

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Efecto Leidenfrost en superficies cónicas

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias

Física Aplicada

por

Yesica Yazmín Escobar Ortega

asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez

Dr. J. Noé F. Herrera Pacheco

Puebla Pue.
JUNIO 2016

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

Efecto Leidenfrost en superficies cónicas

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

Maestra en Ciencias

Física Aplicada

por

Yesica Yazmín Escobar Ortega

asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez

Dr. J. Noé F. Herrera Pacheco

Puebla Pue.

JUNIO 2016

Título: Efecto Leidenfrost en superficies cónicas
Estudiante: YESICA YAZMÍN ESCOBAR ORTEGA

COMITÉ

Dra. Alexandra Deriabina
Presidente

Dr. José Luis Carrillo Estrada
Secretario

Dr. César Márquez Beltrán
Vocal

Dr. Eduardo Gonzalez Jiménez
Suplente

Dr. Felipe Pacheco Vázquez
Asesor

Dr. J. Noé F. Herrera Pacheco
Asesor

A Naila

Agradecimientos

A mi hija, a ella mi alegría y la culminación de este trabajo y lo que representa. A mis papás y mis hermanos por su apoyo incondicional, por su amor y las oportunidades que me han brindado.

Agradezco a mis asesores Dr. Felipe Pacheco y Dr. Noé Herrera Pacheco por su orientación, apoyo y amistad que me han permitido aprender mucho más que lo estudiado en este proyecto.

A mis amigos por su entusiasmo y cariño.

A mis profesores.

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

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

Índice general

Resumen	IX
Introducción	XI
1. Conceptos básicos	1
1.1. Tensión superficial	1
1.1.1. Energía superficial y fuerza capilar	3
1.1.2. La tensión superficial y la transición de fase líquido-vapor	4
1.2. Presión de Laplace	4
1.3. Longitud capilar κ^{-1}	5
1.4. Gotas en el régimen de humedecimiento parcial	7
1.4.1. Gotas pequeñas ($R \ll \kappa^{-1}$)	7
1.4.2. Gotas grandes ($R \gg \kappa^{-1}$)	7
1.5. Gotas en el régimen de humectación nula	8
1.5.1. Gotas pequeñas ($R \ll \kappa^{-1}$)	9
1.5.2. Gotas grandes ($R \gg \kappa^{-1}$)	10
1.6. Modelos físicos para la transferencia de calor	11
1.6.1. Conducción	11
1.6.2. Convección	12
1.6.3. Radiación	13
1.6.4. Resistencia térmica	15
1.7. Intercambio de calor durante el proceso de ebullición	16
1.7.1. Intercambio de calor durante la ebullición en capas: efecto leidenfrost	19
2. Antecedentes y estado del arte: efecto leidenfrost	21
2.1. Gotas en estado leidenfrost	21
2.2. Antecedentes históricos	23
2.3. Temperatura leidenfrost	24
2.3.1. Propiedades físicas y termodinámicas del líquido calentado	25
2.3.2. Propiedades físicas y mecánicas del sustrato	26
2.3.3. Procedimiento de depósito del líquido	27
2.4. La temperatura de la gota	27
2.5. Interface líquido-vapor:chimeneas	27
2.6. Dinámicas especiales	29
2.6.1. Estrellas leidenfrost	29

2.6.2. Auto-propulsión: ratchet	30
3. Efecto leidenfrost en superficies cónicas	31
3.1. Desarrollo experimental	31
3.1.1. Sistema de calentamiento	32
3.1.2. Sustrato	33
3.1.3. Sistema de inyección de gotas de agua	34
3.1.4. Sistema de visualización y procesamiento de datos	34
3.2. Resultados y discusión	34
3.2.1. Tiempo de vida	34
3.2.2. Evaporación de gotas leidenfrost	36
3.2.3. Efecto de la temperatura del sustrato	43
3.2.4. Tiempo total de evaporación	44
3.2.5. Diagrama de fases	47
3.2.6. Aproximación geométrica a la forma de la gota	49
4. Aproximaciones teóricas	51
4.1. Transferencia de calor mixta	51
4.2. Aproximación a la curva de Nukiyama	52
4.3. Potencia radiante en una cavidad cónica	54
4.3.1. Emisión y absorción gaseosas	56
4.4. Modelo teórico para gotas en estado leidenfrost en sustratos planos	57
A. Inestabilidades	63
A.1. Desestabilización de la interfaz debajo de una gota en estado leidenfrost	63
A.1.1. En dos dimensiones	64
A.1.2. En geometría radial	64
B. Elementos básicos de la teoría de errores	67
B.1. Modelo de regresión lineal	67
B.2. Parámetros del modelo de regresión lineal	67
C. Artículo	69

Índice de figuras

1.1. Fuerzas moleculares.	2
1.2. Tensión superficial en función de la temperatura.	4
1.3. Gota de aceite en agua.	5
1.4. Longitud capilar.	6
1.5. Gotas de agua en estado leidenfrost.	7
1.6. Forma de una gota en humectación nula.	9
1.7. Gota de agua sobre su capa de vapor.	9
1.8. Diagrama de una gota esférica con humectación nula.	10
1.9. Diagrama de una gota en forma “panqué” con humectación nula.	10
1.10. Transferencia de calor por conducción.	12
1.11. Transferencia de calor por convección.	13
1.12. Transferencia de calor por radiación.	14
1.13. Proceso de ebullición en un líquido.	17
1.14. Curva de Nukiyama para agua.	18
2.1. Gota de agua en un sustrato de aluminio a 300°C.	21
2.2. Formas de gotas en estado leidenfrost.	22
2.3. Perfiles de gotas en estado leidenfrost.	22
2.4. Conductividad térmica de agua.	23
2.5. Temperatura leidenfrost.	24
2.6. Conductividad térmica de algunos sólidos.	25
2.7. Influencia de rugosidades en una superficie.	26
2.8. Influencia de cavidades en una superficie.	27
2.9. Chimeneas.	28
2.10. Multichimeneas.	28
2.11. Patrones de oscilación en gotas en estado leidenfrost.	29
2.12. Gota de agua en estado leidenfrost sobre sustratos con rugosidades tipo ratchet.	30
3.1. Montaje experimental.	31
3.2. Sustrato cónico.	33
3.3. Vista de platos cónicos.	33
3.4. Diagrama esquemático del montaje experimental.	34
3.5. τ como función T_s	35
3.6. A como función de t	36
3.7. A como función de t para todos los sustratos.	37
3.8. P como función de t	37

3.9. P como función de t para todos los sustratos.	38
3.10. P como función de t para $\alpha = 1^\circ$	39
3.11. Modos de oscilación para $\alpha = 1^\circ$	39
3.12. P como función de t para $\alpha = 6^\circ$	40
3.13. Modos de oscilación para $\alpha = 6^\circ$	40
3.14. P como función de t para $\alpha = 12^\circ$	41
3.15. Modos de oscilación para $\alpha = 12^\circ$	41
3.16. P como función de t para $\alpha = 25^\circ$	42
3.17. Modos de oscilación para $\alpha = 25^\circ$	42
3.18. P como función de n	43
3.19. A como función de t y T	44
3.20. τ como función de α	45
3.21. Frecuencia de chimeneas n como función de α	45
3.22. τ para diferentes volúmenes y ángulos.	46
3.23. Diagrama de fases.	47
3.24. Chimeneas en el régimen K-H.	48
3.25. Chimeneas en el régimen R-T.	48
3.26. Forma geométrica promedio de una gota en estado leidenfrost dentro de un sustrato cónico.	49
3.27. Distribución de volumen.	50
4.1. Gota de agua cerca de una superficie caliente.	52
4.2. Aproximaciones a la curva de Nukiyama en términos de eficiencia.	53
4.3. Recinto de dos superficies.	54
4.4. Objeto convexo pequeño en una cavidad grande.	55
4.5. Esquema de un recinto cónico.	55
4.6. Esquema para el modelo teórico.	57
A.1. Desestabilización de la interfaz debajo de una gota en estado leidenfrost.	63
A.2. Longitud de onda de la desestabilización de una interfaz en dos dimensiones y geometría radial.	64
C.1. Primera página del artículo, enviado a Physical Review Fluids.	69

Resumen

El tema central de esta tesis es el efecto leidenfrost, esto es, gotas de agua levitando sobre su propio vapor. Este efecto se manifiesta cuando un líquido es colocado sobre una superficie que se encuentra a una temperatura mucho mayor que su temperatura de ebullición. Dicho efecto se ha estudiado en superficies prácticamente planas (curvatura despreciable), donde gotas de unos milímetros de diámetro se mantienen en estado leidenfrost y se vuelven inestables cuando su tamaño rebasa la longitud capilar. En este trabajo, investigamos experimentalmente dicho fenómeno colocando gotas de agua en sustratos cónicos con ángulos que van desde 1° hasta 65° , con el fin de determinar el efecto de confinamiento sobre el proceso de evaporación del líquido. La geometría cónica permite observar gotas estables gigantes (de varios centímetros), lo cual eleva considerablemente el tiempo de vida de las gotas. Hemos observado que el estado leidenfrost se manifiesta aún en conos muy agudos y sin límite máximo para el volumen de la gota depositada. Además, encontramos que la temperatura de transición a dicho estado, $T_L = 195 \pm 5^\circ\text{C}$, es única en nuestro sistema y no depende del ángulo de confinamiento. Nuestra investigación se desarrolló para varias temperaturas (mayores a T_L) y reportamos los tiempos de evaporación dependiendo del volumen de agua depositado, ángulo de confinamiento y temperatura del sustrato. Cuando las gotas son muy pequeñas, la tensión superficial domina sobre la gravedad y el tiempo de evaporación es prácticamente independiente del sustrato utilizado. Sin embargo, para volúmenes muy grandes la dinámica es muy variada: en gotas de 20 ml depositadas en platos con ángulos pequeños se observó la presencia de chimeneas de vapor atravesando el volumen de agua, las cuales favorecen el proceso de evaporación y disminuyen el tiempo de vida del sistema. A partir de 9° las chimeneas desaparecen y el tiempo de vida τ alcanza su valor máximo, y para ángulos mayores, τ decrece debido a las inestabilidades generadas por la competencia entre la presión hidrostática y la tensión superficial. Finalmente, se construyó un diagrama de fases que permite visualizar los distintos regímenes (estables, chimeneas, modos de oscilación y otras inestabilidades) que aparecen durante el proceso de evaporación de la gota, como función de su área superficial y del ángulo del sustrato.

En lo que concierne a la parte teórica de la tesis, se presenta una revisión de la física involucrada en la transferencia de calor durante el efecto leidenfrost. Se discute el mecanismo de transferencia mixto, el cuál explica el fenómeno de sustentación de la gota y de evaporación, y se discute la transferencia de calor por radiación. Además, se analiza el modelo teórico de evaporación en sustratos planos y se propone mejorar la aproximación de gas ideal considerando una ecuación de estado cúbica tipo van der Waals.

Introducción

Un acto tan simple como hervir agua involucra una gran diversidad de fenómenos que muchas veces pasamos inadvertidos. Cuando una gota de agua se coloca sobre una superficie que se ha calentado desde la parte inferior, las moléculas de aire dentro de la gota emergen formando burbujas que crecen gradualmente hasta llegar a la superficie y forman erupciones. La formación de burbujas de aire es una señal de que el agua se está calentando, pero aún no involucra el fenómeno de ebullición. El agua que está en contacto con la atmósfera hierve a una temperatura de aproximadamente 100°C al nivel del mar (presión de 1 atm). Puesto que la superficie no está directamente expuesta a la atmósfera, el agua se mantiene en estado líquido incluso cuando se sobrepasa por unos grados la temperatura de ebullición. Durante este proceso, se generan corrientes de convección dentro del líquido y siempre existe contacto entre el líquido y la superficie. Si aumentamos la temperatura de la superficie, una capa de vapor se formará entre ésta y la gota. La ausencia del contacto sólido-líquido genera una gran movilidad de la gota levitante, por ello es necesario confinarla para seguir su evolución.

La primera observación moderna de este fenómeno fue hecha Herman Boerhaave en 1732. Sin embargo, el efecto fue descrito por Johann Gotlob Leidenfrost en 1756 y por ello se le conoce como **efecto leidenfrost**. En la literatura se reportan numerosos estudios acerca de la dinámica de este fenómeno sobre superficies prácticamente planas o con curvatura despreciable. El objetivo principal de este trabajo es estudiar el efecto que se obtiene al sustituir una superficie plana por una superficie cónica (caracterizada por un ángulo respecto a la vertical y su pared lateral) en la dinámica de evaporación de una gota en estado leidenfrost. El sustrato cónico genera confinamiento que domina sobre las inestabilidades generadas por la interacción vapor-líquido, lo que conlleva a que las gotas se mantengan en estado de levitación aún cuando su volumen sea de decenas de centímetros cúbicos, situación que no se consigue en sustratos cuasi-planos.

En el primer capítulo presentamos una revisión de conceptos físicos fundamentales involucrados en el fenómeno leidenfrost, dicha revisión permite tener un panorama general de esta línea de investigación. En el capítulo 2 se presenta una revisión de los antecedentes históricos acerca de la dinámica de gotas en superficies planas. En el capítulo 3, que es la parte central de nuestra tesis, se presenta el diseño experimental y las técnicas de medición que se han usado para estudiar el efecto leidenfrost en superficies cónicas. Medimos el tiempo de vida como función de la temperatura del sustrato, del ángulo y del volumen. Se encuentra que para gotas con un volumen fijo se alcanza un tiempo de vida máximo a la misma temperatura en los diferentes sustratos, esto significa que la temperatura de

transición es única en nuestro sistema. Se reporta la existencia de un ángulo crítico en el cual el tiempo de vida alcanza un valor máximo, determinado por el área de contacto y la competencia de los mecanismos térmicos e hidrodinámicos. En el capítulo 4 se presenta una discusión de los mecanismos de transferencia de calor involucrados en el fenómeno, se modela una curva de eficiencias como función de la temperatura del sustrato, la cual permite hacer una analogía con la curva de flujo de calor de Nukiyama. Se discute un modelo para la razón de evaporación usando un modelo de gas tipo van der Waals, lo que permitirá tener un modelo microscópico que permita explicar y predecir el efecto leidenfrost. Finalmente, se presentan las conclusiones de esta tesis en donde se da respuesta al objetivo planteado en este trabajo. En el apéndice A se presenta una revisión acerca del fenómeno de inestabilidades, en el B un complemento sobre teoría de errores y en el C se anexa el artículo que resultó de esta tesis.

Capítulo 1

Conceptos básicos

El tema central de esta tesis se enmarca en la mecánica de fluidos y fenómenos de transferencia de calor. La dinámica de un fluido puede ser descrita por las soluciones a las ecuaciones de Navier-Stokes, sin embargo, dada la complejidad de dichas ecuaciones varias aproximaciones son requeridas, y en el caso del efecto leidenfrost es necesario considerar la aproximación de lubricación para gotas estables. En este capítulo revisamos dicha aproximación y repasamos algunos conceptos fundamentales que son de relevancia para el presente trabajo.

1.1. Tensión superficial

El fenómeno de tensión superficial se puede discutir en términos de fuerzas intermoleculares, ya que éste ocurre cuando se tiene una interfase; es decir una superficie de separación entre dos fases. Existen diversos tipos de interfases, dependiendo del estado de la materia en el que se encuentre, ya sea gas, líquido o sólido, veamos el caso de la interfase líquido-gas, para esto debemos analizar las fuerzas que existen entre las moléculas de la superficie y el interior del líquido. Si tomamos dos moléculas del líquido: una en el interior y otra en la superficie, podemos notar entonces que la que está dentro ejerce una fuerza sobre las demás en todas las direcciones, así como las demás ejercen una fuerza de atracción en ella también, por eso podemos decir que está en equilibrio ya que la fuerza intermolecular tiene la misma magnitud, por encontrarse a la misma distancia una de las otras y poseer la misma masa. En el caso de la molécula sobre la superficie, tenemos que las fuerzas de atracción son hacia el interior del líquido, sin embargo, también está en contacto con las moléculas del gas, pero en cuanto a magnitud por ejemplo, la fuerza de atracción que hay entre las moléculas del aire y del agua, comparada con las que hay en el interior del agua son insignificantes, por lo que obtenemos una fuerza de atracción intermolecular neta que está dirigida hacia el interior del líquido (perpendicular a la superficie), lo cual tiende a ocasionar diversos fenómenos. Ejemplos de dichos fenómenos se presentan cuando una gota de líquido toma la forma esférica, la formación de la interfase agua aceite, que un mosquito pueda sostenerse sobre el agua, entre muchos otros.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.1. TENSIÓN SUPERFICIAL

Líquido	Helio (4K)	Etanol	Acetona	Ciclohexano	Glicerol
γ (mN/m)	0.1	23	24	25	63
Líquido	Agua	Agua 100 °C	Vidrio fundido	Mercurio	Agua/Aceite
γ (mN/m)	73	58	485	485	~50

Tabla 1.1: Tensión superficial de algunos líquidos (a 20 °C).

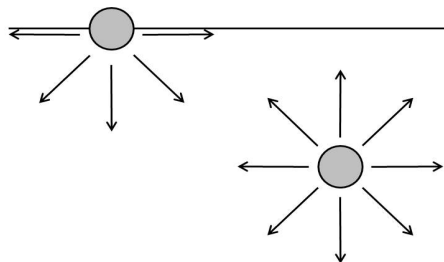


Figura 1.1: Fuerzas que actúan sobre las moléculas en la proximidad de la superficie de un líquido y en el interior.

La tensión superficial es una manifestación de las fuerzas intermoleculares existentes en los líquidos, actúa en dirección tangencial en el borde de una superficie libre de un líquido en equilibrio y que tiende a llevar al sistema a minimizar su área superficial. A nivel microscópico, se debe a que las fuerzas que afectan a cada molécula son diferentes en el interior del líquido y en la superficie, en el interior del líquido las moléculas están sometidas a fuerzas de atracción que en promedio se anulan, sin embargo en la superficie las moléculas pierden la mitad de sus interacciones cohesivas con una fuerza resultante dirigida hacia dentro del líquido [1], como se muestra en la Fig. 1.1. Las moléculas que se encuentran en la superficie tienen una energía promedio mayor que las del interior, por ello el sistema tiende a disminuir la energía total disminuyendo el número de moléculas situadas en la superficie [2].

Cuando se separa de la superficie una molécula, ésta se encuentra en un estado desfavorable de energía. Si la energía de cohesión por molécula es U dentro del líquido, una molécula situada en la superficie se encuentra por debajo de más o menos $U/2$. La tensión superficial es una medición directa de su energía por unidad de área superficial. Si a es el radio promedio de la molécula y a^2 su área expuesta, la tensión superficial es del orden $\gamma \cong U/(2a)^2$. Para la mayoría de los aceites, para los cuales las interacciones son de tipo van der Waals, tenemos $U = kT$, que es la energía térmica. A temperatura de 25 °C, kT es igual 1/40 eV, lo cual da $\gamma = 20$ mN/m. Dado que el agua involucra puentes de hidrógeno, su tensión superficial es mayor ($\gamma = 73$ mN/m a 20°C). Para el mercurio que es un líquido metálico extremadamente cohesivo, $U = 1$ eV y $\gamma \approx 500$ mN/m.

Igualmente, la energía superficial entre dos superficies A y B es caracterizada por una tensión interfacial γ_{AB} . La Tabla 1.1 muestra las tensiones superficiales de algunos líquidos, así como la tensión interfacial entre agua y aceite.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.1. TENSION SUPERFICIAL

1.1.1. Energía superficial y fuerza capilar

Las moléculas de una delgada capa superficial que se hallan junto a la superficie, se encuentran en condiciones diferentes que las del interior del cuerpo. En el interior del cuerpo las moléculas están rodeadas por todas partes de estas mismas moléculas, mientras que las que se hallan cerca de la superficie, solamente por un lado tienen vecinas iguales a ellas mismas. Esto conduce a que la energía de las moléculas de la capa superficial sea distinta que la del interior del cuerpo. La diferencia entre la energía de todas las moléculas junto a la superficie divisoria y la energía que estas moléculas poseerían de hallarse en el interior del cuerpo, se denomina energía superficial.

Supongamos que se quiere distorsionar un líquido para aumentar su área superficial un dA . El trabajo requerido es proporcional al número de moléculas que deben ser llevados hasta la superficie, se puede escribir

$$\delta W = \gamma \cdot dA \quad (1.1)$$

donde γ es la tensión superficial (o interfacial). Dimensionalmente, $[\gamma]=EL^{-2}$, y se puede expresar en unidades mJ/m^2 . La tensión superficial se define como *la energía que debe ser suministrada para incrementar la superficie por unidad de área*.

La tensión superficial también contribuye al trabajo termodinámico. Se puede describir como el incremento en energía interna U o en energía libre F que acompaña un incremento en área superficial:

$$\gamma = \left[\frac{\partial F}{\partial A} \right]_{T,V,n} \quad (1.2)$$

con n el número de moléculas y V el volumen total. Notemos que si trabajamos con un potencial químico fijo μ , es necesario usar el gran potencial $\Omega = F - n\mu = -pV + \gamma A$.

La tensión superficial también puede ser vista como una fuerza por unidad de longitud, dimensionalmente se puede escribir, $[\gamma]=FL^{-1}$ y se puede expresar en unidades de N/m .

Existen numerosas técnicas de medición de la tensión superficial, podemos mencionar algunas: placa de Wilhelmy, anillo de DuNouy, ascenso capilar, método de gotas, ondas capilares, entre otros.

Cada uno de estos métodos requieren considerables precauciones. Las superficies líquidas perfectas, son lisas en una escala atómica y químicamente homogéneas. Infortunadamente, se contaminan fácilmente, por ello es común encontrar variaciones en los valores que han sido reportados. En la Fig. 1.2 se presenta la variación de la tensión superficial de agua líquida en equilibrio con su vapor como función de la temperatura, se observa que a $100^\circ C$, con $\gamma = 58.91 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ y que es de cero a $374^\circ C$.

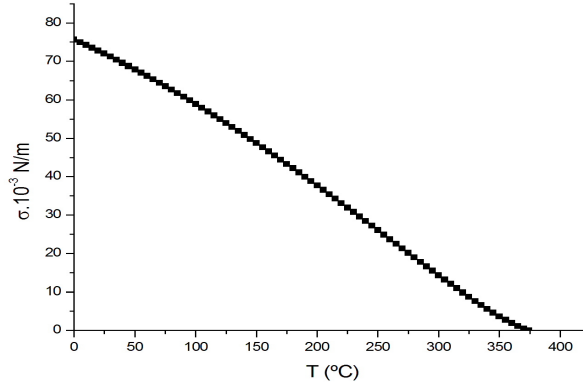


Figura 1.2: Tensión superficial del agua como función de la temperatura a presión de una atmósfera, datos de [3].

1.1.2. La tensión superficial y la transición de fase líquido-vapor

La coexistencia de dos fases de una misma sustancia, por ejemplo líquido-vapor, se caracteriza porque su energía libre de Gibbs es continua en la interfase, eso es equivalente a expresar que sus potenciales químicos correspondientes son iguales:

$$\mu^l(p, T) = \mu^g(p, T) \quad (1.3)$$

Esta igualdad impone una relación entre la presión y la temperatura durante la transición de fase, siendo continua la presión. Dado que ésta es una transición de fase de primer orden, la densidad es por contra discontinua. Así pues, existe una interfaz entre el líquido y vapor, con la que se asocia una tensión superficial del líquido-vapor. Al acercarse al punto crítico, las fases se vuelven cada vez más similares hasta finalmente ser idéntica. La tensión superficial disminuye a cero en el punto crítico como se muestra en la Fig. 1.2.

1.2. Presión de Laplace

La tensión superficial está en el origen de la sobrepresión existente en el interior de gotas y burbujas. Esta diferencia de presiones tiene múltiples consecuencias. La diferencia de presiones también explica el fenómeno de adhesión capilar entre dos platos, entre cabellos y fibras, o en arena mojada, todos los cuales son inducidos por puentes capilares. Cuando se pasa a través de una superficie curva o interfaz, un cambio de presión se produce, por ejemplo, veamos el caso de una esfera y una superficie curva.

Tomemos como ejemplo una gota de aceite en agua, como se muestra en la Fig. 1.3. Con el fin de disminuir su energía superficial, la gota de aceite adopta una forma esférica de radio R . Si la interfaz o/w es desplazada en una magnitud dR , el trabajo hecho por la presión y la fuerza capilar se pueden escribir como:

$$\partial W = -p_o dV_o - p_w dV_w + \gamma_{ow} dA \quad (1.4)$$

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.3. LONGITUD CAPILAR κ^{-1}

donde $dV_0=4\pi R^2 dR=-dV_w$ y $dA=8\pi R dR$ son el incremento en volumen y superficie, respectivamente, de la gota, p_o y p_w son las presiones en el aceite y agua, y γ_{ow} es la tensión interfacial entre aceite y agua. La condición de equilibrio mecánico es $\partial W = 0$, lo que equivale a

$$\Delta p = p_o - p_w = \frac{2\gamma_{ow}}{R} \quad (1.5)$$

Para un aerosol de radio $1\mu\text{m}$, Δp es típicamente comparable a la presión atmosférica, note que la ecuación anterior puede ser obtenida minimizando el gran potencial $\Omega = -p_o V_o - p_w V_w + \gamma_{ow} A$. Cuanto menor es la gota, entonces, mayor es la presión en su interior.

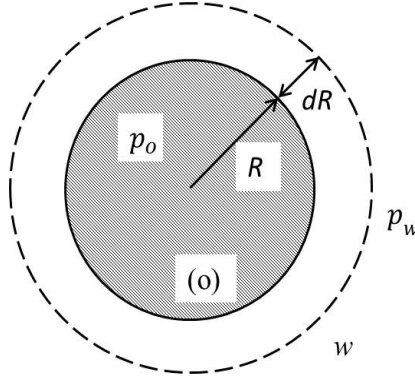


Figura 1.3: Sobrepresión dentro de una gota de aceite “o” en agua “w”.

El incremento en la presión hidrostática Δp que se produce al atravesar el límite entre dos fluidos es igual al producto de la tensión superficial γ y la curvatura de la superficie $C = \frac{1}{R} + \frac{1}{R'}$:

$$\Delta p = \gamma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) \quad (1.6)$$

donde R y R' son los radios de curvatura.

Es evidente que para $R = R'$, la Ec. 1.6 se reduce a la Ec. 1.5.

1.3. Longitud capilar κ^{-1}

En esta sección se discute la forma que puede tomar una masa dada de líquido en función de diferentes parámetros que condicionan su comportamiento, en particular, aquí solo se consideran los dos más importantes:

- La tensión superficial. Crear una superficie tiene un costo energético; un volumen de líquido rodeado de vapor aislado de cualquier otro campo de fuerza, por lo tanto tiende a adoptar una forma que minimice su superficie. La forma de una superficie mínima de volumen constante es la esfera.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.3. LONGITUD CAPILAR κ^{-1}

- Gotas en presencia de la fuerza de gravedad. Un líquido en general está sujeto a la gravedad. El efecto de la gravedad es reducir al mínimo la energía potencial del sistema.

La forma de una masa líquida resulta inicialmente en una competencia entre estos dos efectos opuestos. La energía superficial asociado con un objeto de dimensión R es:

$$E_{superficie} = \gamma R^2 \quad (1.7)$$

Su energía potencial gravitatoria para objetos cerca de la superficie terrestre:

$$E_{gravedad} = (\rho R^3)gR \quad (1.8)$$

Estas dos energías son del mismo orden de magnitud cuando el objeto tiene un tamaño κ^{-1} , llamada longitud capilar:

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (1.9)$$

La distancia κ^{-1} es generalmente del orden de mm. Si uno quisiera incrementar κ^{-1} en un líquido es necesario trabajar en ambientes de microgravedad. Cuando un objeto es más pequeño que la longitud capilar, la energía que domina es la superficial, cuando es más grande, la energía gravitacional compite con las fuerzas de tensión superficial y las fuerzas gravitacionales. Las gotas de agua en estado leidenfrost a 100 °C, tienen $\kappa^{-1} = 2,5$ mm.

La distancia κ^{-1} también puede ser pensada como un incremento de una longitud. Si uno perturba una superficie líquida inicialmente horizontal, colocando un objeto pequeño flotante, la perturbación inducida en la superficie se acaba en una distancia κ^{-1} .

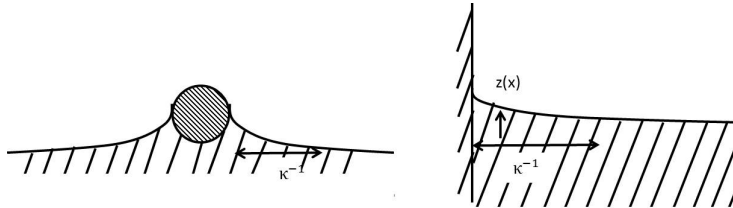


Figura 1.4: Pequeño objeto flotando y una pared perturbando la superficie de un líquido hasta una distancia κ^{-1} .

En la Fig. 1.4 se ilustra el caso en que el objeto perturbante es una pared sólida localizada en $x=0$. En la vecindad de la pared, la superficie adquiere curvatura y alcanza una altura $z(x)$. La curvatura local es dada por $-\partial^2 z / \partial x^2$ y de acuerdo a la expresión para la presión de Laplace, la presión inmediatamente bajo la superficie es

$$P = p_{atm} + \rho g z \quad (1.10)$$

lo cual conduce a

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.4. GOTAS EN EL RÉGIMEN DE HUMEDECIMIENTO PARCIAL

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \kappa^2 z \quad (1.11)$$

Las soluciones de esta ecuación son de la forma $z = z_0 \exp(\pm \kappa x)$. En este problema nos restringimos a $z \rightarrow 0$ cuando $x \rightarrow \infty$. Por tanto, únicamente tomamos las soluciones que decaen exponencialmente.

Podemos afirmar que la curvatura de las superficies que sufren alguna perturbación decae exponencialmente con la distancia con una longitud característica κ^{-1} [1].

1.4. Gotas en el régimen de humedecimiento parcial

Si colocamos gotas de diferentes tamaños sobre una placa de plástico horizontal, las gotas más grandes tienden a aplanarse bajo la influencia de la gravedad, Fig. 1.5.

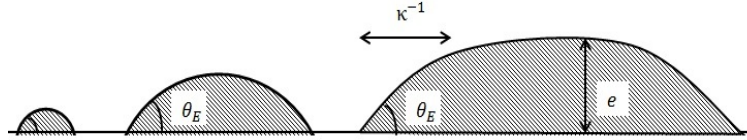


Figura 1.5: Gotas de agua de diferentes tamaños sobre una placa de plástico. La gravedad causa que las gotas más grandes sean más planas.

1.4.1. Gotas pequeñas ($R \ll \kappa^{-1}$)

Para gotas pequeñas de radio $R \ll \kappa^{-1}$, las fuerzas capilares juegan un rol importante. De acuerdo con la Ley de Laplace, su curvatura debe ser constante. Por tanto, una gota depositada sobre una superficie horizontal toma una forma esférica cuyos bordes intersectan el sustrato a un ángulo θ_E . La medición de ese ángulo permite determinar el “parámetro de extensión” a través de la expresión $S = \gamma(\cos(\theta) - 1)$, $S > 0$ implica mojado total y $S < 0$ mojado parcial [1].

1.4.2. Gotas grandes ($R \gg \kappa^{-1}$)

Para gotas cuyo radio excede κ^{-1} , los efectos gravitacionales se manifiestan y la forma de las gotas ya no es esférica. Una gota en equilibrio y sobre una superficie plana toma una forma “lenticular” de grosor e . El valor de e puede ser calculado expresando el equilibrio de las fuerzas horizontales actuantes en una porción del líquido. Hay dos tipos de fuerzas [1]:

1. Fuerzas de superficie, que suman $\gamma_{SO} - (\gamma + \gamma_{SL})$. Donde los tres coeficientes γ son las tensiones superficiales en el sólido/aire, líquido/aire y sólido/líquido respectivamente.
2. La presión hidrostática P^* por unidad de longitud, integrada sobre el grosor completo del líquido, es $P^* = \int_0^e \rho g(e - z) dz = \frac{1}{2} \rho g e^2$.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.5. GOTAS EN EL RÉGIMEN DE HUMECTACIÓN NULA

Las fuerzas en equilibrio por unidad de longitud pueden ser expresadas por la ecuación

$$\frac{1}{2}\rho g e^2 + \gamma_{SO} - (\gamma + \gamma_{SL}) = 0 \quad (1.12)$$

lo que conduce a $S = -\frac{1}{2}\rho g e^2$.

La Ley de Young, que describe las fuerzas de equilibrio actuando en la línea de contacto, implica que $\gamma_{SO} - (\gamma \cos \theta_E + \gamma_{SL}) = 0$. Entonces,

$$\gamma(1 - \cos \theta_E) = \frac{1}{2}\rho g e^2 \quad (1.13)$$

o bien, $e = 2\kappa^{-1} \sin\left(\frac{\theta_E}{2}\right)$.

1.5. Gotas en el régimen de humectación nula

En las situaciones físicas habituales en la superficie de la tierra, una gota de líquido no sólo está interactuando con el gas que lo rodea, sino también con el sustrato sobre el que descansa (vidrio, tejido, entre otros). Dependiendo de las tensiones superficiales del líquido, la gota tendrá diferentes comportamientos en el sustrato. Se puede propagar por completo (humedecimiento total), parcialmente (humedecimiento parcial) o nada (sin humectación). En este último caso, la superficie de contacto entre el líquido y el sólido se reduce a un mínimo. Una gota en estado leidenfrost no toca el sólido caliente sobre el que descansa, está sólo en contacto con su propio vapor, éste es un caso de humectación nula [4].

Una gota en estado de humectación nula está sujeta a su propio peso y la tensión superficial del líquido con el gas que lo rodea. La forma de una gota de volumen V se obtiene por un equilibrio de presión en la gota. A una altitud z sobre la superficies de la gota, la presión está descrita, de acuerdo con la ley de Laplace [5]:

$$P(z) = P_{ext} + \gamma C(z) = P_{ext} + \gamma \left(\frac{-r_{zz}}{(1 + r_z^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{r(1 + r_z^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (1.14)$$

Esta presión está en equilibrio con la presión hidrostática. Si llamamos P_0 a la presión en la parte superior de la gota, tenemos:

$$P(z) = P_0 - \rho g z \quad (1.15)$$

La igualdad de estas dos presiones nos da una ecuación para $r(z)$, que depende de la constante $P_{ext} - P_0$. La imposición de esta constante es imponer el volumen de la gota. Esta ecuación no admite solución analítica, pero se puede integrar numéricamente para diferentes volúmenes de la gota [6], los resultados de dicha integración numérica se muestran en la Fig. 1.6.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.5. GOTAS EN EL RÉGIMEN DE HUMECTACIÓN NULA

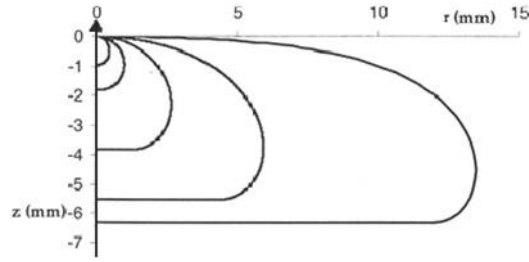


Figura 1.6: Forma de una gota en humectación nula, integrada numéricamente a partir de 2.13 y 2.14, tomada de [6].

1.5.1. Gotas pequeñas ($R \ll \kappa^{-1}$)

Cuando una gota es más pequeña que la longitud capilar, las fuerzas de tensión superficial dominan. La gota reduce su superficie, y por lo tanto es cuasi-esférica, como se muestra en la Fig. 1.7.

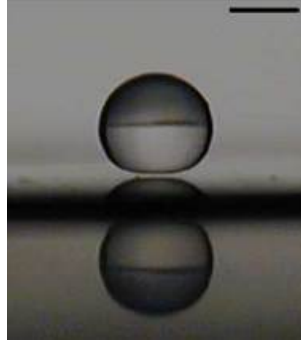


Figura 1.7: Gota de agua sobre su capa de vapor, la barra representa 1mm, imagen de [4].

Sin embargo, es ligeramente aplanada en su base por la gravedad. Para calcular el radio r del disco “contacto”, consideramos que la gota es una esfera de radio R aplanado abajo sobre una superficie πr^2 , Fig. 1.8. El volumen V del líquido es:

$$V \simeq \frac{4}{3}\pi r^3 \tag{1.16}$$

Podemos escribir la presión en el líquido en la parte inferior de la gota, de la Fig. 1.8, justo en la interfase con la película de vapor, para B. La presión en el exterior de la gota es P_{ext} . En A, la presión de la gota está en relación con el entorno externo debido a la curvatura de la interfaz (la ley de Laplace). Esta sobrepresión es de $2\gamma/R$ porque la gota es casi una esfera de radio R . La diferencia de presión entre A y B se debe únicamente a la presión hidrostática.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.5. GOTAS EN EL RÉGIMEN DE HUMECTACIÓN NULA

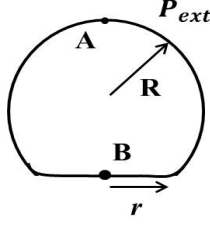


Figura 1.8: Diagrama de una gota esférica con humectación nula.

La presión de la gota en B es:

$$P_B = P_A + 2\rho gR \quad (1.17)$$

o

$$P_B = P_{ext} + \frac{2\gamma}{R} + 2\rho gr \quad (1.18)$$

que se escribe, cuando $R \ll \kappa^{-1}$:

$$P_B \cong P_{ext} + \frac{2\gamma}{R} \quad (1.19)$$

La película de vapor es afectada por la presión debido al peso de la gota:

$$\Delta P = \frac{mg}{\pi r^2} \quad (1.20)$$

Como la interfaz de líquido/vapor es plana, no hay cambios de presión a través de ella, y se encuentra mediante el equilibrio de las presiones en B:

$$r = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{R^2}{\kappa^{-1}}} \quad (1.21)$$

Este resultado fue predicho de forma teórica por Mahadevan y Pomeau [7]. La presión ejercida por la gota en la película de vapor que lo soporta es entonces:

$$\Delta P = \frac{2\gamma}{R} \quad (1.22)$$

1.5.2. Gotas grandes ($R \gg \kappa^{-1}$)

Un volumen V de líquido de tamaño característico más grande que la longitud capilar toma el aspecto de un “panqué”, aplanado por la gravedad, con cierto espesor debido a la tensión superficial, Fig. 1.9.

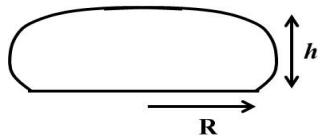


Figura 1.9: Diagrama de una gota en forma “panqué” con humectación nula.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.6. MODELOS FÍSICOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR

Para determinar el espesor h , se puede considerar que la gota “panqué” es un cilindro de radio R y volumen $V = \pi R^2 h$. La energía de un objeto cilíndrico, es

$$E = E_{\text{gravedad}} + E_{\text{superficie}} \simeq \rho V g \frac{h}{2} + 2\gamma \pi R^2 \simeq \rho V g \frac{h}{2} + 2\gamma \frac{V}{h} \quad (1.23)$$

Al minimizar esta energía con respecto a h , encontramos

$$h \simeq 2\kappa^{-1} \quad (1.24)$$

Para gotas en forma de “panqué” se encuentra un tamaño de espesor $h = 5,1 \pm 0,2$ mm [5].

1.6. Modelos físicos para la transferencia de calor

De la primera ley de la termodinámica sabemos que un sistema macroscópico intercambia energía con sus alrededores mediante *trabajo termodinámico* y *calor*. Para que ocurra la transferencia de calor, debe haber un gradiente de temperatura. Llamaremos *transferencia de calor* a la energía en tránsito en un sistema debido a una diferencia de temperaturas, [8], [9]. Cuando existe un gradiente de temperatura en un medio estacionario, que puede ser un sólido o un fluido, se utiliza el término *conducción* para explicar la transferencia de calor que se producirá a través del medio. En cambio, el término *convección* se refiere a la transferencia de calor que ocurrirá entre una superficie y un fluido cuando están a diferentes temperaturas. El tercer modo de transferencia de calor se denomina *radiación térmica*. Todas las superficies con temperatura finita emiten energía en forma de ondas electromagnéticas, en ausencia de un medio, existe solo transferencia de calor por radiación, entre dos superficies a diferentes temperaturas.

Debido a que nuestro sistema de estudio está altamente relacionado con estos diferentes mecanismos vamos a dar una breve descripción de cada uno de ellos, [8].

1.6.1. Conducción

La conducción se considera como la transferencia de energía de las partículas más energéticas a las menos energéticas de un sistema debido a las interacciones de las mismas. El mecanismo físico de conducción se puede explicar considerando un gas en el que existe un gradiente de temperatura y suponiendo que no hay movimiento global. El gas puede ocupar el espacio entre dos superficies que se mantienen a diferentes temperaturas, como se muestra en la Fig. 1.10. Se asocia la temperatura en cualquier punto con la energía de las moléculas del gas en la proximidad del punto. Esta energía está relacionada con el movimiento traslacional aleatorio, así como con los movimientos internos de rotación y vibración de las moléculas. En los buenos conductores eléctricos un gran número de electrones libres se mueven en la estructura de la red del material. De la misma manera que estos electrones pueden transportar carga eléctrica, también pueden llevar energía térmica de una región de alta temperatura a una de baja temperatura, como ocurre en los gases.

Las temperaturas más altas se asocian con las energías cinéticas moleculares más altas y cuando las moléculas vecinas chocan, ocurre una transferencia de energía. En presencia

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.6. MODELOS FÍSICOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR

de un gradiente de temperatura, la transferencia de energía por conducción ocurre en la dirección de la temperatura decreciente, Fig. 1.10.

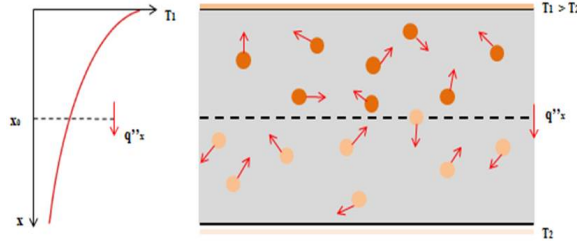


Figura 1.10: Asociación de la transferencia de calor por conducción con la difusión de energía debida a la actividad molecular.

Los procesos de transferencia de calor satisfacen relaciones diferentes según el mecanismo de transferencia, por ejemplo, para la transferencia de calor por conducción, la ecuación se conoce como *Ley de Fourier*, que para una pared plana unidimensional con distribución de temperatura $T(x)$, se expresa como

$$q_x'' = -k \frac{dT}{dx} \quad (1.25)$$

El flujo de calor o transferencia de calor por unidad de área q_x'' (W/m^2) es la velocidad con que se transfiere el calor en la dirección de x por área unitaria perpendicular a la dirección de transferencia, y es proporcional al gradiente de temperatura dT/dx en esta dirección, k es la conductividad.

1.6.2. Convección

La transferencia de calor por convección se compone de dos mecanismos. Además de la transferencia de energía debida al movimiento molecular aleatorio (difusión), la energía también se transfiere mediante el movimiento global, o macroscópico del fluido. El movimiento del fluido se asocia con el hecho de que en cualquier instante grandes números de moléculas se mueven de forma colectiva o como agregados. Tal movimiento en presencia de un gradiente de temperatura, contribuye a la transferencia de calor. Debido a que las moléculas del agregado mantienen su movimiento aleatorio, la transferencia total de calor se debe entonces a una superposición de transporte de energía por el movimiento aleatorio de éstas y por el movimiento global del fluido.

Veamos el caso de transferencia de calor por convección que ocurre entre un fluido en movimiento y una superficie cuando éstos tienen diferentes temperaturas. Consideremos el flujo de fluido sobre la superficie calentada de la Fig. 1.11. Una consecuencia de la interacción fluido–superficie es la formación de una región en el fluido en la que la velocidad varía de cero en la superficie a un valor u_∞ a una distancia donde la influencia de la pared es despreciable y está asociado con el flujo. Esta región de fluido se conoce como *capa*

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.6. MODELOS FÍSICOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR

límite térmica o de velocidad. Si las temperaturas de la superficie y del fluido difieren, habrá una región del fluido a través de la cual la temperatura varía de T_s en $y = 0$ a T_∞ en el flujo exterior. En cualquier caso si $T_s > T_\infty$, ocurrirá la transferencia de calor por convección entre la superficie y el flujo exterior.

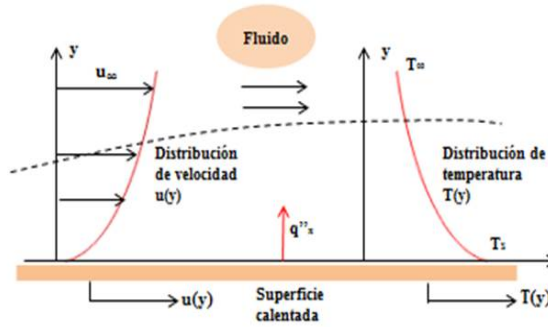


Figura 1.11: Esquema de velocidades y temperaturas de la capa límite en la transferencia de calor por convección.

La contribución debido a la difusión domina cerca de la superficie donde la velocidad del fluido es baja. En la interfaz entre la superficie y el fluido ($y = 0$) la velocidad del fluido es cero y el calor se transfiere sólo por este mecanismo. La contribución debida al movimiento volumétrico del fluido se origina del hecho de que la capa límite crece a medida que el flujo avanza en la dirección x y entonces, el calor que se conduce en esta capa es arrastrado corriente abajo y finalmente se transmite al fluido fuera de la capa límite.

El modelo apropiado para el proceso de transferencia de calor por convección es de la forma

$$q'' = h(T_s - T_\infty) \quad (1.26)$$

donde q'' es el flujo de calor por convección y es proporcional a la diferencia de temperaturas entre la superficie y el fluido, T_s y T_∞ , respectivamente. Esta expresión se conoce como la *ley de enfriamiento de Newton* y la constante de proporcionalidad h (W/m^2K) se llama *coeficiente de transferencia de calor por convección*. Este coeficiente depende de las condiciones en la capa límite, en las que influyen la geometría de la superficie, la naturaleza del movimiento del fluido y las propiedades térmicas y de transporte del fluido. Cualquier estudio de conducción se reduce al estudio de los medios por los que es posible determinar h , la transferencia de calor por convección con frecuencia se usa como condición de frontera en la solución de problemas de conducción [8], [10].

1.6.3. Radiación

En contraste con los mecanismos de conducción y convección, ya discutidos, en donde está involucrada la transferencia de calor a través de un medio material, el calor también se puede transferir a regiones donde existe el vacío. En este caso, el mecanismo

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.6. MODELOS FÍSICOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR

es la radiación electromagnética que es propagada como resultado de una diferencia de temperaturas, esto es, la *radiación térmica*. La radiación térmica es la energía emitida por la materia que se encuentra a una temperatura dada. La radiación puede provenir de cualquier estado en que se encuentre la materia, sólidos, líquidos y gases. Sin importar la forma de la materia, la radiación se puede atribuir a cambios en las configuraciones electrónicas de los átomos o moléculas que la constituyen. La energía es transportada por ondas electromagnéticas (fotones).

Consideremos los procesos de transferencia de radiación para la Fig. 1.12. La radiación que la superficie emite se origina a partir de la energía térmica de la materia limitada por la superficie, la velocidad a la que libera energía por unidad de área (W/m^2) se denomina la *potencia emisiva superficial* E . Hay un límite superior para la potencia emisiva, que es establecida por la *ley de Stefan-Boltzmann*

$$E_b = \sigma T_s^4 \quad (1.27)$$

donde T_s es la temperatura absoluta (K) de la superficie y σ es la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67 \times 10^{-8} W/m^2 K^4$). Esta superficie se llama *radiador ideal* o *cuerpo negro*.

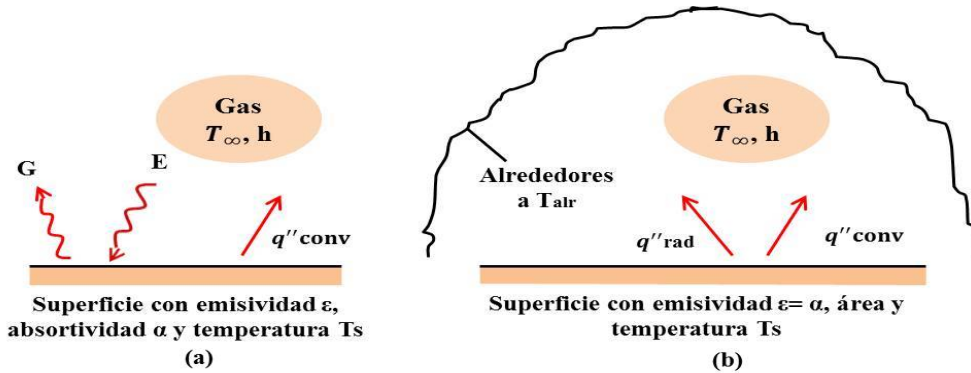


Figura 1.12: Intercambio de radiación: (a) en la superficie, y (b) entre una superficie y sus alrededores.

El flujo de calor emitido por una superficie real a T_s es menor que el flujo emitido por un cuerpo negro a la misma temperatura, está dado por

$$E = \epsilon \sigma T_s^4 \quad (1.28)$$

donde ϵ es una propiedad radiativa de la superficie llamada *emisividad*, y toma valores en el rango $0 \leq \epsilon \leq 1$, esta propiedad proporciona una medida de la eficiencia con que una superficie emite energía en relación con un cuerpo negro, σ es la constante de Stefan-Boltzmann.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.6. MODELOS FÍSICOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR

Un caso que ocurre con frecuencia implica el intercambio de radiación entre una superficie pequeña a T_s , y una superficie isotérmica más grande que rodea por completo a la pequeña, ver Fig. 1.12(b). Si se supone que la superficie es tal que $\alpha = \varepsilon$ (caso para una superficie gris), la velocidad neta de transferencia de calor por radiación desde la superficie, expresada por unidad de área de la superficie, es

$$q''_{rad} = \varepsilon E_b(T_s) - \alpha G = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_{alr}^4) \quad (1.29)$$

Esta expresión proporciona la diferencia entre la energía térmica que se emite y se recibe debido a la absorción por radiación. Para muchas aplicaciones es conveniente expresar el intercambio neto de calor por radiación en la forma

$$q_{rad} = h_{rad} A (T_s - T_{alr}) \quad (1.30)$$

donde h_r es el *coeficiente de transferencia de calor por radiación*, así

$$h_r \equiv \varepsilon \sigma (T_s + T_{alr}) (T_s^2 + T_{alr}^2) \quad (1.31)$$

La superficie de la Fig. 1.12(a) puede transferir simultáneamente calor por convección a un gas contiguo. Para el caso de la Fig. 1.12(b), la velocidad de transferencia de calor desde la superficie es entonces [8]

$$q = q_{conv} + q_{rad} = hA(T_s - T_\infty) + \varepsilon \sigma A (T_s^4 - T_{alr}^4) \quad (1.32)$$

1.6.4. Resistencia térmica

Existe una analogía entre la difusión de calor y la difusión de carga eléctrica. De la misma manera que se asocia una resistencia eléctrica con la conducción de electricidad, también se asocia una resistencia térmica con la conducción de calor. Se define la resistencia como la razón de un potencial de transmisión a la transferencia de calor correspondiente, la resistencia térmica para la conducción es

$$R_{t,cond} \equiv \frac{T_{s,1} - T_{s,2}}{q} = \frac{L}{kA} \quad (1.33)$$

para el caso de una pared plana bidimensional, con L la longitud de la pared.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS

1.7. INTERCAMBIO DE CALOR DURANTE EL PROCESO DE EBULLICIÓN

Una resistencia térmica también se asocia con la transferencia de calor mediante convección a una superficie. De la *ley de enfriamiento de Newton*, la resistencia térmica por convección toma la forma

$$R_{t,conv} \equiv \frac{T_s - T_\infty}{q} = \frac{1}{hA} \quad (1.34)$$

En particular en el intercambio de radiación entre una superficie y sus alrededores, la resistencia térmica por radiación se define como

$$R_{t,rad} \equiv \frac{T_s - T_{alr}}{q_{rad}} = \frac{1}{h_r A} \quad (1.35)$$

Las representaciones de circuitos proporcionan una herramienta útil para conceptualizar y cuantificar problemas de transferencia de calor [8].

1.7. Intercambio de calor durante el proceso de ebullición

Se llama ebullición al proceso de formación de vapor dentro del volumen de un líquido. Para que la ebullición ocurra se requiere cierto recalentamiento del líquido, es decir, que la temperatura del fluido supere la temperatura de saturación T_{sat} a determinada presión [10]. Este sobrecalentamiento depende de las propiedades físicas del líquido, su pureza y su presión, así como de las propiedades de la superficie sólida que lo limita.

El sobrecalentamiento inicial también disminuye si las paredes del recipiente, donde se realiza el calentamiento del líquido, tienen en su superficie gas absorbido, rugosidades microscópicas o diferentes heterogeneidades e inclusiones que reducen la adherencia molecular del líquido a la superficie. Al suministrar calor a través de tal superficie, la formación de las burbujas se observa en los puntos separados de la superficie, llamados *centros de formación de vapor*.

A medida que aumenta la temperatura de la superficie de calentamiento T_s y por tanto la diferencia de temperaturas entre los dos medios, crece el número de centros activos de formación de vapor y el proceso de ebullición se hace cada vez más intenso. Las burbujas de vapor se separan periódicamente de la superficie y emergen hacia la superficie libre aumentando su volumen. En la Fig. 1.14 se presenta en forma esquemática el régimen de ebullición del líquido con formación de burbujas.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.7. INTERCAMBIO DE CALOR DURANTE EL PROCESO DE
EBULLICIÓN

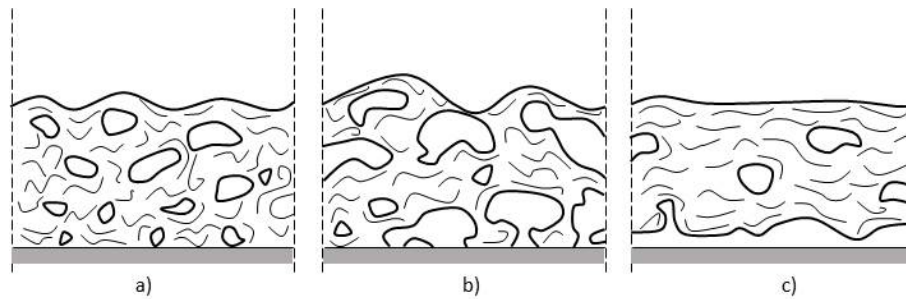


Figura 1.13: Proceso de ebullición en un líquido. a) Ebullición nucleada, formación de pequeñas burbujas de vapor, b) las burbujas de vapor aumentan su volumen y c) ebullición pelicular, formación de una capa de vapor que sostiene el líquido.

Al aumentar la diferencia de temperaturas ΔT entre los dos medios, crece el flujo de calor que se evacúa desde la superficie de calefacción hacia el líquido. Todo este calor, se gasta en la formación de vapor. Con el aumento de la diferencia de temperaturas ΔT entre los dos medios, el flujo calorífico q'' no crece ilimitadamente. Para cierto valor ΔT , q'' **alcanza su valor máximo**, de modo que al seguir incrementando, el flujo calorífico empieza a disminuir. El régimen de ebullición existente hasta el momento de alcanzar el flujo calorífico máximo q''_{max} , se llama *ebullición con formación de burbujas*.

Cuando los valores de ΔT son mayores, llega el segundo *régimen de ebullición transitorio*. En este régimen, las burbujas se unen constantemente entre si formando grandes cavidades de vapor. Debido a ésto, el acceso de líquido hacia la superficie de calentamiento se dificulta. En lugares separados de la superficie surgen manchas secas y su número y dimensiones crecen al aumentar la temperatura de la superficie. Finalmente para cierta diferencia de temperaturas entre los dos medios, toda la superficie de calefacción se cubre por una capa continua de vapor que separa el líquido de la superficie, así comienza el tercer régimen llamado *ebullición pelicular*, en este régimen la transferencia de calor desde la superficie hacia el líquido se realiza mediante el intercambio de calor por convección y radiación a través de la película de vapor. A medida que aumenta la diferencia de temperatura entre los dos medios, el mecanismo de transferencia de calor que predomina es mediante radiación. La intensidad del intercambio de calor en este régimen es muy bajo. La película de vapor sufre pulsaciones y el vapor que se acumula periódicamente en ella se desprende en forma de grandes burbujas. Al comienzo de la ebullición pelicular, la carga térmica evacuada desde la superficie, así como la cantidad de vapor que se forma, tiene valores mínimos. A presión atmosférica para agua que hierve sobre superficies metálicas, el momento del comienzo de la ebullición pelicular se caracteriza por la diferencia de temperatura entre los dos medios $\Delta T = T_s - T_{sat} \simeq 120\text{ }^\circ\text{C}$, es decir la temperatura de la superficie T_s es aproximadamente $220\text{ }^\circ\text{C}$.

De este modo durante la ebullición del líquido en la superficie de calefacción, dependiendo de la diferencia de temperaturas entre los dos medios, pueden observarse tres regímenes de ebullición diferentes, el esquema general del cambio que sufre la densidad del flujo calorífico q evacuado hacia el líquido hirviente, cuando la diferencia entre los dos medios ΔT aumenta, se presenta en coordenadas logarítmica en la Fig. 1.14.

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.7. INTERCAMBIO DE CALOR DURANTE EL PROCESO DE EBULLICIÓN

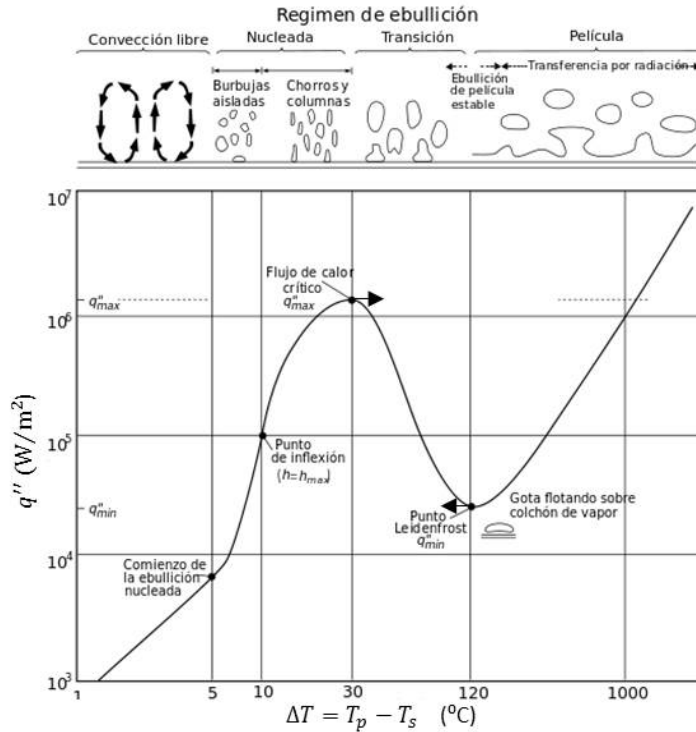


Figura 1.14: Curva de ebullición de agua a 1 atm. Se grafica el flujo de calor q'' a través de la superficie en función de la diferencia de temperaturas ΔT .

La dependencia entre q'' y ΔT también tiene el mismo carácter para otros líquidos que hierven en condiciones de movimiento libre, en un gran volumen, sobre superficies metálicas de calefacción como tubos, placas, entre muchos otros.

Los resultados experimentales muestran que durante la ebullición con formación de burbujas, en una capa superficial muy fina, cerca de la misma pared, predomina la fase líquida. La **resistencia térmica** de esta capa determina precisamente, en lo fundamental, la intensidad de la emisión calorífica. El espesor eficaz de la capa, a medida que aumenta la carga térmica, se reduce, lo que conduce a un aumento en la intensidad de la emisión calorífica. Las investigaciones indican que *la regularidad de la emisión calorífica, cuando hay ebullición desarrollada con formación de burbujas, prácticamente no depende de las dimensiones y la forma de la superficie que entrega el calor* [10]. Al mismo tiempo, los experimentos muestran que la intensidad del cambio térmico puede variar, dependiendo del estado, el material y la limpieza de la superficie de calefacción. En una serie de experimentos se observó el mejoramiento de la emisión calorífica al aumentar la aspereza microscópica de la superficie metálica o la conductibilidad térmica del material de la pared [5]. Sin embargo, un ensuciamiento considerable de la superficie reduce la intensidad de la transferencia de calor a causa de la aparición de una resistencia térmica adicional de la capa de suciedades [10].

CAPÍTULO 1. CONCEPTOS BÁSICOS
1.7. INTERCAMBIO DE CALOR DURANTE EL PROCESO DE
EBULLICIÓN

Durante la ebullición, la relación entre el coeficiente de traspaso de calor α y la densidad del flujo calorífico q'' es

$$\alpha = cq^{\frac{2}{3}} \quad (1.36)$$

Respectivamente la dependencia entre ΔT y q se determina mediante la correlación

$$\Delta T = \frac{1}{c}q^{\frac{1}{3}} \quad (1.37)$$

donde c es el factor de proporcionalidad cuyo valor depende del género del líquido y la presión, así como de las condiciones de superficies.

Debido al carácter estadístico del proceso de ebullición con formación de burbujas, así como a la influencia de las condiciones de las superficies, el problema de la generalización de los datos de la emisión calorífica es muy complicado. Se conocen varios modos de abordar el problema, pero ninguno de éstos es formal o consistente con las leyes de la física o bien tiene rangos de validez muy limitados y solo son aproximaciones razonables [12].

1.7.1. Intercambio de calor durante la ebullición en capas: efecto leidenfrost

Uno de los objetivos de este trabajo es estudiar, entender y caracterizar la transferencia de calor durante el fenómeno leidenfrost. En el régimen pelicular el líquido hirviendo está separado de la superficie de calefacción por una capa (película) de vapor, con la particularidad de que la temperatura de la superficie T_s supera considerablemente la de saturación T_{sat} . Por eso, a la par con el intercambio de calor por convección y conducción, entre la superficie y la película de vapor a temperaturas altas, una parte notable en el proceso de transferencia de calor es por radiación.

La intensidad del intercambio de calor por convección durante la ebullición en capas se determina por la resistencia térmica de la película de vapor. El carácter de movimiento de vapor en la película y el espesor de ésta dependen de las dimensiones y la forma de la superficie de calefacción y de su posición en el campo de gravedad, así como las condiciones de movimiento del líquido. De este modo, la ebullición en capas sobre la superficie de tubos horizontales en las condiciones de movimiento libre (en gran volumen) el vapor se mueve a lo largo del perímetro del tubo, y a medida que se acumula, se evacúa periódicamente en forma de burbujas que se separan. La película de vapor tiene un espesor que se mide en fracciones de un milímetro y el movimiento de vapor en ésta tiene carácter laminar.

Durante la ebullición en capas sobre la superficie de una placa horizontal de dimensiones considerables, la superficie de la película de vapor sufre intensas oscilaciones a consecuencia de las cuales en sus diferentes puntos se engendran periódicamente burbujas emergentes de vapor [10], estas manifestaciones se observan en la generación de chimeneas y modos oscilatorios. Algunos de estos aspectos serán discutidos y estudiados de forma experimental en este trabajo.

Capítulo 2

Antecedentes y estado del arte: efecto leidenfrost

2.1. Gotas en estado leidenfrost

Cuando una gota es depositada sobre una superficie sólida plana con temperatura por encima de la temperatura de saturación del líquido, se observa el siguiente comportamiento:

- La gota tarda varios minutos en evaporarse y no hierve.
- El líquido tiene bordes redondeados y no toca al sustrato, Fig. 2.1. La gota es extremadamente móvil.
- La temperatura de la gota es aproximadamente 99 °C

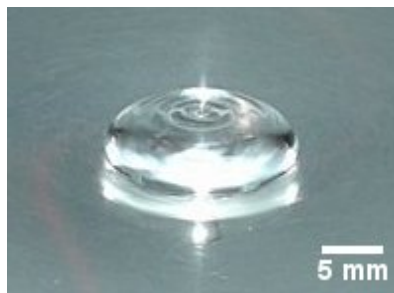


Figura 2.1: Gota de agua colocada sobre un sustrato de aluminio a 300 °C, imagen tomada el Laboratorio GrainsLab del IFUAP.

- Una película de vapor se intercala entre el sólido y el líquido. Tiene un espesor aproximadamente 100 μm .
- La gota puede tomar una forma cuasi-esférica o la forma de un “panqué”, la cual depende de la cantidad de agua depositada, como se muestra en la Fig. 2.2. Se ha encontrado que los efectos de gravedad en la gota pueden ser despreciados si el radio

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST
2.1. GOTAS EN ESTADO LEIDENFROST

de la gota es menor que la longitud capilar $\kappa^{-1} = (\gamma/\rho g)^{\frac{1}{2}}$. En la Fig. 2.2 (a) $R < \kappa^{-1}$ y (b) $R > \kappa^{-1}$.

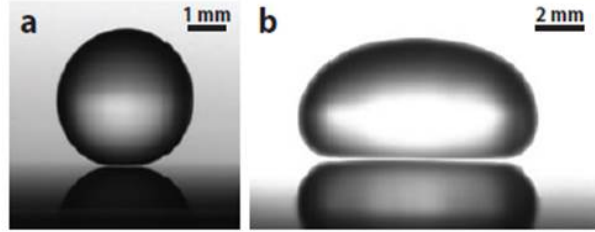


Figura 2.2: Gotas de agua en estado leidenfrost sobre un sustrato metálico plano a 300 °C: (a) gota cuasiesférica, (b) gota aplastada por gravedad, gota “panqué”, imagen de [4].

- Simulaciones numéricas para gotas en estado leidenfrost estables han sido desarrolladas por Snoeijer et. al. [13], dichas simulaciones muestran una capa de vapor subyacente la cual incrementa su altura con el tamaño de la gota, Fig. 2.3.

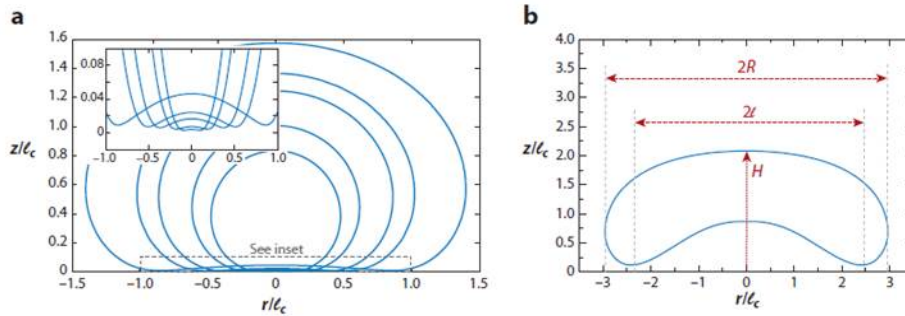


Figura 2.3: Simulaciones numéricas que muestran los perfiles transversales $z(r)$ de gotas Leidenfrost como función de su radio r y la longitud capilar $\kappa^{-1} = l_c$, imagen de [13].

La gota se sostiene sobre su propio vapor, la presencia de esta película trae las siguientes consecuencias:

- aislamiento térmico entre el líquido y el sólido, dado que el vapor de agua es mucho menos conductor que el agua líquida, se entiende entonces por qué se evapora lentamente el agua. La mayoría de los fluidos tienen una conductividad térmica mayor que su vapor, como se muestra por los valores en la tabla 2.1. Desde un punto de vista microscópico, la transferencia de calor (difusión) es gracias a las colisiones entre moléculas.
- los defectos, rugosidades o películas de óxidos en el sólido favorecen puntos de nucleación, dando como resultado la formación de burbujas de vapor y por lo tanto el líquido entra en ebullición.
- la ausencia de líneas de adhesión genera movilidad extrema en la gota, por ello es necesario confinarla para seguir su evolución.

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.2. ANTECEDENTES HISTÓRICOS

Sustancia	Temperatura de ebullición (K)	Conductividad térmica del líquido (mW/cm.K)	Conductividad térmica del vapor (mW/cm.K)
Agua	373	6.8	0.25
Nitrógeno	77	1.3	0.15

Tabla 2.1: Conductividad térmica para diferentes líquidos.

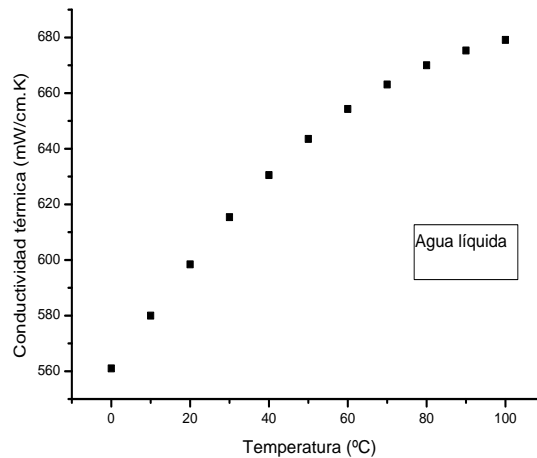


Figura 2.4: Conductividad térmica de agua líquida como función de la temperatura.

2.2. Antecedentes históricos

La ausencia de contacto entre un líquido como el agua y metales calientes ha sido observado desde hace muchos años, probablemente desde los inicios de la metalurgia. Cuando las placas calientes eran enfriadas con agua, se formaba una capa que aislaba el vapor. La primera observación moderna de este fenómeno fue hecha por Herman Boerhaave (1668-1738) en 1732, sin embargo el efecto lleva el nombre de Johann Gottlob Leidenfrost (1715-1794) que describió cuidadosamente el fenómeno 1756 [14]. El estudio del fenómeno leidenfrost continuó en el siglo XIX, durante el cual los científicos se enfocaron en probar la existencia de la película de vapor directamente a través de sus propiedades de aislamiento eléctrico [15], y a describir el fenómeno para otros sistemas. Bouasse dedicó un capítulo a este fenómeno en su libro sobre el capilaridad [16], en el que resume todas estas experiencias, haciendo hincapié en el hecho de que los límites de inicio de la ebullición de la película (especialmente la temperatura leidenfrost) dependen en gran medida de sistema estudiado (del líquido y el sólido).

A partir de 1950, muchas investigaciones se han centrado en su estudio y la relación con los múltiples campos de aplicación: como mantener controlada la temperatura de los reactores o como producir sólidos a alta temperatura. También se ha dedicado gran parte de los estudios a entender los mecanismos de evaporación a través de la película de vapor [17], así como predecir la temperatura leidenfrost T_L [18], es decir el tiempo máximo de evaporación. Existe cierto debate acerca del estado termodinámico a T_L [19]. Podemos

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.3. TEMPERATURA LEIDENFROST

encontrar en la literatura mediciones similares realizados sobre diversos sustratos, que muestran cómo depende T_L (o no) de la naturaleza del sustrato [20] y específicamente en su rugosidad [21]. Como se señaló inicialmente por Leidenfrost, los experimentos son reproducibles únicamente con sustratos pulidos.

2.3. Temperatura leidenfrost

Como parte de nuestra tesis hemos estudiado el tiempo que tarda una gota en evaporarse, a diferencia de los resultados y experimentos conocidos, nosotros usamos sustratos metálicos cónicos. Podemos decir que, el sistema que estudiamos en este proyecto es el de una gota de agua colocada sobre una placa de aluminio pulida. La formación de la capa de vapor debajo de la gota sólo se observa a partir de determinada temperatura en el sustrato de aluminio. Hemos investigado experimentalmente el límite de la temperatura para la que no hay presencia de tal efecto. Para ello, depositamos una gota de agua sobre una superficie cónica de aluminio y con un cronómetro medimos el tiempo de vida de esta gota de agua, es decir el tiempo que tarda en desaparecer, dependiendo de las temperaturas de la placa, los resultados se presentan en la sección 3. Hasta donde sabemos, el efecto leidenfrost únicamente ha sido estudiado con detalle en superficies planas o con curvatura mínima. Biance [18] reportó los resultados del tiempo de vida de gotas de agua calentadas por diferentes sustratos, el gráfico correspondiente que ella obtuvo se muestra en la Fig. 2.5 para una gota de agua milimétrica sobre una placa de duraluminio, cuyo máximo tiempo de vida se encuentra alrededor de 150 °C.

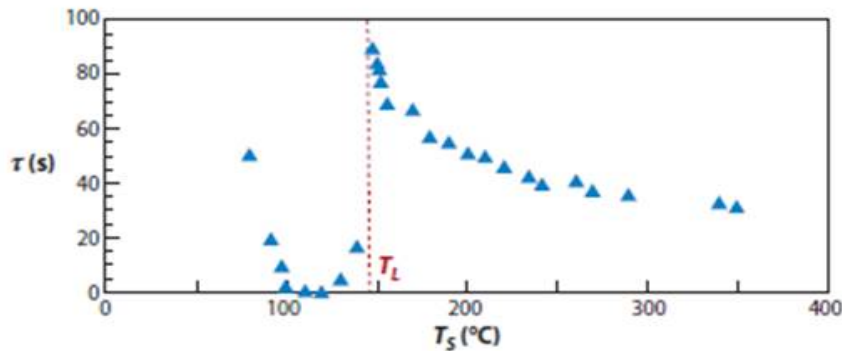


Figura 2.5: Tiempo de vida de radio inicial igual a 1 mm colocado sobre una placa de duraluminio a una temperatura T_s [18].

Una revisión muy detallada de los resultados experimentales de los últimos 50 años, así como los modelos existentes fue hecha por Bernardin [19], donde se reporta que la temperatura leidenfrost oscila entre 150 y 210 °C [17]. Recientemente se ha reportado que T_L se puede encontrar a 80 °C, esto es posible depositando la gota sobre un sustrato líquido, el cual representa una superficie pulida perfectamente, Manquet et. el. [22] encontraron que en condiciones de cero rugosidad, la temperatura leidenfrost coincide con la de ebullición. Por tanto T_L depende de la rugosidad, ya que puede favorecer el proceso de ebullición.

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.3. TEMPERATURA LEIDENFROST

Líquido	Nitrógeno	Pentano	Acetona	Etanol	Benceno	Agua	Mercurio	Sodio
T_L ($^{\circ}C$)	-182	97	137-197	137-327	147-327	150-220	577-677	1327
T_{eb}	-196	36	56	78	80	100	357	883

Tabla 2.2: Temperaturas de ebullición y leidenfrost para algunos líquidos.

En nuestro sistema colocamos una gota de unos cuantos mililitros sobre un sustrato cónico de aluminio, pulido previamente y limpio. La temperatura leidenfrost encontrada es $195 \pm 5^{\circ}C$, en acuerdo con el rango de valores que se han reportado. Más adelante presentaremos nuestros resultados a mayor detalle.

Se sabe que hay tres parámetros principales de los que depende la temperatura leidenfrost: las propiedades físicas y termodinámicas del líquido calentado, propiedades mecánicas y físicas del sustrato sobre el que se pone el líquido y procedimiento de depósito de líquido, hasta donde sabemos no se reporta dependencia geométrica explícita para este fenómeno.

2.3.1. Propiedades físicas y termodinámicas del líquido calentado

La posibilidad de calentar un líquido, depende de las condiciones a las cuales se imponga. Por ejemplo, el nitrógeno líquido puede ebullicir a temperatura ambiente, mientras que el agua es necesario colocarla sobre un sustrato a $100^{\circ}C$ a presión de una atmósfera para hacerla ebullicir. Un resumen de temperaturas de ebullición y leidenfrost se muestra en la Tabla 2.2.

En nuestro sistema experimental trabajamos con sustratos de aluminio, debido a que su conductividad térmica es constante al menos en el rango de temperaturas que trabajamos (50 - $450^{\circ}C$), tal como lo muestra la Fig. 2.6. Dicho sustrato es muy conveniente ya que puede ser pulido y alcanzar rugosidades del orden de una micra.

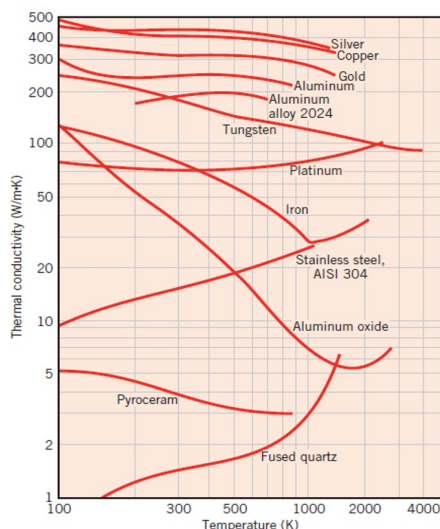


Figura 2.6: Dependencia con la temperatura de la conductividad térmica de algunos sólidos [8].

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.3. TEMPERATURA LEIDENFROST

2.3.2. Propiedades físicas y mecánicas del sustrato

Al poner en contacto un líquido frío con un sustrato caliente, aumenta la temperatura del líquido y una parte del líquido se evapora, además el sustrato se enfría localmente. La temperatura leidenfrost depende de la capacidad del sustrato para permanecer a una temperatura fija, por lo tanto depende de su calor específico y su capacidad térmica, entre otros. Se han hecho experimentos en varios sustratos (Pyrex, aluminio, cobre, teflón, platino, acero inoxidable) y se ha desarrollado un modelo empírico para determinar la temperatura de leidenfrost tomando en cuenta las propiedades térmicas del sólido [23]. En 1999 Bernardin analizó la influencia de cavidades de forma áspera, en superficies pulidas (rugosidad inferior a $0.1 \mu\text{m}$), el efecto de rugosidad es insignificante. Sin embargo, cuando los cambios de rugosidad van de $0.1 \mu\text{m}$ a $3 \mu\text{m}$, hay un aumento de temperatura de 80 grados del agua leidenfrost [19].

La presencia de defectos o irregularidades en la superficie sólida puede tener diversos efectos que favorecen o no la formación de una película continua de vapor entre el líquido y el sólido. Los mecanismos involucrados dependerán de la forma, el tamaño y la densidad de estos defectos. Vamos a discutir aquí los posibles efectos de estas asperezas superficiales en la formación de película de vapor, y por lo tanto la temperatura leidenfrost.

- La presión de vapor se crea al levitar la gota sobre el sólido. Esta presión de vapor se escapa radialmente. La formación de película de vapor tiene un compromiso entre la componente vertical (formación de la película) y radial (figura 2.7) de vapor. La forma de la superficie del sólido afectará el flujo radial de vapor. La presencia de zonas de vapor en el desnivel cambia la condición de contorno del flujo de vapor en contacto con el sólido: el flujo de vapor es entonces mayor.



Figura 2.7: La velocidad radial media del vapor (\rightarrow) se incrementa por la presencia de rugosidades.

La presencia de cavidades promueve la nucleación heterogénea, por lo tanto el crecimiento de burbujas en la interfase líquido-sólido y la aparición de una película continua de vapor entre el líquido y sólido [10]. Este mecanismo es consistente con una disminución de la temperatura leidenfrost con la rugosidad (figura 2.8). Esto provoca la creación de una mayor cantidad de vapor más rápidamente, y por lo tanto más fácil la formación de una película continua que soporta la gota (disminución de la temperatura leidenfrost).

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.4. LA TEMPERATURA DE LA GOTA

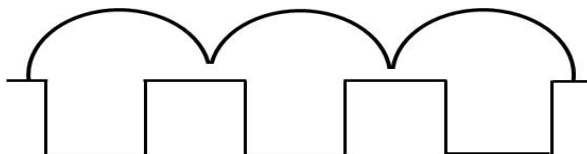


Figura 2.8: Burbujas de vapor emergentes en las cavidades de la superficie sólida, son el origen de la generación de una película continua de vapor.

2.3.3. Procedimiento de depósito del líquido

Se ha observado que cuando se deposita una cantidad mayor del líquido en el sustrato, éste disminuye su temperatura debido al mayor área de contacto que tiene con el líquido, lo mismo ocurre si se colocan gotas frías. Experimentalmente nosotros observamos que cuando se colocan gotas previamente calentadas a $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, la evaporación inicial disminuye al entrar en estado leidenfrost, para nuestro estudio, trabajamos siempre con gotas previamente calentadas.

En conclusión, es posible afirmar que existe una temperatura leidenfrost para cada sistema experimental y esto depende de la naturaleza del sistema estudiado.

2.4. La temperatura de la gota

Se midió la temperatura de las gotas en estado leidenfrost introduciendo la punta de un termopar directamente en la gota, encontramos una temperatura de $98\text{-}99 (\pm 1)^{\circ}\text{C}$. Ya que al colocar la gota inicialmente está a una temperatura de $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, como veremos en el capítulo 3.

Boutigny [24] reporta que para gotas “grandes” en estado leidenfrost, se observa que la temperatura no es homogénea: tiene $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ en la parte inferior de la gota y de 90 a $95\text{ }^{\circ}\text{C}$ en su parte superior. Llegó a la conclusión de que la energía necesaria para la evaporación enfría la gota y el calor radiante la recalienta. Por lo que la temperatura de la gota es resultado de un compromiso entre los dos modos de transferencia de calor [24].

2.5. Interface líquido-vapor:chimeneas

La capa de vapor se puede volver inestable para gotas suficientemente grandes, ascendiendo por el centro de la gota y haciendo transitoriamente una cúpula en la parte superior de ella [18].

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.5. INTERFACE LÍQUIDO-VAPOR:CHIMENEAS



Figura 2.9: Gota en estado leidenfrost “grande”, aplanada por la gravedad, se muestra la formación de una chimenea que genera un domo en la parte superior de la gota, imagen de [4].

La salida de vapor de la chimenea genera una “dona líquida” transitoria, la cual se cierra generando fuertes oscilaciones en la gota. En nuestro sistema también observamos la generación de estas salidas de vapor, a través de chimeneas, debido a la forma cónica de nuestros sustratos, podemos obtener gotas leidenfrost de dimensiones de unos cuantos centímetros de radio, esto nos genera la formación múltiple de chimeneas, ver Fig. 2.10.

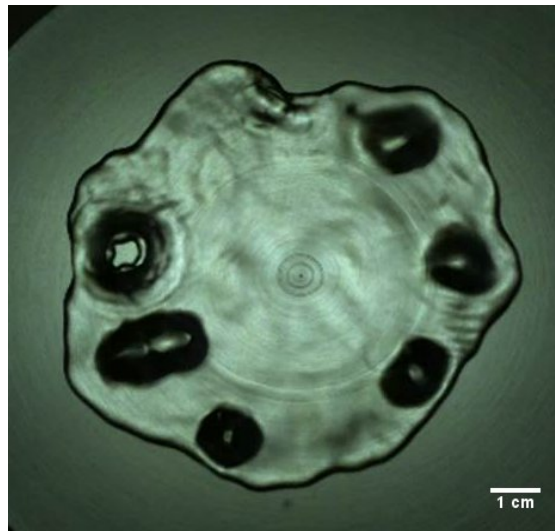


Figura 2.10: Generación de multichimeneas en un sustrato cónico a temperatura 250 °C, imagen tomada en GrainsLab.

Estas inestabilidades son fácilmente observables en la parte superior de la gota y es un tipo de inestabilidad de Rayleigh-Taylor inversa, ver apéndice A. En donde tenemos dos medios de diferentes densidades en contacto: uno de alta densidad en la parte superior y otro de baja densidad en la parte inferior, las inestabilidades del medio de baja densidad, capa de vapor, desestabilizan la fuerza de gravedad, la cual compite con la tensión superficial de la gota cuando el radio de la gota es mayor que la longitud capilar.

Los detalles de esta situación de inestabilidad aún no se han estudiado, así como las interacciones entre estas chimeneas que cierran y abren la gota regularmente. Las variaciones de la forma del sustrato, sólidos o líquidos, también puede afectar la inestabilidad [25, 26].

2.6. Dinámicas especiales

La ausencia de líneas de contacto alrededor de una gota en estado leidenfrost genera comportamientos dinámicos, que también se observan en superficies superhidrófobas, estas gotas se mueven casi sin fricción y rebotan al impactar con sustratos sólidos. En esta sección describiremos algunas de estas dinámicas especiales. La producción de vapor también genera efectos especiales, tales como oscilaciones (*estrellas leidenfrost*) que han sido estudiadas por Adachi y Takaki [27, 28] y también han sido debatidas recientemente en un breve revisión por Brunet y Snoeijer [29]. Además, la eyección de vapor puede ser aprovechada para crear autopropulsión [30].

2.6.1. Estrellas leidenfrost

Durante el tiempo de vida de gotas leidenfrost se ha observado la formación de modos de oscilación y rotaciones simultáneas en la gota, el movimiento de la gota es debido al efecto térmico y la pérdida de masa, la evaporación de la gota actúa como fuerza de empuje que origina la vibración y formación de diferentes modos oscilatorios. El grosor de la capa de vapor no es uniforme y la vibración de la gota se origina a partir de las oscilaciones en la capa de vapor las cuales se transmiten gradualmente a los bordes de la gota, estas dinámicas son el resultado de la combinación de efectos térmicos e hidrodinámicos. Algunas de las formas reportadas en la literatura se muestran en la Fig. 2.11.



Figura 2.11: Patrones de oscilación observados en gotas en estado leidenfrost [31], sobre un sustrato de aluminio a 350 °C. Los modos observados de $n = 2$ a $n = 13$.

En nuestro sistema experimental estudiamos los diferentes modos oscilatorios y encon-

CAPÍTULO 2. ANTECEDENTES Y ESTADO DEL ARTE: EFECTO LEIDENFROST

2.6. DINÁMICAS ESPECIALES

tramos que es posible clasificar y delimitar las diferentes regiones donde estos aparecen, ver capítulo 3.

2.6.2. Auto-propulsión: ratchet

El carácter de ausencia de fricción de las gotas leidenfrost hace que sea posible acelerarlas por medio de sustratos con dientes asimétricos (de profundidad a y tamaño λ), Linke et al. [34]. Este dispositivo induce autopropulsión en las gotas: las gotas leidenfrost se desplazan en la dirección contraria a la orientación de los dientes y rápidamente alcanzan una velocidad final del orden de 10 cm s^{-1} .

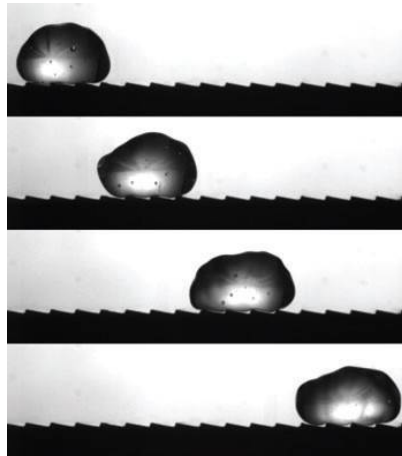


Figura 2.12: Diagrama Dispositivo de Linke [34]. Una gota de líquido (de radio $R = 2 \text{ mm}$) se coloca en un sustrato a temperatura mayor que T_L con dientes de profundidad $a = 0,2 \text{ mm}$ y la longitud de $\lambda = 1,5 \text{ mm}$. La gota se auto-propulsa al pasar por los dientes. El intervalo entre las imágenes sucesivas es de 40 ms .

Hemos visto en este capítulo algunos de los experimentos reportados en la literatura sobre el efecto leidenfrost, en nuestra experiencia hemos visto que la descripción de las propiedades físicas de un sistema de este tipo es más compleja de lo que se podría pensar. Podemos plantearnos las siguientes preguntas, que buscaremos contestar a través de los experimentos que se muestran en el siguiente trabajo:

- ¿Cómo se ve afectada la dinámica de gotas en estado leidenfrost si ocupamos sustratos cónicos?
- ¿Qué forma adopta la gota en estado leidenfrost?
- ¿Cómo se evapora una gota en un sustrato cónico?
- ¿Existe algún tipo de confinamiento térmico característico debido al uso de sustratos cónicos?
- ¿Cuáles son los modos de oscilación que aparecen en las gotas en estado leidenfrost en sustratos cónicos?

Capítulo 3

Efecto leidenfrost en superficies cónicas

En este capítulo presentamos algunas de las contribuciones principales de esta tesis, incluimos nuestro diseño experimental y los resultados de las mediciones, así como el método de trabajo. Se incluyen algunas discusiones y comentarios.

3.1. Desarrollo experimental

El arreglo experimental general usado para estudiar de forma cuantitativa el efecto leidenfrost, consiste en un sustrato cónico montado sobre un arreglo de calentamiento, detección y medición, el diagrama de los dispositivos principales usados se presenta en la figura 3.1.

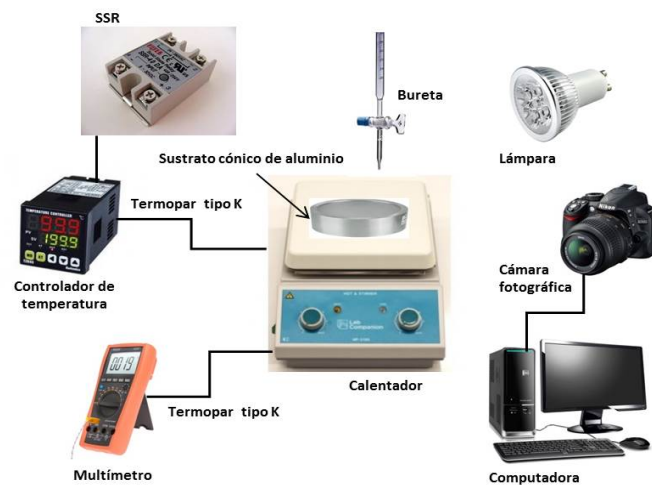


Figura 3.1: Esquema del montaje experimental. Las imágenes mostradas sólo son representativas.

Cada uno de los dispositivos usados y su funcionamiento se detalla a continuación.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1.1. Sistema de calentamiento

La parrilla eléctrica que se usa para elevar la temperatura del sustrato es uno de los componentes más importantes en el montaje, en nuestro caso es capaz de calentar el sustrato hasta una temperatura máxima de 450°C . Ésta consiste de los siguientes subcomponentes:

- *Calentador.* A través de un conductor se induce corriente eléctrica y parte de la energía cinética de los electrones se transforma en calor debido a los choques que sufren con los átomos del material conductor por el que circulan, elevando la temperatura del mismo (*efecto Peltier*). Este sistema es cubierto por una placa de cerámica para minimizar las pérdidas de energía y cerrado por una cubierta de aluminio.
- *Controlador de temperatura.* El calentador se encuentra conectada a un controlador de temperatura tipo ON/OFF, el controlador de temperatura tiene una entrada procedente de un termopar tipo K y una salida que está conectada a un calentador que cambia la salida sólo cuando la temperatura del sustrato alcanza la temperatura deseada. Para el control del calentamiento, la salida se activa cuando la temperatura está por debajo del punto de ajuste y se apaga cuando está por encima del mismo. Cada vez que la temperatura es mayor que el punto de ajuste, el estado de la salida cambia y la temperatura del proceso oscila continuamente alrededor del punto de ajuste. En los casos en que este ciclo se produce rápidamente, se añade un diferencial de encendido y apagado, o *histéresis*, a las operaciones del controlador. Este diferencial requiere que la temperatura exceda a la del punto de ajuste por una cierta cantidad antes de que se active o desactive de nuevo, esto se hace por medio de un SSR. Con este controlador de temperatura es posible mantener fija la temperatura del sustrato, cuando la temperatura deseada es alcanzada el controlador corta el suministro de energía en el calentador, si el sustrato se enfría, nuevamente cierra el circuito y permite el paso de energía hasta llegar otra vez a la temperatura deseada. Por medio de este arreglo, obtenemos una variación de temperatura de únicamente $\pm 10^{\circ}\text{C}$. Aunque este error puede ser considerable, para los fines de este experimento y para sistemas fuera de equilibrio el orden del error tolerable es del 5%, lo que se cumple para los valores de nuestro experimento.
- *SSR.* Aplicando una señal de control, un SSR enciende la corriente de carga CA, es el encargado de *encender* y *apagar* el calentador.
- *Termopar tipo K.* Este dispositivo sólido es un transductor, el cual está formado por la unión de dos metales distintos (cromel/alumel) que produce una diferencia de potencial que es función de la diferencia de temperatura entre uno de los extremos denominado *punto caliente* o *unión caliente* o de *medida* y el otro llamado *punto frío* o *unión fría* o de *referencia* (*efecto Seebeck*). El cromel es una aleación de Ni–Cr, y el alumel es una aleación de Ni–Al. Este instrumento de medida tiene un rango de uso en medición de la temperatura de -200°C a 1372°C . Posee buena resistencia a la oxidación.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.1. DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1.2. Sustrato

Se dispone de sustratos cilíndricos de aluminio de aproximadamente 15.0 ± 0.1 cm de diámetro y 6 ± 0.1 cm de altura maquinados de tal forma que se tiene un recipiente cónico a diferentes ángulos, los cuales son medidos a partir de la horizontal, en todo la tesis se reportan los resultados respecto a este ángulo. Los sustratos usados poseen los siguientes ángulos: ($\alpha = 1, 3, 6, 7, 5, 9, 12, 25, 45, 60 \pm 0.5^\circ$). Cada sustrato fue pulido y previamente limpiado con el fin de reducir sus rugosidades, ver Fig. 3.2. Los sustratos fueron pasados por estudios de perfilometría que determinaron una rugosidad menor a $0.5 \mu\text{m}$, esta rugosidad es mucho menor a la anchura típica de la capa límite en la interfase gota-sustrato.

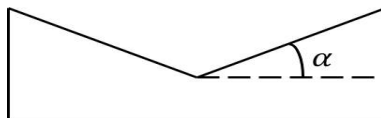


Figura 3.2: Corte transversal del sustrato cónico.

A fin de medir la temperatura del sustrato, éste se conecta con el termopar y es colocado sobre el calentador previamente conectado al controlador de temperatura y el SSR. El monitoreo de la temperatura se realiza mediante otro termopar tipo K. Se debe verificar que los termopares hagan buen contacto con la superficie, ya que un mal contacto genera lecturas erróneas. Se mantiene una temperatura T en el vértice del cono con un decrecimiento de $\sim 20^\circ\text{C}$ hacia los bordes. Experimentalmente, se obtiene una temperatura estable después de 20 minutos de haber conectado. Durante el fenómeno leidenfrost estudiado en superficies de curvatura despreciable, como la gota de agua flota sobre su propia capa de vapor, la ausencia de fricción con la superficie genera gran movilidad en la gota y una mínima perturbación puede hacer que la gota salga del plato. Algunos investigadores trabajan con sustratos con paredes laterales para evitar que la gota salga [14], [17], [35]. Hemos observado durante nuestros experimentos que la geometría cónica de los sustratos permite confinar la gota y tener gotas estables de varios centímetros de diámetro. En la Fig. 3.3 se muestran algunos de los platos usados. Usamos sustratos de aluminio dado que la conductividad térmica de este material se mantiene relativamente constante para un rango de temperaturas entre 120°C y 700°C ($\approx 250 \text{ W/mK}$) [8], es decir, en el régimen de trabajo donde hemos realizado nuestros experimentos.



Figura 3.3: Vista de platos cónicos.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

3.1.3. Sistema de inyección de gotas de agua

Se utilizan buretas y jeringas de capacidad de hasta 20 ± 0.05 ml para depositar las gotas en el sustrato. Las gotas de agua se colocan después de 20 minutos de haber conectado el sistema de calentamiento. Trabajamos con agua des-ionizada de alta pureza.

3.1.4. Sistema de visualización y procesamiento de datos

Mediante una cámara de video se grabó el tiempo completo de vida, τ , de gotas leidenfrost a partir del momento de su depósito (la grabación se realizó en un formato de 30 fps) para analizar una imagen por segundo (*técnica time-lapse*). Las imágenes han sido procesadas y analizadas usando el programa ImageJ [36].

Para evitar que la lente de la cámara se dañe debido a la evaporación de la gota, colocamos una placa de vidrio transparente entre el sustrato y la cámara. Es importante mencionar que para obtener una imagen óptima de la gota dentro del sustrato fue necesario colocar cuidadosamente una lámpara de iluminación. La Fig. 3.4 muestra el esquema del montaje experimental y de toma de datos.

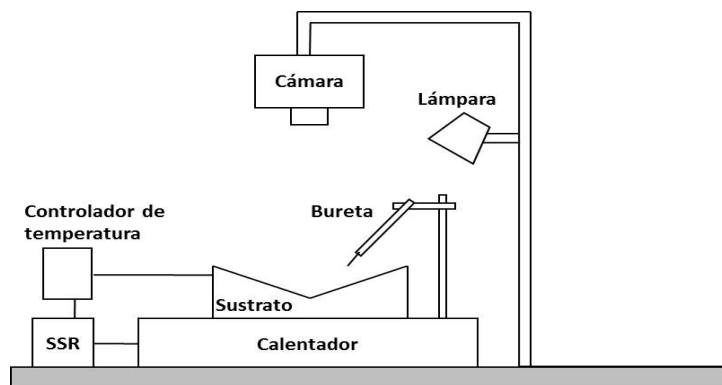


Figura 3.4: Diagrama esquemático del montaje experimental.

3.2. Resultados y discusión

3.2.1. Tiempo de vida

Estableciendo un montaje experimental como el descrito en líneas arriba, calentamos nuestro sustrato desde temperaturas de 80°C hasta 450°C y medimos el tiempo de vida de evaporación de una gota con volumen inicial fijo ($3,2 \pm 0,05$ ml) como función del ángulo y temperatura del sustrato. El fenómeno de evaporación depende del volumen inicial de la gota y de la temperatura del sustrato. Usamos este volumen ya que en todos los sustratos cónicos la gota exhibe un comportamiento inicial *estable*, es decir cuando no manifiestan oscilaciones y rotaciones.

El sustrato cónico de aluminio fue calentado a diferentes temperaturas, en un rango comprendido entre 80°C y 450°C y el tiempo total de evaporación de la gota fue medido

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

con un cronómetro, el tiempo de vida se mide enseguida de colocar la gota sobre el sustrato y hasta su evaporación total. El procesamiento de los datos capturados se muestra en la Fig. 3.5, en donde cada punto corresponde al promedio de 5 mediciones y la barra de error a la desviación estándar. Con estas mediciones encontramos el punto leidenfrost en platos cónicos a una temperatura aproximada de $195 \pm 5^\circ\text{C}$.

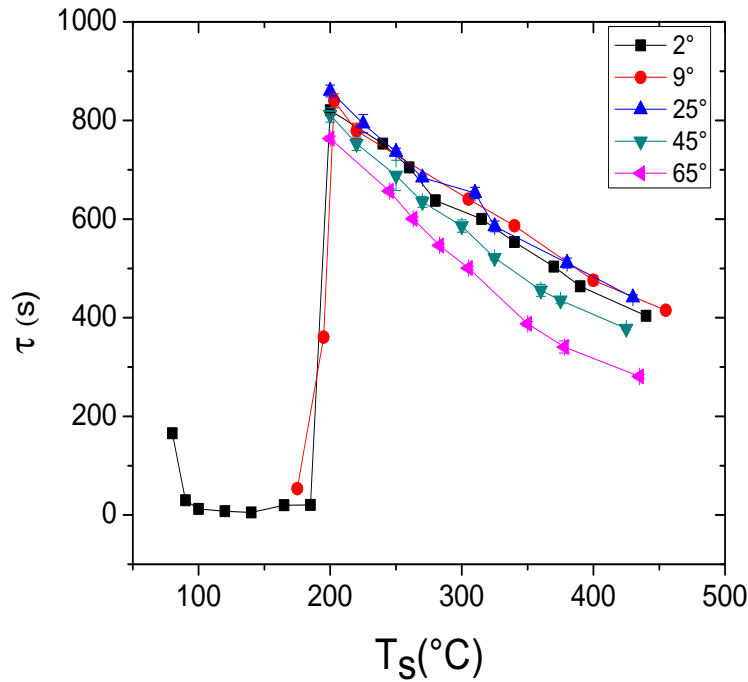


Figura 3.5: Tiempo de vida de una gota de agua con volumen inicial de 3.2 ml como función de la temperatura del sustrato en el cual es depositada. Se presenta el tiempo de vida para sustratos cónicos de diferentes ángulos.

En la Fig. 3.5 es posible observar que el tiempo de vida mínimo, por lo que en términos de eficiencia uno podría afirmar que hay un máximo de aprovechamiento del flujo de calor entregado por el sustrato, y da un brinco abrupto incrementando su tiempo de vida a aproximadamente de 13 min. Este punto es conocido como el punto leidenfrost, y la temperatura a la que ocurre esta transición se llama *temperatura leidenfrost*, T_L , para la cual se genera una capa de vapor que sostiene la gota, en este punto la transferencia de calor desde el sustrato a la gota es mínima, aquí tenemos que la transferencia de calor desde el sustrato a la gota se da de modo mixto. Este comportamiento es el típico, ya que es cualitativamente semejante al que se encuentra reportado en la literatura, [18], como se mostró en la Fig. 2.5. Notemos que T_L es prácticamente la misma (dentro de un error de $\pm 5^\circ\text{C}$), inclusive para el sustrato cónico más estrecho ($\alpha = 60^\circ$), por tanto, podemos afirmar que el confinamiento debido a las paredes del cono no es relevante para este punto de transición.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

3.2.2. Evaporación de gotas leidenfrost

Se colocaron 20 ml de agua a $80\pm 5^\circ\text{C}$ en diferentes sustratos a una temperatura fija de $350\pm 5^\circ\text{C}$. Por medio de la cámara colocada en la parte superior del sustrato se tomaron videos del tiempo completo de vida y se midió el área superior de la gota y su evaporación en el tiempo, Fig. 3.6. En los resultados que se muestran en la Fig. 3.7 se encontró que el área superficial de la gota de agua se evapora siguiendo una ley de decaimiento exponencial, se discutirá más adelante.

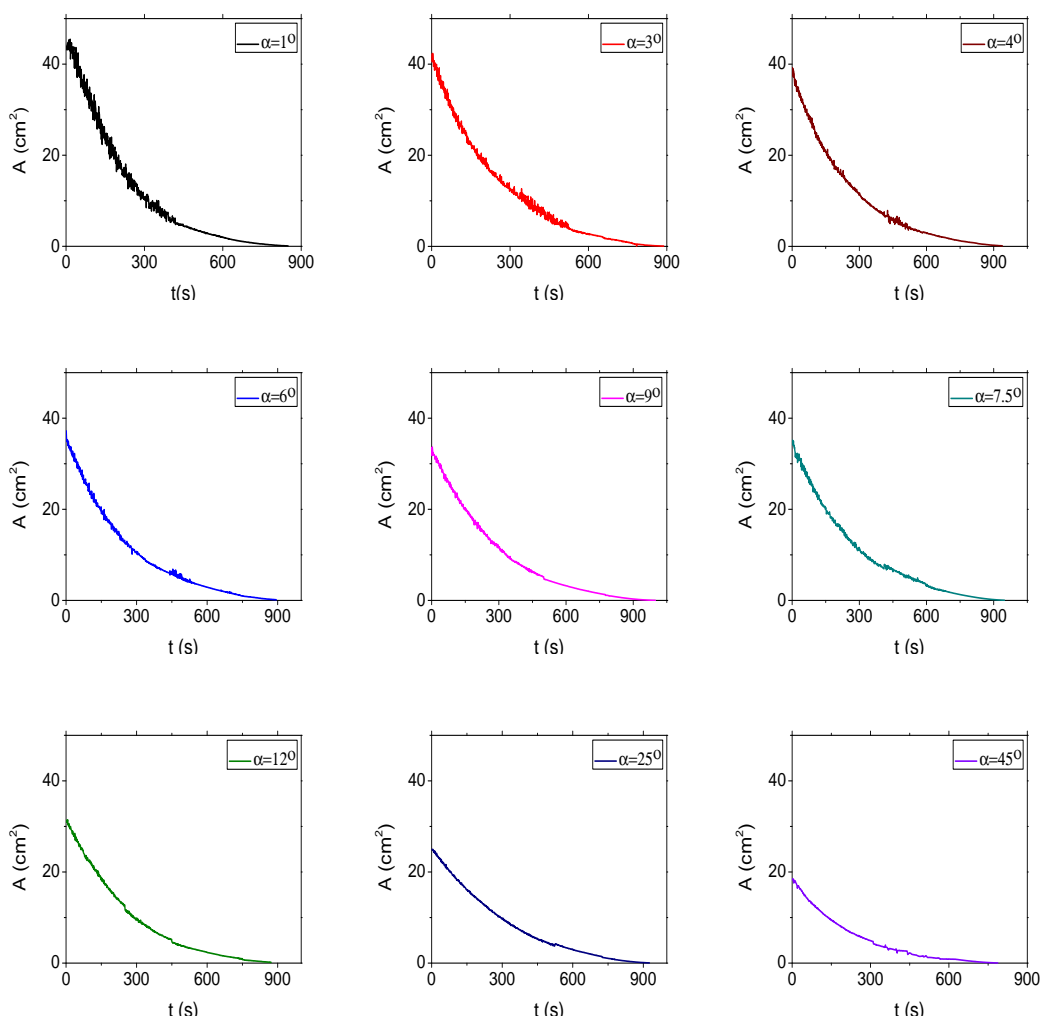


Figura 3.6: Área como función del tiempo de evaporación de gotas en estado leidenfrost ($V=20$ ml) sobre sustratos a $350\pm 5^\circ\text{C}$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

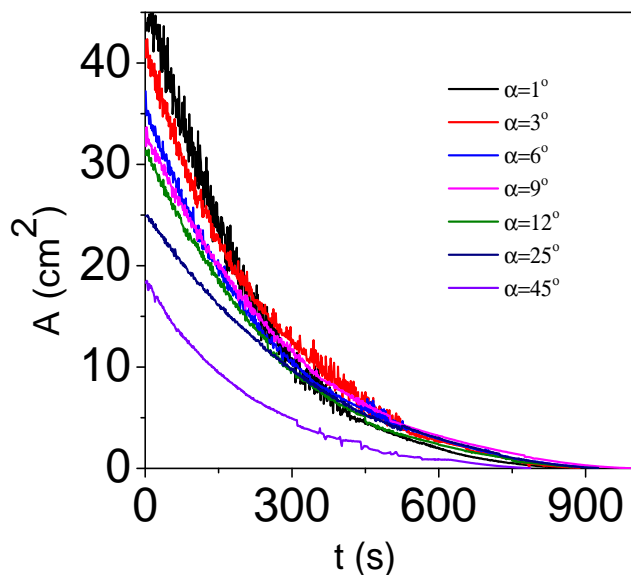


Figura 3.7: Área como función del tiempo de evaporación de gotas leidenfrost de 20 ml sobre sustratos a $350 \pm 5^\circ\text{C}$.

Los datos obtenidos muestran fluctuaciones en el área debido al confinamiento térmico y efectos hidrodinámicos a los que está sujeta la gota mientras se evapora, como la presencia de chimeneas y oscilaciones. Es posible asociar estos efectos con las fluctuaciones que se presentan en el perímetro de la gota mientras se evapora, Fig. 3.8.

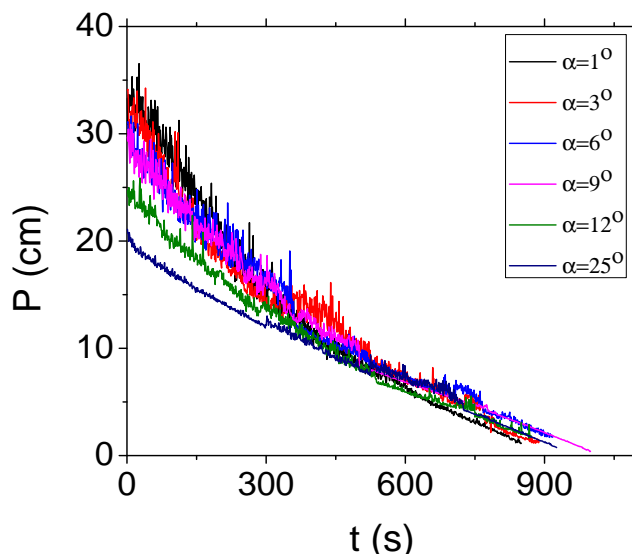


Figura 3.8: Perímetro como función del tiempo de evaporación de gotas leidenfrost de 20 ml sobre sustratos a $350 \pm 5^\circ\text{C}$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Fig. 3.9 se observa que la gota de agua presenta fluctuaciones importantes en los primeros minutos de vida, las cuales están relacionadas con la presencia de chimeneas o bien con modos oscilatorios, en todos los sustratos, la gota alcanza un radio crítico en el que se vuelve estable ya que tanto las oscilaciones con las chimeneas desaparecen, sin embargo algunos platos presentan oscilaciones después de alcanzar este régimen, en las siguientes figuras se muestra un esquema de la dinámica en algunos sustratos.

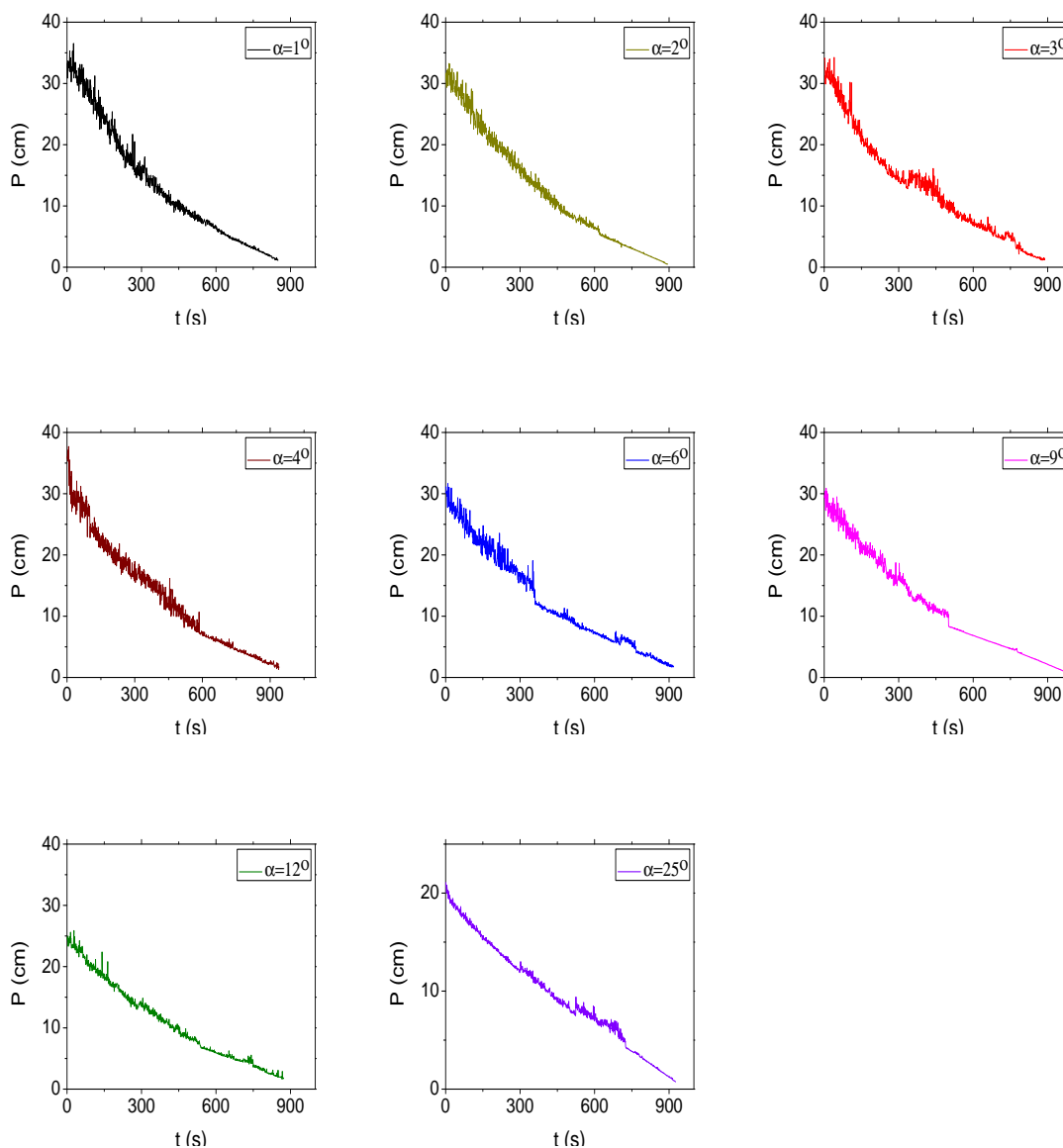


Figura 3.9: Perímetro como función del tiempo de evaporación de gotas leidenfrost de 20 ml sobre sustratos a $350\pm 5^\circ\text{C}$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

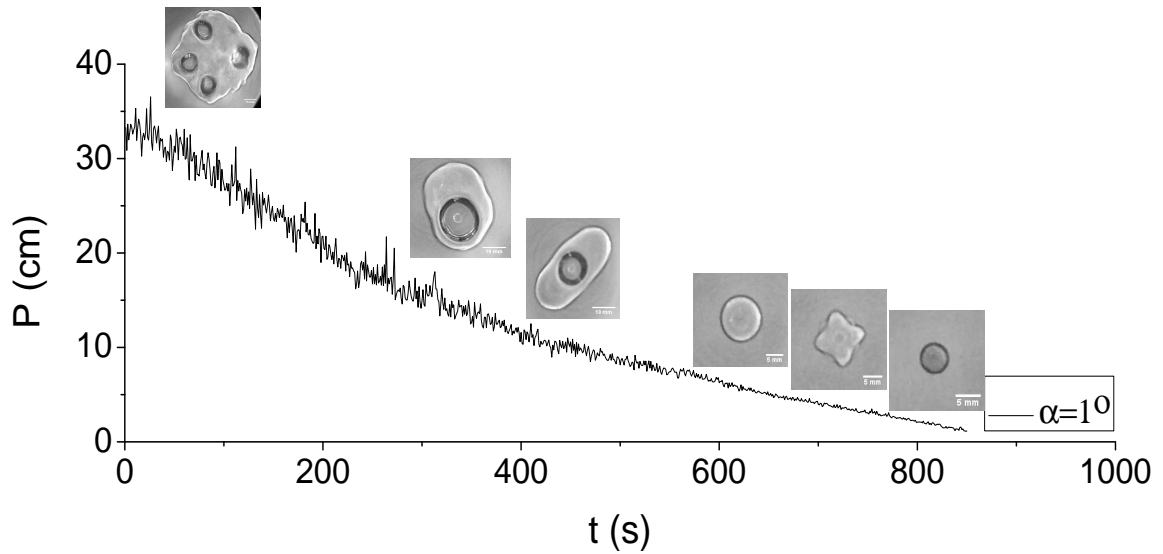


Figura 3.10: Perímetro como función del tiempo de evaporación de una gota Leidenfrost de 20 ml sobre un sustrato con $\alpha = 1^\circ$ a $350 \pm 5^\circ\text{C}$. La presencia de fluctuaciones está relacionado con la generación de chimeneas. Cuando la gota presenta modo $n = 1$ el perímetro decrece de manera estable.

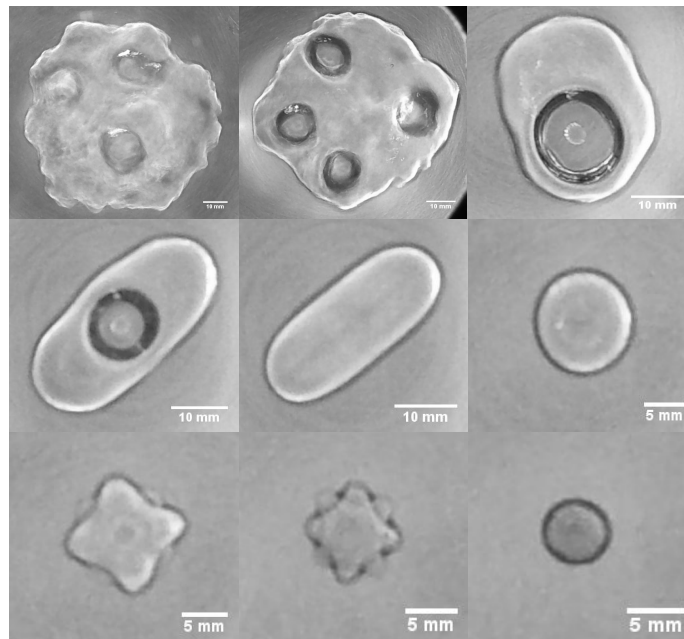


Figura 3.11: Modos naturales de oscilación de una gota Leidenfrost de 20 ml en un sustrato cónico con $\alpha = 1^\circ$

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

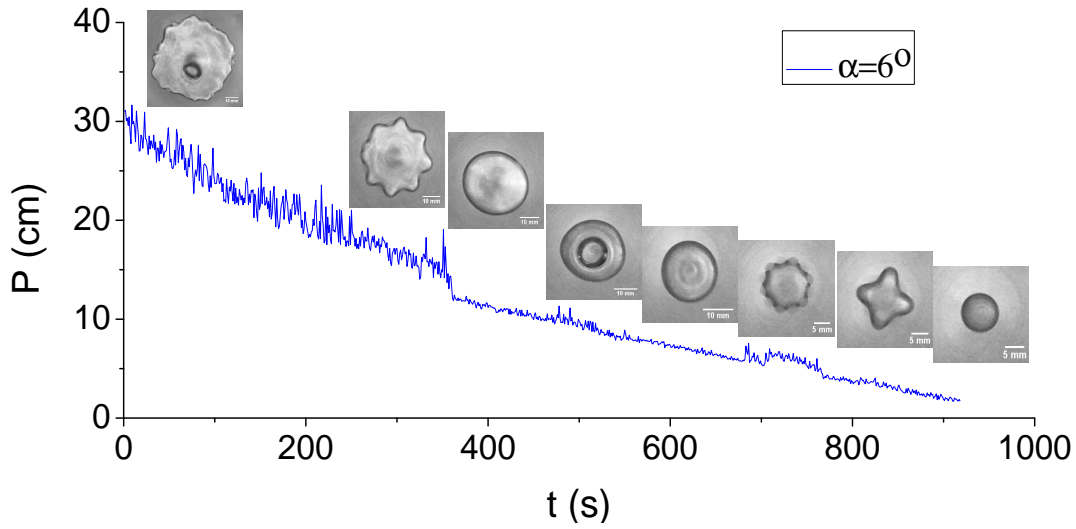


Figura 3.12: Perímetro como función del tiempo de evaporación de una gota leidenfrost de 20 ml sobre un sustrato con $\alpha = 6^\circ$ a $350 \pm 5^\circ\text{C}$. Se observa la presencia regular de modos estables y oscilatorios.

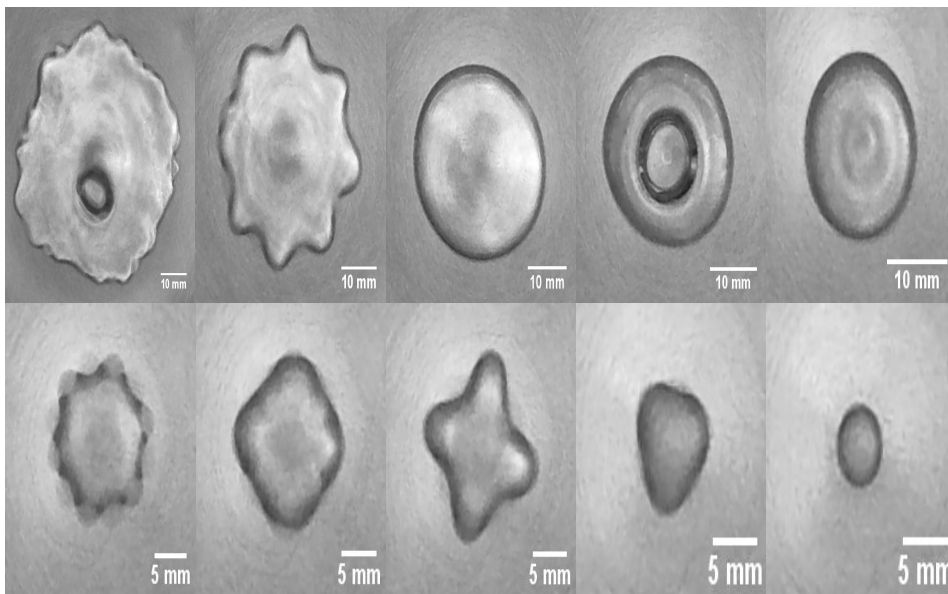


Figura 3.13: Modos naturales de oscilación de una gota leidenfrost de 20 ml en un sustrato cónico con $\alpha = 6^\circ$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

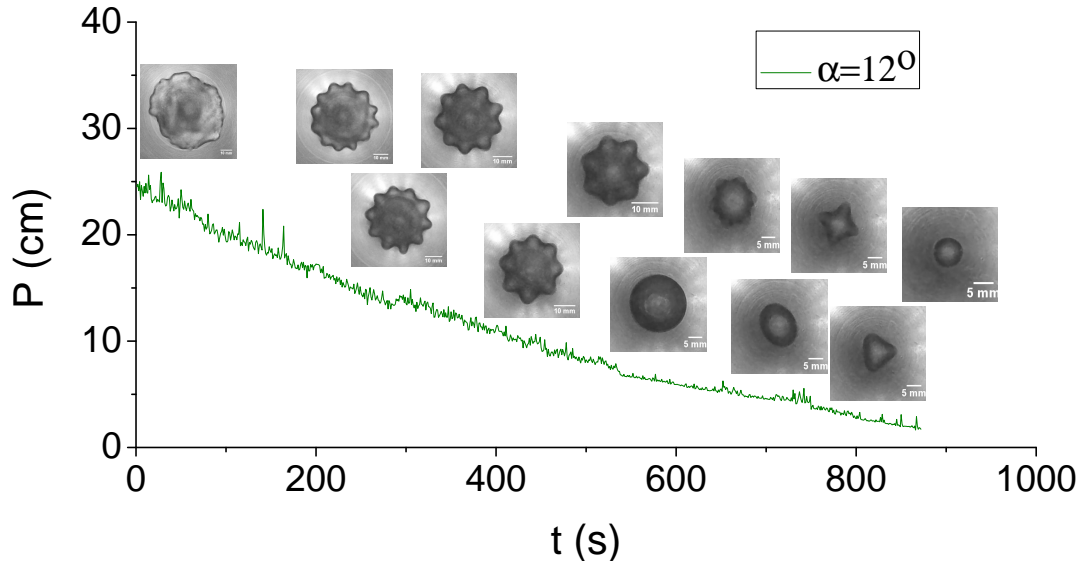


Figura 3.14: Perímetro como función del tiempo de evaporación de una gota Leidenfrost de 20 ml sobre sustrato con $\alpha = 12^\circ$ a $350 \pm 5^\circ\text{C}$. Este sustrato favorece la formación de modos oscilatorios desde $n = 1$ hasta $n = 12$.

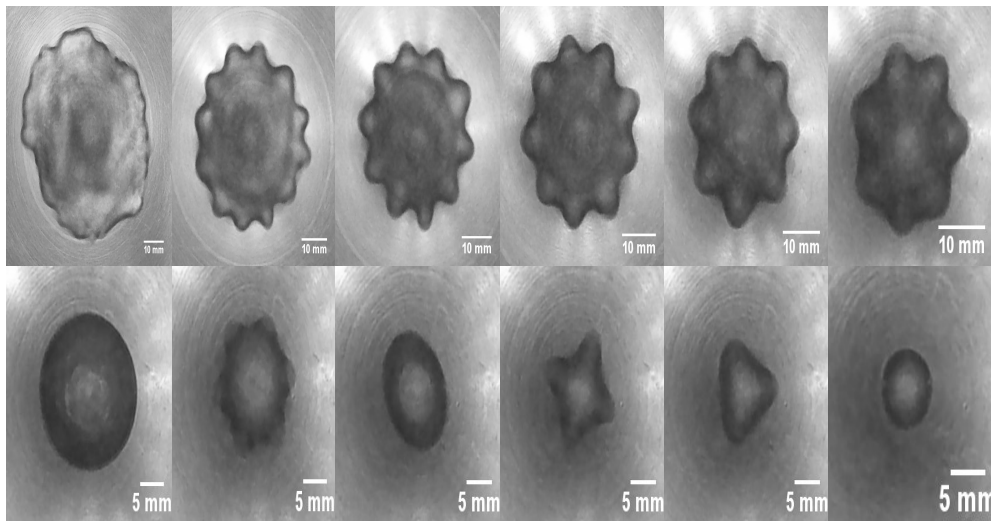


Figura 3.15: Modos naturales de oscilación de una gota Leidenfrost de 20 ml en un sustrato cónico con $\alpha = 12^\circ$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

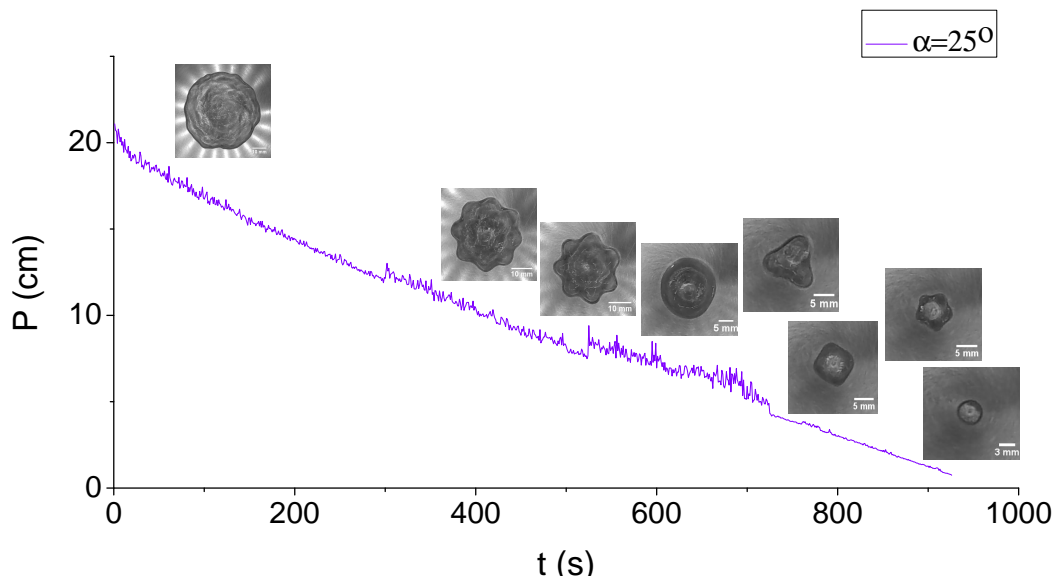


Figura 3.16: Perímetro como función del tiempo de evaporación de una gota leidenfrost de 20 ml sobre sustrato con $\alpha = 25^\circ$ a $350 \pm 5^\circ\text{C}$.

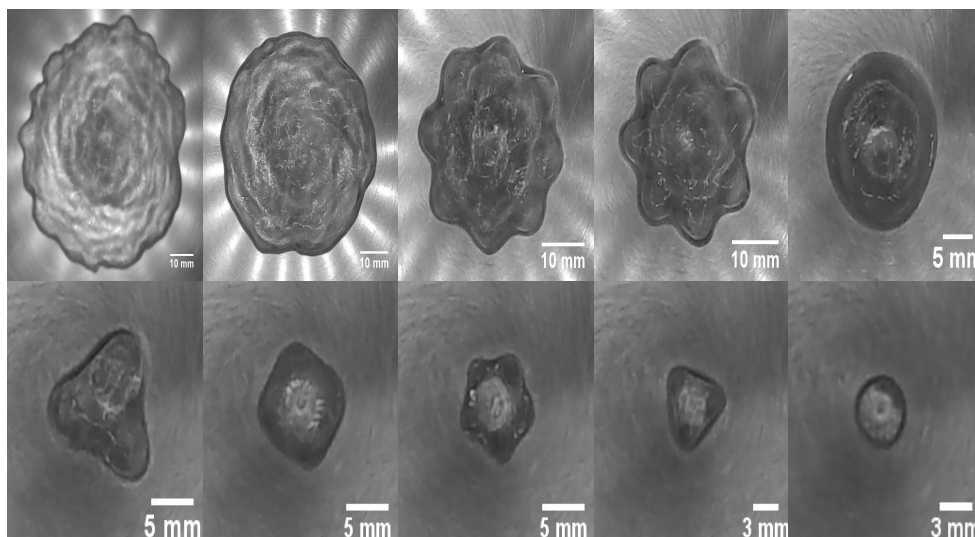


Figura 3.17: Modos naturales de oscilación de una gota leidenfrost de 20 ml en un sustrato cónico con $\alpha = 25^\circ$.

Las figuras anteriores muestran los procesos de evaporación para gotas con $V = 20 \pm 0,05$ ml depositadas en diferentes sustratos. Es importante decir que el estado leidenfrost se mantiene en grandes cantidades de agua y para ángulos muy grandes (cavidades cónicas estrechas) donde la presión hidrostática aumenta considerablemente.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Por otro lado la dinámica de evaporación observada desde la parte superior de la gota, se ve afectada por el ángulo del sustrato (el confinamiento térmico cambia y los procesos hidrodinámicos varían), como se muestra en las fotografías para 1° , 6° , 12° , 25° . La generación de modos oscilatorios es una muestra evidente de la competencia entre fenómenos térmicos e hidrodinámicos durante el fenómeno leidenfrost.

De acuerdo con Ma, et. al. [38], para ángulos pequeños, la longitud azimutal λ de los modos de oscilación se obtiene de graficar el perímetro como función del modo de oscilación. En nuestro sistema se obtiene que la longitud azimutal es una constante de aproximadamente 1.5 mm, como se muestra en la Fig 3.18.

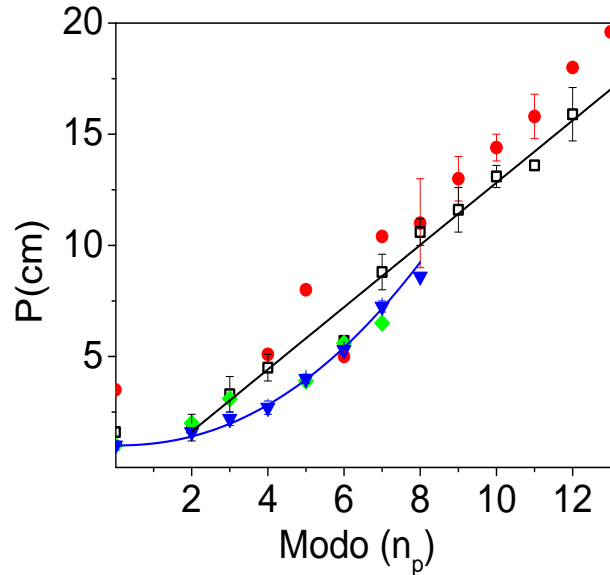


Figura 3.18: Perímetro de los modos oscilatorios, la línea continua negra indica una relación lineal para ángulos pequeños y la línea azul una dependencia no lineal para ángulos grandes. La pendiente de la recta negra es $\lambda = 1.5$ mm, que es la longitud azimutal de los modos de oscilación.

3.2.3. Efecto de la temperatura del sustrato

Se midió el tiempo de evaporación como función de la temperatura del sustrato para una gota con $V = 20$ ml, los resultados se muestran en la Fig. 3.19.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

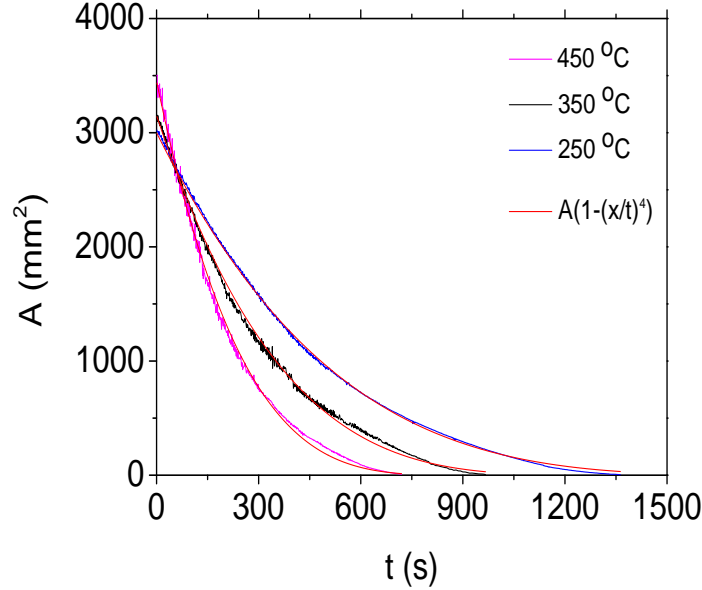


Figura 3.19: Área superficial como función del tiempo de evaporación, se muestran las curvas para diferentes temperaturas del sustrato.

Biance et. al. [18] reportan la dependencia del radio con el tiempo de evaporación, por una ecuación de la forma:

$$R(t) = R_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^2 \quad (3.1)$$

con τ un tiempo característico y R_0 el radio inicial al momento de depositar la gota sobre su sustrato. Siguiendo este razonamiento, proponemos que las tres curvas de evaporación para temperaturas 250°C, 350°C y 450° siguen una ecuación de la forma:

$$A(t) = A_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^4 \quad (3.2)$$

con A_0 el radio inicial y $\tau = 2009.16, 1406.59$ y 959.71 para $T = 250^\circ\text{C}, 350^\circ\text{C}$ y 450°C , respectivamente. Esta aproximación es buena, ya que el parámetro de correlación es de 0.99. Es importante mencionar que en [18] la gota es estable y es posible considerar un área circular para obtener el radio en la Ec. 3.1. Sin embargo, dado que en este trabajo el volumen utilizado es mucho mayor, el área superficial es inestable por tanto no es conveniente seguir el radio y optamos por graficar directamente el área como función del tiempo.

3.2.4. Tiempo total de evaporación

Se observa un claro efecto del confinamiento en el tiempo de vida para $V = 20$ ml, en la siguiente figura se grafica τ como función de α .

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

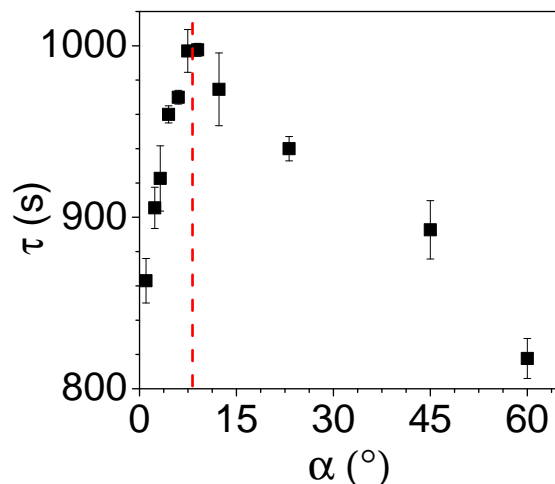


Figura 3.20: Tiempo de vida de una gota de agua con volumen inicial de 20 ml como función del ángulo del sustrato cónico en el cual es depositada.

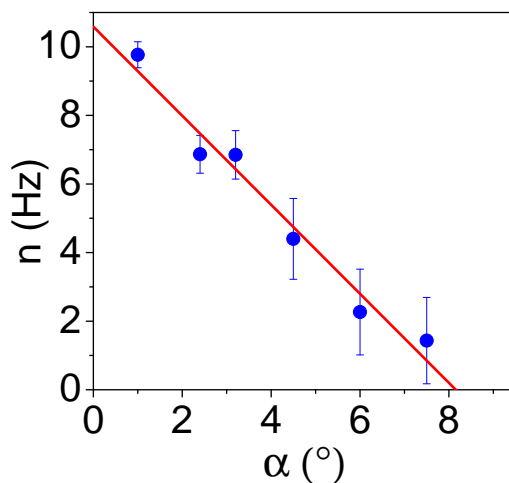


Figura 3.21: Frecuencia de chimeneas n como función de α .

En la Fig. 3.20 se muestra el tiempo de evaporación de 20 ml de agua sobre los diferentes sustratos a 350 °C, se observa que el tiempo máximo de vida se encuentra cuando $\theta \approx 8^\circ$. En los sustratos cónicos de $\alpha = 9^\circ, 12^\circ$ no observamos la formación de chimeneas, esto puede explicarse por qué presentan tiempos máximos de vida, ya que no hay salida de vapor extra debido a las chimeneas. En la Fig. 3.21 se grafica la frecuencia de chimeneas n como función de α . El ajuste lineal para n es $n = -(1,3 \pm 0,1)\alpha + (10,6 \pm 0,4)$. La línea sólida indica que $n = 0$ para $\theta \approx 8,2^\circ$, el cual es aproximadamente el ángulo al cual el tiempo máximo de vida fue medido. Una posible explicación sugiere que la presencia de chimeneas favorece la pérdida de vapor. Si las chimeneas desaparecen, el vapor únicamente puede salir por las paredes laterales del cono y por tanto, el grosor

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

promedio e de la capa de vapor incrementa, así la transferencia de calor del sustrato al vapor se reduce y la eficiencia para evaporar la gota se reduce, por tanto τ aumenta. Sin embargo, la competencia entre la presión hidrostática y la fuerza de gravedad se vuelve más importante para ángulos más grandes. Al aumentar la presión hidrostática disminuye el espesor de la capa de vapor, de modo que la transferencia de calor aumenta disminuyendo el tiempo de vida τ de la gota.

Experimentalmente se observa que para $\alpha \leq 9^\circ$ las chimeneas fluyen de la capa de vapor entre el sustrato y la gota, atraviesan la gota y escapan en la superficie superior de las gotas, la frecuencia de aparición de las chimeneas disminuye con el tiempo de evaporación y éstas dejan de formarse cuando la gota empieza a manifestar modos de oscilación.

Para $\alpha > 9^\circ$, las gotas depositadas son más estables y no hay presencia de chimeneas, lo cual indica que la salida de vapor se da únicamente a través de las paredes laterales del sustrato cónico. La interacción interfacial líquido-vapor genera patrones de estrellas de 3 a 13 picos, los cuales son más frecuentes y estables en el sustrato de 12° , como se muestra en la Fig. 3.15. Se observa que para ángulos mayores a 12° el estado leidenfrost se mantiene pero la dinámica de modos oscilatorios es más reducida y la superficie se vuelve inestable, produciendo el fraccionamiento de la gota en pequeñas gotas y al mismo tiempo evaporación de la misma.

Medimos además el tiempo de vida para distintos volúmenes ($1,5,10 \pm 0.05$ ml) en diferentes sustratos, el resultado se muestra en la Fig. 3.22.

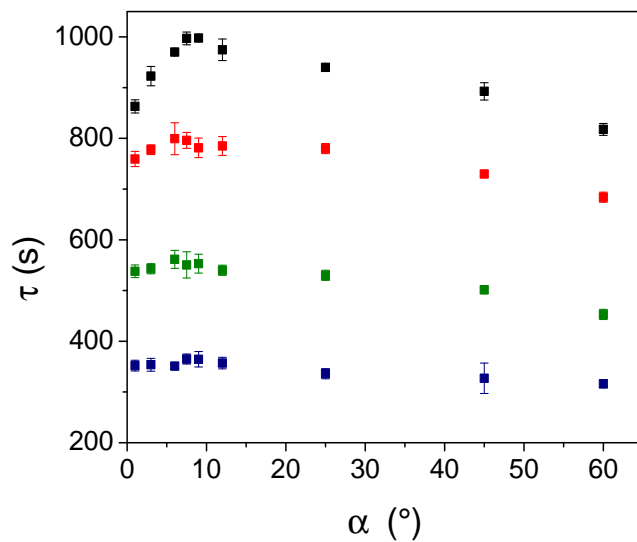


Figura 3.22: Tiempo total de evaporación τ de distintos volúmenes iniciales para diferentes ángulos α (1 ml-azul, 5 ml-verde, 10 ml-rojo, 20 ml - negro).

En esta gráfica se muestra que el tiempo de vida cambia para volúmenes grandes pero

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

para volúmenes pequeños es casi constante debido a que la curvatura de la gota no es determinada por el cono sino por la tensión superficial.

3.2.5. Diagrama de fases

Se construyó un diagrama de fases de los diferentes regímenes vistos desde la parte superior de la gota leidenfrost, con la temperatura del sustrato a 350°C Fig. 3.23.

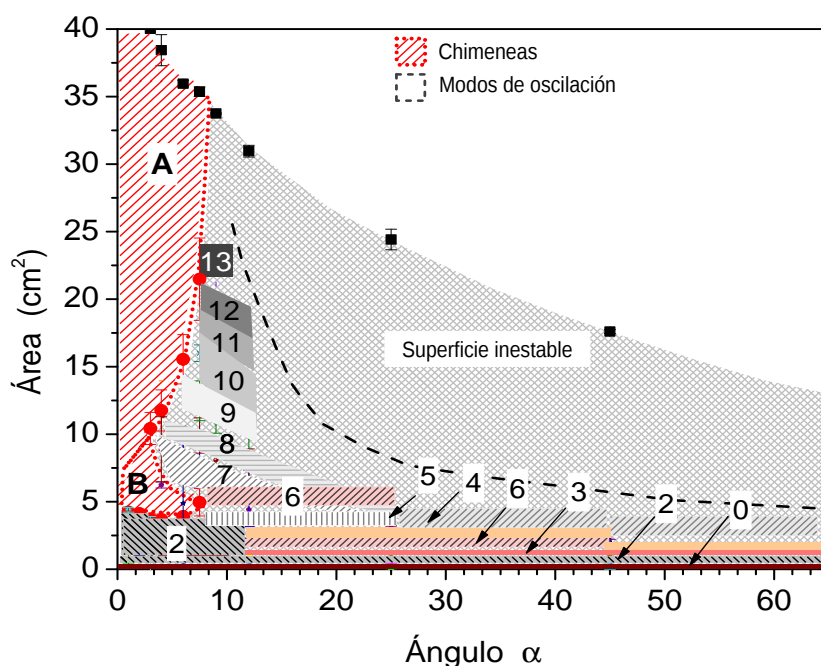


Figura 3.23: Diagrama de fases para gotas leidenfrost en sustratos cónicos.

En este diagrama de fases se muestran las siguientes regiones: presencia de chimeneas en un volumen grande y ángulos pequeños, superficie inestable en un volumen grande y ángulos grandes, presencia de modos oscilatorios a diferentes volúmenes y ángulos. Los números en la Fig. 3.23 indican el número de picos de los modos oscilatorios estables. Nótese que para α entre 8 y 12° , es cuando se observan la mayoría de los modos. Esto es, los modos aparecen justo cuando el tiempo de vida también es máximo.

Podemos distinguir dos zonas en la región de chimeneas:

- Zona A. Chimeneas producidas por inestabilidades de Kelvin-Helmholtz. La inestabilidad de Kelvin-Helmholtz se manifiesta como una desestabilización de una interfaz entre dos medios con diferentes velocidades relativas, por ejemplo, el viento en la superficie del mar. Esta inestabilidad fue descrita cualitativamente por Helmholtz a finales de siglo XIX y cuantitativamente por Kelvin [41]. Numerosos estudios experimentales y teóricos se han hecho [42], los cuales confirman la

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS

3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

existencia de dichas inestabilidades.

Debido a la diferencia de velocidades entre la capa de vapor subyacente y la gota, se generan ondas, las cuales eventualmente se superponen y generan las chimeneas, como se muestra en la Fig. 3.24.

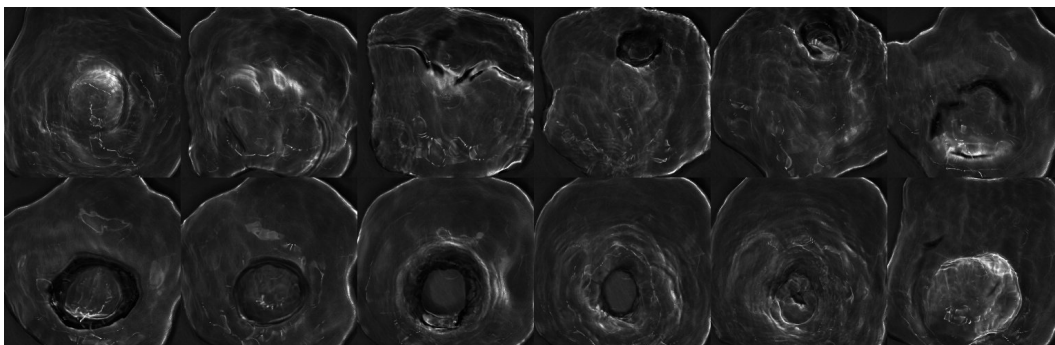


Figura 3.24: *Snapshot* de la evolución de chimeneas generadas por la inestabilidad de tipo Kelvin-Helmholtz.

- Zona B. Chimeneas producidas por inestabilidades de tipo Rayleigh-Taylor. Las inestabilidades de Rayleigh-Taylor se manifiestan cuando en una interfaz entre dos medios se tienen sistemas a diferente densidad sometidos a la fuerza del campo gravitacional. De hecho, si el líquido más denso se encuentra por encima del fluido menos denso (como es el agua por encima de su vapor para una gota en estado leidenfrost), las fuerzas gravitacionales se opondrán a las fuerzas de superficie para desestabilizar la interfaz, este evento se manifiesta en la acumulación de vapor en zonas específicas subyacentes a la gota, este vapor acumulado es capaz de atravesar la gota y formar una “dona líquida”, como se muestra en la Fig. 3.25. Esta inestabilidad es del tipo de las inestabilidades de Rayleigh y fue investigado por G. I. Taylor en los años 50 del siglo pasado [39]. Otros estudios detallados, tanto teóricos como experimentales, fueron hechos por diferentes autores, por ejemplo [40].

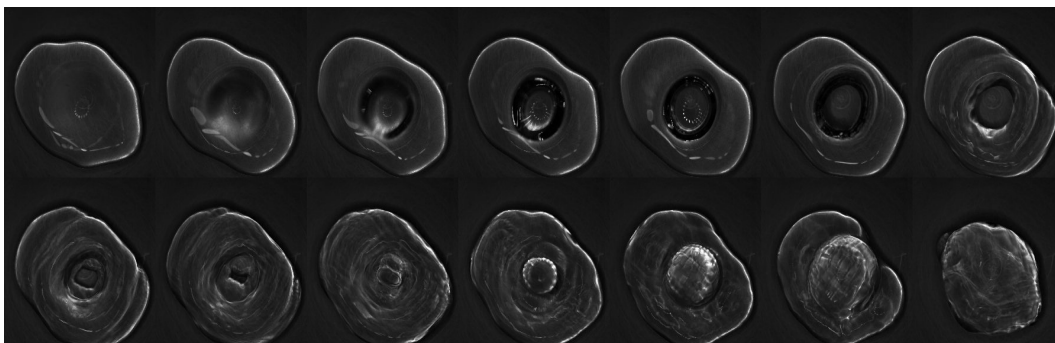


Figura 3.25: *Snapshot* de la evolución de chimeneas generadas por la inestabilidad de tipo Rayleigh-Taylor.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

La dinámica de nuestro sistema está representada en este diagrama, estableciendo límites críticos donde veremos estrellas o chimeneas. A diferencia de tener una ecuación de frecuencias, delimitamos regiones donde es posible obtener estrellas de cierto orden, zonas inestables o estables. Este diagrama es una caracterización que permitirá entender y predecir los diferentes modos de oscilación para gotas con las características de las aquí presentadas y podría ser una guía útil para predecir lo que ocurriría con sustratos cónicos con otros ángulos.

3.2.6. Aproximación geométrica a la forma de la gota

De acuerdo con Biance et. al. [18] una gota grande en estado leidenfrost es aplanada por la superficie adoptando una forma de panqué (*puddle*) de radio r y área de contacto πr^2 y grosor $h \approx 2a$, donde a es la longitud capilar κ^{-1} . En los sustratos cónicos, sugerimos, de acuerdo con nuestras observaciones, que la gota adopta una forma cónica en la parte inferior y en la parte superior adopta la forma del *puddle*, como se muestra en la Fig. 3.26.

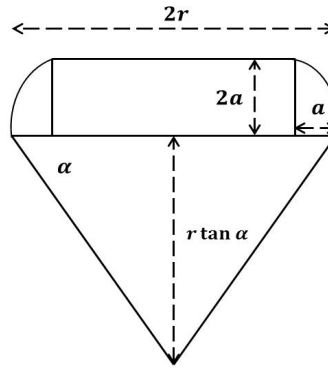


Figura 3.26: Forma geométrica promedio de una gota en estado leidenfrost dentro de un sustrato cónico.

Obteniendo los radios medios a partir de los videos realizados, el área superficial se aproxima con $A(t) = \pi r^2(t)$ y el volumen total se aproxima con:

$$V \approx V_{cono} + V_{puddle} = \frac{1}{3}\pi r^3 \tan \alpha + \pi^2 a^2(r - a) + 2\pi a(r - a)^2 \quad (3.3)$$

con $a = 2,5\text{mm}$.

En la Fig. 3.27 graficamos el volumen calculado con esta aproximación geométrica para experimentos con $V = 20 \text{ ml}$, usando que $r = (A_{t=0}/\pi)^{\frac{1}{2}}$.

CAPÍTULO 3. EFECTO LEIDENFROST EN SUPERFICIES CÓNICAS
3.2. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

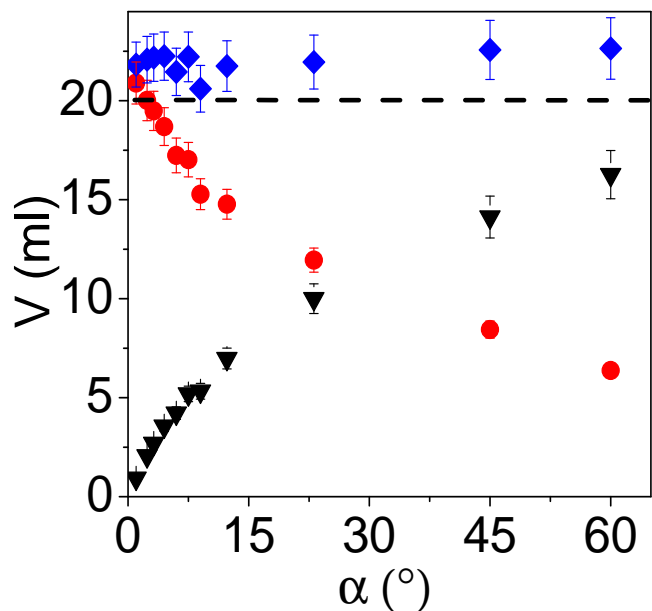


Figura 3.27: Distribución de volumen de la gota calculada de la aproximación geométrica (parte cónica-▼, puddle-●, volumen total-◇, valor experimental-línea discontinua).

En esta figura se muestra que las contribuciones del cono y del *puddle* dependen de α . Para ángulos pequeños, la contribución mayor es debido al *puddle*, en acuerdo a lo reportado por Bianco [5] en sustratos planos; y la parte cónica se vuelve predominante para ángulos grandes. Notemos que cuando se suman ambos volúmenes (contribución cónica y *puddle*), el volumen resultante es aproximadamente constante y reproduce con buena aproximación el valor experimental (20 ± 0.05 ml), lo cual sugiere que la forma geométrica propuesta es adecuada.

Capítulo 4

Aproximaciones teóricas

En este capítulo se presenta una revisión de la física involucrada en la transferencia de calor durante el efecto leidenfrost. Se sabe que cuando una gota entra en contacto con un sustrato a una temperatura por encima de la temperatura de ebullición del líquido, la gota puede levitar sobre su propio vapor y el tiempo de evaporación de la gota cambia dependiendo de la diferencia de temperaturas entre el sustrato y la temperatura de saturación del líquido, esto implica que a temperatura leidenfrost, T_L , la potencia por unidad de área absorbida por el agua es mínima y por tanto, es posible asociar ese mínimo correspondiente con la curva de Nukiyama. Lo interesante es que en ambos casos la transferencia de calor es mixta, sin embargo en la literatura, el cálculo del flujo de calor sobre el agua en bulto o bien sobre la gota se hace en base a un solo modo de transferencia [4], [18].

Por otro lado el fenómeno leidenfrost se puede estudiar de forma teórica para gotas sobre sustratos cuasi-planos, mediante las leyes de conservación de la masa, el momentum y la energía, para ello se usa una ecuación de estado de gas ideal para considerar la variación temporal de la masa de vapor [18], dicho modelo ideal predice resultados que no reproduce el resultado experimental. Por lo que se intuye que se debe considerar un gas modelo más realista, a fin de mejorar la aproximación aquí se considera una ecuación de estado tipo van der Waals y se plantean las ecuaciones diferenciales de conservación en términos de dicho modelo.

4.1. Transferencia de calor mixta

Cuando se tiene un sólido a alta temperatura en contacto con un fluido (gas o líquido) podemos hablar de transferencia de calor mixta, ya sea conducción, convección y/o radiación. Para el caso de agua en contacto con un sólido a diferentes temperaturas, Nukiyama construyó una curva típica que muestra la entrega de calor por unidad de tiempo y por unidad de área en función de la diferencia de temperaturas entre la del sólido y la temperatura de saturación del líquido, dicha curva es única y tiene un valor máximo bien definido y un valor mínimo relativo, este último corresponde a la temperatura leidenfrost [43]. Es posible obtener la curva de Nukiyama correspondiente para otros líquidos, en todas ellas podemos identificar diferentes regímenes de ebullición.

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS

4.2. APROXIMACIÓN A LA CURVA DE NUKIYAMA

La T_L es única según Nukiyama [43], pero según Bianco [18] para gotas en estado leidenfrost, varía dependiendo de varios factores. A T_L , la gota no permanece en contacto con la superficie, sino que levita debido al empuje de su vapor. El proceso de evaporación viene cada vez más lento debido a la pobre transferencia de calor por la película de vapor.

Se sabe que el tiempo de vida de una gota aumenta en el punto leidenfrost, consideramos que el intercambio de calor en todo momento es mixto, ya que la energía radiada por la placa y conducida a través de la capa de vapor son los mecanismos que explican que una gota que está cayendo por gravedad sobre la placa quede flotando y evaporándose a diferentes velocidades, se ha encontrado que en la mayoría de los trabajos sobre el efecto leidenfrost el modo que domina la transferencia de calor es por conducción. Sin embargo, los modelos teóricos no presentan buen acuerdo con los datos experimentales. Por ello consideramos que dichos modelos están incompletos al no considerar la transferencia de calor por radiación. Para comprobar esto, se llevó a cabo una serie de pruebas para saber si la parte radiativa tiene una contribución importante durante el fenómeno leidenfrost, para ello, se colocó una gota milimétrica sobre un sustrato cónico a $300 \pm 5^\circ\text{C}$ y se midió el tiempo de vida, después se colocó una gota del mismo tamaño a una distancia muy próxima a la superficie del sustrato, sin tocarlo, y se midió su tiempo de vida, ver Fig. 4.1. Mientras que la primera gota alcanzó un tiempo de vida de 50 ± 1 s, la segunda se evaporó en 90 ± 1 s. Esto nos indica que la transferencia de calor radiativa es importante durante el proceso y por ello es necesario considerarla en los modelos teóricos.

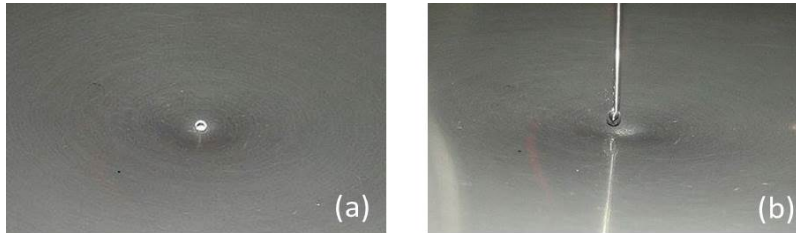


Figura 4.1: Gota de agua de radio milimétrico, (a) sobre un sustrato a 300°C , (b) cerca de la superficie del sustrato a 300°C , sin tocarlo. El tiempo de vida es mayor en la segunda gota, imagen tomada en GrainsLab.

4.2. Aproximación a la curva de Nukiyama

Calcular el flujo de calor transferido por el sustrato a la capa de vapor y a la gota resulta una tarea complicada, la ecuación requiere considerar un coeficiente de transferencia convectivo cuyo valor depende de diversos parámetros físicos como calor latente, capacidad calorífica, viscosidad, entre otros. Se puede pensar el flujo de calor entregado por el sustrato como el trabajo necesario para evaporar una masa m_l de agua, en términos de eficiencia:

$$\eta = \frac{Q_{usado}}{Q_{recibido}} = \frac{\text{trabajo} - \text{realizado}}{\text{calor} - \text{recibido}} \quad (4.1)$$

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS

4.2. APROXIMACIÓN A LA CURVA DE NUKIYAMA

con $Q_{usado} = m_l L$ el calor usado y L el calor latente, además $Q_{usado} = Q_{ev}$ el calor necesario para evaporar, $Q_{recibido} = Q_{entregado} = Potencia \times tiempo = P_o \tau$, con τ el tiempo de vida, entonces

$$\eta = \frac{m_l L}{P_o \tau} \quad (4.2)$$

Además, considerando la potencia emitida por el sustrato hacia la gota dada por $P_o = \sigma (\varepsilon_s T_s^4 - \varepsilon_v T_v^4)$, con ε_s , T_s y ε_v , T_v la emisividad y temperatura del sustrato y el vapor respectivamente, el segundo término puede ser despreciado porque el vapor de agua no contribuye a la potencia entregada. De modo que, la eficiencia del sustrato está dada por

$$\eta = \frac{Q_{ev}}{\sigma \varepsilon_s T_s^4} \quad (4.3)$$

Definimos: $\eta^{max} = \eta_r \leq 1$, con η_r una eficiencia de referencia, para nuestro caso tomaremos el valor para τ en $T_r = 100$ °C, que es el punto donde se registran los tiempos de vida más cortos y por tanto eficiencia máxima, de modo que la razón de eficiencias del sustrato i con su valor máximo se expresa como:

$$\frac{\eta_i}{\eta_r} = \left(\frac{T_r}{T_i} \right)^4 \left(\frac{\tau_r}{\tau_i} \right) \quad (4.4)$$

A partir de los datos obtenidos experimentales para τ , se obtienen las siguientes curvas características de eficiencias relativas, Fig. 4.2.

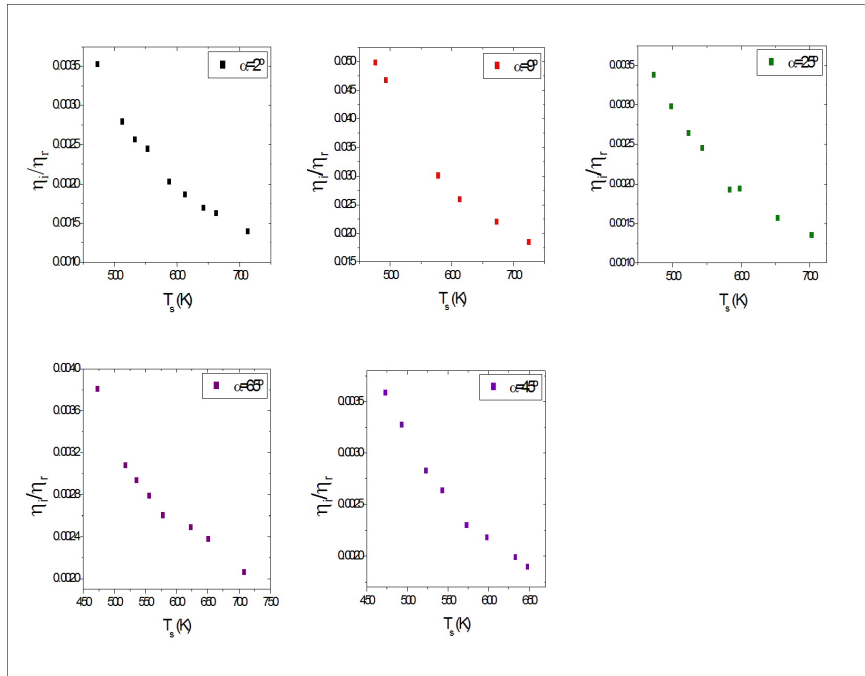


Figura 4.2: Aproximaciones a la curva de Nukiyama en términos de eficiencia.

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS
4.3. POTENCIA RADIANTE EN UNA CAVIDAD CÓNICA

Estos resultados se han obtenido asumiendo dominio radiativo. Se debe considerar una contribución mixta eso significa cambiar la expresión del calor recibido a un modelo mixto, esto será un trabajo que tenemos pendiente y queda fuera de los alcances de esta tesis.

4.3. Potencia radiante en una cavidad cónica

Podemos estudiar de forma exacta la emisión calorífica radiante de una cavidad cónica, el estudio se presenta en esta sección. El intercambio de radiación en un recinto se puede simplificar al realizar ciertas suposiciones. El ejemplo más simple de un recinto es uno que incluye dos superficies que intercambian radiación sólo entre ellas. Tal recinto de dos superficies se muestra de forma esquemática en la Fig. 4.3. Como sólo hay dos superficies, la transferencia neta de radiación desde la superficie 1, q_1 , debe ser igual a la transferencia neta a la que se intercambia radiación entre 1 y 2. En consecuencia, $q_1 = -q_2 = q_{12}$

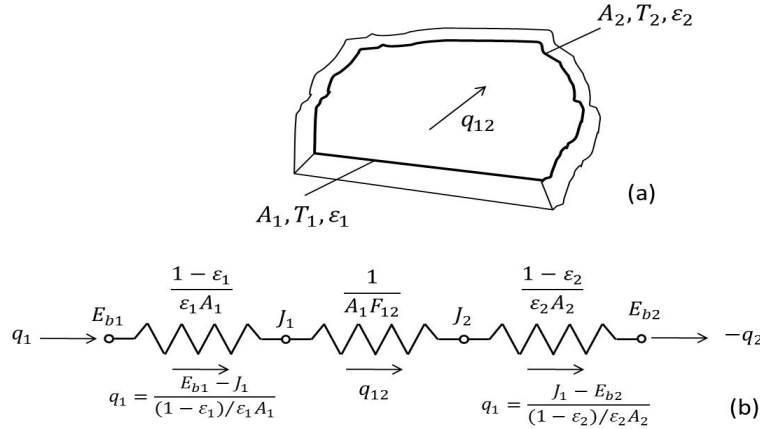


Figura 4.3: Recinto de dos superficies: (a) Esquema, (b) Representación de red.

De la figura vemos que la resistencia total al intercambio de radiación entre las superficies 1 y 2 se compone de dos resistencias superficiales y una resistencia geométrica. Por tanto, el intercambio neto de radiación entre las superficies se puede expresar como

$$q_1 = -q_2 = -q_{12} = \frac{\sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 A_1} + \frac{A_1}{F_{12}} + \frac{1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 A_2}} \quad (4.5)$$

El resultado anterior se puede usar para cualesquier dos superficies grises difusas que formen un recinto. Gottfried [17] usó estos resultados para calcular el flujo de calor radiativo entre una superficie plana y una gota esférica en estado leidenfrost, considerando un objeto convexo pequeño en una cavidad grande, Fig. 4.4, el flujo de calor q_{12} , se reduce a

$$q_{12} = \sigma \varepsilon_1 A_1 (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.6)$$

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS
4.3. POTENCIA RADIANTE EN UNA CAVIDAD CÓNICA

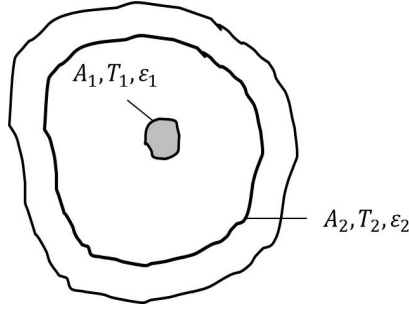


Figura 4.4: Objeto convexo pequeño en una cavidad grande.

Tal resultado permitió hacer una aproximación del flujo radiante de la placa al hemisferio superior de la gota leidenfrost. Para el hemisferio inferior consideró intercambio convectivo y radiativo tomando un cambio en el factor de forma.

En esta tesis se trabajó con recintos cónicos, para calcular el flujo de calor por radiación se puede analizar de la siguiente forma. Consideremos un cono formado por un material isotérmico, gris, difuso, opaco, de emisividad ε , radio r_o , profundidad L , a temperatura T , Fig. 4.5, estas condiciones son válidas para nuestro sustrato de aluminio.

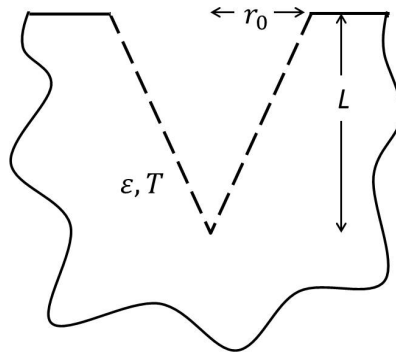


Figura 4.5: Esquema de un recinto cónico.

De acuerdo con la Ec. 4.5,

$$q_{cavidad} = -q_o = \frac{E_g(T) - E_b(T)}{\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon A_c} + \frac{A_1}{A_o F_{co}} + \frac{1 - \varepsilon_o}{\varepsilon A_o}} \quad (4.7)$$

el calor radiante emitido por la cavidad cónica llega a la parte superior del cono, cuya área superficial es $A_o = \pi r_o^2$. Si consideramos que esta superficie se comporta como cuerpo negro, la potencia emisiva a 0 K, $E_b(T_0) = 0$, además el factor de forma $F_{oc} = 1$, de modo que

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS
4.3. POTENCIA RADIANTE EN UNA CAVIDAD CÓNICA

$$q_{cavidad} = \frac{\pi r_o^2 \sigma T^4}{\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \left(\frac{1}{\left(\left(\frac{L}{r_o} \right)^2 + 1 \right)^2} + 1 \right)} \quad (4.8)$$

Es necesario aclarar que este cálculo se ha realizado considerando que la parte superior del cono absorbe como un cuerpo negro, para nuestro sistema, tal consideración no es válida y se requiere agregar la dependencia de la potencia emisiva del cono con la temperatura de la gota $E_b(T, t)$ y el tiempo de evaporación.

4.3.1. Emisión y absorción gaseosas

Los gases *no polares*, como O_2 o N_2 , no emiten radiación y son esencialmente transparentes a la radiación térmica incidente. Sin embargo, no se puede decir lo mismo de moléculas polares, como CO_2 , H_2O , NH_3 y gases de hidrocarburos, que emiten y absorben en un amplio margen de temperaturas, por lo tanto, la radiación gaseosa se concentra en intervalos de longitud de onda (bandas). Además la radiación gaseosa no es un fenómeno superficial, sino un fenómeno volumétrico. Hottel [44] desarrolló un método para determinar la emisión de radiación de una masa de gas hemisférica de temperatura T_g hacia un elemento de superficie dA_1 , que se localiza en el centro de la base del hemisferio. La emisión de gas por unidad de área de la superficie se expresa como

$$E_g = \varepsilon_g \sigma T_g^4 \quad (4.9)$$

donde la emisividad del gas ε_g se determina correlacionando datos experimentales, en particular con la temperatura T_g , la presión total de gas p y la presión parcial p_g de las especies radiantes.

Es posible determinar la transferencia de calor radiante para una superficie debida a la emisión de un gas contiguo, si T_s y T_g son la temperatura de la superficie y el gas respectivamente, entonces el flujo de calor neto es

$$q_{net} = A_s \sigma (\varepsilon_g T_g^4 - \alpha_g T_s^4) \quad (4.10)$$

Para vapor de agua, la absorptividad del gas es de la forma:

$$\alpha_g = C_g \left(\frac{T_g}{T_s} \right)^{0,45} \times \varepsilon_g \left(T_s, p_g L_e \frac{T_s}{T_g} \right) \quad (4.11)$$

donde ε_g y C_g se evalúan de [44]. Para nuestros datos experimentales obtenemos $q_{net} = 42,78$ W.

4.4. Modelo teórico para gotas en estado leidenfrost en sustratos planos

Consideremos gotas lo suficientemente grandes como para modelarlas como un panqué sobre una superficie plana, ver figura.

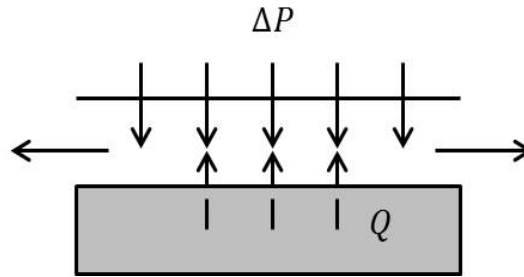


Figura 4.6: Esquema del sistema de una gota grande sobre una superficie plana: placa caliente, vapor de agua y gota de agua.

Para determinar cuál es la cantidad de vapor de agua que soporta la gota se pueden proponer algunas hipótesis de trabajo:

1. El transporte de calor q a través de la capa de vapor se realiza por difusión y por radiación, la radiación solo es importante en las regiones espectrales de absorción, [45]. El número de Péclet, el cual es la razón entre los tiempos de convección y de difusión térmica se expresa como $Pe = \rho_v c_p U e / k$. Donde ρ_v es la densidad del vapor, c_p su calor específico, k su conductividad térmica, U la velocidad del flujo entre la placa y la gota y e es el espesor de la película de vapor. La velocidad máxima de evaporación registrada experimentalmente es de 1 m/s y los espesores máximos de la capa de vapor es del orden de 100 μm , [5]. Se estima que $Pe \sim 0,0001$, esto nos dice que domina la conducción en la capa de vapor sobre la convección, la radiación es independiente, [46].
2. En flujo de calor por unidad de área debe satisfacer la Ley de Fourier $q'' = k dT/dz$, dado que el espesor de la capa de vapor es muy pequeña tenemos que $q'' \sim \Delta T/e$. El calor aportado a la gota se expresa entonces como $q_a = k S_c \Delta T/e$.
3. El calor recibido permite la evaporación del líquido. Del balance de potencia, tenemos que si L es el calor latente del líquido a la temperatura de ebullición se debe satisfacer la relación: $L dm/dt = k S_c \Delta T/e$, donde dm/dt es la masa del líquido que se evapora bajo la gota y por ende es la masa de vapor que entra en la película por unidad de tiempo. El sistema de ecuaciones que se tienen que satisfacer a fin de cuantificar el mecanismo de la evaporación provocado por los mecanismos mencionados. Se construye a partir de lo siguiente:
 - a) La transferencia de calor satisface la ley de Fourier, $\vec{j} = -k \vec{\nabla} T$, es decir, la transferencia dominante es difusiva.
 - b) La película de vapor es plana con espesor $e(t)$.

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS

4.4. MODELO TEÓRICO PARA GOTAS EN ESTADO LEIDENFROST EN SUSTRATOS PLANOS

- c) El vapor de agua que ocupa la interface, satisface una ecuación de estado de gas ideal, aquí T es una temperatura promedio de la película de vapor, μ es la masa molar, $V(t) = \pi R^2(t)e(t)$ es el volumen de vapor, entonces podemos escribir:

$$P(t)V(t) = m_v(t)RT/\mu \quad (4.12)$$

- d) El gradiente de temperatura en la película se expresa como:

$$\vec{\nabla}T = \frac{\Delta T}{e(t)}\hat{u}_z \quad (4.13)$$

- e) El flujo del vapor bajo la gota es inducido por la sobre presión $P(t)$ del vapor que carga la gota y lucha contra la presión atmosférica P_o circundante, se tiene que la masa que escapa debido a esa diferencia de presiones, cuando la densidad del vapor es ρ_v con espesor de la capa de vapor $e(t)$, la viscosidad del vapor es η , entonces se satisface una ecuación de la siguiente forma [46]:

$$\frac{dm_s}{dt} = \rho_v(t)e^3(t)\frac{P(t) - P_o}{\eta} \quad (4.14)$$

- f) El calor aportado a la gota y que se utiliza para su evaporación de una masa por unidad de tiempo que satisface la ecuación:

$$\frac{dm_e}{dt} = \frac{j_z \pi R^2(t)}{L} \quad (4.15)$$

- g) La entrada y salida de vapor bajo la gota satisface la expresión:

$$\frac{dm_v}{dt} = \frac{dm_e}{dt} - \frac{dm_s}{dt} \quad (4.16)$$

- h) La gota líquida siempre está en equilibrio térmico, la sobrepresión hidrostática es igual al peso que divide la superficie de contacto. Podemos suponer que la cantidad de movimiento puede variar en función del tiempo. Uno entonces puede aplicar el principio de conservación de la cantidad de movimiento a la gota, sabiendo que ella está sometida a su peso debido a su masa $m_e(t)$, sometida a la fuerza de gravedad g y a la sobrepresión del vapor que genera una diferencia de presión con una fuerza resultante, de tal forma que tenemos:

$$\frac{d(m_e(t)v_e(t))}{dt} = \pi R^2(t)(P(t) - P_o) - m_e(t)g \quad (4.17)$$

donde v_e es la velocidad del centro de gravedad de la gota. Uno supone que es igual a la velocidad de la parte baja de la gota, tal que $v_e = de/dt$.

- i) La gota líquida tiene la forma de un panqué de espesor $2\kappa^{-1}$, siendo κ^{-1} la longitud capilar y $R(t)$ el radio, de tal forma que $m_e = 2\pi\rho_e R^2(t)\kappa^{-1}$.

Con todo lo anterior uno obtiene un conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas, Ecs. 4.15, 4.16 y 4.17, que permiten evaluar tres parámetros principales $e(t)$, $R(t)$ y $P(t)$.

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS
4.4. MODELO TEÓRICO PARA GOTAS EN ESTADO LEIDENFROST EN
SUSTRATOS PLANOS

La solución numérica de las ecuaciones para los parámetros de interés ha sido realizada y los resultados muestran desviaciones importantes respecto a los resultados experimentales [5]. Se ha trabajado con este modelo, ocupando una método numérico tipo Runge Kutta 4, resultados preliminares, muestran que $e(t)$ disminuye pero se predicen tiempos de vida de 3000 segundos y espesores de 300 μm , lo que no está de acuerdo con el experimento ya que se sabe que $e(t)$ está entre 10 y 100 μm . Además $R(t)$ y $P(t)$ disminuyen con el tiempo. Consideramos que dicho modelo se puede mejorar usando una ecuación de estado tipo van der Waals, debido a que este modelo considera transiciones de fase.

Asumiendo que el vapor de agua se comporta como un gas tipo van der Waals y usando una expansión de tipo virial a segundo grado en la densidad, la presión está dada por:

$$P(t) = \frac{R^*T}{\mu} \rho + B_2 \rho^2 \quad (4.18)$$

con R^* la constante universal de los gases y B_2 el segundo coeficiente del virial, el cual se puede calcular a partir de un modelo de potencial de interacción o bien usar su expresión en términos de los parámetros de van de Waals ajustados para agua, lo cuales valen $a = 0,536 \text{ Jm}^3/\text{mol}^2$ y $b = 3,04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{mol}$. Considerando un gas de este tipo, es necesario resolver una ecuación de segundo orden para ρ :

$$\rho(t) = -\frac{\alpha}{2\beta} + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2\beta}\right)^2 + \frac{P(t)}{\beta}} \quad (4.19)$$

con $\alpha = \frac{R^*T}{\mu}$ y $\beta = \frac{R^*Tb-a}{\mu^2}$. Además, tenemos que $m_v(t) = \rho(t)\Omega(t) = \rho(t) [\pi R^2(t)e(t)]$, entonces $\frac{dm_v}{dt} = \rho \frac{d\Omega}{dt} + \Omega \frac{d\rho}{dt}$. La Ec. 4.16 se puede expresar en términos de $e(t)$, $R(t)$ y $P(t)$ como:

- Para modelo de gas ideal:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\mu}{R^*T}\right) P(t) \left\{ 2\pi e(t)R(t) \frac{dR(t)}{dt} + \pi R^2 T \frac{de(t)}{dt} \right\} + \pi R^2(t)e(t) \frac{\mu}{R^*T} \frac{dP(t)}{dt} \\ & = - \left(\frac{\lambda \Delta T \pi}{L}\right) \frac{R^2(t)}{e(t)} - \left(\frac{\mu}{R^*T}\right) e^3(t) P(t) \frac{P(t) - P_o}{12\eta} \end{aligned} \quad (4.20)$$

- Para modelo de gas de Van der Waals:

$$\begin{aligned} \frac{dm_v}{dt} & = (\pi e(t)R^2(t)) \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\alpha}{2\beta}\right)^2 + \frac{P(t)}{\beta}}} \frac{1}{\beta} \frac{dP(t)}{dt} + \left[-\frac{\alpha}{2\beta} + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2\beta}\right)^2 + \frac{P(t)}{\beta}} \right] \\ & \times \left\{ 2\pi e(t)R(t) \frac{dR(t)}{dt} + \pi R^2(t) \frac{de(t)}{dt} \right\} \end{aligned} \quad (4.21)$$

CAPÍTULO 4. APROXIMACIONES TEÓRICAS

4.4. MODELO TEÓRICO PARA GOTAS EN ESTADO LEIDENFROST EN SUSTRATOS PLANOS

Con esta aproximación, se busca resolver el sistema acoplado de Ecs. 4.15, 4.17 y 4.21.

Podemos concluir que no es posible construir la curva de Nukiyama usando el método de calentamiento de gotas por medio de sustratos metálicos. La curva de Nukiyama y su punto leidenfrost se manifiestan únicamente cuando el experimento es realizado para agua en volumen o bulto, mientras que su análogo efecto leidenfrost presenta variaciones en los tiempos de vida, lo que es posible afirmar, es que en ambos, la temperatura a la cual se presenta el efecto leidenfrost está caracterizado como un punto crítico. Con esto es posible, realizar una curva de eficiencias como función del tiempo de evaporación de una gota de agua, la curva tiene el mismo comportamiento en los diferentes sustratos cónicos estudiados.

Podemos hacer algunas críticas al modelo teórico estudiado y algunas consideraciones para mejorar aproximaciones conocidas:

- El modelo de gas ideal es limitado y dado el régimen de temperatura y las presiones mínimas a las que se somete el gas es recomendable usar un modelo de van der Waals.
- Debemos incluir el espectro de absorción y darnos cuenta que justo en la temperatura leidenfrost tenemos una temperatura de máxima absorción en el vapor de agua, esto hace que consideremos que el modelo anterior no es completo ya que la absorción de radiación estimula la capa de vapor y favorece el aislamiento térmico de la gota levitando.
- El análisis de los fenómenos de evaporación son diferentes cuando la gota alcanza un diámetro crítico y dicha gota ya es esférica, es decir, las ecuaciones de conservación usadas consideran gotas tipo “panqué” y no gotas esféricas.

Conclusiones

Se estudió el efecto leidenfrost en superficies cónicas con ángulos desde 1° hasta 65° . A continuación se hace un listado de las conclusiones importantes de esta tesis:

- La geometría cónica permite obtener gotas estables gigantes levitando sobre su propio vapor (de varios centímetros), lo cual eleva considerablemente el tiempo de vida de dichas gotas.
- El estado leidenfrost se manifiesta en conos con apertura muy estrecha, no parece existir límite para el volumen máximo depositado.
- La temperatura de transición T_L es única en nuestro sistema y no depende del ángulo del cono.
- En gotas muy grandes (20 ml) en estado leidenfrost se producen chimeneas las cuales favorecen la evaporación y por ende tenemos menores tiempos de vida.
- A partir de 9° las chimeneas desaparecen, esto conlleva a encontrar tiempos máximos de vida (τ) en este ángulo. Se encontró que τ decrece para sustratos con ángulos mayores debido a que el aumento de la presión hidrostática conlleva la disminución del espesor de la capa de vapor, y por ende, un aumento en la transferencia de calor que disminuye el tiempo de vida de la gota.
- No es posible construir la curva de Nukiyama usando el método de calentamiento de gotas por medio de sustratos metálicos, sin embargo, es posible construir una curva de eficiencias relativas en términos de trabajo realizado y calor recibido, la curva tiene el mismo comportamiento en los diferentes sustratos cónicos estudiados.
- La transferencia de calor durante del fenómeno leidenfrost es mixta durante todo el proceso de evaporación de la gota.
- El modelo de gas ideal es limitado y dado el régimen de temperatura y las presiones mínimas a las que se somete el gas es recomendable usar un modelo de van der Waals.
- El efecto leidenfrost es un ejemplo claro de un fenómeno disipativo cuyos estados estacionarios y fuera de equilibrio dependen de las diferentes formas de intercambio de energía, masa y cantidad de movimiento.

Apéndice A

Inestabilidades

A.1. Desestabilización de la interfaz debajo de una gota en estado leidenfrost

Consideremos la interface líquido/vapor en la parte inferior en una gota en estado leidenfrost. Vamos a modelarlo por dos medios semi-infinitos 1 (agua) y 2 (vapor) de diferentes densidades ρ_1 y ρ_2 con $\rho_1 \gg \rho_2$ moviéndose a una velocidad relativa U , como se muestra en la Fig. A.1. La tensión superficial entre los dos medios se denota por γ y la gravedad por g . Sea $\vec{v}_i (i = 1, 2)$ la velocidad en el medio i . Sea $\xi(x, t)$ la posición de la interfaz entre los dos medios. Inicialmente $\xi(x, 0) = 0$. Nuestro sistema es por lo tanto probable que se desestabilice a causa de la fuerza de la gravedad y la velocidad relativa de los dos fluidos.

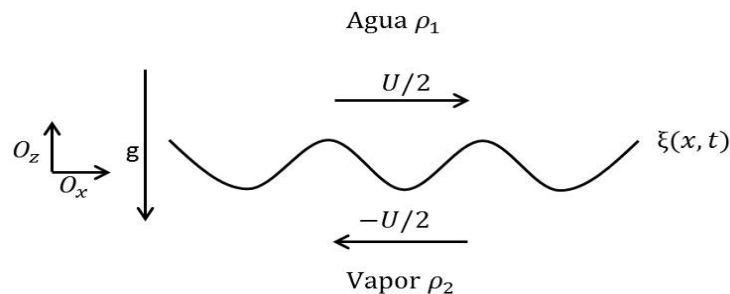


Figura A.1: Desestabilización de la interfaz debajo de una gota en estado leidenfrost.

Durante una deformación infinitesimal de la superficie, la interfaz se desestabilizará si la presión hidrostática en la parte superior de la gota es mayor que la presión de Laplace inducida por la curvatura, como se muestra en la Fig A.2.

APÉNDICE A. INESTABILIDADES

A.1. DESESTABILIZACIÓN DE LA INTERFAZ DEBAJO DE UNA GOTA EN ESTADO LEIDENFROST

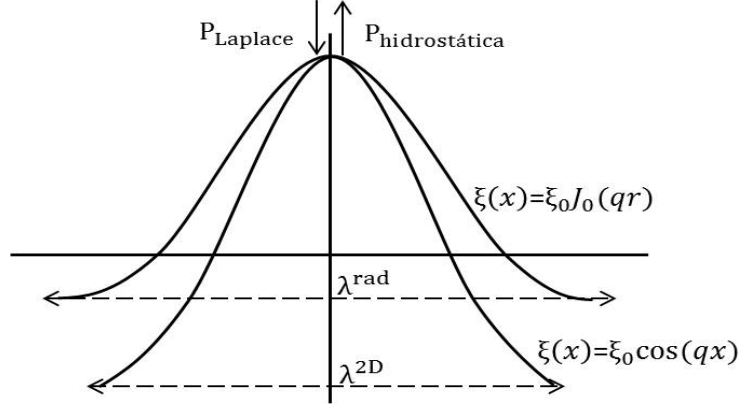


Figura A.2: Longitud de onda de la desestabilización de una interfaz en dos dimensiones y geometría radial.

A.1.1. En dos dimensiones

Supongamos que la interfaz sinusoidalmente se modula con una longitud de onda $\lambda = 2\pi/q$,

$$\xi(x) = \xi_0 \cos(qx) \quad (A.1)$$

En el límite $\rho_1 \gg \rho_2$ la presión hidrostática se escribe como:

$$P_{hidroestática} = \rho_1 g \xi_0 \quad (A.2)$$

La presión de Laplace debido a la curvatura de la interfaz, se escribe dentro del límite $\xi_0 \ll \lambda$:

$$P_{Laplace} = -\gamma \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \gamma q^2 \xi_0 \quad (A.3)$$

La interfaz sólo se desestabilizará cuando la presión hidrostática sea mayor que la presión de Laplace, es decir, si $\lambda > \lambda_{umbral}$, con

$$\lambda_{umbral}^{2D} = 2\pi \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_1 g}} \quad (A.4)$$

Esta es la longitud de onda más pequeña inestable. Su valor es 1.54 cm para agua en equilibrio con su vapor a 100°C.

A.1.2. En geometría radial

Una gota grande en estado leidenfrost toma la forma de un cilindro líquido. Por consiguiente, la geometría del sistema es radial, el potencial de una onda monocromática debe satisfacer la ecuación de Bessel de orden cero [47]. Por lo tanto, si se hace un análisis de estabilidad lineal, la perturbación de la interfaz para cierta longitud de onda puede escribirse como: $\xi(r) = \xi_0 J_0(qr)$, que es una función de periodo $7.66/q$. Al igual que el caso de dos dimensiones, la interfaz es inestable si la presión hidrostática en la parte superior de la deformación generada por la inestabilidad es mayor que la presión de

APÉNDICE A. INESTABILIDADES
A.1. DESESTABILIZACIÓN DE LA INTERFAZ DEBAJO DE UNA GOTA
EN ESTADO LEIDENFROST

Laplace. La presión hidrostática es siempre la misma, Ec. [A.2](#).

En el límite $\xi_0 \ll 1/q$,

$$P_{Laplace} = -2\gamma \frac{\partial^2 \xi}{\partial r^2} = \gamma q^2 \xi_0 \quad (\text{A.5})$$

Se puede deducir el número de onda umbral:

$$q_{umbral} = \kappa \quad (\text{A.6})$$

La longitud de onda asociada a este número de onda es:

$$\lambda_{umbral}^{rad} \simeq \frac{7,66}{q_{umbral}} = 7,66\kappa^{-1} \quad (\text{A.7})$$

Esta longitud de umbral es de 1.88 para agua a 100°C.

Apéndice B

Elementos básicos de la teoría de errores

Cuando se realizan mediciones se debe tomar en cuenta que existen errores que afectan a la medición. Existen los errores sistemáticos y los accidentales o aleatorios. Los primeros se relacionan con el proceso de medición, lo cual origina desviaciones que caracterizan el experimento. De esta manera, se puede hacer una proyección para poder modelar la relación entre los factores que afectan al mismo. Estos factores son variables dependientes o de respuesta, y dependen de k variables independientes o regresores.

Estas variables se caracterizan por medio del *modelo de regresión*. Si tenemos un conjunto de datos obtenidos en la repetición de un proceso, requerimos hallar la relación entre la variable de respuesta y y las variables independientes, es decir, $y = \Phi(x_1, x_2, \dots, x_k)$.

B.1. Modelo de regresión lineal

Para poder relacionar una variable de respuesta con k regresores se modela una relación funcional de la forma:

$$y = \beta_0 + \beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \dots + \beta_k x_k + \varepsilon \quad (\text{B.1})$$

donde $\beta_j (j = 0, \dots, k)$ son los coeficientes de regresión. La representación de este modelo es un hiperplano de dimensión k , por ello es llamado *modelo de regresión lineal*. Debido a que β_j representan el cambio esperado en la respuesta x_j , también se pueden tomar en cuenta los efectos de β_j en x_i (cuando $i \neq j$).

B.2. Parámetros del modelo de regresión lineal

Un modelo muy utilizado para determinar los coeficientes de un modelo de regresión lineal, es el *método de mínimos cuadrados*. Este método consiste en elegir β_j de tal manera que la suma de los cuadrados de los errores ε_i se minimice. La función de mínimos cuadrados se expresa como:

APÉNDICE B. ELEMENTOS BÁSICOS DE LA TEORÍA DE ERRORES
B.2. PARÁMETROS DEL MODELO DE REGRESIÓN LINEAL

$$L = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2$$

$$= \sum_{i=1}^n \left(y_i - \beta_0 - \sum_{j=1}^k \beta_j x_{ij} \right) \quad (\text{B.2})$$

Esta función debe minimizarse con respecto a β_i y debe satisfacer:

$$\frac{\partial L}{\partial \beta_0} = -2 \left(y_i - \beta_0 - \sum_{j=1}^k \beta_j x_{ij} \right) = 0 \quad (\text{B.3})$$

y

$$\frac{\partial L}{\partial \beta_j} = -2 \left(y_i - \beta_0 - \sum_{j=1}^k \beta_j x_{ij} \right) x_{ij} = 0 \quad (\text{B.4})$$

Al simplificar las Ecs. B.3 y B.4 obtenemos:

$$n\beta_0 + \beta_1 \sum_{i=1}^n x_{i1} + \beta_2 \sum_{i=1}^n x_{i2} + \cdots + \beta_k \sum_{i=1}^n x_{ik} = \sum_{i=1}^n y_i$$

$$\beta_0 \sum_{i=1}^n x_{i1} + \beta_1 \sum_{i=1}^n x_{i1}^2 + \beta_2 \sum_{i=1}^n x_{i1}x_{i2} + \cdots + \beta_k \sum_{i=1}^n x_{i1}x_{ik} = \sum_{i=1}^n x_{i1}y_i$$

$$\beta_0 \sum_{i=1}^n x_{ik} + \beta_1 \sum_{i=1}^n x_{ik}x_{i1} + \beta_2 \sum_{i=1}^n x_{ik}x_{i2} + \cdots + \beta_k \sum_{i=1}^n x_{ik}^2 = \sum_{i=1}^n x_{ik}y_i$$

este conjunto de ecuaciones se denominan *ecuaciones normales de mínimos cuadrados*.

De forma general, el modelo de regresión lineal se expresa como:

$$\mathbf{y} = \mathbf{X}\beta + \varepsilon \quad (\text{B.5})$$

donde \mathbf{y} es un vector de dimensiones $n \times 1$, \mathbf{X} es una matriz de dimensión $n \times p$ de las variables independientes, β es un vector $p \times 1$ de los coeficientes de regresión y ε es un vector $n \times 1$ de los errores aleatorios.

Apéndice C

Artículo

The Leidenfrost phenomenon on conical surfaces

Y. Escobar-Ortega, S. Hidalgo-Caballero and F. Pacheco-Vázquez

Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Apartado Postal 4-48, Puebla 72570, Mexico
(Dated: May 19, 2016)

The Leidenfrost state is typically studied by placing droplets on flat or slightly curved surfaces. Here this phenomenon is investigated by depositing water in hot conical bowls of different lateral angles θ . We found that this phase exists even for very narrow cones without considerable effect of the confinement on the transition temperature T_L . At a fixed temperature $T > T_L$, the total evaporation time τ has a non-monotonic dependence on θ : for large water volumes (~ 20 ml), vapor chimneys appear and accelerate the evaporation rate, the frequency of chimneys diminishes as the angle augments and becomes zero at a certain value θ_c at which τ reaches its maximum value; then, τ decreases again at larger angles because the vapor layer holding up the water becomes thinner due to the hydrostatic pressure. For small volumes (~ 1 ml), surface tension determines the drop curvature and the lifetime is practically independent of θ . We developed a simple model to determine the shape adopted by the liquid volume and its evolution as a function of time, and the predictions are in good agreement with the experimental results.

A liquid droplet deposited on a sufficiently hot surface levitates on its own vapor and evaporates slowly. Droplets with radius smaller than the liquid capillary length become spherical because surface tension prevails against gravity, whereas large drops are flattened by their own weight. The intermediate vapor layer avoids adhesive forces and suppresses friction, allowing the droplet to easily move on a horizontal flat plate.

The above phenomenon, called Leidenfrost effect [1], has been conscientiously studied under different conditions of plate temperature [2, 3], surface material [4], roughness[5-7], ambient pressure[4, 8], volume and purity of the liquid [9, 10], etc[11]. Different experimental techniques have been used to determine the drop shape and the thickness of the vapor layer [12, 13], and various theoretical approaches have been also proposed [3, 14-16]. Although the Leidenfrost phenomenon is typically studied by depositing liquids on solid surfaces, very recently it was addressed with drops deposited on liquid pools [17, 18] and also with solids in sublimation [19, 20]. Using a ratchet, a Leidenfrost droplet can be rotated as a turbine [20] or self-propelled in a well defined direction [21, 22]. Nevertheless, in most of the studies the horizontal motion of the droplet was prevented using plates with a small curvature in order to analyze the evolution of the vapor layer and the shape of the droplet in the steady regime [3, 12, 15, 16], or chimneys, star patterns and other instabilities in the unsteady regime [13, 23-26]. It has been mentioned that a larger curvature can suppress the Rayleigh-Taylor instability allowing considerable volumes of liquid to survive in leidenfrost state [27-29]; however, the quantitative effect of lateral confinement on the liquid dynamics and on the evaporation process has not yet been addressed.

In this paper, we study the leidenfrost state of a large volume of water deposited on conical aluminum plates, see fig. 1a-b. Different regimes were observed depending on the volume V and angle of confinement θ . We found

that the life-time reaches a maximum value at a critical angle θ_c , determined by the contact area and the competition of two mechanisms of vapor expulsion (lateral flow and chimneys). Moreover, we developed a model to determine the shape adopted by the liquid volume on the plates, the thickness of the vapor layer, and the evolution of the drop as a function of time in stable conditions.

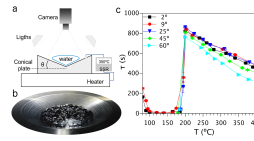


FIG. 1. (Color online): a) Experimental setup. b) 20 ml of water preserving the Leidenfrost state on a conical surface of $\theta = 25^\circ$. c) τ vs T for $V = 3.0$ ml; the angle of the conical surface does not affect the Leidenfrost temperature transition.

Experimental setup: nine solid aluminum cylinders of 15.0 ± 0.1 cm diameter were machined to produce conical bowls with angles $\theta=1, 3, 6, 7.5, 9, 12, 25, 45$ and $60 \pm 0.5^\circ$. Each bowl was polished and cleaned in order to reduce any roughness at less than $0.50 \mu\text{m}$, as it was verified using profilometry. Then, the bowl was placed on a hot plate connected to a SSR controller that allowed us to maintain the vertex of the cone at a constant temperature $T (\pm 10^\circ\text{C})$ with a decrease of $\sim 20^\circ\text{C}$ along the edges. After waiting 20 minutes to stabilize the system temperature, deionized water was deposited on the bowl and the process was filmed from the top at 30 fps until the liquid was totally evaporated. The evaporation time τ for different volumes was measured from the videos and using a chronometer. Different regimes

Bibliografía

- [1] P. G. de Gennes, F. Brochard, D. Quéré, *Capillarity and wetting phenomena: drops, bubbles, pearls, waves*, Springer, New York, (2004).
- [2] H. E. White, *Modern College Physics*, Van Nostrand Reinhold Company, USA, (1973).
- [3] N. B. Vargaftik, B. N. Volkov, N. D. Voljav, *International tables of the surface tension of water*, J. Phys. Chem., **12**, no. 3, (1983).
- [4] D. Quéré, *Leidenfrost Dynamics*, Annu. Rev. Fluid Mech., **45**, 197-215, (2013).
- [5] H. L. Biance, *Gouttes inertielles: de la caléfaction à l'étalement*, Tesis doctoral (2004).
- [6] P. Aussillous, *Les gouttes enrobées*, PhD thesis, Paris VI, (2002).
- [7] L. Mahadevan, Y. Pomeau, *Rolling droplets*, Physics of Fluids, **11**, 2449, (1999).
- [8] F. Incropera, D. DeWitt, *Fundamentos de transferencia de calor*, Prentice Hall, México, (1999).
- [9] J. P. Holman, *Transferencia de calor*, McGraw-Hill, México, 2a. edición, (1986).
- [10] M. A. Mijeev, I. M. Mijeeva, *Fundamentos de termo-transferencia*, Mir, Rumania, (1979).
- [11] B. A. Labúntsov, V. S. Golovín, *Intercambio térmico en los elementos de las instalaciones de producción de energía*, Nauka, Moscú, 156-166, (1966).
- [12] G. N. Kruzhilin, *Generalización de los datos experimentales acerca de la emisión calorífica durante la ebullición de los líquidos en las condiciones de convección libre*, Novedades de las Academia de las Ciencia de la URSS, **5**, 701-712, (1949).
- [13] J. H. Snoeijer, P. Brunet, J. Eggers, *Maximum size of drops levitated by an air cushion*, Phys. Rev. E, **79**, 036307, (2009).
- [14] F. L. Curson, *The Leidenfrost phenomenon*, Am. J. Physics, **8**, 825-828, (1978).
- [15] J. C. Poggendorff, Ann. Phys., **52**, 497, (1841).
- [16] H. Bouasse, *Capillarité, phénomènes superficiels*, Delagrave, Paris, (1924).

- [17] B. S. Gottfried, C. J. Lee, K. J. Bell, *The Leidenfrost phenomenon: film boiling of liquid droplets on a flat plate*, Int. J. Heat Mass Transfer, **9**, 1167-1188, (1966).
- [18] A. L. Bianco, C. Clanet, D. Quéré, *Leidenfrost drops*, Phys. Fluids, **15**, 1632-37, (2003).
- [19] J. D. Bernardin, I. Mudawar, *The Leidenfrost point: experimental study and assessment of existing models*, J. Heat Transf, **121**, 894-903, (1999).
- [20] G. Liu, V. S. J. Craig, *Macroscopically flat and smooth superhydrophobic surfaces: heating induced transition up to the Leidenfrost temperature*, Faraday Discuss., **146**, 141-51, (2010).
- [21] J. D. Bernardin, I. Mudawar, *Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays*, Int. J. Heat Mass Transf., **40**, 2579-93, (1997).
- [22] L. Manquet, et. al, *arXiv:1603.05821v2*, [physics. u-dyn], (2016).
- [23] K. J. Baumeister, F. F. Simon, *Leidenfrost temperature-its correlation for liquid metals, cryogenes, hydrocarbons, and water*, Transactions of the ASME - journal of heat transfer, **95**, 166-173, (1973).
- [24] P. H. Boutigny, F. F. Simon, *Nouvelle branche de physique ou études sur les corps à l'état sphéroïdal*, Paris, (1847).
- [25] J. R. Lister, A. B. Thompson, A. Perriot, L. Duchemin, *Shape and stability of axisymmetric levitated viscous drops*, J. Fluid Mech., **617**, 167-85, (2008).
- [26] S. Perrard, Y. Couder, E. Fort, L. Limat, *Large Leidenfrost levitated liquid tori: stability and instabilities.*, Submitted manuscript, (2012).
- [27] K. Adachi, R. Takaki *Vibration of a flattened drop: 1. Observation*, J. Phys. Soc. Jpn., **53**, 4184-91, (1984).
- [28] R. Takaki, K. Adachi, *Vibration of a flattened drop: 2. Normal mode analysis*, J. Phys. Soc. Jpn., **54**, 2462-69, (1985).
- [29] P. Brunet, J. H. Snoeijer, *Star-drops formed by periodic excitation and on an air cushion: a short review*, Eur. Phys. J. Spec. Top., **192**, 207-26, (2011).
- [30] G. Lagubeau, M. Le Merrer, C. Clanet, D. Quéré, *Leidenfrost on a ratchet*, Nature Physics, **7(5)**, 395-398, (2011).
- [31] M. Xiaolei, J. J. Liétor, J. C. Burton, *The many faces of a Leidenfrost drop*, Physics of Fluids, **27**, 091109, (2015).
- [32] A. L. Bianco, C. Pirat, C. Ybert, *Drop fragmentation due to hole formation during Leidenfrost impact*, Phys. Fluids, **23**, 022104, (2011).
- [33] T. Tran, H. J. J. Staat, A Prosperetti, C. Sun, D. Lohse, *Drop impact on superheated surfaces*, Phys. Rev. Lett., **108**, 036101, (2012).

- [34] H. Linke, B. J. Alema, L. D. Melling, M. J. Taormina, M. J. Francis, *Self-propelled Leidenfrost droplets*, Phys. Rev. Lett., **96**, 154502, (2006).
- [35] C. K. Huang, V. P. Carey, *The effects of dissolved salt on the Leidenfrost transition*, Int. J. Heat Mass Transfer, **50**, 269-282, (2007).
- [36] Software de dominio público, <https://imagej.nih.gov/ij/>, National Institutes of Health.
- [37] G. Paul, D. P. Kumar, I. Manna, *Droplet oscillation and pattern formation during Leidenfrost phenomenon*, Exp. Thermal and Fluid Science, **60**, 346-353, (2015).
- [38] X. Ma, J. J. Liétor-Santos, J. C. Burton, Phys. Fluids, **27**, 091109, (2015).
- [39] G. I. Taylor, *The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes*, Proc. R. Soc. Lond. A, **101**, 192-196, (1950).
- [40] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Clarendon Press, Oxford, (1961).
- [41] W. Thomson, *Influence of wind and capillarity of waves in water supposed frictionless- Mathematical and Physical Papers*, Hydrodynamics and general dynamics, (1910).
- [42] S. Chandra, S. D. Aziz, *Leidenfrost evaporation of liquid nitrogen droplets*, Journal of Heat Transfer, **116**, 999-1006, (1994).
- [43] S. J. Nukiyama, Japan Soc. Mech. Eng., **37**, 367, (1934).
- [44] H. C. Hottel, *Heat Transmission*, McGraw-Hill, New York, 3rd. edition, (1954).
- [45] *Antología de la licenciatura en Ciencias Ambientales*, Universidad de Murcia, (2006).
- [46] E. Guyon, J. P. Hulin, L. Petit, *Hydrodynamique Physique*, InterEditions CNRS, París, (1994).
- [47] L. Landau, E. Lifchitz, *Mecánica de fluidos*, Mir, Moscú, (1982).