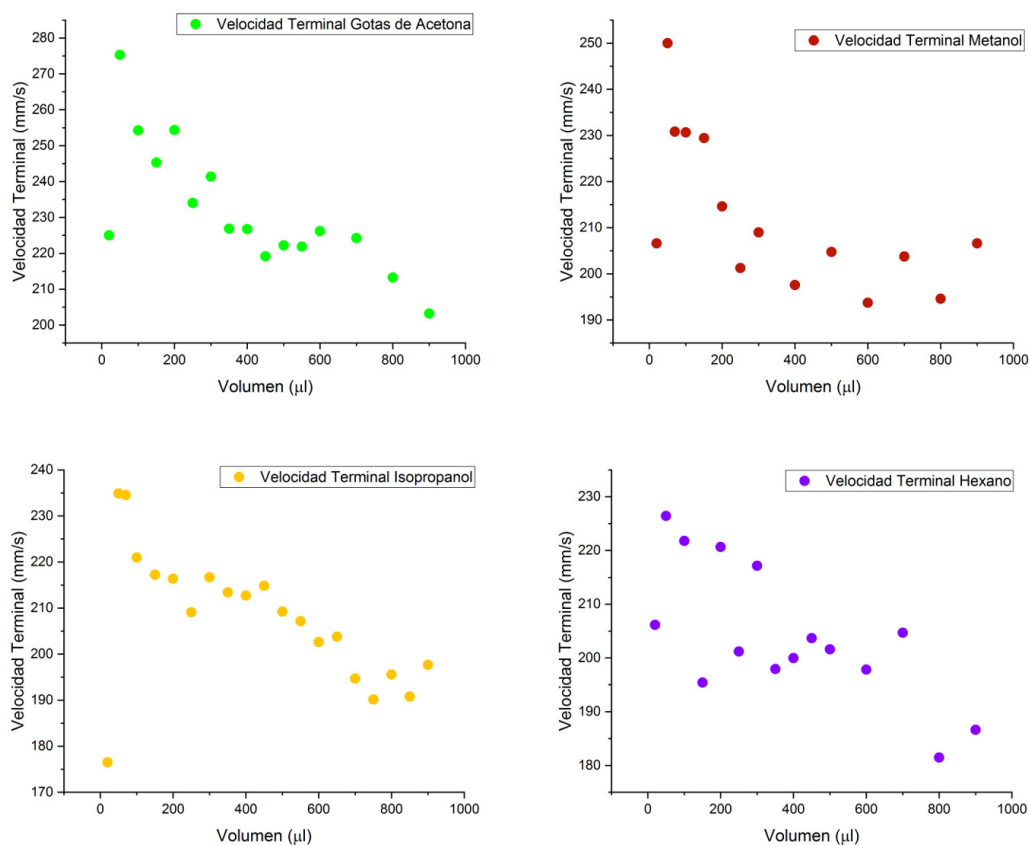


Figura C.5: Velocidad terminal de distintos líquidos (Acetona, Isopropanol, Metanol y Hexano) como función del volumen depositado.

Oscilaciones de los líquidos

Se midió la longitud de gotas de $150\ \mu\text{l}$ de volumen para distintos líquidos bajo las mismas condiciones, sobre el canal triangular de 7° a 300°C , los resultados se muestran en la Figura C.6.

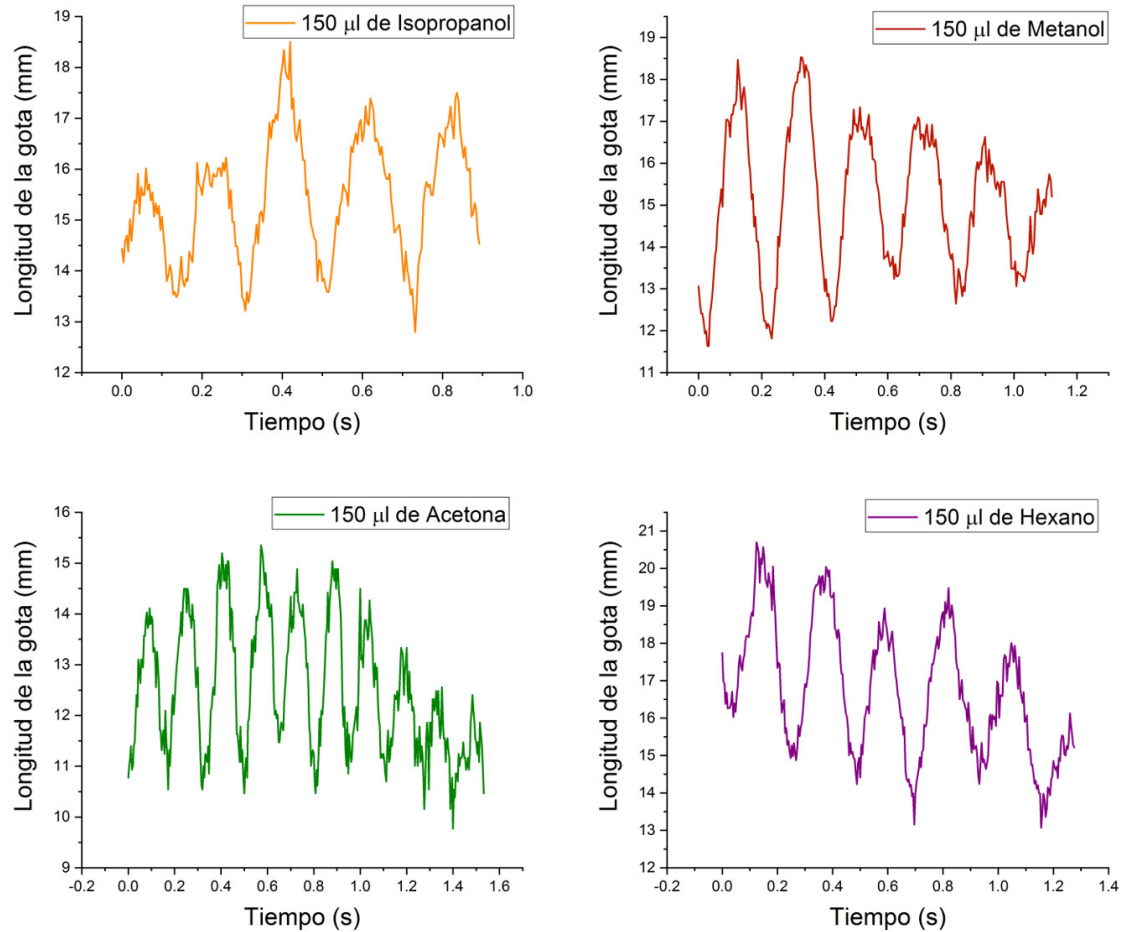


Figura C.6: Oscilaciones de distintos líquidos (Acetona, Isopropanol, Metanol y Hexano) a lo largo de su desplazamiento sobre el canal triangular.

Apéndice D

Consideraciones en la construcción de un sistema autopropulsado

Una vez discutido a fondo el fenómeno de autopropulsión, los diversos modelos que existen al respecto y los resultados experimentales proporcionados en este trabajo, obtenidos en el Laboratorio de Materia Granular y Fluidos Complejos (Grainslab) del IFUAP. Procedemos a presentar algunas consideraciones que se deben tomar en cuenta en el diseño o construcción de algún sistema de autopropulsión que funcione con base al fenómeno de Leidenfrost. Se debe considerar que:

- Para el desarrollo de un propulsor de gotas solo se necesita un canal ratchet con unos pocos centímetros de superficie dentada en donde se asegure que las gotas depositadas alcanzarán su velocidad terminal, el resto del canal puede ser liso para ahorrar material y la gota se seguirá moviendo a la misma velocidad debido a la poca fricción del efecto Leidenfrost
- Si se desea optimizar la velocidad a la que se pueden mover gotas sobre el canal ratchet, se deben depositar gotas del tamaño crítico al cual la velocidad terminal es máxima.
- Si se requiere reproducir una velocidad terminal específica para una gota, se debe tener mucha precaución y cuidado en el depósito de la gota, ya que algunas veces quedan restos de líquido que no se depositan y para gotas muy pequeñas por debajo de la longitud capilar, la velocidad terminal es muy sensible a variaciones en el tamaño

de las gotas.

- Si lo único que se busca es transportar fluido a través de canales pequeños, el rango de velocidades que se pueden alcanzar con este efecto es menor a 50 cm/s .
- Dado que el efecto de autopropulsión Leidenfrost sigue siendo un objeto de estudio reciente, aún no se tiene un modelo certero aceptado globalmente por la comunidad científica que describa inequívocamente la dinámica de autopropulsión y pueda predecir con precisión la velocidad terminal que puede alcanzar una gota de algún material sobre un canal ratchet. Se puede optar por caracterizar un canal con cierta geometría para una amplia variedad de líquidos y de tamaños de las gotas como lo que se hizo en esta tesis, teniendo estos datos experimentales se pueden hacer estimaciones y cálculos de la velocidad terminal que se puede alcanzar en un sistema en particular.
- Para evitar movimientos oscilatorios en el transporte de gotas es recomendable depositar gotas menores a $100 \mu\text{l}$ desde una altura muy cercana a la superficie del canal.

Bibliografía

- [1] G. Dupeux, M. Le Merrer, G. Lagubeau, C. Clanet, S. Hardt, and D. Quéré, Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet, *EPL* 96, (2011).
- [2] P. Agrawal, G. G. Wells, R. Ledesma-Aguilar, G. McHale, A. Buchoux, A. Stokes, and K. Sefiane, Leidenfrost heat engine: Sustained rotation of levitating rotors on turbine-inspired substrates, *Appl. Energy* 240-399, (2019).
- [3] H. Linke, B. J. Alemán, L. D. Melling, M. J. Taormina, M. J. Francis, C. C. Dow-Hygelund, V. Narayanan, R. P. Taylor, and A. Stout, Self-Propelled Leidenfrost Droplets, *Phys. Rev. Lett.* 96, (2006).
- [4] Lagubeau, G., Le Merrer, M., Clanet, C. et al. Leidenfrost on a ratchet. *Nature Phys* 7, 395–398 (2011). <https://doi.org/10.1038/nphys1925>
- [5] Rebecca L. Agapov,a Jonathan B. Boreyko,ab Dayrl P. Briggs. et al. Length scale of Leidenfrost ratchet switches droplet directionality, *Nanoscale*, 6, 9293-9299, (2014).
- [6] Guillaume Dupeux, Marie Le Merrer, Christophe Clanet, and David Quéré, Trapping Leidenfrost Drops with Crenelations, *Phys. Rev. Lett.* 107, (2011).
- [7] Linzi E. Dodd, Prashant Agrawal, Matthew T. Parnell, et. al. Low-Friction Self-Centering Droplet Propulsion and Transport Using a Leidenfrost Herringbone-Ratchet Structure, *Phys. Rev. Applied* 11, (2019)
- [8] Guanqi Wang, Jonathan McDonough, Vladimir Zivkovic, Teng Long, Zuankai Wang, and Steven Wang, Terminal velocities of a deformed Leidenfrost liquid: Experiments and self-propulsion model, *Phys. Rev. Fluids* 7, (2022).

-
- [9] Cousins, T., Goldstein, R., Jaworski, J., Pesci, A. A ratchet trap for Leidenfrost drops. *Journal of Fluid Mechanics*, 696, 215-227, (2012). doi:10.1017/jfm.2012.27
- [10] Benjamin Sobac, Alexey Rednikov, Stéphane Dorbolo, Pierre Colinet, Chapter 7 - Leidenfrost Drops, Droplet Wetting and Evaporation, Academic Press, 85-99, (2015). ISBN 9780128007228.
- [11] F. Pacheco-Vázquez, R. Ledesma-Alonso, J. L. Palacio-Rangel, and F. Moreau. Triple Leidenfrost effect: Preventing coalescence of drops on a hot plate. *Phys. Rev. Lett.* Accepted (2021).
- [12] Bernardin, J.D., Mudawar, I. The Leidenfrost point: experimental study and assessment of existing models. *J. Heat Transf.* 121, 894-903, (1999).
- [13] Biance, A.-L., Clanet, C., Que´re´, D. Leidenfrost drops. *Phys. Fluids* 15 (6), 1632-1637, (2003).
- [14] Jiang, M., Wang, Y., Liu, F. et al. Inhibiting the Leidenfrost effect above 1,000°C for sustained thermal cooling. *Nature* 601, 568–572 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04307-3>
- [15] Bouillant, A., Mouterde, T., Bourrianne, P. et al. Leidenfrost wheels. *Nature Phys* 14, 1188–1192 (2018). <https://doi-org.proxydgb.buap.mx/10.1038/s41567-018-0275-9>
- [16] F. Moreau, P. Colinet, and S. Dorbolo , Leidenfrost explosions, *Physics of Fluids* 25, 091111 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4820127>
- [17] S. Hidalgo-Caballero, Y. Escobar-Ortega, and F. Pacheco-Vázquez, Leidenfrost phenomenon on conical surfaces, *Phys. Rev. Fluids* 1, (2016).
- [18] <https://es.ferben.com/tecnologia/tension-superficial-y-energia-superficial-libre.kl>
- [19] <https://www.neurtek.com/es/pintura-recubrimientos/tratamiento-superficies/rugosidad>
- [20] Maquet, L, Sobac, B, Darbois-Texier, B, Duchesne, A, Brandenbourger, , Rednikov, A, Dorbolo, S. Leidenfrost drops on a heated liquid pool. *Phys. Rev. Fluids*, 1(5), (2016).

- [21] Steffen Hardt, Sudarshan Tiwari, and Tobias Baier, Thermally driven flows between a Leidenfrost solid and a ratchet surface. *Phys. Rev. E* 87, (2013).
- [22] Tobias Baier, Guillaume Dupeux, Stefan Herbert, Steffen Hardt, and David Quéré, Propulsion mechanisms for Leidenfrost solids on ratchets. *Phys. Rev. E* 87, (2013).
- [23] Xiaolei Ma, Juan-José Liétor-Santos, and Justin C. Burton, Star-shaped oscillations of Leidenfrost drops, *Phys. Rev. Fluids* 2, (2017).
- [24] Kundu, Pijush K, Ira M. Cohen, and Howard H. Hu. *Fluid Mechanics*, Print, (2004).
- [25] L D Landau, E. M. Lifshitz. *Fluid Mechanics Course of Theoretical Physics*, Volume 6 2nd Edition, (1987).