



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Descarga de un líquido desde un contenedor sobrecalentado:
el embudo de Leidenfrost

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Lorena Victoria García

Asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez
Dra. Patricia Mendoza Méndez

Puebla Pue.
12 de julio de 2023



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Descarga de un líquido desde un contenedor sobrecalentado:
el embudo de Leidenfrost

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Lorena Victoria García

Asesorada por

Dr. Felipe Pacheco Vázquez
Dra. Patricia Mendoza Méndez

Puebla Pue.
12 de julio de 2023

Título: Descarga de un líquido desde un contenedor sobrecalentado: el embudo de Leidenfrost

Estudiante: LORENA VICTORIA GARCÍA

COMITÉ

Dra. Honorina Ruiz
Estrada
Presidente

Dra. Beatriz Bonilla
Capilla
Secretario

Dr. Roberto Ramírez
Sánchez
Vocal

Dr. César Márquez Beltrán
Vocal

Dr. Felipe Pacheco Vázquez
Asesor

Dra. Patricia Mendoza
Méndez
Asesora

Índice general

Resumen	XVII
Introducción	XXI
1. Antecedentes	1
1.1. Efecto Leidenfrost	1
1.2. Temperatura Leidenfrost	1
1.3. Razón de evaporación y forma de la gota	3
1.4. Fenómenos peculiares de gotas Leidenfrost	8
1.4.1. Impactos en superficies calientes	8
1.4.2. Autopropulsión de gotas Leidenfrost	10
1.4.3. Efecto Leidenfrost triple	11
1.5. Efecto Leidenfrost en superficies cónicas	13
1.6. Motivación del estudio de descarga en superficies cónicas	17
2. Descarga de líquidos a temperatura ambiente	19
2.1. Experimentos de descarga a temperatura ambiente	19
2.1.1. Sistema y procedimiento experimental	19
2.1.2. Análisis de videos	21
2.1.3. Resultados experimentales: R vs t	22
2.2. Ecuaciones de la dinámica de fluidos ideales	22
2.3. Radio máximo del charco cónico como función del tiempo: modelo a temperatura ambiente	25
2.4. Radio del jet de descarga como función del radio superficial	28
3. Embudo de Leidenfrost	31
3.1. Observaciones preliminares	31
3.2. Diseño y elaboración del sistema experimental	31
3.3. Procedimiento experimental	33
3.4. Análisis de videos	34
3.5. Resultados	35
3.5.1. Descarga de agua	36
3.5.2. Descarga de etanol	40
3.5.3. Descargas de cloroformo y acetona	44
3.5.4. Variación del tamaño de diámetro de orificio d	47
3.5.5. Relación entre λ_c y d	50
3.5.6. Diámetro efectivo para la descarga en estado Leidenfrost	51
4. Conclusiones	53
A. Modelo a temperatura ambiente	55

B. Descargas de agua	57
C. Descargas de etanol	71
D. Variación del diámetro d y pruebas de estabilidad	79
Bibliografía	85

Índice de figuras

1.1. Tiempo de vida como función de la temperatura.	2
1.2. Tiempo de evaporación como función de la temperatura.	2
1.3. Gota de agua aplanada por la gravedad: <i>pancake</i>	3
1.4. Grandes <i>pancakes</i> de agua.	4
1.5. Radio máximo sin presencia de burbujas para un <i>pancake</i>	4
1.6. Sistema experimental para medir el grosor de la capa de vapor.	5
1.7. Gota Leidenfrost en estado estacionario.	5
1.8. Grosor de la capa de vapor en función del radio de la gota.	6
1.9. Radio de una gota de agua en estado Leidenfrost como función del tiempo.	7
1.10. Diagrama de fase para el impacto de gotas de agua en platos calientes.	9
1.11. Dispositivo de Linke.	10
1.12. Coalescencia de gotas en estado Leidenfrost.	11
1.13. Efecto Leidenfrost triple.	12
1.14. Resultado de la colisión de dos gotas Leidenfrost para diferentes pares de líquidos.	13
1.15. Efecto Leidenfrost en superficies cónicas.	14
1.16. Agua en superficies cónicas con diferentes ángulos de curvatura.	14
1.17. Evaporación de agua en superficies cónicas.	15
1.18. Grosor de la capa de vapor como función del radio para diferentes ángulos.	17
2.1. Sistema experimental para la descarga a temperatura ambiente.	20
2.2. Esquema del embudo utilizado para la descarga.	20
2.3. Interfaces de escala y mediciones.	21
2.4. Selección de área en el video e interfaz de tabla de valores.	21
2.5. Curvas de la descarga de líquidos a temperatura ambiente.	22
2.6. Tubo con sección transversal variable.	23
2.7. configuraciones de salida.	24
2.8. Tubo con sección transversal y altura variables.	24
2.9. Diagrama de la descarga de un líquido desde un embudo a temperatura ambiente.	25
2.10. Curva obtenida del modelo para la descarga de un líquido a temperatura ambiente.	27
2.11. Curva de la descarga de agua a temperatura ambiente en comparación con el modelo.	27
2.12. Perfiles de la descarga de líquidos.	28
2.13. Perfil del jet de descarga de un líquido a temperatura ambiente.	30
3.1. Perfiles de la descarga de agua.	32
3.2. Sistema experimental.	32
3.3. Elementos del sistema experimental.	33
3.4. Selección de área en el video a distintas temperaturas.	34
3.5. Vista superior de la descarga de etanol.	35
3.6. Evaporación y descarga de agua en un embudo de 47° a 290 °C.	36
3.7. Curvas para cada régimen de la descarga de agua.	37

3.8. Estabilidad de la descarga de agua.	38
3.9. Tiempos de descarga Leidenfrost para el agua.	39
3.10. El radio como función del tiempo para la descarga de agua.	40
3.11. Radio crítico como función de la temperatura.	41
3.12. Regímenes de la descarga de etanol.	42
3.13. Estabilidad de la descarga de etanol.	43
3.14. Tiempos de la descarga Leidenfrost de etanol.	44
3.15. Régimen de descarga Leidenfrost estable.	45
3.16. Radio crítico en función de la temperatura para la descarga de etanol.	45
3.17. Descarga de cloroformo.	46
3.18. Descarga de acetona.	47
3.19. Descarga de líquidos en el régimen Leidenfrost estable.	48
3.20. Descarga de etanol con diámetro d variable.	48
3.21. Descarga de agua con diámetro d variable.	49
3.22. Diferentes comportamientos durante la descarga de líquidos.	50
3.23. Curva $R(t)$ para $C_c = 0.36$	51
3.24. Comparación del diámetro efectivo de una descarga típica y el de una descarga Leidenfrost.	51
B.1. Descarga de agua a 18 °C.	57
B.2. Descarga de agua a 32 °C.	58
B.3. Descarga de agua a 52 °C.	58
B.4. Descarga de agua a 85 °C.	59
B.5. Descarga de agua a 235 °C.	59
B.6. Descarga de agua a 240 °C.	60
B.7. Descarga de agua a 244 °C.	60
B.8. Descarga de agua a 280 °C.	61
B.9. Descarga de agua a 290 °C.	61
B.10. Descarga de agua a 295 °C.	62
B.11. Descarga de agua a 330 °C.	62
B.12. Descarga de agua a 338 °C.	63
B.13. Descarga de agua a 340 °C.	63
B.14. Descarga de agua a 350 °C.	64
B.15. Descarga de agua a 364 °C.	64
B.16. Descarga de agua a 370 °C.	65
B.17. Descarga de agua a 374 °C.	65
B.18. Descarga de agua a 375 °C.	66
B.19. Descarga de agua a 410 °C.	66
B.20. Descarga de agua a 415 °C (primera prueba).	67
B.21. Descarga de agua a 415 °C (segunda prueba).	67
B.22. Descarga de agua a 415 °C (tercera prueba).	68
B.23. Descarga de agua a 417 °C.	68
B.24. Descarga de agua a 420 °C (primera prueba).	69
B.25. Descarga de agua a 420 °C (segunda prueba).	69
C.1. Descarga de etanol a 19 °C.	71
C.2. Descarga de etanol a 37 °C.	72
C.3. Descarga de etanol a 66 °C.	72
C.4. Descarga de etanol a 200 °C.	73
C.5. Descarga de etanol a 257 °C.	73
C.6. Descarga de etanol a 280 °C.	74
C.7. Descarga de etanol a 290 °C (primera prueba).	74

C.8. Descarga de etanol a 290 °C (segunda prueba).	75
C.9. Descarga de etanol a 290 °C (tercera prueba).	75
C.10.Descarga de etanol a 335 °C.	76
C.11.Descarga de etanol a 340 °C.	76
C.12.Descarga de etanol a 345 °C.	77
C.13.Descarga de etanol a 350 °C.	77
C.14.Descarga de etanol a 380 °C.	78
C.15.Descarga de etanol a 400 °C.	78
D.1. Descarga de etanol, d_1	80
D.2. Descarga de etanol, d_2	80
D.3. Descargas de etanol, no estabilizadas.	81
D.4. Descargas de etanol, estabilizadas.	81
D.5. Descarga de agua, d_1	82
D.6. Descarga de agua, d_2	82
D.7. Descarga de agua, d_3	83
D.8. Descargas de agua, no estabilizadas.	83
D.9. Descargas de agua, estabilizadas.	84

©2023 - Lorena Victoria García
Derechos reservados

Agradecimientos

Agradezco primeramente a mi familia, a mis padres y a mis hermanos, por todo su apoyo, confianza, ánimo y compañía a lo largo de todo este proceso.

A mis amigos, por los momentos que hemos compartido.

A mis profesores, por su dedicación y apoyo.

A mis compañeros y colegas del laboratorio, por su apoyo y retroalimentación.

A mi asesora, la Dra. Patricia Mendoza, por su orientación en el desarrollo de este trabajo y por compartir el cariño hacia el área experimental.

A mi asesor, el Dr. Felipe Pacheco, por su apoyo, dedicación y entusiasmo en el desarrollo de esta investigación, por su paciencia y continua motivación, y por guiarme en el estudio y compartirme el gusto hacia el estudio de los fluidos y de la ciencia experimental.

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

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

A todos ustedes, que alguna vez me escucharon...

Resumen

El efecto Leidenfrost se presenta cuando un líquido es depositado sobre una superficie caliente, a temperaturas muy altas (mucho mayores al punto de ebullición del líquido). Dicho efecto se observa a partir de una temperatura de transición T_L , de manera que se forma una capa de vapor aislante que permite al líquido levitar sobre dicha capa y moverse prácticamente sin fricción, aumentando su tiempo de evaporación considerablemente. Este fenómeno ha sido estudiado tanto en procesos cuasiestáticos como en sistemas dinámicos, en superficies planas y con una curvatura dada. El presente trabajo de tesis consiste en un estudio experimental enfocado en la descarga de líquidos depositados desde un contenedor cónico sobrecalentado, que ha sido perforado en el centro, esto es un *embudo de Leidenfrost*; con el objetivo de describir las diferencias en este proceso para distintos valores de temperatura T , estudiar el tiempo de descarga en función de T y determinar el efecto de variar el diámetro del orificio del embudo. La descarga es filmada con una cámara de alta velocidad y el análisis de los videos obtenidos se realiza empleando el programa de procesamiento digital de imágenes ImageJ, obteniéndose los valores del radio superficial R correspondientes a distintos fotogramas de video. En particular, se estudia la descarga de agua, etanol, cloroformo y acetona, observándose distintos comportamientos dependiendo de la relación entre el diámetro del orificio del contenedor d y la longitud capilar del líquido descargado λ_c , dentro de un régimen de descarga estable que se ha definido como *régimen de descarga en estado Leidenfrost estable*, observado a temperaturas $T \approx T_L + 100$ °C. Se observa que cuando $d \gg \lambda_c$, se efectúa una descarga completa en estado Leidenfrost; pero cuando $d \sim \lambda_c$, la descarga se puede ver interrumpida eventualmente por el propio vapor producido entre el líquido y la superficie caliente; y si $d < \lambda_c$, la descarga se produce hasta alcanzar un radio crítico $R_c \sim 2\lambda_c$, momento en que ésta se detiene dando lugar a un proceso de evaporación del líquido restante en el contenedor. Además, se demuestra que la introducción de una barra en el líquido durante el proceso de descarga ayuda a estabilizar el fluido y evitar la interrupción del flujo, lo cual sugiere un mecanismo de optimización de inyección de combustibles en máquinas térmicas y procesos industriales.

Abstract

The Leidenfrost effect occurs when a liquid is deposited on a hot surface, at very high temperatures (much higher than the boiling point of the liquid). Said effect is observed from a transition temperature T_L , so that an insulating vapor layer is formed that allows the liquid to levitate on said layer and move practically without friction, considerably increasing its evaporation time. This phenomenon has been studied both in quasistatic systems and dynamic systems, in flat surfaces and surfaces with a given curvature. The present thesis work consists of an experimental study focused on the discharge of deposited liquids from a superheated conical container, which has been perforated in the center, this is a *Leidenfrost funnel*; with the objective of describing the differences in this process for different values of temperature T , studying the discharge time as a function of T and determining the effect of varying the diameter of the funnel orifice. The discharge is filmed with a high-speed camera and the analysis of the videos obtained is carried out using the digital image processing program ImageJ, obtaining the values of the surface radius R corresponding to different video frames. In particular, the discharge of water, ethanol, chloroform and acetone is studied, observing different behaviors depending on the relationship between the diameter of the container hole d and the capillary length of the discharged liquid λ_c , within a stable discharge regime that has been defined as *discharge regime in a stable Leidenfrost state*, observed at temperatures $T \approx T_L + 100$ °C. It is observed that when $d \gg \lambda_c$, a complete discharge is made in the Leidenfrost state; but when $d \sim \lambda_c$, the discharge can eventually be interrupted by the vapor itself produced between the liquid and the hot surface; and if $d < \lambda_c$, the discharge occurs until it reaches a critical radius $R_c \sim 2\lambda_c$, at which time it stops, giving rise to a process of evaporation of the remaining liquid in the container. In addition, it is shown that the introduction of a rod into the liquid during the discharge process helps to stabilize the fluid and avoid flow interruption, which suggests a mechanism for optimizing fuel injection in thermal machines and industrial processes.

Introducción

El efecto Leidenfrost se presenta cuando un líquido es depositado sobre una superficie caliente, a temperaturas mucho mayores al punto de ebullición del líquido, de manera que se forma una capa de vapor aislante que permite al líquido levitar sobre dicha capa y moverse prácticamente sin fricción, aumentando su tiempo de evaporación (tiempo de vida) de forma considerable. Aunque dicho fenómeno se conoce desde siglos atrás, ha sido objeto de estudio reciente debido a sus características similares a las observadas en superficies superhidrofóbicas, y a sus posibles aplicaciones en el desarrollo y optimización de máquinas térmicas y dispositivos que podrían emplearse en el área de microfluídica. Se han hecho diferentes estudios tanto en superficies planas [1] como en superficies cónicas [43], encontrándose que la temperatura a la que este efecto se presenta, denominada temperatura Leidenfrost T_L , depende de las propiedades fisicoquímicas del líquido, tomando valores distintos para cada líquido estudiado [2, 3, 4, 5, 8]. No obstante, el valor de T_L no se ve afectado por el ángulo de confinamiento de los contenedores, permitiendo la levitación controlada de grandes volúmenes de líquido [43]. Sin embargo, se tiene poco o nulo conocimiento de lo que sucede al descargar un líquido desde un contenedor sobrecalentado a temperaturas mucho mayores a su punto de ebullición, es decir, una descarga en estado Leidenfrost. Si bien la descarga de un líquido a temperatura ambiente es un caso conocido que puede describirse y aplicarse en diversos sistemas, se requiere de un estudio que permita entender los mecanismos que participan en dicho proceso a temperaturas altas, pues además de estar presente en situaciones de la vida cotidiana, como el uso de una plancha de vapor, puede presentarse en procesos de gran relevancia en la industria, ejemplo de ello son los motores de combustión interna.

El presente trabajo de investigación consiste en un estudio experimental del proceso de descarga de líquidos que han sido depositados en un embudo metálico sobrecalentado, en un amplio rango de temperaturas, particularmente a temperaturas mayores a T_L ; en el cual se compara la dinámica de la descarga con el caso análogo a temperatura ambiente. Siendo la pregunta de investigación de este trabajo: ¿se puede producir la descarga de un líquido en estado Leidenfrost?, se han definido los siguientes objetivos, general y particulares.

Objetivo general

Estudiar la descarga de líquidos desde un embudo metálico sobrecalentado empleando métodos experimentales, en un amplio rango de temperaturas, particularmente a temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost; y comparar la dinámica de la descarga con el caso análogo a temperatura ambiente.

Objetivos específicos

- Estudiar el tiempo de descarga como función de la temperatura T .
- Describir las diferencias en el proceso de descarga para distintos valores de T en un amplio rango de temperaturas.

- Determinar el efecto de variar el diámetro del orificio del embudo en la descarga en estado Leidenfrost.
- Realizar experimentos empleando líquidos con distintas propiedades fisicoquímicas.

La forma en que ha sido organizado este trabajo de tesis se describe a continuación. En el primer capítulo, se introduce el efecto Leidenfrost y el método de determinación de T_L para diferentes líquidos, la razón de evaporación de gotas Leidenfrost y su forma, así como algunos fenómenos estudiados recientemente en sistemas cuasiestáticos y dinámicos, como el impacto de líquidos en superficies calientes, la autopropulsión de gotas Leidenfrost y el efecto Leidenfrost triple; además, se presenta una revisión del efecto Leidenfrost en superficies cónicas. El segundo capítulo consiste en la descripción de la descarga de líquidos a temperatura ambiente, considerando a estos fluidos como ideales, con lo cual se da paso al estudio del caso análogo a altas temperaturas. En el tercer capítulo se presenta una descripción del sistema y la metodología experimental empleados para la descarga en estado Leidenfrost, así como el procedimiento de análisis de los datos obtenidos, con esto, se presentan también los resultados para las descargas de agua y etanol, donde se discuten los tiempos de descarga en estado Leidenfrost así como la forma en que varía el radio superficial en función del tiempo; aunado a esto, se presenta una breve discusión acerca de la descarga de cloroformo y acetona, las diferencias en el proceso de descarga variando el diámetro d del orificio del embudo, y la relación entre este valor d y la longitud capilar λ_c del líquido descargado. Las conclusiones de este trabajo se presentan en el cuarto capítulo. Adicionalmente, en el apéndice A se muestra el código del programa realizado en MATLAB empleado para analizar la descarga a temperatura ambiente, en los apéndices B y C se muestran las gráficas individuales para los experimentos de agua y etanol, respectivamente, y en el apéndice D se presentan las curvas del radio superficial R como función del tiempo t , correspondientes a los experimentos realizados variando el diámetro d . Al final del documento se listan las referencias consultadas para este estudio.

Capítulo 1

Antecedentes

1.1. Efecto Leidenfrost

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

1.2. Temperatura Leidenfrost

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

La temperatura mínima T_L necesaria para que se presente el efecto Leidenfrost depende tanto de las propiedades del líquido como de la superficie en la cual es depositado [2, 3, 4, 5], así como de las condiciones ambientales [6]. Por ejemplo, una gota de agua levita sobre su propio vapor al ser depositada sobre un plato pulido de aluminio a temperatura $T_L \approx 160 - 200$ °C, mientras que una gota de etanol puede levitar sobre su propio vapor en la misma superficie a $T > 130$ °C, o incluso al depositarse en una piscina de aceite a $T \sim 80$ °C [7].

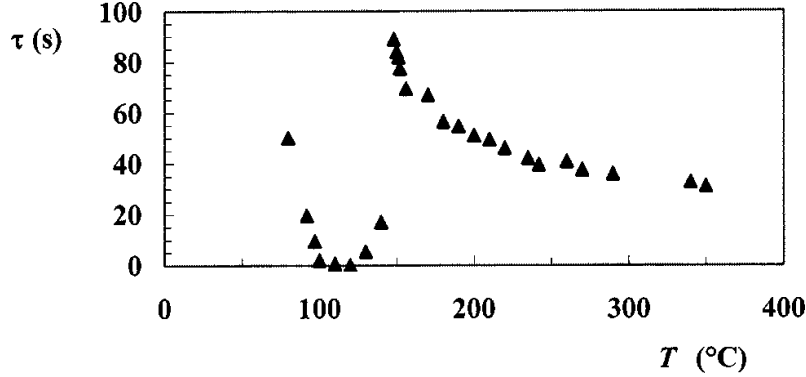


Figura 1.1: Tiempo de vida τ de una gota de agua milimétrica de radio $R = 1$ mm, como función de la temperatura T del plato en el que fue depositada. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

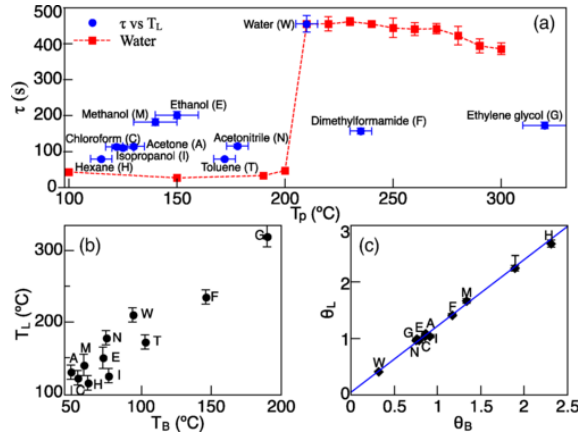


Figura 1.2: (a) Tiempo de evaporación τ como función de la temperatura del plato T_p (cuadrados rojos) y $\tau(T_L)$ (puntos azules), para gotas de 0.5 ml de diferentes líquidos. (b) T_L como función de T_B y (c) Θ_L como función de Θ_B , para los líquidos en (a), con el ajuste lineal dado por la Ec. (1.1). Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 127, núm. 20 (2021) [8].

Las temperaturas T_L de diferentes líquidos fueron obtenidas en [8] utilizando el método empleado en [1] para determinar la temperatura Leidenfrost del agua. En la Fig. 1.2(a) se muestran los valores registrados del tiempo de vida de diferentes líquidos como función de la temperatura del plato. En la gráfica se observa que los valores para agua (en rojo) y se obtienen valores para otros líquidos (en azul). La mayoría de los tiempos de vida τ para diferentes líquidos se encuentran entre 100 y 200 s, a diferencia del tiempo de vida del agua $\tau \sim 450$ s. Esto debido a que el calor latente del agua L es mucho mayor al de los demás líquidos considerados. La Fig. 1.2(b) muestra la temperatura Leidenfrost como función de la temperatura de ebullición del líquido empleado, con esto, definiendo $\Theta_L = T_L C_p / L$ y $\Theta_B = T_B C_p / L$, se obtiene el escalamiento lineal mostrado en la Fig. 1.2(c):

$$\Theta_L = 1.17\Theta_B + 0.05, \quad (1.1)$$

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

1.3. Razón de evaporación y forma de la gota

Forma de la gota y estabilidad

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



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

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

$$l \sim \frac{R^2}{\lambda_c}.$$

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

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

Al medirse la temperatura del interior de la gota se encontró que es constante e igual a 99 ± 1 °C [1]. Lo cual corresponde a valores de $\rho = 960$ kg/m³, $\gamma = 59$ mN/m y $\lambda_c = 2.5$ mm, para la densidad, tensión superficial y longitud capilar, respectivamente. Con esto se obtuvo un valor de $h = 5.1$ mm para un *pancake* como el de la Fig. 1.3, acorde con la Ec. 1.2.

Las dimensiones de una gota Leidenfrost típica tienen valores del orden de 1 cm (1 cm³ para el volumen). Al exceder este valor, la capa de vapor se vuelve inestable y se presenta formación de burbujas de vapor en la parte inferior de la gota, que estallan una vez que llegan a la superficie, como se observa en la Fig. 1.4.

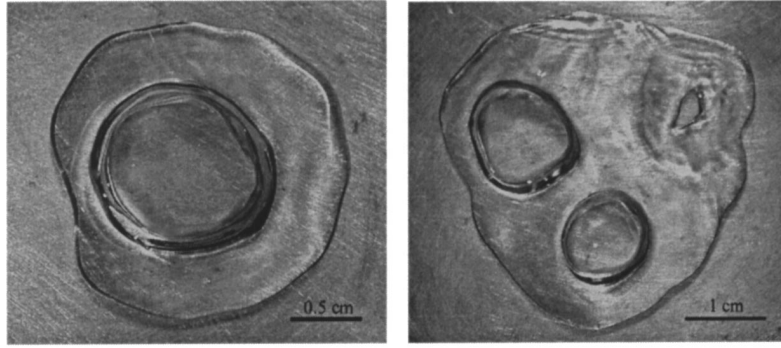


Figura 1.4: Grandes *pancakes* de agua depositados en un plato de duraluminio ligeramente cóncavo a 300 °C, vistos desde arriba. La formación de una o varias burbujas está relacionada con el tamaño del *pancake*. Las barras indican 0.5 y 1 cm, respectivamente. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15,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

La formación de burbujas en la parte baja de la gota se atribuye a una inestabilidad de Rayleigh-Taylor en esa zona. Debido a la diferencia de densidades entre los fluidos involucrados, el vapor de la capa bajo la gota tiende a subir, deformando la interfase de la gota mientras que las fuerzas viscosas se oponen a tal deformación [1]. El tamaño máximo de la gota escala como λ_c , la longitud capilar del líquido, siendo el radio crítico $R_c = 3.84\lambda_c$ o en términos de h (empleando a ec. 2)

$$R_c = 1.92h.$$

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

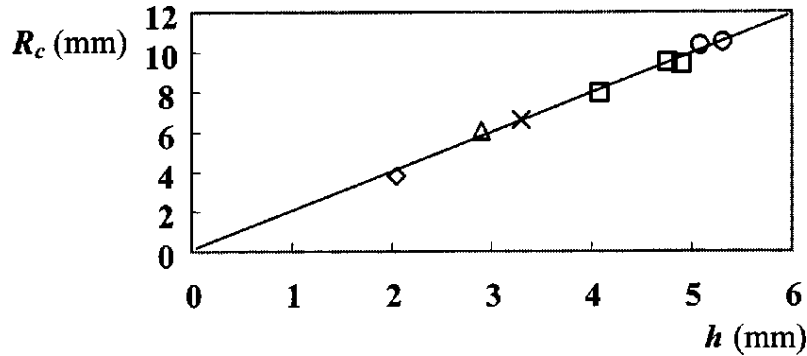


Figura 1.5: Mayor radio posible R_c de un *pancake* Leidenfrost sin presencia de burbujas, como función de su grosor h . Los datos corresponden a diferentes líquidos [(◇) nitrógeno líquido, (△) acetona, (×) etanol, (□) mezclas de agua y etanol de varias composiciones, (○) agua] depositados en un plato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

Gotas estacionarias

La capa de vapor tiene un grosor e de entre 10 y 100 μm de acuerdo con las mediciones realizadas por [1], haciendo uso del patrón de difracción generado al hacer pasar un haz de láser de He-Ne en la abertura formada entre la superficie sólida y la interfase de la gota, como se observa en la Fig. 1.6.

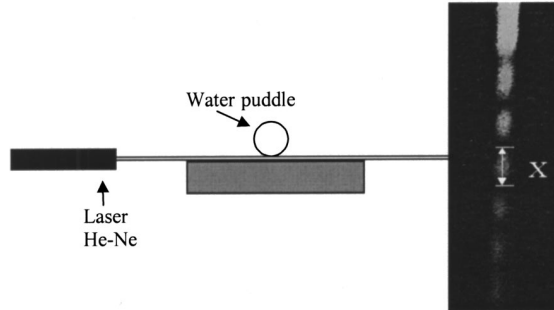


Figura 1.6: Sistema experimental para medir el grosor de la capa de vapor. La fotografía de la derecha muestra un patrón de difracción típico. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

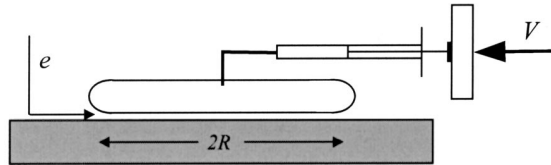


Figura 1.7: Una gota Leidenfrost en estado estacionario siendo alimentada a una tasa constante. En este estado, se observa que el radio R y el grosor e de la capa de vapor son constantes. Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003). [1]

El montaje experimental empleado por [1] para caracterizar un estado estacionario se muestra en la Fig. 1.7. La gota es alimentada con el líquido para mantenerse en un radio determinado. Variando la tasa de alimentación obtuvieron diferentes valores de R , para los cuales se midió el espesor e de la capa de vapor, encontrando que existe una clara dependencia de e como función de R , siendo ambas variables constantes en el tiempo. El grosor de la capa de vapor formada bajo una gota Leidenfrost es mucho menor que su radio ($e \ll R$), y como se observa en la Fig. 1.8, gotas de radios mayores tendrán una capa de vapor de mayor grosor. La transición entre los dos regímenes que se observan en la gráfica se da cuando R es del orden de a (la longitud capilar del agua a 100 °C es de 2.5 mm).

En un estado estacionario, la capa de vapor se crea a partir de la evaporación de la gota, pero fluye debido al peso de ésta. En el sistema de la Fig. 1.7, el calor de la superficie caliente se difunde a través de la capa de vapor. La diferencia entre la temperatura del plato (medida con un termopar) y la temperatura de ebullición del líquido (100 °C para agua, medida experimentalmente) denotada como ΔT , se obtuvo en [1] para cada experimento.

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

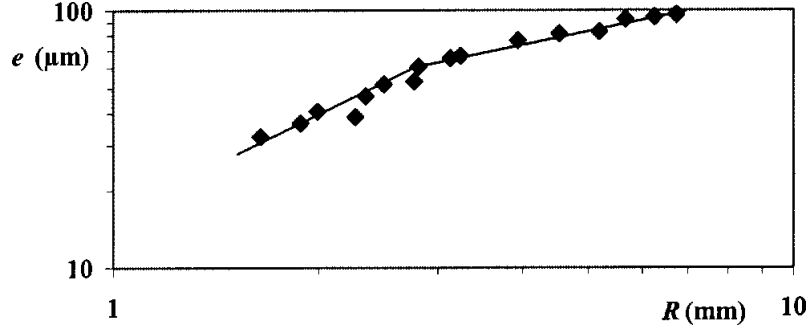


Figura 1.8: Grosor de la capa de vapor bajo una gota (depositada en un plato de duraluminio a 300 °C y alimentada con el sistema de la Fig. 1.7), como función del radio R de la gota. Los diferentes valores de R se obtienen variando la tasa de alimentación de la gota. Las líneas delgadas indican sucesivamente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

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

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

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

- Para **pancakes** ($R > \lambda_c$), la región de contacto se aproxima al radio de la gota ($l \sim R$) y la presión ΔP sobre la capa de vapor es de $2\rho g \lambda_c$ [Ec. (2)]. Se obtiene que

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

- Para **gotas pequeñas** ($R < \lambda_c$), la región de contacto está dada por la Ec. (1) ($l \sim \frac{R^2}{\lambda_c}$), y la presión ΔP actuando sobre la capa es la presión de Laplace $2\gamma/R$. Así que, el grosor e escala como $R^{5/4}$.
- Para **gotas muy pequeñas**, la evaporación se da sobre toda la superficie de la gota R^2 . Así, la tasa de evaporación es de

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

La proporción de vapor que alimenta la capa de vapor escala como el área superficial l^2/R^2 , por lo que el grosor de la capa queda dado por

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

Las leyes de escalamiento encontradas concuerdan con los datos obtenidos experimentalmente de la Fig. 1.8. Con esto, en [1] se concluye que el grosor de la capa de vapor incrementa monótonamente con el radio de la gota, pero de una forma diferente dependiendo del tamaño de ésta. Así, para gotas (*pancakes*) con un radio mayor a la longitud capilar ($R > \lambda_c$), la evaporación se da por medio de

la capa de vapor; mientras que para gotas pequeñas ($R < \lambda_c$), la evaporación se da principalmente en la superficie de la gota conforme disminuye su radio. En [1] se propone que la evaporación es global para el régimen de gotas pequeñas.

Gotas en evaporación

Considerando ahora una gota en constante evaporación, se tiene la situación típica del estado Leidenfrost: Una gota en este estado no se mantendrá a un radio constante a menos que sea alimentada, por lo que R depende del tiempo [9, 10, 11].

En la Fig. 1.9 se muestra una gráfica de R como función de t para dos temperaturas diferentes. Se observa que el radio decrece de forma regular hasta que la gota se vuelve cuasiesférica, dando paso a una variación de R en función de t mucho más rápida [12, 13, 14]. Aumentar la temperatura del plato conduce a una evaporación más rápida, disminuyendo el tiempo de vida.

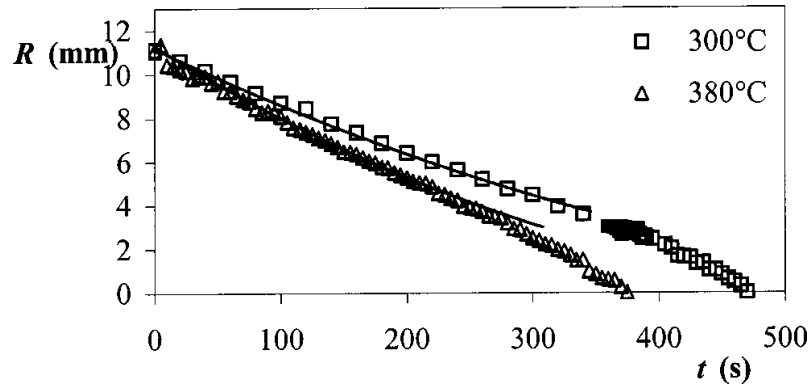


Figura 1.9: Radio de una gota de agua depositada en un plato de duraluminio (T entre 300 y 380 °C), como función del tiempo. La gota es filmada desde arriba, y las líneas muestran la Ec. (9). Tomada de *Physics of Fluids*, vol. 15, núm. 6 (2003) [1].

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

Dados los dos mecanismos de evaporación considerados en [1], se tiene primero el caso en el que la evaporación se da principalmente en la capa de vapor: **pancakes** ($R > \lambda_c$). Pueden emplearse las Ecs. (6) (que relaciona a R y e) y (5) (que proporciona a $R(t)$) para obtener la variación del radio como función del tiempo propuesta en [1]:

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

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

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

lo cual concuerda con los valores mostrados en la Fig. 1.9, para un *pancake*. De la Ec. (9) con la Ec. (6) se obtiene, para el grosor de la capa de vapor

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

Por otro lado, para **gotas más pequeñas** ($R \leq \lambda_c$), o bien, gotas grandes que han alcanzado una forma cuasiesférica después de evaporarse constantemente un largo tiempo, la evaporación se dará en toda su superficie. Por lo que integrando la Ec. (7) para una esfera en [1] se obtiene que

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

con el tiempo de evaporación τ dado por

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

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

1.4. Fenómenos peculiares de gotas Leidenfrost

El efecto Leidenfrost permite observar diferentes comportamientos dinámicos también observados en situaciones de superhidrofobicidad, debido a la similitud que presenta con escenarios de este tipo. Sin embargo, se ha encontrado que en un escenario dinámico el estado Leidenfrost de material puede verse afectado, debido a la presencia de la capa de vapor entre la interfase del material y la superficie caliente.

1.4.1. Impactos en superficies calientes

Una situación interesante ocurre al impactar un líquido en un plato caliente. En estado Leidenfrost, las gotas se propagan después del impacto, alcanzando un diámetro máximo, con la posibilidad de formar un toroide [15], y si no son demasiado grandes ($R < l_c$) [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22], las gotas regresan, retrocediendo al rebotar en el plato.

El parámetro que toma un papel importante en la descripción del comportamiento del líquido durante el impacto es el número de Weber, $We = \rho V^2 R / \gamma$, pues en esta situación, se trata de comparar la energía cinética del líquido con la energía de su superficie. Así, los parámetros de mayor importancia para caracterizar el estado del sistema, como el diámetro máximo o la elasticidad de impacto, son funciones de We , cuya naturaleza se encuentra todavía en discusión.

En un *impacto Leidenfrost*, podría asumirse que la energía se conserva, considerando que la disipación viscosa se reduce en gran medida [23]; con esto, puede proponerse un valor para el radio máximo, de manera que la suma de la energía superficial y la energía cinética en la gota sea almacenada en la deformación. Sin embargo, esta predicción se ve frecuentemente contradecida por los experimentos [17, 21, 24]. Aunado a esto, se ha encontrado que la velocidad V' a la que despega una gota luego de impactar una superficie caliente es significativamente más pequeña que la velocidad de impacto V , con la que golpea dicha superficie, existiendo una disminución de la elasticidad V'/V del choque con We , desde un valor cercano a 1 para $We < 1$ hasta valores cercanos a cero para números de Weber grandes [17, 21]. Esto se debe al cambio de energía cinética a energía de vibración conforme la gota regresa durante el impacto: a mayor V , la deformación en el impacto es mayor y más fuertes son las vibraciones del líquido. Estas pérdidas de energía continúan sin ser entendidas cuantitativamente.

Como se mencionó anteriormente, las dinámicas del impacto podrían perturbar el estado Leidenfrost [25, 26]. Primero, debido a que una gota que rebota sobre la superficie sólo pasa unos

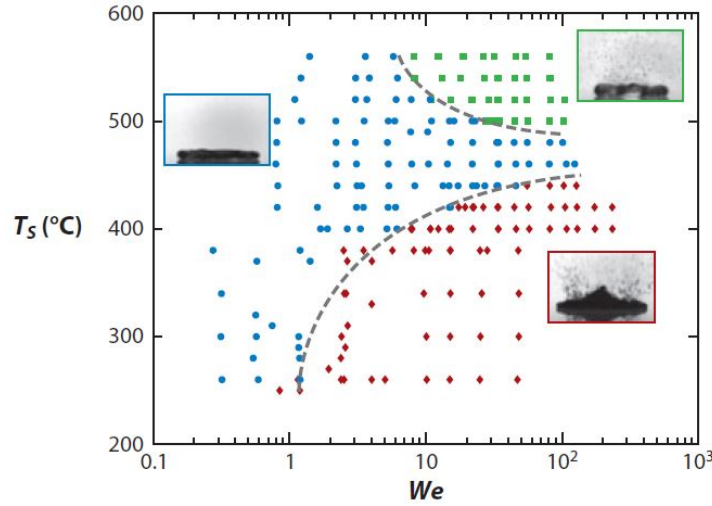


Figura 1.10: Diagrama de fase para el impacto de gotas de agua (tensión superficial γ , densidad ρ , radio R , y velocidad V) en platos calientes (temperatura T_S). En un caso estático ($We = 0$), la temperatura Leidenfrost T_L es 160 °C. Para $We = \rho V^2 R / \gamma > 1$, se observan tres fases: el régimen de evaporación por contacto (rojo) a bajas temperaturas, debajo de la línea punteada; el régimen de evaporación de la capa o régimen Leidenfrost (azul) a altas temperaturas; y el régimen Leidenfrost que además presenta spray (verde) a temperaturas T_S aún más altas. Tomada de Tran et al. (2012), cortesía de Tuan Tran y Detlef Lohse.

cuantos milisegundos en la superficie (el tiempo de Rayleigh $(\rho R^3 / \gamma)^{1/2}$ para una deformación), la capa de vapor no estacionaria podría ser más delgada que la escala de rugosidad. En segundo lugar, la gota que impacta, presiona la capa de vapor (que se encuentra en formación) con una presión dinámica ρV^2 , valor que es significativamente mayor a la presión de Laplace o a la presión hidrostática en un caso estático para $We > 1$. Dado esto, la levitación dinámica es más demandante que la levitación estática, por lo que la temperatura Leidenfrost T_L típicamente registrada en casos estáticos llega a ser reemplazada por valores más grandes en situaciones dinámicas e incrementa con We [27, 24, 28].

La Fig. 1.10 muestra un diagrama de fase de los diferentes comportamientos observados en el impacto de gotas en un plato caliente [24]. Una de las fases observadas es el régimen de evaporación de la capa de vapor para $T_S > T_L$. El valor de T_L en un caso estático es de 160 °C para agua en esta superficie, pero para $We > 1$, T_L aumenta con We y alcanza los 400 °C para $We = 10$, como lo indica la línea punteada inferior. Bajo la línea, los datos muestran situaciones en las que se presenta eyección de pequeñas gotas al impactar (debido a la liberación de burbujas de vapor), mostrando que existe un contacto entre el líquido y el sólido caliente [18, 29]. Una tercera fase se observa en el régimen de valores altos de We : En platos a altas temperaturas ($T_S > 500$ °C), se forma un spray sobre la gota extendida, que corresponde a la eyección de gotas desde la parte superior del líquido.

Los experimentos realizados en el régimen de evaporación de la capa de vapor cercano al límite $T_L(We)$ indican que dicha capa tiene un grosor de sólo unos cuantos micrómetros, al menos 1 orden de magnitud más delgada que lo esperado en el equilibrio [24], con lo cual se acentúa nuevamente la fragilidad del estado Leidenfrost en situaciones dinámicas como esta. Estos hechos sugieren que las situaciones dinámicas en estado Leidenfrost pueden diferir de los casos estáticos o cuasiestáticos reportados anteriormente.

1.4.2. Autopropulsión de gotas Leidenfrost

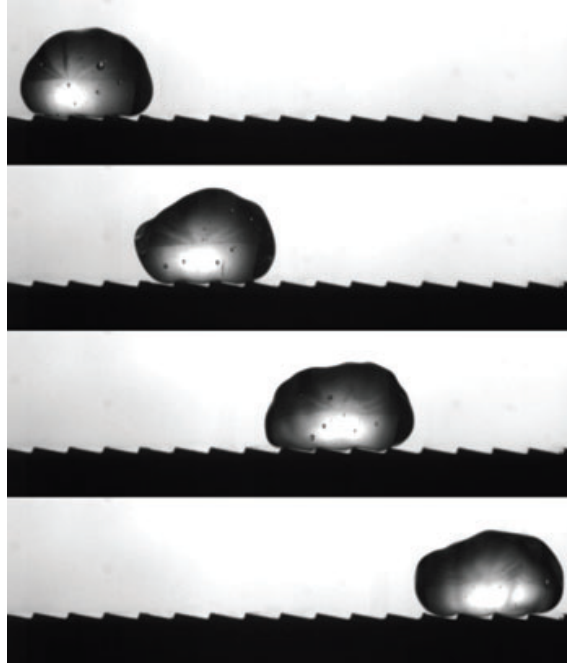


Figura 1.11: Dispositivo de Linke. Una gota líquida ($R = 2$ mm) es colocada sobre una superficie dentada con dientes de profundidad $a = 0.2$ mm y longitud $\lambda = 1.5$ mm. Para temperaturas más altas que T_L , la gota se autopropulsa mientras golpea los escalones. Las fotografías fueron tomadas en intervalos de 40 ms. Tomada de *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 45 (2013). Cortesía de Marie Le Merrer.

La significativa ausencia de fricción en una gota en estado Leidenfrost permite la posibilidad de que esta se autopropulse a una velocidad apreciable con una fuerza pequeña, un ejemplo de ello se muestra en la Fig. 1.11. Este dispositivo, propuesto por [30], consiste en sólidos calientes cubiertos con dientes asimétricos (de profundidad a y tamaño λ), cuyo patrón induce autopropulsión: El líquido levitante se mueve en la dirección del lado empinado del diente y rápidamente alcanza una velocidad del orden de 10 cm s^{-1} [31, 32, 30, 33]. Otro ejemplo es el dispositivo construido por [34], que, debido a que cuenta con crestas concéntricas (cada una asimétrica en la sección transversal), dirige el líquido depositado hacia el centro de ellas después de unas cuantas oscilaciones, y de manera independiente del lugar donde se deposite.

Se ha encontrado que la fuerza F que actúa sobre el líquido incrementa con el radio R y es del orden de $10 \text{ } \mu\text{N}$ (pequeña comparada con el peso de la gota). En la Fig. 1.11 pueden observarse ondas propagándose a lo largo de la interfase, así como pequeñas oscilaciones del líquido y deformaciones en la parte baja (debidas a los dientes), las cuales podrían contribuir al balance de fuerzas. El fenómeno de autopropulsión se presenta también en sólidos, los cuales autopropulsan en *ratchets* calientes en la misma dirección que los líquidos [32], lo cual muestra que las interfases no necesariamente deben ser deformables para generar autopropulsión, indicando que el flujo de vapor es la causa del movimiento.

Con respecto a la eyección de vapor, se encontró que para gotas grandes, la velocidad U del gas es independiente del radio de la gota y del orden de 10 cm s^{-1} . En sólidos planos el flujo del gas es isotrópico, pero puede ser rectificado si el material en estado Leidenfrost levita sobre patrones asimétricos [35, 36]. Para capas de vapor delgadas ($h < a$) (h , el espesor de la capa de vapor), se

mostró tanto experimentalmente (usando trazadores) como numéricamente que el flujo de vapor es en general un flujo de lubricación [34, 37], en el cual el gas es dirigido hacia la parte más profunda de cada diente, y después de golpear el escalón, escapa lateralmente a lo largo de él. Con esto, el patrón diseñado evita casi completamente el intercambio de gases entre dos dientes sucesivos, y rectifica la dirección del flujo de vapor en la dirección elegida por el cuerpo que levita: La viscosidad del vapor permite que el flujo pueda arrastrar material por encima [34, 37, 30], lo que sugiere una fuerza de tracción F que escala como $(\eta_v U/d)R^2$, donde d es un grosor típico (entre h y a) de la capa de vapor. Pese a que la fórmula anterior proporciona los órdenes de magnitud correctos para F (típicamente 10-100 μN), y explica que $F(R)$ varíe experimentalmente, los detalles de esta fuerza aún son discutidos en la literatura. Considerar la presencia de este arrastre viscoso haría posible desarrollar nuevos tipos de dispositivos de autopropulsión.

1.4.3. Efecto Leidenfrost triple

El efecto Leidenfrost permite observar diferentes fenómenos relacionados con la dinámica de los líquidos involucrados. Algunos de ellos, como autopropulsión e impactos en superficies calientes, han sido discutidos anteriormente. Los resultados encontrados abren la posibilidad de manipular gotas Leidenfrost con aplicaciones en microfluídica e ingeniería.

La interacción de dos líquidos en estado Leidenfrost ha sido estudiada anteriormente por [8], en específico, la colisión de dos gotas de líquidos tanto miscibles como inmiscibles entre sí. Se observa que, al depositar dos gotas en un plato cóncavo a temperatura $T_p > T_L$ [véase el sistema experimental de la Fig. 1.12(a)], se presentan dos escenarios: las gotas coalescen directamente o lo hacen después de una serie de rebotes consecutivos.

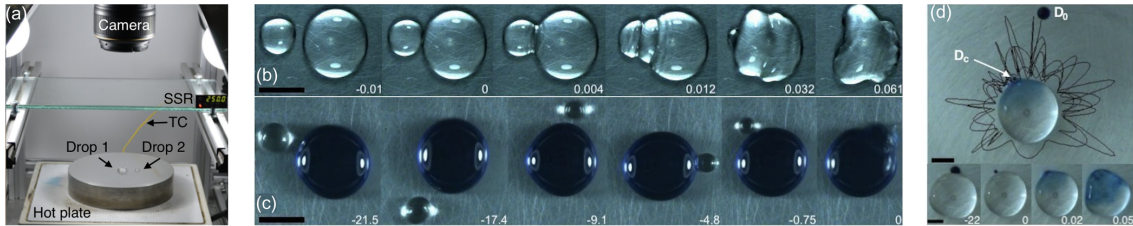


Figura 1.12: (a) Sistema experimental. (b) Coalescencia directa de dos gotas de agua en estado Leidenfrost. (c) Rebotes consecutivos de una gota de etanol (transparente) contra una gota de agua (tintada con azul de metileno) durante varios segundos antes de coalescer. (d) Trayectoria de una gota de acetonitrilo (azul) rebotando repetidamente contra una gota de agua. Las instantáneas muestran que la gota de agua, inicialmente transparente, adquiere un tono azulado una vez que las gotas coalescen. En (b)-(d), el tiempo transcurrido se indica en segundos en cada instantánea, donde $t = 0$ s corresponde al momento de coalescencia [barras de escala: (b) y (c) 10 mm, (d) 5 mm]. Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 127, núm. 20 (2021) [8].

En el primer escenario, la coalescencia ocurre en milisegundos [Fig. 1.12(b)] y principalmente, en gotas del mismo líquido o con propiedades similares (dos gotas de diferentes tipos de alcohol, por ejemplo). Los rebotes consecutivos se presentan en líquidos con grandes diferencias en sus propiedades, por ejemplo, una gota de etanol rebota en una gota de agua varias veces, evaporándose lentamente antes de coalescer, como se observa en las Figs. 1.12(c) y 1.12(d).

El que una de las gotas rebote sobre otra, se atribuye al hecho de que el efecto Leidenfrost está presente también entre ellas y no sólo entre cada gota y el plato caliente, formándose una capa de vapor entre las dos gotas, que evita su coalescencia directa; a este escenario se le ha llamado *Efecto Leidenfrost Triple*, debido a que son tres las zonas en las que se genera una capa de vapor que evita el contacto directo [véase la Fig. 1.13(a)].

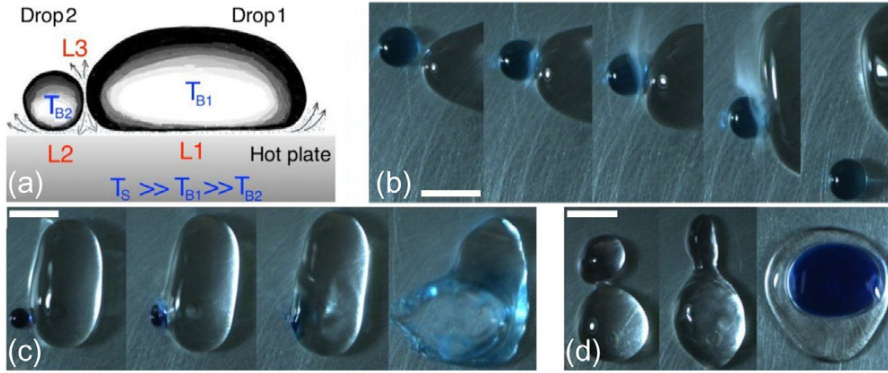


Figura 1.13: (a) Dibujo del efecto Leidenfrost triple. (b) Instantáneas tomadas a 500 fps mostrando la capa de vapor generada cuando una gota de cloroformo (azul) choca con una gota de etilenglicol ($T_p = 350^\circ\text{C}$). (c) Coalescencia explosiva de cloroformo (azul) con etilenglicol. (d) Agua (azul) y tolueno se unen sin mezclarse debido a que estos líquidos son inmiscibles (barras de escala = 5 mm). Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 127, núm. 20 (2021) [8].

Las dos gotas son depositadas en un plato a temperatura T_p y empiezan a levitar sobre su propio vapor, cada una con su correspondiente temperatura interior T_{B1} y T_{B2} (que según lo reportado en [1], corresponde a la temperatura de ebullición del líquido) exhibiendo el efecto Leidenfrost individualmente. Teniendo dos gotas de diferentes líquidos, la temperatura T_B de uno de ellos será mucho mayor que la del otro líquido, por lo que el líquido más caliente actuará de la forma en que lo hace el plato sobre el cual están depositadas: entre las superficies de las gotas se forma una capa de vapor que evita la coalescencia. Esto es similar a lo observado en [7] con una gota depositada en una piscina de líquido caliente.

En la Fig. 1.13(b) se observa la capa de vapor formada entre dos líquidos: etilenglicol y cloroformo, siendo éste el mecanismo que evita la coalescencia directa.

Cuando la coalescencia no es directa, ésta se presenta después algunos rebotes consecutivos, cuando el tamaño de la gota *satélite* ha alcanzado un tamaño similar a su longitud capilar ($D \sim \lambda_c$), volviéndose cuasi esférica al evaporarse continuamente. Así, la capa de vapor desaparece al momento de la colisión permitiendo la coalescencia.

El factor que determina uno u otro escenario (coalescencia directa o no) es la diferencia entre las temperaturas de ebullición de los dos líquidos involucrados ΔT_B , por lo que el *Efecto Leidenfrost Triple* se presenta entre gotas con una diferencia de temperaturas ΔT_B grande. En la Fig. 1.14 se muestran los escenarios obtenidos con gotas de diferentes líquidos después de al menos 5 repeticiones para cada par de líquidos.

Aunado a esto, la coalescencia de gotas puede darse de tres formas. Dos gotas de **líquidos miscibles** coalescen de manera rápida y casi inmediata. Como se observa en la Fig. 1.14, la coalescencia es siempre directa entre dos gotas del mismo líquido, esto se debe a que en ese caso $T_{B1} = T_{B2}$ y el efecto Leidenfrost no se presenta entre las dos gotas.

Para **líquidos inmiscibles** puede formarse una gota multifásica, como ocurre con agua y tolueno, en la que ambos líquidos no se mezclan (no hay transferencia de masa entre las gotas) y el tolueno cubre la gota de agua [véase Fig. 1.13(d)]; o bien, una de las gotas (la más volátil) explota violentamente dentro de la gota más caliente debido a la gran diferencia de temperaturas ΔT_B , un ejemplo de ello se presenta con etilenglicol y cloroformo [véase Fig. 1.13(c)], en donde el cloroformo explota violentamente.

En la Fig. 1.14 se muestran los escenarios observados por [8]. Los resultados obtenidos para la coalescencia de dos líquidos en estado Leidenfrost son notablemente diferentes a los que se observan

Liquid	T _B °C	L kJ/kg	σ mN/m	λ _c mm	Drop										
					Drop 2										
					1	W	E	M	I	A	H	C	N	T	F
Water	93	2256	59	2.5	W	c	r	r	r	r	r _(i)	r _(i)	r	c _(i)	c
Ethanol	72	846	17	1.5	E	r	c	c	c	c	r	c	c	r	r
Methanol	59	1100	19	1.6	M	r	c	c	c	c	r _(i)	r	c	r	r
Isopropanol	76	779	16	1.5	I	r	c	c	c	c	r	c	c	c/r	r
Acetone	50	518	19	1.7	A	r	c	c	c	c	r	c	c/r	r	r
Hexane	61	338	13	1.5	H	r _(i)	r	r _(i)	r	r	c	c	r _(i)	r	r _(i)
Chloroform	54	247	22	1.3	C	r _(i)	c	r	c	c	c	c	c	c	r
Acetonitrile	74	729	22	1.8	N	r	c	c	c	c/r	r _(i)	c	c	c/r	r
Toluene	103	365	18	1.5	T	c _(i)	r	r	c/r	r	r	c	c/r	c	r
DFormamide	146	546	22	1.6	F	c	r	r	r	r	r _(i)	r	r	r	c

Figura 1.14: Resultado de la colisión de dos gotas Leidenfrost para diferentes pares de líquidos [38]: coalescencia directa (c), rebotes consecutivos (r), o ambos escenarios (c/r). El subíndice (i) indica líquidos inmiscibles [39]. El calor latente L , la tensión superficial σ , y longitud capilar λ_c de cada líquido a la temperatura de ebullición T_B son reportados (valores en Puebla, México, a ~ 2200 m sobre el nivel del mar). Datos basados en Refs. [39, 40, 41, 42]. Tomada de *Physical Review Letters*, vol. 127, núm. 20 (2021) [8].

con gotas a temperatura ambiente.

1.5. Efecto Leidenfrost en superficies cónicas

En este trabajo se estudia la descarga de líquidos que han sido previamente depositados en un contenedor con forma cónica (un embudo), por tal motivo, resulta de interés discutir la investigación previa referente a líquidos depositados en sustratos con una curvatura dada.

En [43] se estudió experimentalmente el estado Leidenfrost de un volumen grande de agua depositado en platos cónicos de aluminio, empleando el sistema experimental de la Fig. 1.15(a) y 1.15(b). Diferentes regímenes fueron observados dependiendo del volumen y del ángulo de confinamiento. Se encontró que el tiempo de vida τ alcanza un máximo valor a un ángulo crítico, esto se ve determinado por el área de contacto y la competencia entre dos mecanismos de expulsión de vapor (flujo lateral y chimeneas). La Fig. 1.15(c) muestra el tiempo de vida en función de la temperatura para $90^\circ\text{C} < T < 400^\circ\text{C}$ y $V = 3.0 \pm 0.05$ ml a diferentes ángulos.

Se observa que la temperatura Leidenfrost es prácticamente la misma para todos los platos utilizados, lo cual indica que el confinamiento lateral no es relevante para la transición al estado Leidenfrost. Como puede verse en la gráfica, dados valores fijos de temperatura y volumen, el tiempo de evaporación τ varía con el ángulo de forma no lineal.

Dinámica en la superficie

En las Figs. 1.16(a) - 1.16(d) se observa el proceso de evaporación de 20 ml de agua depositados en platos de diferentes ángulos. El estado Leidenfrost se mantiene incluso con esta cantidad de agua para ángulos muy cerrados, donde la presión hidrostática aumenta considerablemente. En [43] no se encontró un límite para el ángulo o el volumen para observar el fenómeno.

Las observaciones de [43] señalan que la dinámica observada en la superficie del líquido se ve claramente afectada por el ángulo de confinamiento:

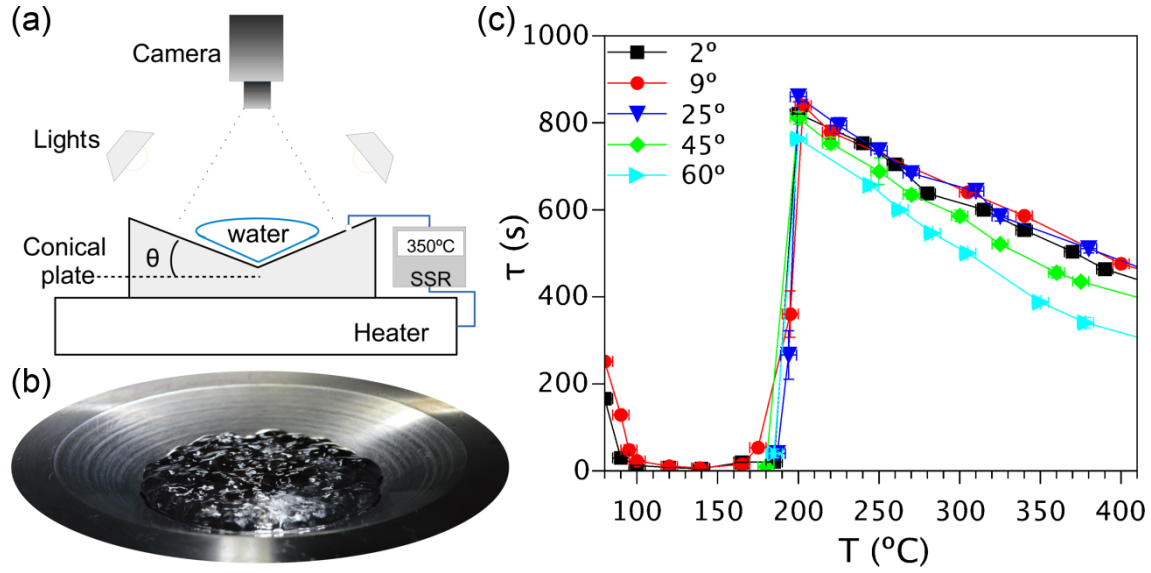


Figura 1.15: (a) Sistema experimental. (b) 20 ml de agua manteniendo el estado Leidenfrost en una superficie cónica de $\theta = 25^\circ$. (c) τ como función de T para $V = 3$ ml; el ángulo de la superficie no afecta la temperatura de transición T_L . Tomada de *Physical Review Fluids* (2016) [43].

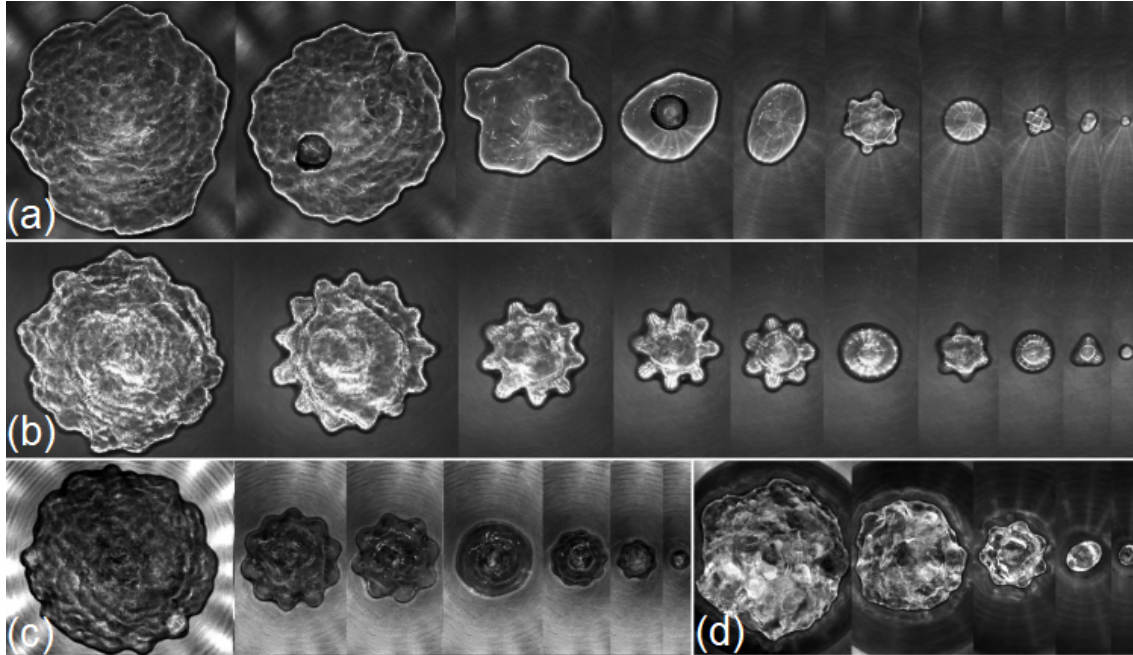


Figura 1.16: Instantáneas del proceso de evaporación de 20 ml de agua depositados en superficies cónicas de curvatura $\theta =$ (a) 2° , (b) 12° , (c) 25° , y (d) 45° . Tomada de *Physical Review Fluids* (2016).

- Para $\theta \lesssim 9^\circ$, se observan chimeneas como un mecanismo de salida del vapor, disminuyendo en

número conforme disminuye el volumen y dejando de formarse cuando los modos de oscilación empiezan a aparecer.

- Para $\theta > 9^\circ$ la formación de chimeneas no se presenta debido a que el vapor es liberado solo de manera lateral entre el agua y las paredes que la confinan. Se presentan modos de oscilación de estrella debido a las interacciones en la interfase líquido-vapor, mismos que son más frecuentes en para ángulos $\theta = 9^\circ$ a 12° .
- Para ángulos mayores, el estado Leidenfrost se mantiene con algunos modos de oscilación y con una superficie inestable, como se observa en las Figs. 1.16(c) y 1.16(d).

Se observan chimeneas para volúmenes grandes en conos abiertos, y una superficie inestable para volúmenes grandes en conos cerrados.

Tiempo total de evaporación

En [43] se analizó el efecto del confinamiento en el tiempo de vida total para un volumen de 20 ml de agua. En la Fig. 1.17(a) se observa que el tiempo de vida incrementa con en ángulo y alcanza un valor máximo en $\theta_c \approx 8^\circ$, valor que corresponde a cero chimeneas. En [43] se sugiere que la aparición de chimeneas permite la liberación de vapor, por lo que en el régimen sin chimeneas, el vapor escapa lateralmente, aumentando el grosor de la capa de vapor. Con esto, la transferencia de calor se reduce, incrementando el tiempo de vida de la gota; sin embargo, para ángulos mayores, la presión hidrostática adquiere relevancia, la capa de vapor disminuye, y con ello, el tiempo de vida. Puede verse que en un contenedor cilíndrico como el de la Fig. 1.17(b), las chimeneas aparecen incluso para volúmenes grandes de líquido, debido a que el vapor no escapa con facilidad por las paredes laterales. Así, la presión hidrostática y la salida de vapor (que dependen en gran medida de la geometría del contenedor), son determinantes para obtener un tiempo de vida máximo y la desaparición de chimeneas.

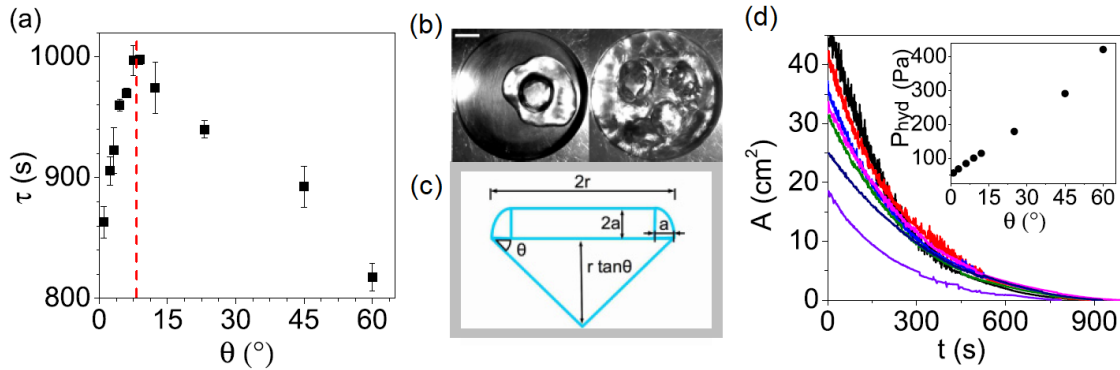


Figura 1.17: (a) Tiempo de evaporación τ en función de θ para 20 ml de agua a $T = 350^\circ\text{C}$; un τ máximo se alcanza cuando $\theta \approx 8^\circ$. (b) Instantáneas de chimeneas en 3 y 50 ml de agua depositados en un contenedor cilíndrico de 5.5 cm de diámetro y 3 cm de altura (barra de escala = 1 cm). Para $V = 50$ ml, la presión hidrostática debida a la columna de agua es $P_{hid} \sim 200$ Pa. (c) Esquema de la distribución de agua en una superficie cónica. (d) Evolución del área superior A como función de t durante la evaporación de 20 ml de agua depositados en platos cónicos con $\theta = 1^\circ, 3^\circ, 6^\circ, 9^\circ, 12^\circ, 25^\circ$, y 45° . Recuadro: P_{hid} en función de θ para $V = 20$ ml estimada en el vértice de los contenedores cónicos. Nótese que las chimeneas se presentan en (b) aún cuando $P_{hid}^{cilindro} \gg P_{hid}^{cono}(9^\circ)$, evidenciando la relevancia de la geometría del contenedor. Tomada de *Physical Review Fluids* (2016) [43].

Forma del líquido

En [43] se sugiere que para platos con una forma cónica y ángulo de avertura dado, el volumen puede aproximarse como la suma de dos partes: un cono inferior y un *pancake* en la parte superior, como se muestra en la Fig. 1.17(c). La forma se asemeja a un helado. Considerando que el área promedio de la superficie del *pancake* es igual a

$$A(t) = \pi r^2,$$

el volumen se aproxima como

$$V \approx V_{cono} + V_{pancake} = \frac{1}{3}\pi r^3 \tan \theta + \pi^2 a^2 (r - a) + 2\pi a (r - a)^2.$$

Para ángulos pequeños, la contribución del *pancake* es mayor, pero la contribución del cono aumenta conforme aumenta el ángulo. Esta aproximación permite estimar la presión hidrostática P_{hid} en el fondo del cono como función del ángulo, como se muestra en la Fig. 1.17(d).

Pese a que esta aproximación es buena, en todos los casos observados por [43], la suma de las contribuciones de ambas partes, sobreestimaba ligeramente el volumen real, debido al error generado por la aproximación de la forma del *pancake*.

Razón de evaporación

En un plato plano se encuentra que la tasa de evaporación se expresa como [1]:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\kappa}{L} \frac{\Delta T}{e} A_c$$

Para el caso de un plato cónico, el área de contacto está definida como $A_c = \pi r^2 / \cos \theta$, que corresponde a la superficie cónica en contacto con el líquido. Aplicando la aproximación de lubricación entre el volumen de agua y la superficie cónica, el flujo de vapor puede estimarse como:

$$\frac{dm}{dt} = \rho_v \frac{\pi e^3}{6\eta_v} \Delta P,$$

donde:

$$\Delta P = \rho_w g [h + r(h) \tan \theta]$$

es la presión hidrostática (como función de r) considerando ambas contribuciones de volumen (*pancake* y cono), (ρ_v y ρ_w son las densidades del agua y vapor, respectivamente, y η_v la viscosidad dinámica del vapor). Considerando la presión promedio en la pared del cono, el flujo de vapor se expresa como:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\pi e^3 \rho_v \rho_w g}{6\eta_v} \left(2a + \frac{r}{4} \tan \theta \right).$$

Igualando ambas expresiones para el flujo de vapor, en [43] se obtiene que el grosor de la capa está dado por:

$$e = \left(\frac{6\eta_v \kappa \Delta T \sec \theta}{L \rho_v \rho_w g (2a + \frac{r}{4} \tan \theta)} \right)^{1/4} \sqrt{r}.$$

En la Fig. 1.18 se muestran valores de $e(r)$ obtenidos con la ecuación anterior, para diferentes ángulos [43], se observa que, el área de contacto A_c tiene un mínimo global para $\theta \approx 40^\circ$ a un volumen constante. En [43] se sugiere que el calor transferido es mínimo alrededor de ese ángulo, sin embargo, la dependencia de e como función de θ indica que conforme el ángulo aumenta, la presión hidrostática adquiere un rol determinante en la disminución del grosor de la capa de vapor.

Es evidente que el confinamiento de líquidos en contenedores cónicos permite su levitación controlada durante grandes intervalos de tiempo, incluso para grandes volúmenes de líquido; esto aunado al hecho de que la forma de la superficie no repercute de forma considerable en el valor del tiempo de evaporación total.

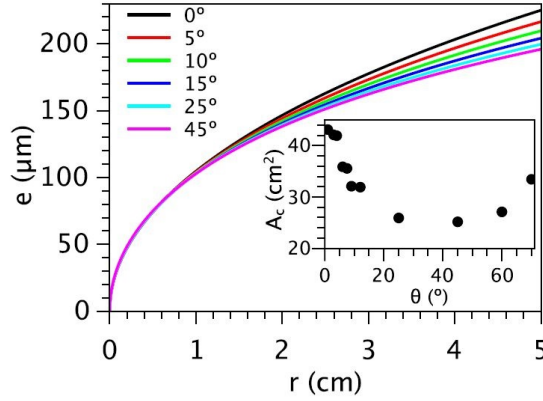


Figura 1.18: (a) Grosor de la capa de vapor e como función de r para diferentes ángulos. Recuadro: superficie de contacto $A_c = \frac{\pi}{\cos \theta} \left(\frac{3V_{\text{cono}}}{\pi \tan \theta} \right)^{2/3}$ correspondiente a los datos de la contribución cónica en la Fig. 1.18(d). Tomada de *Physical Review Fluids* (2016) [43].

1.6. Motivación del estudio de descarga en superficies cónicas

El estudio del efecto Leidenfrost en superficies cónicas demostró que volúmenes considerables de líquido pueden mantenerse en dicho estado bajo confinamiento. Dado que en nuestra vida diaria se utilizan superficies cónicas para descargar líquidos, como embudos o tolvas, un cuestionamiento que surgió del estudio previo fue determinar cómo se produce una descarga que ha sido efectuada desde un embudo sobrecalentado.

Para estudiar dicho sistema a temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost T_L de diferentes líquidos, resulta necesario revisar primero los conceptos relacionados al proceso de descarga a temperatura ambiente. Así, este caso análogo se discute en el capítulo siguiente.

Capítulo 2

Descarga de líquidos a temperatura ambiente

En este capítulo se muestran los resultados experimentales obtenidos durante la descarga de un líquido a temperatura ambiente desde un embudo. Posteriormente, se revisan los conceptos relacionados y se desarrollan modelos enfocados en dos dinámicas: 1) la razón de descarga del fluido y 2) el perfil del *jet* cayendo desde el orificio del embudo. Los líquidos a descargar (agua, etanol, cloroformo y acetona) se considerarán como fluidos ideales, en los que se desprecian efectos de compresión, y la viscosidad puede considerarse despreciable. Así, se utilizará la ecuación de continuidad y la ecuación de Bernoulli, aplicables para fluidos ideales en movimiento.

2.1. Experimentos de descarga a temperatura ambiente

2.1.1. Sistema y procedimiento experimental

Para realizar la descarga de un líquido a temperatura ambiente se dispuso de un sistema experimental sencillo, conformado por un embudo de aluminio (mismo que se utilizarán en el sistema de Leidenfrost, por ello debe ser metálico y buen conductor de calor), un soporte para el embudo, el líquido a descargar, y un recipiente para depositarlo una vez que se ha descargado, ver Fig. 2.1(a). Desde la vista superior, se tomaron videos con una cámara de alta velocidad para poder determinar posteriormente la variación del radio de la superficie libre del líquido como función del tiempo, y desde una vista lateral se filmó la geometría del chorro saliendo del orificio [Figs. 2.1(b)-(c)]. El embudo de descarga tiene un ángulo de 47° , y para este caso a temperatura ambiente se usó un diámetro de orificio $d_1 = 1.56 \pm 0.02$ mm. Las características específicas del embudo son indicadas en la Fig. 2.2. A temperatura ambiente, el volumen de líquido adopta la forma cónica del contenedor, esto es, una pirámide invertida de altura $h(t)$ y radio $R(t)$ que son funciones del tiempo, ya que ambos disminuyen durante la descarga. Así, el volumen de fluido en el contenedor a un tiempo t está dado por:

$$V(t) = \frac{\pi}{3} R^2 h .$$

Antes de iniciar los experimentos, es necesario que los elementos que estarán en contacto con el líquido durante el proceso se encuentren limpios, y en el caso de los platos o contenedores, éstos deben estar pulidos adecuadamente para disminuir los efectos de la rugosidad. Posterior a esto, se elige el líquido a descargar y se registra la temperatura a la que se encuentra el embudo (para temperatura ambiente se utilizó $T_p \sim 20 \pm 2^\circ\text{C}$). El embudo empleado puede contener hasta 20 ml de líquido, por lo que éste fue el volumen utilizado durante los experimentos, tomando como referencia la medida indicada en un vaso de precipitado; cabe señalar que esta medida es únicamente

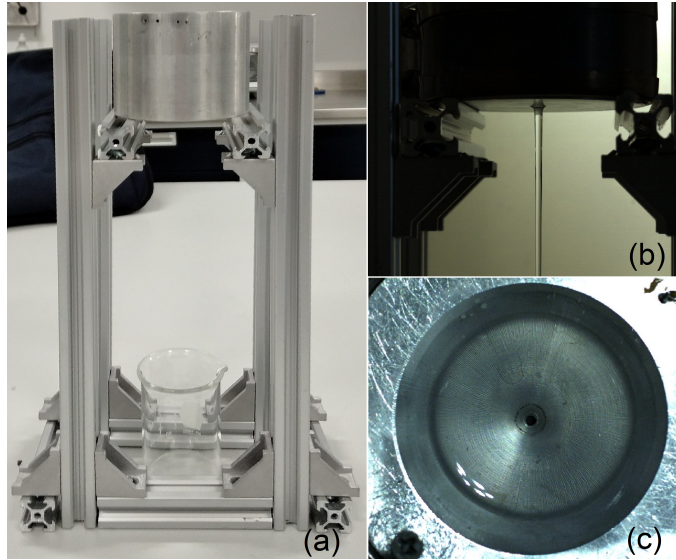


Figura 2.1: (a) Sistema experimental para la descarga a temperatura ambiente. (b) Vista lateral enfocada en el chorro descargado del embudo y (c) vista superior enfocada en el volumen remanente en el plato cónico.

de carácter indicativo. Luego, el volumen indicado se deposita en el embudo de descarga al que previamente se le ha colocado un tapón, esto con el objetivo de evitar el flujo del líquido hasta que se encuentre estable para comenzar a filmar.

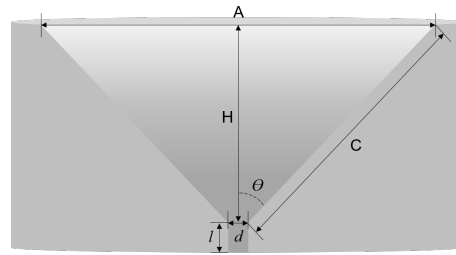


Figura 2.2: Esquema del embudo utilizado para la descarga. Se utilizaron tres tamaños de orificio. Medidas: $A = 54.57$ mm, $d_1 = 1.56$ mm, $d_2 = 2.70$ mm, $d_3 = 3.00$ mm, $l = 14.20$ mm, $C = 37.08$ mm, $H = 25.10$ mm y $\theta = 47.37^\circ$.

En síntesis, el procedimiento experimental consiste en:

1. Colocar el tapón en el orificio.
2. Depositar el líquido en el embudo.
3. Mantener el líquido estable.
4. Retirar el tapón.
5. Filmar la descarga para su posterior análisis.

Se obtuvieron videos de la descarga de agua, etanol, cloroformo y acetona; cuyo proceso de análisis se describe a continuación.

2.1.2. Análisis de videos

Para analizar los videos obtenidos se utilizó el programa de procesamiento digital de imágenes **ImageJ**. Esta aplicación permite hacer mediciones en cada fotograma de un video grabado. El primer paso es fijar la escala en el programa y elegir las medidas necesarias a registrar, correspondientes a un área seleccionada de la imagen (véase la Fig. 2.3a).

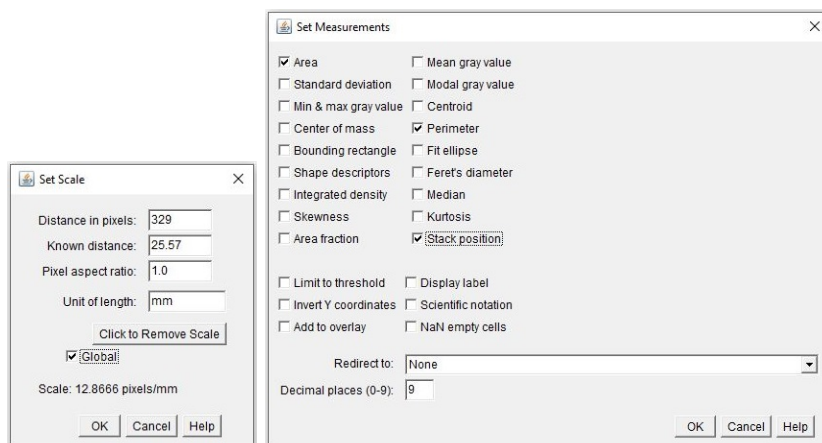


Figura 2.3: Interfaz (a) de escala y (b) de mediciones a obtener.

En este caso, es de interés conocer el área y perímetro de la superficie del volumen de líquido, así como el número de fotograma correspondiente a la imagen en el video (véase la Fig. 2.3b). Para seleccionar un área determinada se utiliza la herramienta de selección de elipse y se marca el contorno del líquido en la imagen; la vista superior de la cámara proporciona imágenes como las mostradas en la Fig. 2.4. Luego de esto, se utiliza la herramienta de medición para obtener los valores numéricos previamente indicados. Este procedimiento se repite para algunos fotogramas seleccionados del video grabado, con lo que se obtienen valores para diferentes momentos durante toda la descarga. El programa registra los valores en una tabla de datos (véase Fig. 2.4) que puede descargarse como un archivo TXT, así, se obtiene un archivo para cada video filmado. De los videos tomados a 500 fotogramas por segundo puede medirse directamente la variación del radio $R(t)$, estimar la altura $h(t) = R(t)/\tan \theta$ y conocer el volumen restante como función del tiempo.

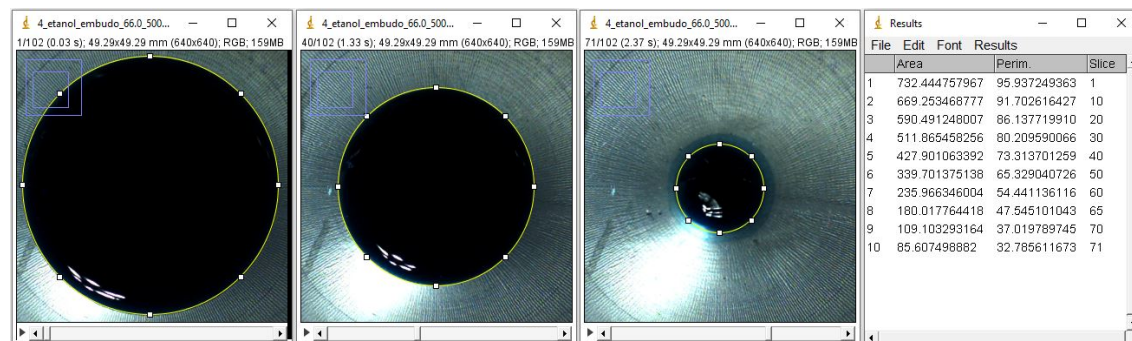


Figura 2.4: Tabla de valores de área y perímetro de la superficie libre del líquido descargado desde un embudo a temperatura $T < T_B$. Se muestran tres fotogramas de video, en los que el área de la superficie libre se ha seleccionado utilizando la herramienta de elipse.

2.1.3. Resultados experimentales: R vs t

La fig. 2.5 muestra la variación de R como función de t , y se comparan los datos experimentales para los cuatro líquidos estudiados (agua, etanol, cloroformo y acetona). Se utilizó un mismo volumen inicial $V_0 \approx 3.25$ ml, que corresponde a un radio inicial $R(t=0) \approx 15$ mm. Nótese que el tiempo de descarga es aproximadamente el mismo para los cuatro líquidos $t_{descarga} \sim 3.5$ s, lo cual se debe a que estos líquidos tienen una viscosidad μ muy baja ($\mu < 0.01$ poise) y al ser también incompresibles, pueden considerarse fluidos ideales.

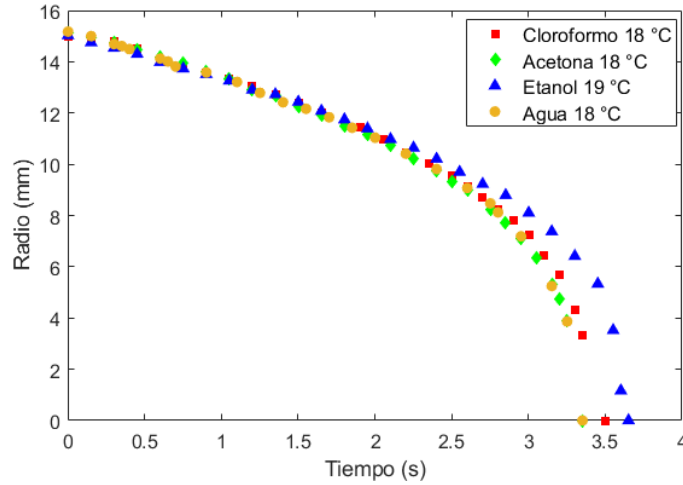


Figura 2.5: Radio de la superficie libre del líquido como función del tiempo para la descarga de $V_0 \approx 3.25$ ml a temperatura ambiente de cloroformo (■), acetona (◆), etanol (▲) y agua (●).

Los resultados anteriores muestran que, a temperatura ambiente, la naturaleza fisicoquímica del fluido no afecta el tiempo de descarga si la viscosidad del fluido es baja. Este caso puede ser modelado analíticamente partiendo de las ecuaciones básicas de la dinámica de fluidos, lo cual se discute en las siguientes secciones.

2.2. Ecuaciones de la dinámica de fluidos ideales

La ecuación de continuidad

La ecuación de continuidad relaciona la velocidad del flujo v con el área S de la sección transversal por donde éste circula.

Cónsiderese el flujo uniforme de un fluido ideal que pasa por un tubo con sección transversal variable, como se muestra en la Fig. 2.6. El flujo va de izquierda a derecha, de manera que al desplazarse un volumen ΔV de fluido en un intervalo de tiempo Δt una distancia Δl_1 con una velocidad v_1 en el extremo izquierdo de sección transversal S_1 , una cantidad igual de volumen ΔV se desplaza una distancia Δl_2 en el mismo intervalo de tiempo Δt en el extremo derecho de sección transversal S_2 con una velocidad v_2 ; esto debido a que el fluido es incompresible. Lo anterior queda expresado de la siguiente manera, para el extremo izquierdo:

$$\Delta V = S_1 \Delta l_1 = S_1 v_1 \Delta t,$$

y para el extremo derecho:

$$\Delta V = S_2 \Delta l_2 = S_2 v_2 \Delta t,$$

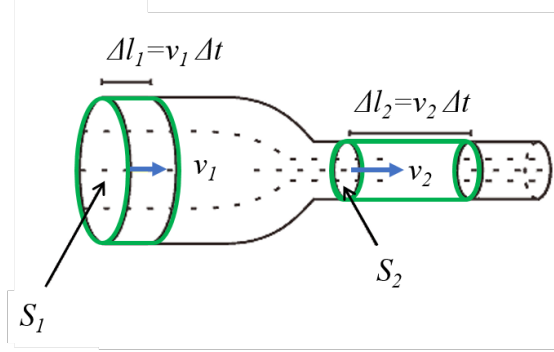


Figura 2.6: Tubo con sección transversal variable.

de manera que:

$$\Delta V = S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t$$

$$\Rightarrow S_1 v_1 = S_2 v_2 .$$

Así $Sv = Q$ es una cantidad constante y corresponde al gasto de volumen (o flujo volumétrico); o bien $\rho Sv = M$ corresponde al gasto de masa (o flujo másico).

Dicha relación indica que la velocidad de flujo aumenta al reducir el área de la sección transversal por la que circula el fluido, y se cumple que flujo volumétrico (o bien, el flujo másico) es el mismo para todas las secciones transversales del tubo [44].

Efecto *vena contracta*

La geometría del orificio de salida de un contenedor tiene un efecto en la forma del jet de líquido que se descarga, existiendo una relación entre el diámetro del chorro d_j y el diámetro del orificio d_h , dada por el coeficiente de contracción $C_c = \frac{A_j}{A_h}$ obtenido experimentalmente, donde A_j y A_h corresponden al área del jet en la vena contracta y al área del orificio, respectivamente. Si la salida no es una boquilla lisa y bien contorneada ($C_c = 1$), el diámetro del chorro d_j será menor que el diámetro del orificio d_h , debido a la incapacidad del fluido para girar 90° la esquina afilada en el orificio de salida. Algunas configuraciones típicas, se muestran en la Fig. 2.7 junto con sus valores correspondientes del coeficiente de contracción.

Con el coeficiente de contracción C_c , la ecuación de continuidad se escribe como

$$S_1 v_1 = C_c S_2 v_2 .$$

La ecuación de Bernoulli

Considérese el tubo mostrado en la Fig. 2.8 por el cual circula un fluido ideal. En un intervalo de tiempo Δt un volumen de fluido ΔV ingresa por el extremo izquierdo desplazando una cantidad igual de volumen ΔV en el extremo derecho, debido a que el fluido es incompresible suponiéndose una densidad ρ constante. La ecuación de Bernoulli aplica el principio de conservación de la energía, considerando el cambio en la energía potencial debido a la altura h y el cambio en la energía cinética relacionado con la variación de la velocidad v [44]. De esta manera, se obtiene que

$$P_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h_1 = P_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2 ,$$

siendo P_1 y P_2 los valores de la presión en cada extremo, o bien

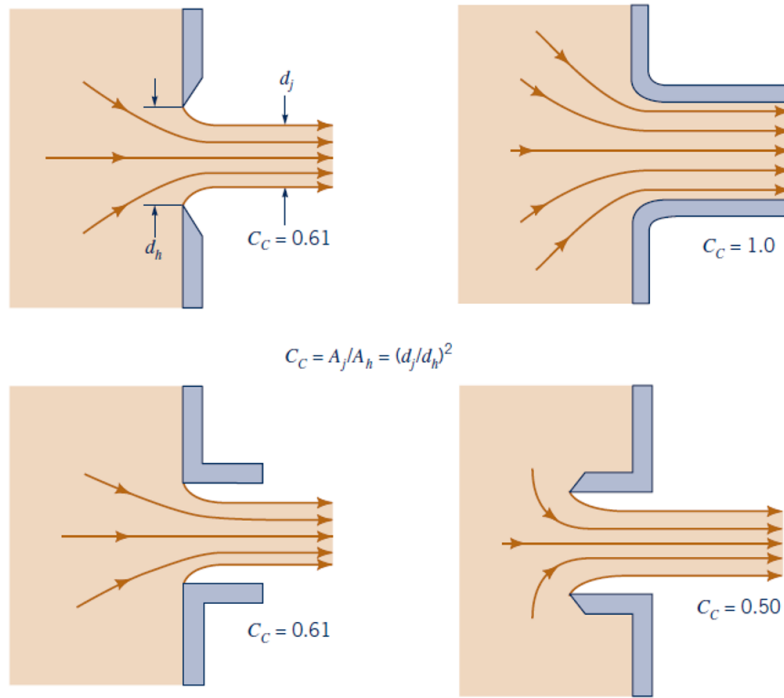


Figura 2.7: Patrones de flujo típicos y coeficientes de contracción para distintas configuraciones de salida. Tomada de [45].

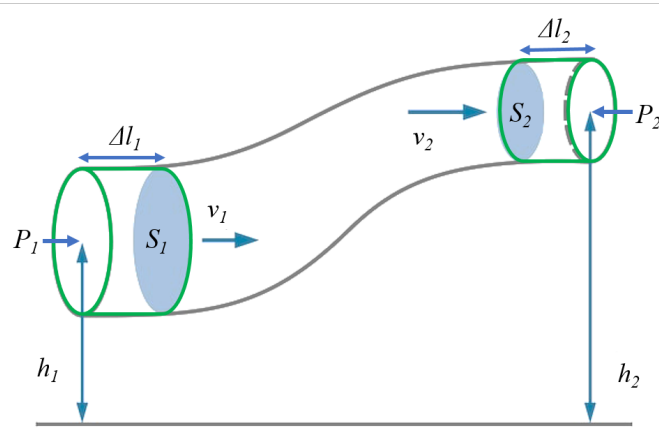


Figura 2.8: Tubo con sección transversal y altura variables.

$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho gh = \text{una constante} .$$

A continuación se describen se describen dos modelos para la descarga de un líquido desde un embudo a temperatura ambiente, empleando la ecuación de Bernoulli y la ecuación de continuidad.

2.3. Radio máximo del charco cónico como función del tiempo: modelo a temperatura ambiente

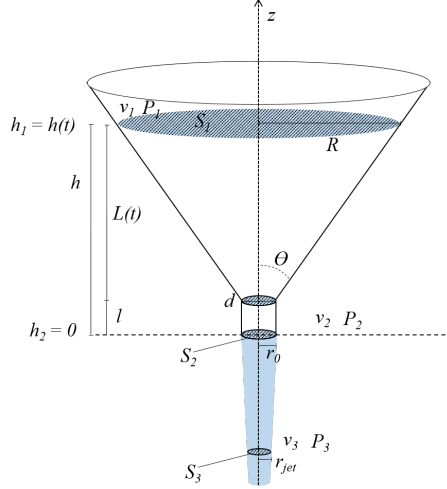


Figura 2.9: Diagrama de la descarga de un líquido desde un embudo a temperatura ambiente.

Se desea obtener una función $R(t)$, donde R representa el radio de la sección transversal máxima del volumen contenido en el embudo, que a temperatura ambiente corresponde al radio de la base de un cono invertido.

Como se observa en la Fig. 2.9, se considera que $h > 0$ y que $h_2 = 0$. La presión P_1 corresponde a la presión atmosférica y la presión de salida P_2 para el *jet* (chorro) de un fluido incompresible (*jet libre*) es también el valor dado para P_1 . De esta forma, utilizando la ec. de Bernoulli se obtiene que

$$\begin{aligned}
 P_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho g h_1 &= P_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho g h_2 \\
 \Rightarrow \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho g(L + l) &= \frac{1}{2}\rho v_2^2 \\
 \Rightarrow \frac{1}{2}v_1^2 + gL + gl &= \frac{1}{2}v_2^2 \\
 \Rightarrow 2gL + 2gl + (v_1^2 - v_2^2) &= 0.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Por otro lado, de la ec. de continuidad se tiene que

$$S_1 v_1 = C_c S_2 v_2$$

con

$$v_1 = \frac{dL}{dt}$$

$$S_1 \frac{dL}{dt} = C_c S_2 v_2$$

$$\Rightarrow v_2^2 = \left(\frac{S_1}{C_c S_2} \right)^2 \left(\frac{dL}{dt} \right)^2,$$

Descarga de líquidos a temperatura ambiente

2.3 Radio máximo del charco cónico como función del tiempo: modelo a temperatura ambiente

considerando que $\tan \theta = \frac{R}{L} \Rightarrow L = \frac{R}{\tan \theta}$, se obtiene

$$\frac{dL}{dt} = \frac{1}{\tan \theta} \frac{dR}{dt} ;$$

de manera que la ec. (2.1) puede escribirse como

$$\begin{aligned} 2g \frac{1}{\tan \theta} R(t) + 2gl + \left[\frac{1}{\tan^2 \theta} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{S_1^2}{C_c^2 S_2^2} \frac{1}{\tan^2 \theta} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] &= 0 \\ \Rightarrow 2g \frac{1}{\tan \theta} R(t) + 2gl &= \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(\frac{1}{\tan^2 \theta} \right) \left[\frac{S_1^2 - C_c^2 S_2^2}{C_c^2 S_2^2} \right] \end{aligned}$$

y con $S_1 = \pi R^2$ y $S_2 = \pi r_0^2$, se tiene

$$2gR(t) \tan \theta + 2gl \tan^2 \theta = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{\pi^2 R^4(t) - C_c^2 \pi^2 r_0^4}{C_c^2 \pi^2 r_0^4} \right] .$$

Ahora bien, definiendo $a = 2g \tan \theta$, $c = 2gl \tan^2 \theta$ y $b = 1/C_c^2$,

$$\begin{aligned} aR + c &= \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[b \left(\frac{R}{r_0} \right)^4 - 1 \right] \\ \Rightarrow \frac{aR + c}{\left[b \left(\frac{R}{r_0} \right)^4 - 1 \right]} &= \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 , \end{aligned}$$

al dividir entre r_0^2 ,

$$\frac{\frac{aR}{r_0^2} + \frac{c}{r_0^2}}{\left[b \left(\frac{R}{r_0} \right)^4 - 1 \right]} = \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{R}{r_0} \right) \right]^2 ;$$

y con $a_0 = \sqrt{\frac{a}{r_0}}$, $c_0 = \frac{c}{r_0^2}$ y $R_0 = \frac{R}{r_0}$, la ecuación se escribe como

$$\begin{aligned} \frac{a_0^2 R_0 + c_0}{b R_0^4 - 1} &= \left(\frac{dR_0}{dt} \right)^2 \\ \Rightarrow \frac{dR_0}{dt} &= \sqrt{\frac{a_0^2 R_0 + c_0}{b R_0^4 - 1}} . \end{aligned}$$

Integrando ambos lados

$$\begin{aligned} \int_{R_{inicial}}^r \sqrt{\frac{b R_0^4 - 1}{a_0^2 R_0 + c_0}} dR_0 &= \int dt \\ \Rightarrow - \int_r^{R_{inicial}} \left(\frac{b R_0^4 - 1}{a_0^2 R_0 + c_0} \right)^{1/2} dR_0 &= t . \end{aligned} \tag{2.2}$$

La ecuación se resolvió empleando el método de sumas de Riemann en MATLAB, el código del programa correspondiente se encuentra en el apéndice A. Así, se obtiene que para la descarga de un líquido desde un embudo con $\theta = 47.37^\circ$, $d = 1.56$ mm y $C_c = 1$, con un radio inicial de 15 mm el tiempo de descarga es de 2.46 segundos, como se observa en la Fig. 2.10.

Con los datos experimentales (Fig. 2.5), se obtuvo el valor de $C_c = 0.76$ para el coeficiente de contracción. De manera que, con este parámetro de ajuste C_c , el tiempo de descarga arrojado

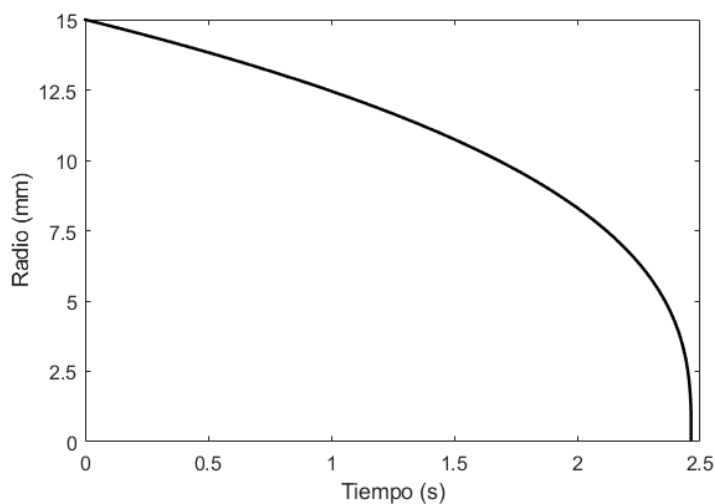


Figura 2.10: Resultado numérico de la evolución del radio R de la superficie libre del líquido como función del tiempo para un radio inicial $R = 15$ mm, utilizando un coeficiente de contracción $C_c = 1$.

por el modelo es de 3.34 segundos. En la Fig. 2.11 se observa que la curva obtenida (en rojo) se ajusta a los datos experimentales (●) de la descarga de agua a 18°C , con un tiempo de descarga de 3.35 segundos. Como se mencionó anteriormente, el tiempo de descarga no se ve afectado por la naturaleza fisicoquímica de líquidos incompresibles y de viscosidad baja, por lo cual, el modelo propuesto puede aplicarse tanto para agua como etanol, cloroformo y acetona, líquidos que pueden considerarse fluidos ideales.

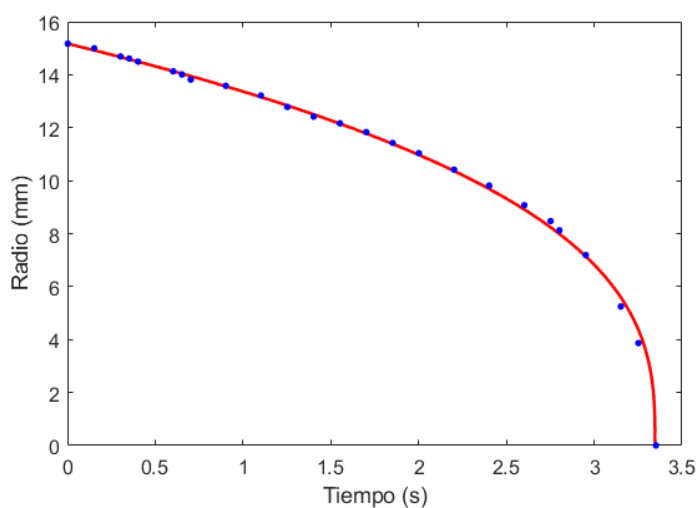


Figura 2.11: Comparación de los datos experimentales obtenidos para la descarga de agua a 18°C (puntos azules) con el modelo propuesto (curva roja).

2.4. Radio del jet de descarga como función del radio superficial

A temperaturas menores al punto de ebullición, $T < T_B$, el chorro (*jet*) de descarga tiene un perfil como los que se observan en la Fig. 2.12, obtenidos empleando agua y etanol. Obtenida una función $R(t)$, se desea obtener una función que describa el comportamiento del radio r_{jet} como función del tiempo. Para obtener esta función $r_{jet}(t)$, nuevamente se emplean las ecuaciones de Bernoulli y continuidad en este sistema.

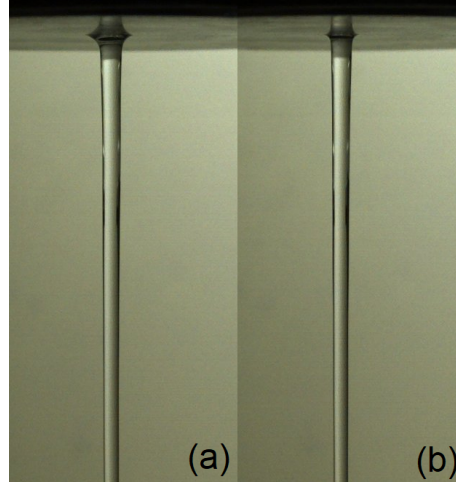


Figura 2.12: Perfiles de la descarga de (a) agua y (b) etanol a 25 °C desde un embudo con un diámetro de orificio $d = 3.00$ mm. Tomada en GrainsLab (2023).

Como se observa en la Fig. 2.9 se considera que $h > 0$. La presión P_1 corresponde a la presión atmosférica, la presión de salida P_2 para el jet de un fluido incompresible (*jet libre*) es también el valor dado para P_1 y se tiene que el valor de P_3 coincide con P_2 y P_1 al considerarse un *jet libre* en ese punto [45].

Las ecuaciones de Bernoulli en este caso se escriben como

$$\begin{aligned} P_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho gh_1 &= P_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho gh_2 \\ \Rightarrow \frac{1}{2}v_1^2 + gh &= \frac{1}{2}v_2^2 \\ \Rightarrow v_1^2 + 2gh &= v_2^2 \end{aligned} \tag{2.3}$$

que corresponde al contenido del embudo; y para describir el jet de descarga

$$\begin{aligned} P_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho gh_2 &= P_3 + \frac{1}{2}\rho v_3^2 + \rho gh_3 \\ \Rightarrow \frac{1}{2}v_2^2 &= \frac{1}{2}v_3^2 + gz \\ \Rightarrow v_2^2 &= v_3^2 + 2gz. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Asimismo, las ecuaciones de continuidad son

$$S_1 v_1 = C_c S_2 v_2$$

$$\Rightarrow \pi R^2 v_1 = \pi r_0^2 C_c v_2$$

$$\Rightarrow v_1 = \frac{r_0^2}{R^2} C_c v_2 \quad (2.5)$$

y

$$C_c S_2 v_2 = S_3 v_3$$

$$\Rightarrow \pi r_0^2 C_c v_2 = \pi r_{jet}^2 v_3$$

$$v_3 = \frac{r_0^2}{r_{jet}^2} C_c v_2. \quad (2.6)$$

Utilizando la Ec. (2.5), la Ec. (2.3) puede reescribirse como

$$\begin{aligned} \frac{r_0^4}{R^4} C_c^2 v_2^2 + 2gh &= v_2^2 \\ \Rightarrow v_2^2 \left[C_c^2 \frac{r_0^4}{R^4} - 1 \right] &= -2gh \\ \Rightarrow v_2^2 &= 2gh \frac{1}{\left[1 - C_c^2 \frac{r_0^4}{R^4} \right]} \end{aligned}$$

y, con $h = \left(\frac{R}{\tan \theta} + l \right)$ se obtiene que

$$\Rightarrow v_2^2 = 2g \frac{\left(\frac{R}{\tan \theta} + l \right)}{\left[1 - C_c^2 \frac{r_0^4}{R^4} \right]}. \quad (2.7)$$

Empleando la Ec. (2.6), la Ec. (2.4) puede escribirse como

$$\begin{aligned} v_2^2 &= \frac{r_0^4}{r_{jet}^4} C_c^2 v_2^2 + 2gz \\ \Rightarrow 1 - \frac{2gz}{v_2^2} &= C_c^2 \frac{r_0^4}{r_{jet}^4} \\ \Rightarrow \frac{r_0}{r_{jet}} &= \left(\frac{1}{C_c^2} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{2gz}{v_2^2} \right)^{1/4} \\ \Rightarrow r_{jet} &= r_0 \left(\frac{1}{C_c^2} \right)^{-1/4} \left(1 - \frac{2gz}{v_2^2} \right)^{-1/4}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Utilizando la Ec. (2.7) en la Ec. (2.8), se obtiene que

$$r_{jet} = r_0 \left(\frac{1}{C_c^2} \right)^{-1/4} \left[1 - \frac{2gz}{2g \frac{\frac{R}{\tan \theta} + l}{\left(1 - C_c^2 \frac{r_0^4}{R^4} \right)}} \right]^{-1/4}$$

Descarga de líquidos a temperatura ambiente
2.4 Radio del jet de descarga como función del radio superficial

$$\Rightarrow r_{jet} = r_0 \left[\frac{1}{C_c^2} - \frac{\left(\frac{1}{C_c^2} - \frac{r_0^4}{R^4} \right) z}{\frac{R}{\tan \theta} + l} \right]^{-1/4}$$

y con $C_c = 1$, la expresión se reduce a

$$r_{jet} = r_0 \left[1 - \frac{\left(1 - \frac{r_0^4}{R^4} \right) z}{\frac{R}{\tan \theta} + l} \right]^{-1/4}$$

que permite obtener el valor de r_{jet} para una z dada, donde r_0 , θ y l son valores fijos y R está dado por una función que depende del tiempo $R = R(t)$ (véase la solución de la ecuación 2.2). Utilizando un valor de R fijo para un tiempo fijo, la expresión anterior permite obtener la curva $z(r_{jet})$, que describe el perfil del chorro observado en la vista lateral de la descarga, en ese instante de tiempo. La curva de la Fig. 2.13 muestra el perfil de un chorro de 65 mm de altura, en el instante en que $R = 15$ mm, para un $r_0 = 0.78$ mm ($d = 1.56$ mm), que como se observa, coincide con el observado en la Fig. 2.12.

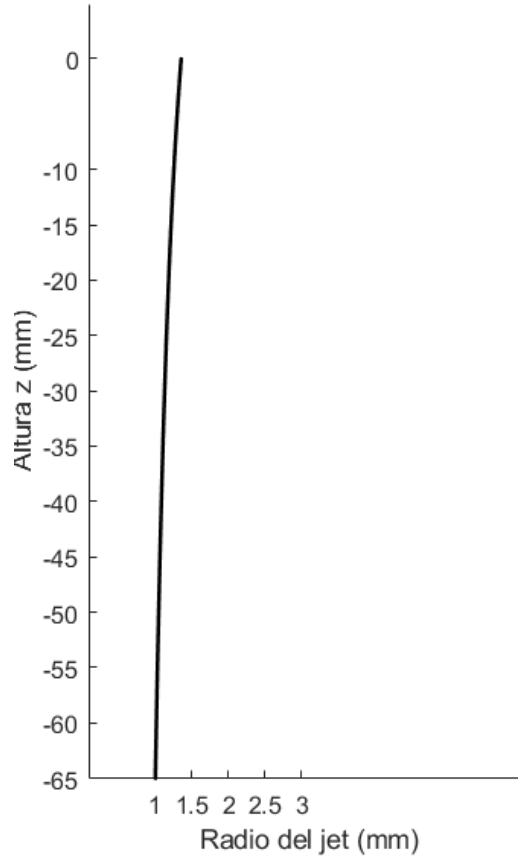


Figura 2.13: Perfil del chorro de descarga (de 65 mm de altura), obtenido del modelo propuesto utilizando un diámetro de orificio $d = 1.56$ mm, para un radio $R = 15$ mm.

Capítulo 3

Embudo de Leidenfrost

En el capítulo anterior se hizo una revisión del proceso de descarga de líquidos a temperatura ambiente, dado esto, se aborda ahora el caso a altas temperaturas. Con el objetivo de estudiar la descarga de líquidos desde un embudo sobrecalentado, se realizaron una serie de modificaciones al sistema experimental que permitieron elevar la temperatura del embudo de aluminio hasta valores de $T > T_L$ y obtener datos cuantificables. A continuación se describe el proceso de diseño y elaboración de dichos experimentos y los resultados obtenidos.

3.1. Observaciones preliminares

El efecto Leidenfrost ha sido ampliamente estudiado en superficies tanto planas [1] como con una curvatura dada [8], describiendo los mecanismos de liberación de vapor que permiten que la gota levite evaporándose lentamente. Si bien la geometría del contenedor juega un papel importante en la dinámica del líquido depositado, con la presencia de un orificio en la parte inferior del contenedor se pueden observar una serie de fenómenos diferentes a los reportados anteriormente en la literatura [43], así, tanto el proceso de descarga como los mecanismos de salida de vapor involucrados repercuten en el comportamiento del volumen contenido en el embudo.

En el Laboratorio de Materia Granular y Fluidos Complejos (GrainsLab) del IFUAP se realizaron pruebas con un contenedor al que previamente se le había hecho un orificio en la parte inferior, encontrándose diferencias notables entre la descarga de agua a temperatura ambiente y la descarga realizada desde el mismo contenedor ahora calentado a una temperatura muy alta. Al depositar un volumen de agua en un contenedor sobrecalentado se presenta el efecto Leidenfrost.

Se observó que la tasa de flujo era distinta, siendo más lenta la descarga a temperaturas altas; se notó la presencia de goteo durante la descarga de un embudo sobrecalentado, que a temperatura ambiente ocurre segundos antes de finalizar la descarga; además, la superficie de mojado de la parte inferior del contenedor, disminuía en la descarga a temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost del líquido [véase la Fig. 3.1]. Las diferencias observadas se atribuyeron a la presencia de la capa de vapor, que está ausente a temperatura ambiente. Dado esto, se inició el diseño de un sistema experimental que permitiera estudiar el fenómeno de manera sistemática.

3.2. Diseño y elaboración del sistema experimental

Para estudiar la descarga del fluido en estado Leidenfrost, dado que la descarga ha de realizarse a temperaturas altas, es necesario que el embudo usado para el estudio a temperatura ambiente se encuentre ahora caliente durante la descarga, y más aún, que la temperatura de este permanezca constante durante todo el proceso.

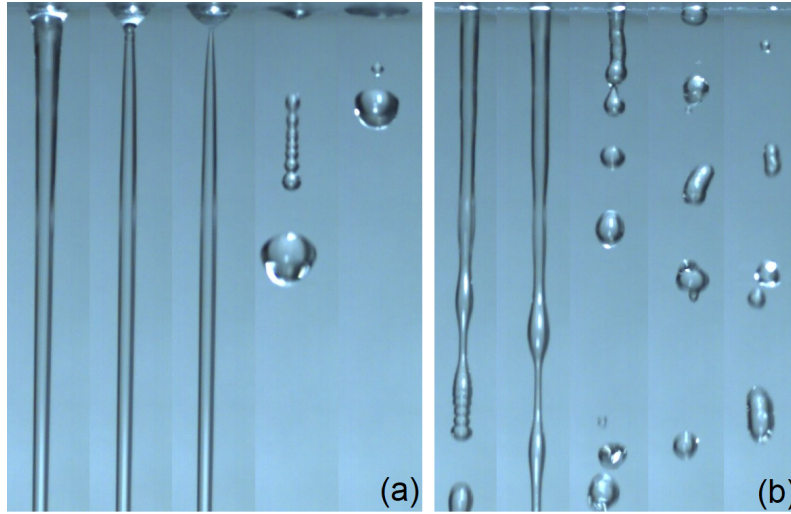


Figura 3.1: Perfiles de descarga de agua desde un embudo (a) a temperatura ambiente y (b) sobrecalentado. Tomada en GrainsLab (2022).

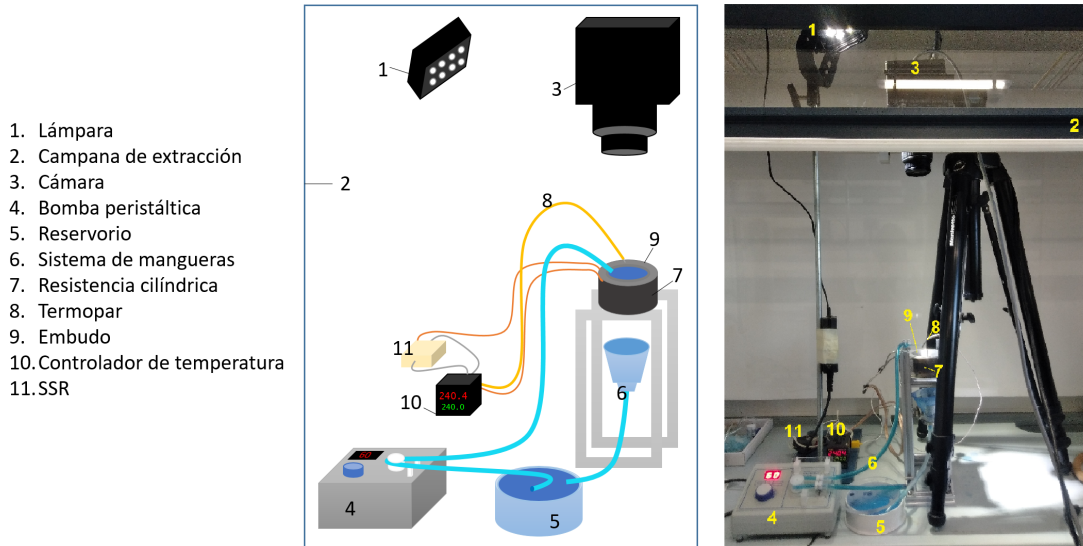


Figura 3.2: Sistema experimental. Fotografía tomada en GrainsLab (2023).

Para casos estacionarios, se ha encontrado que existe un gradiente de temperatura en la superficie del plato, y al entrar en contacto con líquidos, la temperatura disminuye ligeramente en el proceso de evaporación. Durante una descarga en estado Leidenfrost no se tiene un sistema estacionario, por lo que además de la disminución de T observada en superficies planas, la propia descarga y flujo del líquido en el contenedor provoca que éste se enfríe más rápidamente. Dado esto, en este sistema se utilizó una resistencia eléctrica circular que se colocó alrededor del embudo [véanse las Figs. 3.3(a) y 3.3(b)], de manera que una vez calentado en la plancha, la resistencia que lo rodeaba también lo mantenía a una temperatura constante durante varios minutos, incluso

durante la descarga de líquidos.

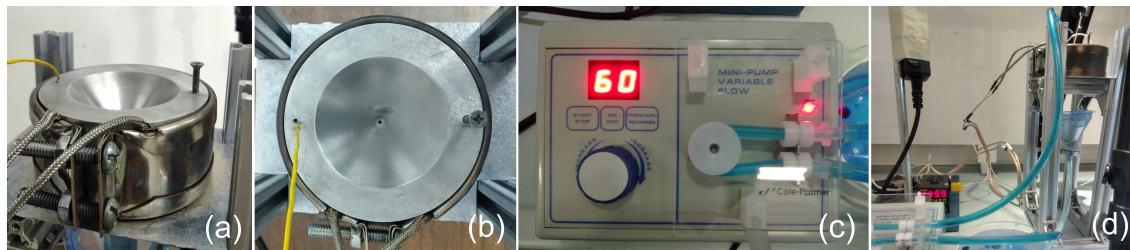


Figura 3.3: Sistema experimental. Vistas (a) lateral y (b) superior de la resistencia eléctrica circular colocada en el embudo. (c) Bomba de flujo variable y (d) sistema de mangueras instalados en el montaje experimental. Fotografías tomadas en GrainsLab (2023).

De manera similar al caso a temperatura ambiente, se colocó un tapón metálico en el orificio del embudo, con el objetivo de evitar el flujo de líquido hasta el momento de su descarga, que sería filmada con una cámara de alta velocidad. Sin embargo, a temperaturas $T \geq T_L$ se requirió un método más complejo, debido a que el uso del tapón metálico generaba inestabilidad en el volumen a descargar, contribuyendo a la rotación ya inducida por la geometría del contenedor [43], además de ser poco práctico. Aunado al hecho de que el depósito de líquido en el contenedor puede inducir un momento angular, generando la rotación del volumen contenido; esto no se evita con facilidad, aún cuando el líquido depositando ha sido previamente calentado hasta una temperatura cercana a su punto de ebullición.

Así, se implementó también el uso de una bomba peristáltica [véase la Fig. 3.3(c)] en el sistema, que permitió, por un lado, evitar la rotación inducida al depositar el flujo (observada en mayor medida en algunos líquidos), y al mismo tiempo, mantener el líquido caliente fluyendo a una temperatura constante desde un reservorio hasta el embudo.

De esta manera, el sistema experimental mostrado en la Fig. 3.2 permite estudiar la descarga de líquidos desde un embudo para valores de temperatura T mayores al punto de ebullición T_B y hasta $T > T_L$). Se utilizó un controlador de temperatura conectado a la resistencia eléctrica circular para mantener constante la temperatura del embudo, y las mangueras utilizadas permitieron redirigir el flujo de líquido caliente desde el reservorio hasta el embudo de descarga, manteniendo la temperatura del líquido en un valor determinado, para ser depositado en el contenedor.

Nuevamente, una vista superior de la descarga proporcionada por la cámara de alta velocidad fue requerida para estudiar la tasa de flujo con diferentes líquidos y ahora, a temperaturas altas, observar la inestabilidad de la superficie del volumen de líquido contenido en el embudo caliente. Se utilizó el embudo anteriormente empleado en los experimentos a temperatura ambiente, en este caso se utilizaron tres tamaños de orificio, con las medidas indicadas en la Fig. 2.2 .

3.3. Procedimiento experimental

A temperaturas altas, también se verificó que los elementos en contacto con el líquido durante el proceso, se encontraran limpios, y los contenedores fueron debidamente pulidos para disminuir los efectos de la rugosidad en la evaporación del líquido. Posterior a esto, se eligió el líquido a descargar y el embudo fue calentado hasta la temperatura deseada; nuevamente se utilizó un volumen 20 ml de líquido en los experimentos, de forma únicamente indicativa.

Para **temperaturas mayores o iguales a la T_L del líquido**, $T \geq T_L$, el sistema de mangueras mostrado en la Fig. 3.3(d) se conecta directamente al reservorio y al embudo, luego la bomba peristáltica se pone en funcionamiento, manteniendo el líquido fluyendo a una velocidad constante en el sistema previamente calentado, y elevando la temperatura del líquido. El flujo se

mantiene unos minutos hasta que el líquido se encuentra estable dentro del embudo. Después, se coloca el tapón metálico y se detiene el flujo proporcionado por la bomba, el tapón es retirado con pinzas y guantes de protección y se inicia la grabación del video.

En resumen, el procedimiento experimental consiste en:

1. Calentar el embudo hasta la temperatura deseada.
2. Depositar el líquido en el embudo.
3. Mantener el líquido estable.
4. Retirar el tapón.
5. Filmar la descarga para su posterior análisis.

Se obtuvieron videos de las descargas de agua, etanol, cloroformo y acetona; que fueron analizados siguiendo el proceso anteriormente descrito a temperatura ambiente.

3.4. Análisis de videos

Utilizando el programa **ImageJ**, se fijó la escala correspondiente en el programa y se eligieron las medidas necesarias a registrar para el área seleccionada en cada fotograma de video (véase la Fig. 2.3).

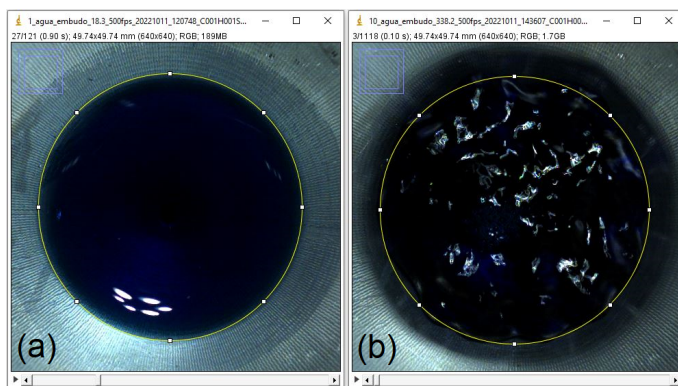


Figura 3.4: Fotogramas para la descarga de 15 ml agua a (a) 18 °C y (b) 340 °C, el área en ambos casos se selecciona utilizando la herramienta de elipse.

Nuevamente, es de interés conocer el área, perímetro y número de fotograma de cada imagen seleccionada del video (véase la Fig. 2.3a). Así, se utilizó el mismo método empleado para analizar los videos filmados a temperatura ambiente, utilizando la herramienta de selección de elipse para marcar el contorno de la superficie libre del líquido, observada en la imagen proporcionada por la vista superior (véase la Fig. 3.4). Luego de esto, se utilizó la herramienta de medición para obtener los valores numéricos previamente indicados.

Este procedimiento permitió hacer mediciones para diferentes momentos durante toda la descarga. La tabla de datos obtenida [véase Fig. 2.4] permitió estudiar el comportamiento de la descarga para cada video filmado.

Es importante señalar que se optó por realizar un procedimiento de medición manual debido a la complejidad que representa obtener medidas precisas del área y el perímetro de superficies inestables como las que se observan a altas temperaturas [véase la Fig. 3.5(b)]; y pese a que se

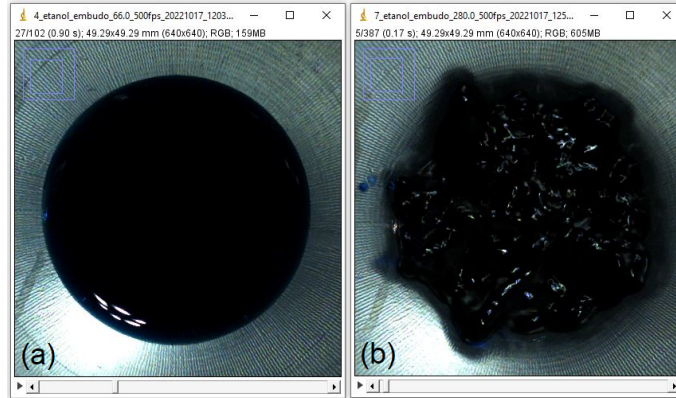


Figura 3.5: Fotogramas para la descarga de 15 ml de etanol a (a) 66 °C y (b) 280 °C.

podrían utilizar mejores métodos a bajas temperaturas, éstos no serían aplicables para $T \geq T_L$. Por tanto, el método manual utilizado permite analizar de igual manera todos los videos obtenidos en el rango de temperaturas estudiado.

3.5. Resultados

Dadas las tablas de datos, se obtuvieron los valores del radio observado en la vista superior para cada fotograma de video. Este radio, denotado como R , se refiere al radio superficial de la parte superior que conforma el volumen del líquido una vez que ha sido depositado en el embudo. Para $T < T_B$, R corresponde al radio de la base del cono formado, y para $T \geq T_L$, R corresponde al radio del *panqué* en la parte superior del volumen, aproximación empleada en [43] [véase la Fig. 1.17(c)]. Para cada video se obtuvo la curva que describe la evolución de R como función del tiempo, $R(t)$. El tiempo $t = 0$ fue asignado al momento en el que el radio de la superficie tiene un valor determinado, con lo cual las mediciones de la superficie durante la descarga son consideradas a partir de un radio inicial según se requiera en los videos analizados. Las gráficas individuales de las descargas de agua y etanol se encuentran en los apéndices B y C, respectivamente.

Observaciones generales

Durante la realización de los experimentos, empleando diferentes líquidos, se observó que el sistema era en general inestable y que dependía del procedimiento experimental. La rotación del volumen se presentó de forma inherente durante las descargas de los cuatro líquidos, en el rango de temperaturas considerado. Se observó que la velocidad a la que el volumen depositado rota es mucho mayor para $T > T_L$ que en su caso análogo a temperatura ambiente $T < T_B$, lo cual se atribuye a que en estado Leidenfrost el contacto con el contenedor de descarga no es directo, permitiendo al líquido moverse sin fricción. El aumento de la velocidad de rotación en este sistema da paso a que las fuerzas involucradas en la rotación dominen sobre las fuerzas cohesivas del líquido, ocasionando que en algunos casos, el volumen se divida en dos partes que continúan rotando por separado. Con esto, la formación de un vórtice, propia de la descarga de un líquido, se presenta también en estado Leidenfrost, pero debido a que la velocidad de rotación es mucho mayor, la superficie comienza a desestabilizarse rápidamente conforme el volumen de líquido disminuye al descargarse.

Otra de las razones por las que se generó inestabilidad en la superficie del volumen de líquido depositado es la presencia de modos de oscilación dado el ángulo de curvatura del embudo ($\theta = 47^\circ$), como se reporta en [43]. Además, se observó que la liberación de vapor se produce también a través

del orificio del embudo, y no únicamente de forma lateral, como se observa en contenedores cónicos sin orificios; esto generó inestabilidad en la parte inferior del volumen depositado y formación de burbujas [véase Fig. 3.6], distinto a lo observado por [43], donde la formación de chimeneas no se presenta para ángulos mayores a 12° .

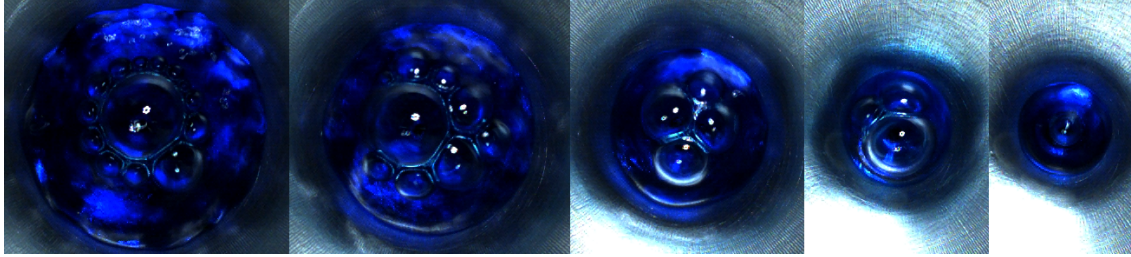


Figura 3.6: Instantáneas del proceso de evaporación y descarga de 15 ml de agua (tintada con azul de metileno) depositados en un embudo de curvatura $\theta = 47^\circ$ a 290°C . La formación de burbujas se presenta tanto para volúmenes de líquido grandes como pequeños dentro del contenedor. Tomada en GrainsLab (2022).

Dependiendo de las propiedades fisicoquímicas del líquido, así como de la temperatura del embudo y el procedimiento experimental, el sistema puede ser más o menos estable. Sin embargo, la rotación del líquido puede disminuirse si se estabiliza el sistema colocando una barra delgada en el volumen depositado.

La implementación de la barra se realizó en algunas descargas de líquido, con el objetivo de estudiar la estabilidad del sistema.

3.5.1. Descarga de agua

En primer lugar se estudió la descarga de agua desde un embudo con un diámetro de orificio $d = 1.56\text{ mm}$, en el rango de temperatura de 18°C hasta 420°C , sin la implementación de la barra delgada para estabilizar el sistema. De los experimentos realizados se obtuvo lo siguiente.

Se distinguen cuatro regímenes de comportamiento de la descarga: 1) descarga normal, 2) evaporación inestable, 3) descarga Leidenfrost inestable y 4) descarga Leidenfrost estable. En la Fig. 3.7 se observa el comportamiento de las curvas pertenecientes a cada régimen. A continuación se describe cada uno de ellos.

■ Descarga normal ($T < T_{B_{\text{Agua}}}$)

A temperaturas menores al punto de ebullición del agua ($T < 90^\circ\text{C}$), la curva tiene el comportamiento esperado para la descarga de un líquido a temperatura ambiente. En la Fig. 3.7, se observan dos curvas ($\bullet$), indicadas en verde, correspondientes a 18°C y 85°C , con un comportamiento similar entre sí. En este rango de temperaturas, el volumen de líquido en el embudo se reduce conforme se descarga, hasta llegar a cero (embudo vacío).

■ Evaporación inestable ($T_{B_{\text{Agua}}} < T < T_{L_{\text{Agua}}}$)

En este régimen ($90^\circ\text{C} < T < 210^\circ\text{C}$) se presenta tanto la evaporación del líquido como la formación de burbujas, y hay una gran pérdida de masa, siendo estos los mecanismos de pérdida de líquido en el contenedor. Debido a que la temperatura del embudo no ha alcanzado la temperatura Leidenfrost necesaria para la formación de una capa de vapor que evite el contacto directo, el líquido se evapora de forma violenta; por lo cual en este régimen no se obtienen curvas $R(t)$.

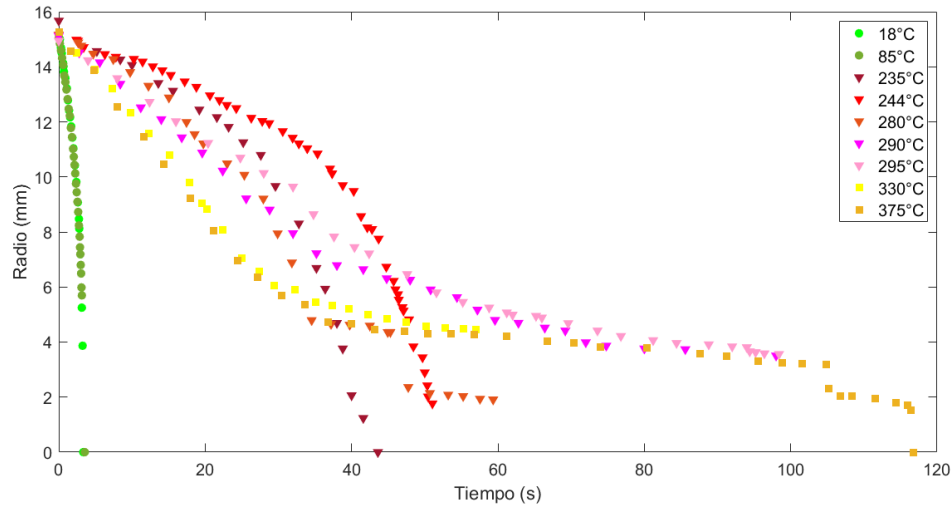


Figura 3.7: Curvas para cada régimen de la descarga de agua: régimen de descarga normal (●), régimen Leidenfrost inestable (▼) y régimen Leidenfrost estable (■). En el régimen de evaporación inestable no se obtienen datos experimentales.

■ **Descarga Leidenfrost inestable** ($T_{L_{Agua}} < T < T_{L_{Agua_{Estable}}}$)

Una vez que el embudo ha alcanzado la temperatura Leidenfrost del líquido ($T_L = 210$ °C para el agua), el volumen depositado puede levitar sobre su propio vapor, sin embargo, la T_L no es suficientemente alta para mantener una capa de vapor estable. Como se discute en [YES], para superficies cónicas, el tiempo de vida del líquido presenta una dependencia del ángulo del plato, lo cual está relacionado con la estabilidad de la capa de vapor. En superficies planas, el volumen de líquido depositado se mantiene estable sobre el plato cuando éste ha alcanzado la temperatura Leidenfrost T_L del líquido; contrario a esto, para nuestro embudo de $\theta = 47^\circ$, la T_L no es suficiente para permitir la formación de una capa de vapor estable, permitiendo la evaporación del líquido al entrar en contacto directo con el contenedor; como resultado de esto y también, gracias a la rotación del líquido, hay gran pérdida de masa. Así, pese a que el contenedor se encuentre a T_L , no se produce una descarga completa. En la Fig. 3.7, las curvas pertenecientes a este régimen (▼) presentan comportamientos diferentes para distintos valores de temperatura. A 235 °C y a 244 °C se observa un comportamiento similar al de una descarga a temperatura normal, mientras que la curva correspondiente a 280 °C muestra una pérdida de masa intermitente, característica de este rango de temperatura. Aunque todavía se observa una rápida evaporación de líquido, el sistema se vuelve más estable conforme T aumenta; ejemplo de ello son las descargas realizadas a 290 °C y 295 °C. En este régimen la pérdida de masa se debe en mayor medida a la evaporación del líquido, así como a su expulsión por la rotación del mismo, y no a la descarga a través del orificio.

■ **Descarga Leidenfrost estable** ($T_{L_{Agua_{Estable}}} < T$)

El régimen Leidenfrost estable se presenta a temperaturas mucho* mayores a la temperatura Leidenfrost T_L del líquido descargado ($T > 210$ °C para el agua). En la Fig. 3.7 se observan dos curvas correspondientes a este rango de temperatura (■). A 330 °C el comportamiento de la curva difiere de los ya señalados en el régimen anterior, y es similar al de la curva obtenida para la descarga a 375 °C. Para estos valores de T , la capa de vapor es estable y mantiene al líquido levitando sobre su propio vapor mientras se descarga por el orificio. Las

curvas obtenidas en este régimen presentan un comportamiento similar entre sí: se observa un punto de inflexión que las divide en dos segmentos. Primero se tiene una curva lineal, cuya pendiente representa la razón de flujo a través del orificio; aquí la descarga se lleva a cabo mientras el líquido continúa evaporándose lentamente, siendo la descarga el mecanismo principal de disminución de volumen. El punto de inflexión corresponde a un radio crítico R_c , a partir del cual la descarga del líquido cesa y la disminución del volumen contenido se debe únicamente a su continua evaporación. El volumen se evapora lentamente hasta reducir su tamaño al de una pequeña gota que al final se descarga. Se observa que el valor de R_c es cercano al doble de la longitud capilar del agua ($\lambda_{c_{Agua}} = 2.5 \text{ mm}$), $R_c \sim 5 \text{ mm}$, esto sugiere que la razón por la cual el líquido cesa su descarga al alcanzar ese valor de R , está relacionada con la longitud capilar del líquido, λ_c y el tamaño del orificio del embudo, d .

Estabilidad del sistema: implementación de la barra

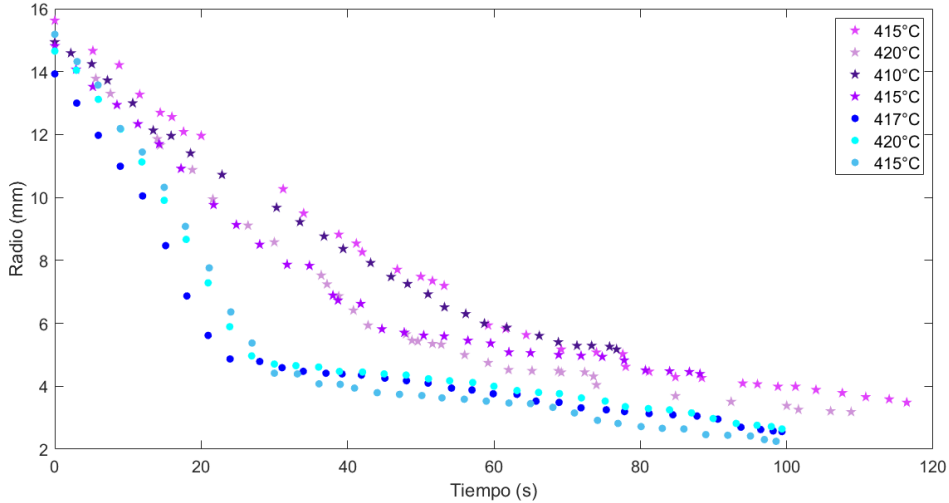


Figura 3.8: Estabilidad del sistema. El radio como función del tiempo para la descarga de agua con la implementación de una barra de estabilidad (●) y prescindiendo de ella (★).

Se realizaron una serie de pruebas para la descarga de agua en el **régimen Leidenfrost estable** utilizando nuevamente el embudo con $d = 1.56 \text{ mm}$, esta vez implementando el uso de una barra delgada para estabilizar el sistema. En la Fig. 3.8 se muestran las curvas correspondientes a descargas de agua realizadas a 410°C , 415°C , 417°C y 420°C ; se observan dos grupos: 1) aquellas correspondientes a descargas en las que se ha implementado la barra (● en azul), es decir, que han sido estabilizadas, y 2) las correspondientes a descargas llevadas a cabo sin esta implementación (★ en morado).

Se observa que las curvas del primer grupo (●) se encuentran cercanas* entre sí y presentan el mismo comportamiento, evidenciando el cambio de pendiente para un valor de $R \sim 5 \text{ mm}$. En las curvas del segundo grupo (★), pese a encontrarse dispersas*, se observa también un punto de inflexión para $R \sim 5 \text{ mm}$. Así, ambos grupos presentan el comportamiento previamente observado en el régimen Leidenfrost estable.

Con esto, podemos decir que la existencia de un radio crítico R_c observado en el régimen Leidenfrost estable para el agua, se presenta independientemente de si se ha estabilizado o no el sistema durante la descarga, pero ciertamente es más evidente en el primer caso.

Tiempo de descarga Leidenfrost

Para el caso de un volumen de líquido que ha sido depositado sobre una superficie que se encuentra a una temperatura T_p , sin orificios, en el que la pérdida de masa se da por la evaporación del líquido, se ha definido un tiempo de vida τ , siendo este el tiempo que tarda el volumen depositado en evaporarse por completo dada una cierta T_p [1]. Por otro lado, como se menciona en el capítulo 2, para una descarga a temperatura ambiente se define un tiempo de descarga $t_{descarga}$, que corresponde al tiempo que tarda una cantidad de líquido depositada en un contenedor, en descargarse por completo.

En este caso, dado que se realiza la descarga de un líquido desde un embudo calentado para un amplio rango de temperaturas (hasta alcanzar valores de $T > T_L$), se consideran dos tiempos característicos: 1) un tiempo total y 2) un tiempo correspondiente a la descarga del líquido en estado Leidenfrost. En la Fig. 3.9 se muestran los tiempos registrados para descargas de agua realizadas a distintas temperaturas T_{emb} , dentro de los cuatro regímenes descritos anteriormente.

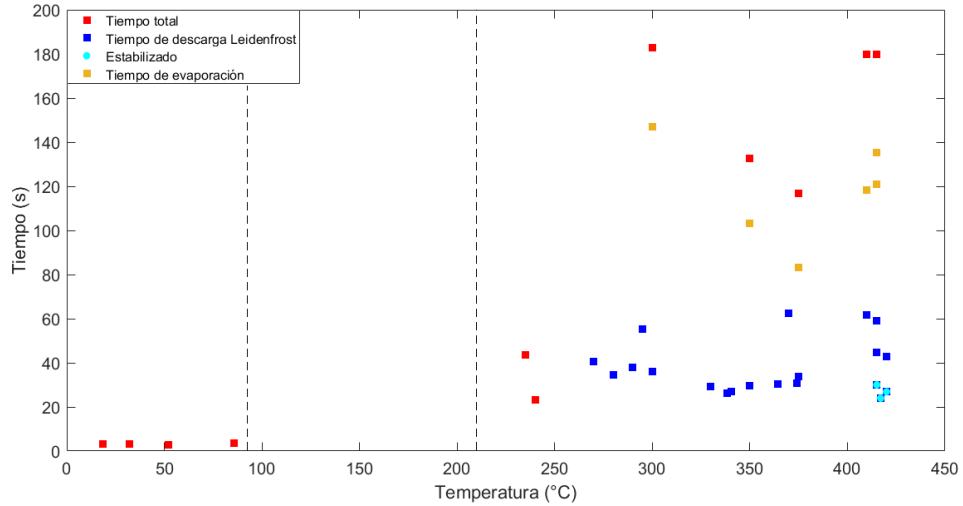


Figura 3.9: Tiempos de descarga Leidenfrost. El tiempo como función de la temperatura para la descarga de agua, a distintas temperaturas T_{emb} . El tiempo total (■) corresponde al tiempo que le toma al líquido dejar vacío el embudo; mientras que el tiempo de descarga Leidenfrost (■) es el tiempo durante el cual, el líquido se ha descargado estando en estado Leidenfrost. El tiempo de evaporación (■) corresponde a la diferencia de los dos tiempos anteriores. En la gráfica se indican los puntos propios de descargas en las que se ha implementado una barra de estabilidad (●), y los regímenes de descarga se denotan con líneas punteadas en $T_B = 90$ °C y $T_L = 210$ °C.

El tiempo total (■) se refiere al tiempo que tarda el embudo en estar completamente vacío. Los mecanismos de pérdida de masa que intervienen durante el proceso de vaciado varían dependiendo de la temperatura T_{emb} , y son propios del régimen en el que se da el proceso. En la Fig. 3.9 los tiempos dentro del **régimen de descarga normal** representan el tiempo $t_{descarga}$ propio de una descarga a temperatura ambiente; mientras que a partir de 210 °C, los valores indicados en rojo consideran también la pérdida de líquido por evaporación y la expulsión de material. El notable incremento de tiempo para $T_{emb} = 300$ °C sugiere que para valores de $T \gtrsim 300$ °C, la capa de vapor es estable y mantiene al líquido en estado Leidenfrost durante su descarga, es decir, se encuentra en el **régimen de descarga Leidenfrost estable**.

El tiempo de descarga Leidenfrost (■) representa el tiempo durante el cual, se ha producido la descarga del líquido estando en estado Leidenfrost. En el **régimen de descarga Leidenfrost**

estable, estos valores se refieren al tiempo que tarda el volumen depositado en alcanzar su radio R_c , dicho valor de t oscila entre los 20 s y 60 s, siendo menor si se ha estabilizado el sistema.

La diferencia entre el tiempo total (■) y el tiempo de descarga Leidenfrost (■), dentro del régimen Leidenfrost estable, corresponde al tiempo de evaporación (■) (tiempo de vida, τ) del volumen restante de líquido en el contenedor una vez alcanzado su radio crítico R_c . Valores altos de esta diferencia indican una mayor estabilidad en la capa de vapor.

Radio crítico R_c en el régimen Leidenfrost estable

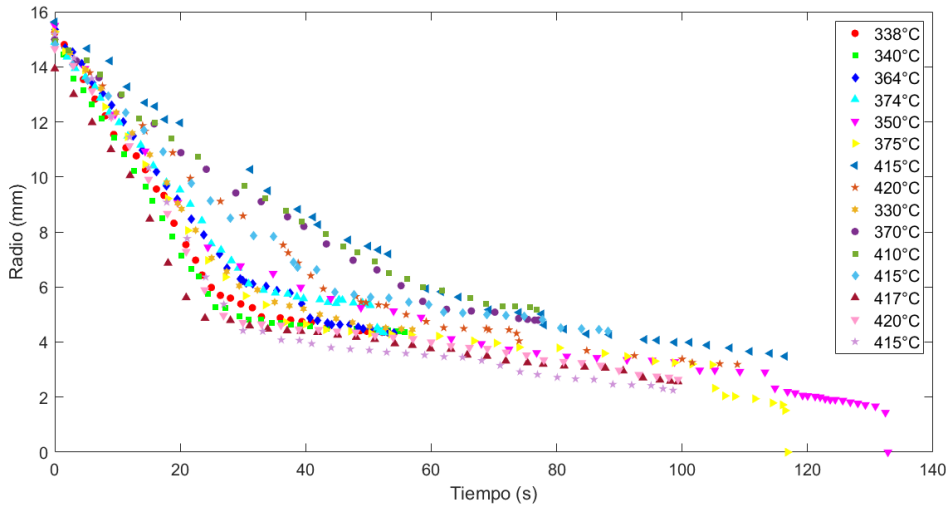


Figura 3.10: El radio como función del tiempo para descargas de agua a distintas temperaturas en el régimen Leidenfrost estable.

En la Fig. 3.10 se muestran las curvas respectivas a todas las descargas de agua realizadas a temperaturas T dentro del régimen Leidenfrost estable para este líquido (considerando también aquellas que fueron estabilizadas con la barra). En este régimen se define un radio crítico R_c como el valor de R correspondiente al punto de inflexión de una curva $R(t)$ de la descarga de un volumen de líquido contenido en un embudo sobrecalentado; R_c representa el valor del radio R a partir del cual, la descarga del líquido cesa, de manera que la evaporación del mismo pasa a ser el único mecanismo de pérdida de masa.

Se observa que en el caso del agua, $R_c \sim 5$ mm para las curvas de la Fig. 3.10. Los valores registrados de R_c para cada temperatura se muestran en la Fig. 3.11. La variación de los valores registrados para el radio crítico, alrededor de 5 mm, se atribuye a la falta de estabilidad del sistema en algunas de las descargas realizadas. Se observa que dos de los valores más cercanos a 5 mm se obtienen de curvas correspondientes a descargas estabilizadas con la barra.

3.5.2. Descarga de etanol

El segundo líquido empleado fue etanol, cuya longitud capilar es $\lambda_{cEtanol} = 1.5$ mm, menor a la del agua. Se estudió su descarga utilizando nuevamente un embudo con diámetro de orificio $d = 1.56$ mm, en el rango de temperaturas desde 19 °C hasta 335 °C, sin la implementación de la barra delgada para estabilizar el sistema. Se distinguen nuevamente los cuatro regímenes para el comportamiento de la descarga: 1) descarga normal, 2) evaporación inestable, 3) descarga

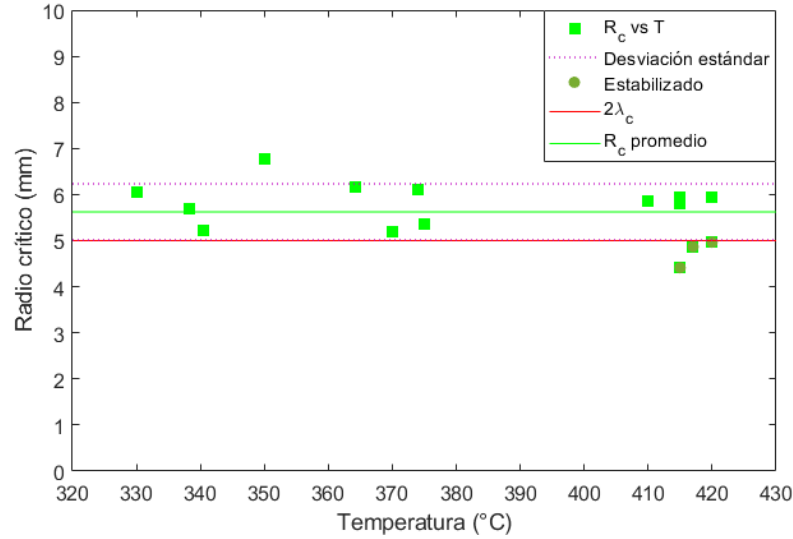


Figura 3.11: Radio crítico. El radio R_c como función de la temperatura, para la descarga de agua. Se indican los puntos correspondientes a descargas en las que se ha implementado una barra de estabilidad (●).

Leidenfrost inestable y 4) descarga Leidenfrost estable. En la Fig. 3.12 se observa el comportamiento de las curvas pertenecientes a cada régimen. A continuación se describe cada uno de ellos.

■ **Descarga normal** ($T < T_{B_{Etanol}}$)

A temperaturas menores al punto de ebullición del etanol ($T < 70$ °C), se obtiene el comportamiento esperado para la descarga de etanol a temperatura ambiente. En la Fig. 3.7, se observan dos curvas (●), indicadas en verde, que corresponden a 19 °C y 66 °C, con una ligera variación en el tiempo de descarga. En este rango de temperaturas el volumen del líquido en el embudo disminuye hasta descargarse por completo.

■ **Evaporación inestable** ($T_{B_{Etanol}} < T < T_{L_{Etanol}}$)

De manera similar al agua, en este régimen se observa la evaporación de líquido y la formación de burbujas, así como pérdida de masa debido a la rotación del etanol; para 70 °C $< T < 150$ °C el sistema es inestable y la disminución de volumen de líquido en el contenedor se debe a las dinámicas mencionadas anteriormente, razón por la cual en este régimen no se obtienen curvas $R(t)$.

■ **Descarga Leidenfrost inestable** ($T_{L_{Etanol}} < T < T_{L_{Etanol\ Estable}}$)

Las dinámicas que se presentan en este régimen utilizando etanol se presentaron anteriormente empleando agua, aunque en este caso el líquido rota a una velocidad mayor, llegando a dividirse, y en ocasiones, siendo expulsado del contenedor. Cuando el embudo ha alcanzado la temperatura Leidenfrost del etanol ($T_L = 150$ °C), se ha formado una capa de vapor, pero ésta al no ser estable, da paso a que haya una gran pérdida de masa por evaporación, evitando que se produzca una descarga completa de líquido. En la Fig. 3.12, las curvas pertenecientes a este régimen (▼) corresponden a 200 °C y 257 °C, en ellas se observa un punto de inflexión, que en este caso no indica un radio crítico de descarga R_c , pues el valor constante de R se debe a la rotación del líquido en la superficie del embudo.

■ Descarga Leidenfrost estable ($T_{L_{Etanol_{Estable}}} < T$)

El régimen Leidenfrost estable se presenta a temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost T_L del líquido descargado ($T > 150$ °C para el etanol), una vez que la capa de vapor es estable. En la Fig. 3.12 se muestran dos curvas: a 280 °C y 335 °C, de comportamiento similar, donde el punto de inflexión las divide en dos segmentos diferentes. La razón de flujo a través del orificio está representada por la primera pendiente, de manera que el líquido se descarga en estado Leidenfrost, evaporándose lentamente. Para el segundo segmento se tiene algo distinto: si bien el mecanismo de evaporación adquiere relevancia una vez que se alcanza el radio crítico R_c , en el caso del etanol y contrario al agua, el líquido continúa evaporándose y también se descarga, presentando un goteo característico hasta disminuir su tamaño al de una pequeña gota que finalmente se descarga. Nuevamente, se observa que el radio crítico está relacionado con la longitud capilar del etanol de manera que $R_c \sim 3$ mm (el doble de $\lambda_{cEtanol}$).

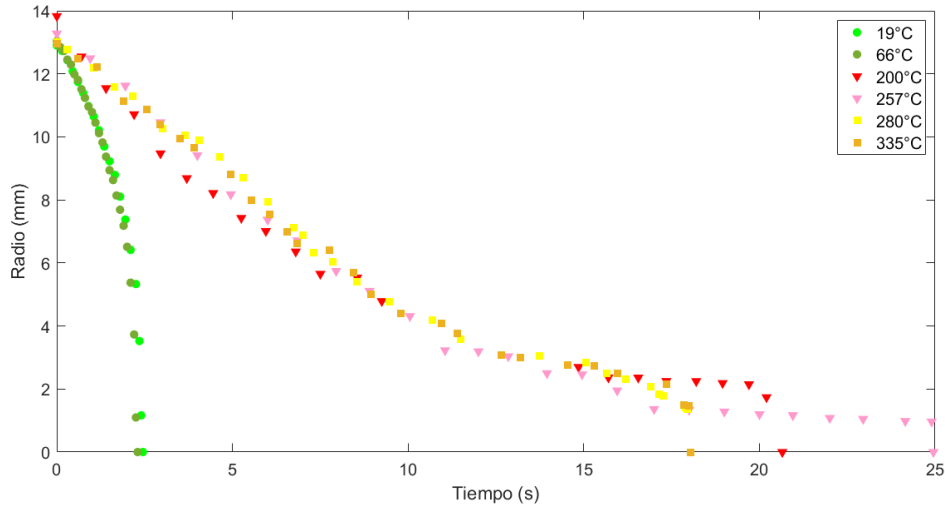


Figura 3.12: Régimenes de descarga. Curvas $R(t)$ correspondientes a cada régimen de la descarga de etanol: descarga normal (●), Leidenfrost inestable (▼), y Leidenfrost estable (■). En el régimen de evaporación inestable no se obtienen datos experimentales.

Estabilidad del sistema: implementación de la barra

Para estudiar la estabilidad de la descarga de etanol, se realizaron una serie de pruebas utilizando el mismo embudo con $d = 1.56$ mm, ahora implementando una barra de estabilidad. La Fig. 3.13 muestra las curvas correspondientes a descargas de etanol realizadas a 280 °C, 290 °C, 335 °C, 340 °C, 345 °C, 380 °C y 400 °C, valores de T que se ubican en el régimen de descarga Leidenfrost estable. Se observan tres grupos: 1) aquellas llevadas a cabo sin la implementación de la barra (*), 2) aquellas en las que la barra ha dotado al sistema de estabilidad, reduciendo la rotación del líquido (●), y 3) aquellas en las que la descarga ha sido inducida por la barra (*). Pese a que el punto de inflexión en las curvas de los grupos 1 y 2 sí está asociado a un radio crítico, el cambio de pendiente es más evidente en el segundo (●), por lo que la determinación del valor R_c se facilita en sistemas que han sido estabilizados.

Ahora bien, en las curvas del grupo 3 se observa que la barra puede inducir la descarga completa del material depositado si se mantiene durante todo el proceso, obteniéndose un comportamiento

similar al de una descarga a temperatura ambiente. En estos casos, el líquido fluye a través del orificio mientras su continua evaporación alimenta la capa de vapor estable que le sostiene estando dentro del embudo. Este comportamiento no se observa para la descarga de agua utilizando un orificio de $d = 1.56$ mm, esto puede deberse al hecho de que la longitud capilar del etanol ($\lambda_{cEtanol} = 1.5$ mm) es del orden del tamaño del orificio, a diferencia del agua cuya longitud capilar es de 2.5 mm.

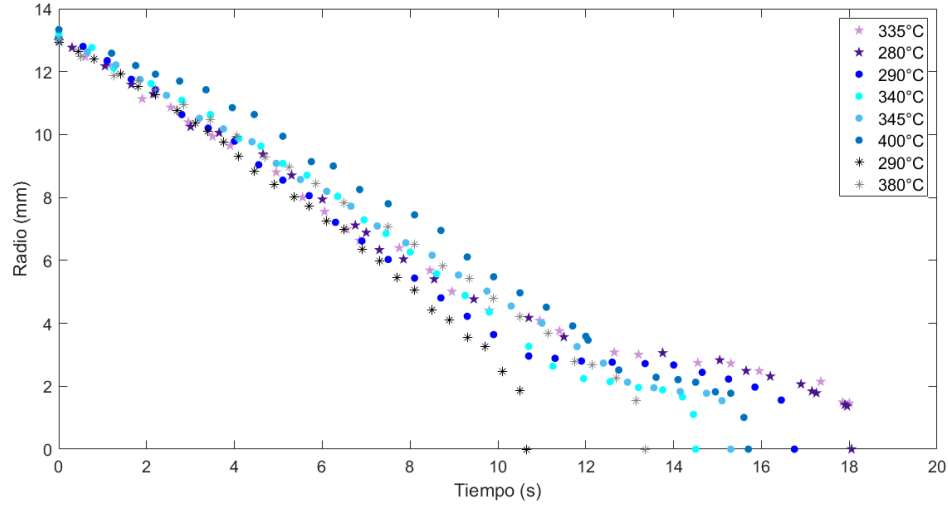


Figura 3.13: Estabilidad de la descarga de etanol. Curvas $R(t)$ correspondientes a la descarga de etanol implementando una barra de estabilidad ($\bullet$) y prescindiendo de ella ($\star$), las descargas inducidas se han indicado con ($\ast$).

Tiempo de descarga Leidenfrost

De manera análoga al agua, se han considerado dos tiempos característicos en el estudio de la descarga de etanol: 1) el tiempo total y 2) el tiempo correspondiente a la descarga del líquido en estado Leidenfrost. En la Fig. 3.14 se muestran los tiempos registrados para descargas de etanol realizadas a distintas temperaturas T_{emb} , dentro de los cuatro regímenes para este caso.

El tiempo total ($\blacksquare$) se refiere al tiempo que tarda el etanol en dejar completamente vacío el embudo. De igual manera, hay diferentes mecanismos de pérdida de masa según el régimen de descarga en el que se encuentre T_{emb} durante el proceso de descarga. A temperaturas menores al punto de ebullición del etanol, el tiempo total corresponde al tiempo de descarga normal $t_{descarga}$ del líquido; mientras que una vez alcanzada la T_L del etanol, la pérdida de líquido se debe también a la evaporación y/o expulsión del mismo. Se observa que en $T_{emb} = 257$ °C el tiempo total aumenta considerablemente, sugiriendo que para valores de $T \gtrsim 250$ °C, hay una mayor estabilidad de la capa de vapor que permite la descarga del líquido en estado Leidenfrost (encontrándose en el **régimen de descarga Leidenfrost estable**).

El tiempo de descarga Leidenfrost ($\blacksquare$) representa el tiempo durante el cual, la descarga de etanol se efectúa en estado Leidenfrost. Dentro del **régimen de descarga Leidenfrost estable**, este valor corresponde al tiempo que tarda el volumen depositado en alcanzar un radio crítico: $10 \text{ s} < t < 13 \text{ s}$ para este caso.

La estabilidad de la capa de vapor formada, en el régimen Leidenfrost estable, se ve reflejada en la diferencia entre el tiempo total ($\blacksquare$) y el tiempo de descarga Leidenfrost ($\blacksquare$); pues dicho valor

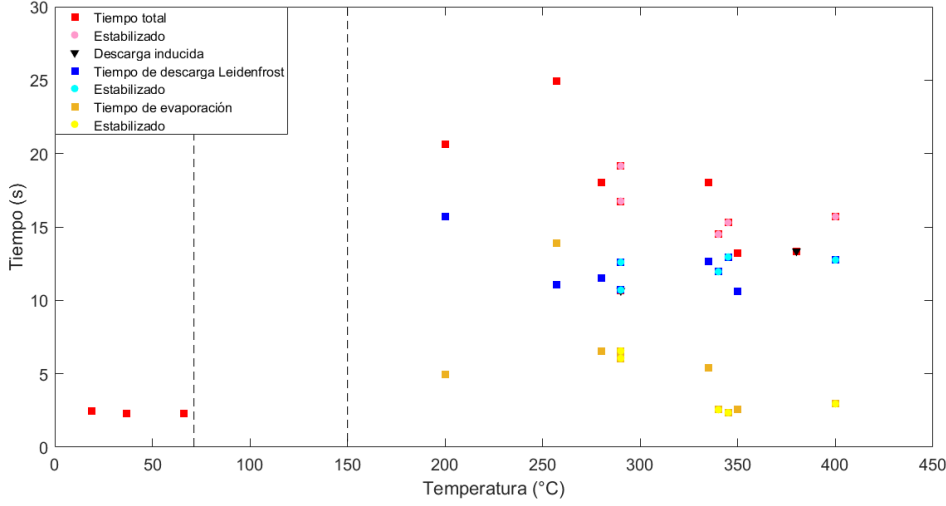


Figura 3.14: Tiempos de descarga Leidenfrost. El tiempo como función de la temperatura para la descarga de etanol, para distintos valores de T_{emb} . El tiempo total (■) corresponde al tiempo que le toma al líquido dejar vacío el embudo; mientras que el tiempo de descarga Leidenfrost (■) es el tiempo durante el cual, el líquido se ha descargado estando en estado Leidenfrost. El tiempo de evaporación (■) corresponde a la diferencia de los dos tiempos anteriores. En la gráfica se indican los puntos propios de descargas en las que se ha implementado una barra de estabilidad (●), y aquellas que han sido inducidas (▼). Los regímenes de temperatura se han señalado con líneas punteadas en $T_B = 70$ °C y $T_L = 150$ °C.

corresponde al tiempo de evaporación (■) (tiempo de vida, τ) del volumen restante de líquido contenido, al haber alcanzado un radio crítico R_c .

Radio crítico R_c en el régimen Leidenfrost estable

Las curvas $R(t)$ que describen a cada una de las descargas de etanol a temperaturas T dentro del régimen Leidenfrost estable se muestran en la Fig. 3.15, incluyendo aquellas en las que se implementó una barra de estabilidad. El radio crítico R_c se ha definido para el rango de temperaturas en el que la capa de vapor es estable, y corresponde al valor de R del punto de inflexión de las curvas $R(t)$, a partir del cual, la descarga de etanol se detiene dando paso a la evaporación del líquido como único mecanismo de pérdida de masa. Como se observa en la Fig. 3.15, $R_c \sim 3$ mm, dos veces la longitud capilar del etanol.

Los valores registrados de R_c para las descargas a diferentes temperaturas dentro del régimen Leidenfrost estable se muestran en la Fig. 3.16. Las variaciones alrededor de 3 mm se atribuyen a la inestabilidad del sistema durante algunas de las descargas realizadas.

3.5.3. Descargas de cloroformo y acetona

Los experimentos realizados con agua y etanol evidenciaron la importancia de la longitud capilar y el diámetro del orificio al descargar un líquido de interés; un ejemplo de ello es la inducción de la descarga en líquidos como el etanol, al colocar una barra de estabilidad. Por ello, se estudió la descarga de dos líquidos más, con distintos valores de longitud capilar, utilizando el mismo valor de diámetro de orificio $d = 1.56$ mm del embudo de descarga.

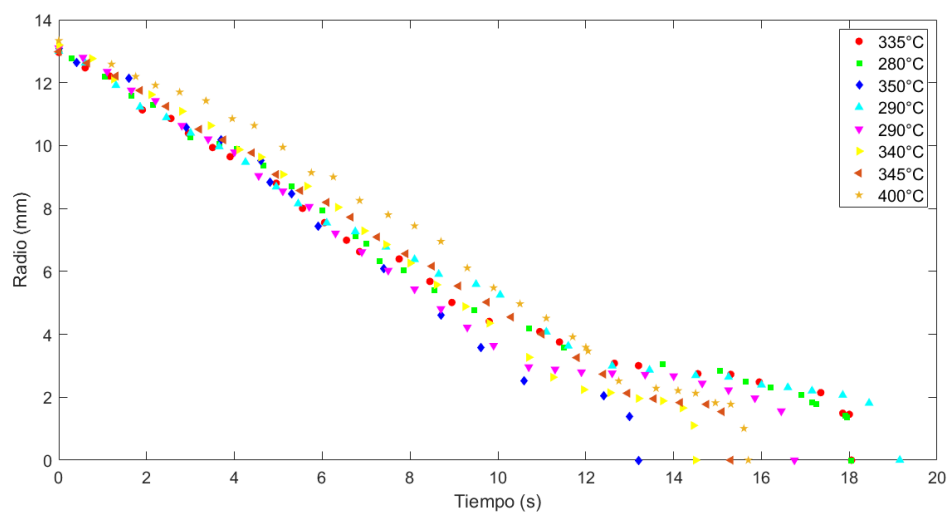


Figura 3.15: Régimen de descarga Leidenfrost estable. El radio como función del tiempo para descargas de etanol a distintas temperaturas en el régimen Leidenfrost estable.

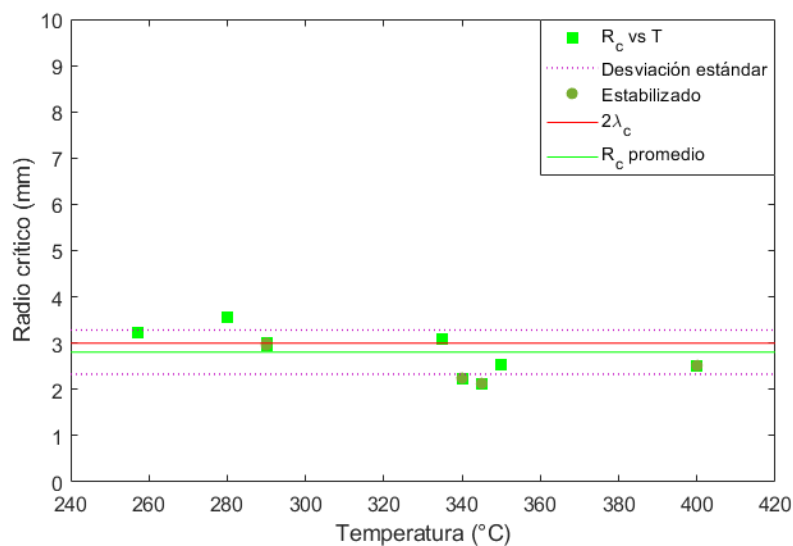


Figura 3.16: Radio crítico. El radio R_c como función de la temperatura, para la descarga de etanol en el régimen Leidenfrost estable. Se indican los puntos correspondientes a descargas en las que se ha implementado una barra de estabilidad (•).

Los resultados mostrados a continuación corresponden a descargas de cloroformo y acetona, cuyos valores de λ_c son 1.3 mm y 1.7 mm, respectivamente.

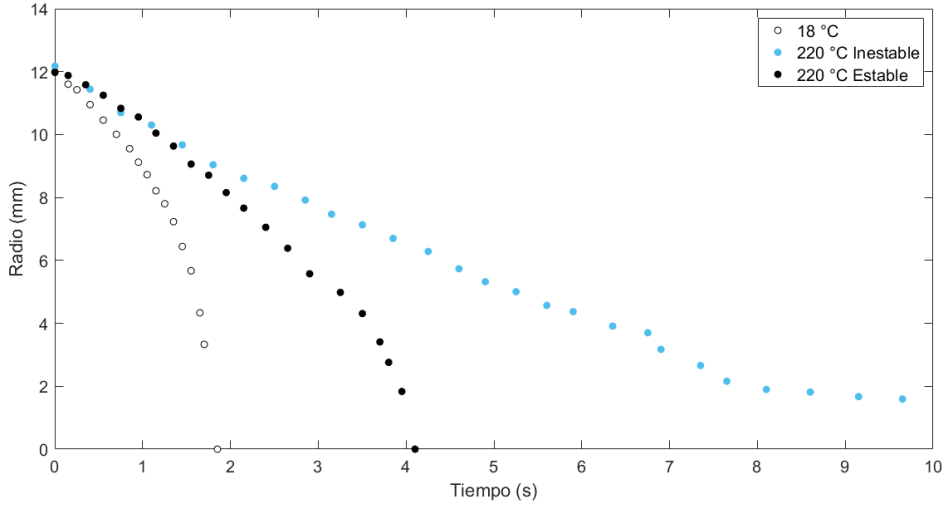


Figura 3.17: Descarga de cloroformo. El radio como función del tiempo para la descarga de cloroformo ($\lambda_c = 1.3$ mm) a temperatura ambiente y en el régimen Leidenfrost estable.

Cloroformo

En la Fig. 3.17 se observan las curvas obtenidas para la descarga de cloroformo a dos diferentes temperaturas. A 18 °C la curva tiene el comportamiento esperado para la descarga de un líquido a temperatura ambiente. La temperatura Leidenfrost registrada para el cloroformo en una superficie plana es $T_L \sim 120$ °C [8], sin embargo, la descarga se ha realizado con $T_{emb} = 220$ °C, dentro del régimen de descarga Leidenfrost estable para el cloroformo. Se realizaron dos pruebas a 220 °C: 1) implementando la barra de estabilidad con el objetivo de inducir la descarga y 2) implementando la barra con el objetivo de disminuir la rotación del volumen de líquido depositado. Se observa que en el primer caso, el comportamiento corresponde a una descarga completa en estado Leidenfrost, por lo que, en efecto, es inducida; mientras que en el segundo, el volumen de líquido se divide al alcanzar un cierto valor de R ($R \sim 3$ mm en este caso), el cambio de pendiente en la curva en $R \sim 1.9$ mm es debido a que el líquido restante que rota sobre la superficie del embudo mantiene un volumen constante.

De manera similar a lo que ocurre con etanol, la inducción de la descarga de cloroformo en el caso estable se atribuye a que la longitud capilar de estos líquidos es del orden del diámetro d .

Acetona

Las curvas que describen la descarga de acetona para dos valores de T_{emb} se muestran en la Fig. 3.18. A 18 °C el comportamiento es el esperado para una descarga a temperatura ambiente. Siendo $T_L = 130$ °C la temperatura Leidenfrost registrada para acetona en una superficie plana, las pruebas en el régimen Leidenfrost estable se realizaron a 220 °C. Se tienen dos curvas: 1) con la implementación de la barra para inducir la descarga y 2) implementando la barra para disminuir la rotación del líquido. Mientras que la primera curva corresponde a una descarga completa en estado Leidenfrost, la segunda indica un cambio de pendiente en $R = 2.31$ mm. En este caso, el valor $R = 2.31$ mm sí se refiere a un radio crítico, a partir del cual, la descarga se detiene hasta que el líquido ha disminuido su volumen lo suficiente como para descargarse en una sola gota al final.

De manera similar al comportamiento observado en etanol y cloroformo, el que la descarga de

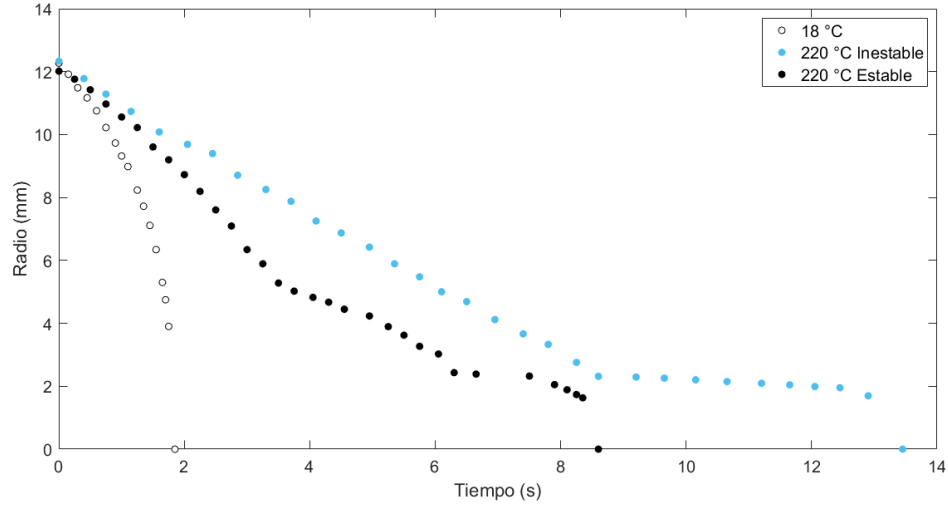


Figura 3.18: Descarga de acetona. El radio como función del tiempo para la descarga de acetona ($\lambda_c = 1.7$ mm) a temperatura ambiente y en el régimen Leidenfrost estable.

acetona pueda ser inducida estabilizando el sistema, se atribuye a que su longitud capilar es del orden del diámetro d .

Diferentes líquidos en el régimen de descarga Leidenfrost estable

Dadas las pruebas realizadas con estos líquidos, se observó que a temperaturas $T \approx T_L + 100$ °C, las descargas se producen en el régimen de descarga Leidenfrost estable. La Fig. 3.19 muestra las curvas $R(t)$ que describen la descarga de cuatro líquidos desde un embudo con diámetro de orificio $d = 1.56$ mm, dentro del régimen Leidenfrost estable para el líquido correspondiente, sin inducir la descarga mediante una barra de estabilidad. Se observa un comportamiento similar para todos los líquidos, con diferencias en los tiempos totales y de descarga Leidenfrost, así como en sus valores R_c . Los tiempos registrados están relacionados con el calor latente de vaporización L de cada uno de los líquidos, obteniéndose valores respectivamente altos para el agua ($L = 2256$ kJ/kg), y menores para etanol ($L = 846$ kJ/kg), acetona ($L = 518$ kJ/kg), y cloroformo ($L = 247$ kJ/kg).

3.5.4. Variación del tamaño de diámetro de orificio d

En los experimentos anteriores se utilizó un orificio de diámetro $d_1 = 1.56$ mm en todas las pruebas realizadas, con líquidos de distinta longitud capilar. Se encontró que para el caso del agua ($\lambda_c > d_1$), la descarga se lleva a cabo en estado Leidenfrost hasta alcanzar un radio crítico R_c , que da paso a la evaporación del líquido restante en el contenedor. En líquidos cuya longitud capilar es del orden del diámetro del orificio, $\lambda_c \sim d_1$, el comportamiento es similar al descrito con agua, pero en este caso, la descarga, además de producirse con mayor facilidad, puede ser inducida. Dado esto, se realizaron pruebas utilizando agua y etanol, ahora con un diámetro $d_2 = 2.70$ mm y posteriormente con $d_3 = 3.00$ mm.

Es importante señalar que los resultados siguientes corresponden a una sola descarga para cada caso, describiéndose el comportamiento de pruebas individuales, sin considerarse definitivos para otras pruebas que pudieran realizarse empleando el mismo sistema y condiciones experimentales.

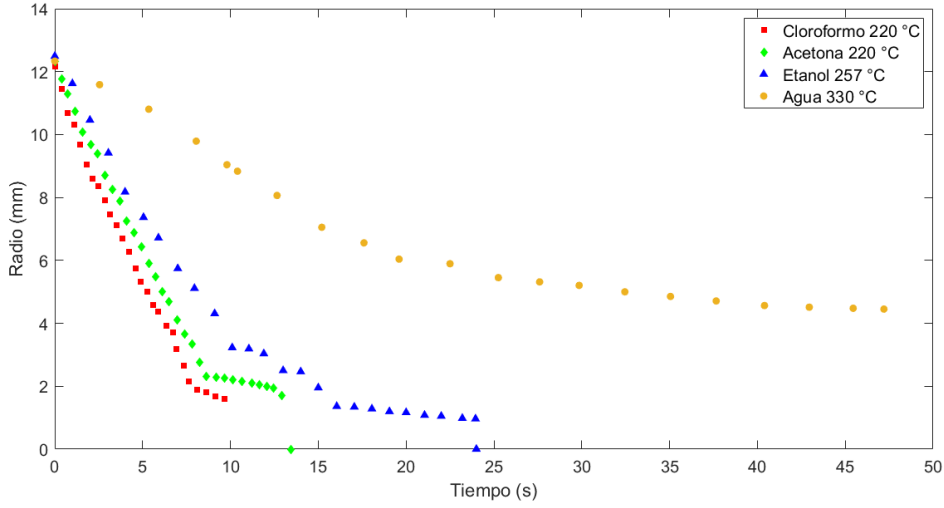


Figura 3.19: Descarga de líquidos en el régimen Leidenfrost estable. El radio como función del tiempo para la descarga de cloroformo ($T_L = 120^\circ\text{C}$), acetona ($T_L = 130^\circ\text{C}$), etanol ($T_L = 150^\circ\text{C}$) y agua ($T_L = 210^\circ\text{C}$), en el régimen de descarga Leidenfrost estable ($T \approx T_L + 100^\circ\text{C}$).

Etanol

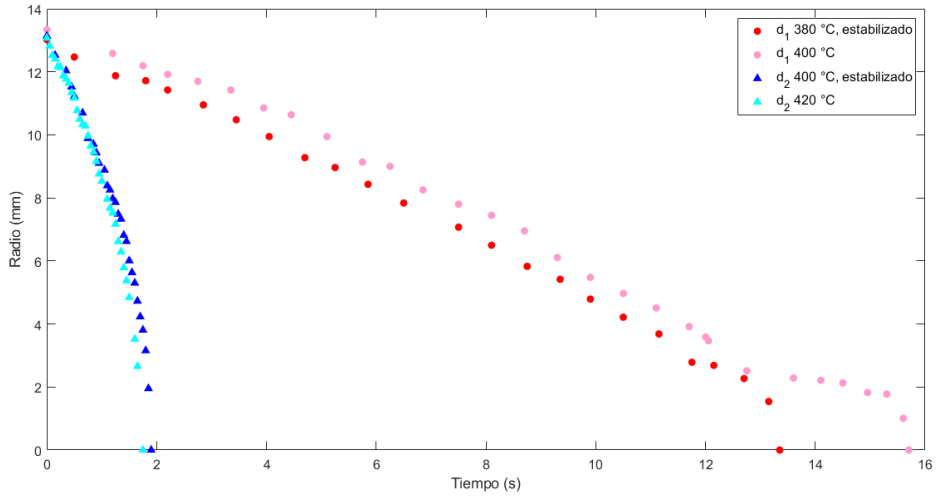


Figura 3.20: Descarga de etanol, d variable. El radio como función del tiempo para la descarga de etanol desde un embudo con diámetro de orificio $d_1 = 1.56\text{ mm}$ ($\bullet$) y con $d_2 = 2.70\text{ mm}$ ($\blacktriangle$), en el régimen Leidenfrost estable. El sistema ha sido estabilizado mediante la implementación de una barra, en las curvas que se indica.

El etanol tiene una longitud capilar $\lambda_c = 1.5\text{ mm}$. Como se observa en la Fig. 3.20, la descarga en estado Leidenfrost a través de un orificio con diámetro $d_1 = 1.56\text{ mm} \sim \lambda_c$ ($\bullet$) se produce hasta

alcanzar un radio crítico $R_c \sim 3$ mm, y puede ser inducida implementando una barra de estabilidad. Sin embargo, para $d_2 = 2.70$ mm $> \lambda_c$ ($\blacktriangle$) se observa el comportamiento de una descarga completa en estado Leidenfrost incluso sin la implementación de la barra, habiendo también una disminución notable en los tiempos totales de las descargas. Las gráficas de las curvas $R(t)$, por estabilidad y diámetro d se encuentran en el apéndice D.

Agua

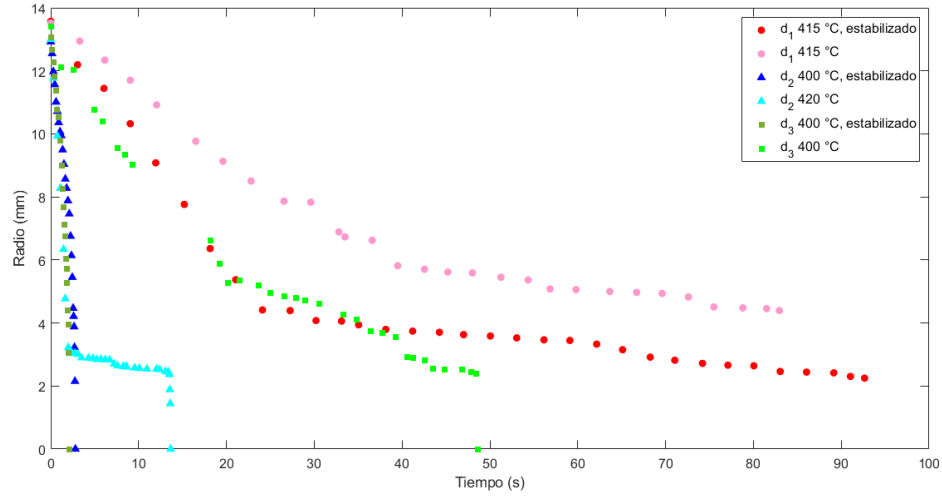


Figura 3.21: Descarga de agua, d variable. El radio como función del tiempo para la descarga de agua desde un embudo con diámetro de orificio $d_1 = 1.56$ mm ($\bullet$), $d_2 = 2.70$ mm ($\blacktriangle$) y $d_3 = 3.00$ mm ($\blacksquare$), en el régimen Leidenfrost estable. El sistema ha sido estabilizado mediante la implementación de una barra, en las curvas que se indica.

La longitud capilar del agua tiene un valor $\lambda_c = 2.5$ mm. En la Fig. 3.21 se observa que dado un diámetro $d_1 = 1.56$ mm $< \lambda_c$ ($\bullet$), la descarga se realiza en estado Leidenfrost hasta un valor $R_c \sim 5$ mm, comportamiento que no cambia aún introduciendo una barra de estabilidad, de manera que la descarga no puede ser inducida en este caso.

Al utilizar un diámetro del orden de la longitud capilar del agua, $d_2 = 2.70$ mm $\sim \lambda_c$ ($\blacktriangle$), se observa una descarga en estado Leidenfrost hasta un radio $R \sim 3$, que si bien hace referencia a un volumen que se mantiene constante, su comportamiento en este caso está altamente influenciado por la rotación del líquido sobre la superficie del embudo a gran velocidad (esto se observa en el video correspondiente), puesto que el sistema no ha sido estabilizado; y es así que en una segunda prueba, al introducir una barra de estabilidad en el volumen de líquido, éste se descarga automáticamente (descarga inducida).

Cabe señalar que este comportamiento fue observado en algunas pruebas donde $\lambda_c \sim d$ en sistemas inestables, en los que la velocidad de rotación del líquido dificulta la determinación de un radio R_c y al estabilizar el sistema, la descarga es inducida. En ocasiones, la descarga del líquido cesa debido a la rotación de todo el volumen, a partir de un radio R que no necesariamente coincide con el valor R_c que pudiera registrarse en otros casos, y que no corresponde físicamente a ese valor. Así, la determinación de un radio crítico se facilita en sistemas donde $\lambda_c > d$.

Empleando un embudo con $d_3 = 3.00$ mm ($\blacksquare$) se ha producido una descarga en estado Leidenfrost en la que la determinación de un radio crítico se dificulta debido a la gran velocidad con la que rota el líquido durante todo el proceso. En la curva que describe la descarga inestable se

observan puntos de inflexión que no corresponden a un radio crítico R_c , por lo que en este caso, la descarga no se detiene y se realiza en estado Leidenfrost. Por otro lado, al estabilizar el sistema, la descarga se induce fácilmente. Las pruebas realizadas con este tamaño de diámetro d muestran dos descargas distintas en estado Leidenfrost: una que ha sido inducida (estabilizada), y otra que se ha producido de forma natural, aunque de manera inestable. Las gráficas de las curvas $R(t)$, por estabilidad y diámetro d se encuentran en el apéndice D.

Las pruebas realizadas con diferentes valores de d en la descarga de agua y etanol, sugieren que una descarga puede ser inducida para valores de $\lambda_c \sim d$. Así mismo, la existencia de un radio crítico R_c es más evidente en sistemas estables (o que han sido estabilizados) donde $\lambda_c > d$, en los que la interrupción de la descarga no se atribuye principalmente a la rotación del líquido, y en los que la descarga no puede ser inducida.

3.5.5. Relación entre λ_c y d

Dadas las observaciones, hemos definido tres escenarios para la descarga de un líquido en estado Leidenfrost (dentro del régimen de descarga Leidenfrost estable), en función del tamaño del orificio d con respecto a la longitud capilar del líquido descargado. Siendo d el diámetro del orificio de descarga y λ_c la longitud capilar del líquido a descargar, en general se cumple lo siguiente.

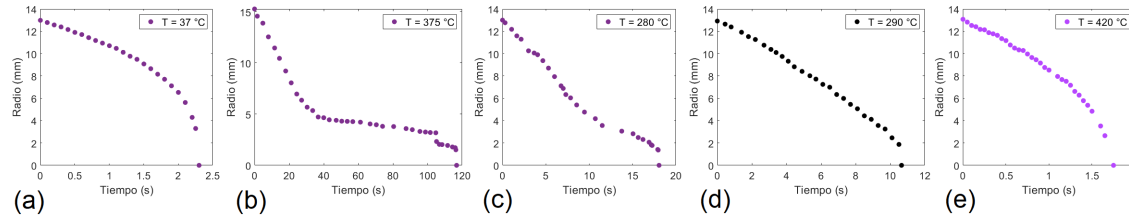


Figura 3.22: Curvas $R(t)$, diferentes comportamientos de descarga. (a) Descarga normal de etanol a 37°C con $\lambda_c = 1.5$ mm y $d = 1.56$ mm. (b) Descarga Leidenfrost no estabilizada de agua a 375°C con $\lambda_c = 2.5$ mm y $d = 1.56$ mm. (c) Descarga Leidenfrost no estabilizada de etanol a 280°C con $\lambda_c = 1.5$ mm y $d = 1.56$ mm. (d) Descarga Leidenfrost inducida de etanol a 290°C con $\lambda_c = 1.5$ mm y $d = 1.56$ mm. (e) Descarga Leidenfrost no estabilizada de etanol a 420°C con $\lambda_c = 1.5$ mm y $d = 2.70$ mm.

- Si $\lambda_c > d$, se produce la descarga del líquido a una razón de flujo constante, hasta que el volumen contenido alcanza un radio crítico $R_c \sim 2\lambda_c$, a partir del cual ésta se detiene, dando paso a un proceso de evaporación constante que finaliza con la descarga de una última gota pequeña (de tamaño mínimo, del orden del diámetro del orificio). Este comportamiento se observa tanto en sistemas que han sido estabilizados como aquellos que son inestables [véase la Fig. 3.22(b)].
- Si $\lambda_c \sim d$, se produce la descarga del líquido a una razón de flujo constante, hasta que el volumen contenido alcanza un radio crítico $R_c \sim 2\lambda_c$, a partir del cual la reducción del volumen se debe principalmente a la evaporación del líquido, habiendo también descarga y goteo intermitentes [véase la Fig. 3.22(c)]. Para este caso, la descarga puede ser inducida si se coloca una barra de estabilidad durante todo el proceso, de manera que se efectúa como una descarga normal [véase la Fig. 3.22(d)].
- Si $\lambda_c < d$, se produce la descarga completa del líquido, de manera similar a una descarga normal. Este comportamiento se observa tanto en sistemas que han sido estabilizados como aquellos que son inestables [véase la Fig. 3.22(e)].

3.5.6. Diámetro efectivo para la descarga en estado Leidenfrost

Dados los datos experimentales de la descarga de etanol a 420 °C, se ha empleado el modelo que describe el cambio del valor del radio superficial R como función del tiempo, para obtener el coeficiente de contracción C_c que corresponde a una descarga en estado Leidenfrost, encontrándose un valor de $C_c = 0.36$ mm. La comparación de los datos experimentales con la curva obtenida del modelo se observa en la Fig. 3.23.

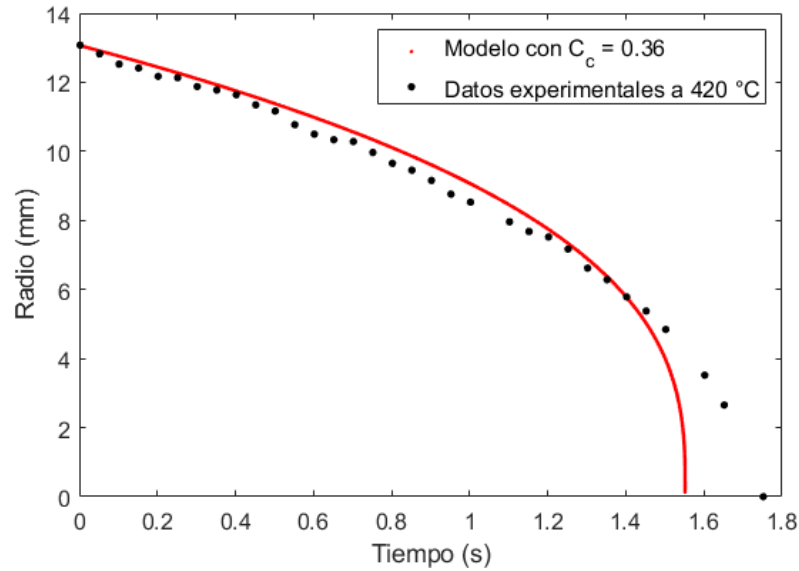


Figura 3.23: Comparación de los datos experimentales obtenidos para la descarga de etanol a 420 °C (●) con el modelo propuesto con $C_c = 0.36$ (curva roja).

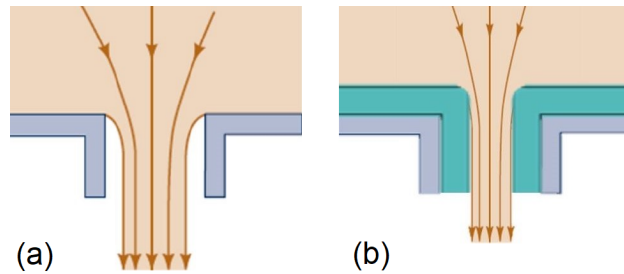


Figura 3.24: Comparación del diámetro efectivo de (a) una descarga a temperatura ambiente con $C_c = 0.76$, y (b) el de una descarga Leidenfrost con $C_c = 0.36$ debido a la presencia de la capa de vapor propia del estado Leidenfrost.

Como se revisó en el capítulo 2, el coeficiente C_c está relacionado con el diámetro efectivo de una descarga, teniendo un valor de 0.76 para las descargas realizadas a temperatura ambiente (capítulo 2) [véase la Fig. 3.24(a)]; la disminución de este valor hasta 0.36, está relacionada con la disminución del diámetro efectivo y dadas nuestras observaciones, está relacionada con la presencia de la capa de vapor típica del estado Leidenfrost, que se sugiere, está presente durante la descarga, siendo esta la razón de la disminución del diámetro efectivo [véase la Fig. 3.24(b)].

Capítulo 4

Conclusiones

La contribución más importante e inédita de este trabajo de tesis es el afirmar que es posible la descarga de un líquido desde un contenedor sobrecalentado a temperaturas mayores a la temperatura de ebullición y mucho mayores a la temperatura Leidenfrost, encontrando que este fenómeno presenta distintos regímenes de descarga que dependen de la naturaleza del líquido a descargar. Este resultado permite ampliar los conocimientos con los que se cuenta para el proceso de descarga a temperatura ambiente y que forma parte de nuestra vida cotidiana. Así pues, este hallazgo es de gran relevancia debido al potencial de aplicación que representa para el diseño de dispositivos de inyección que funcionen en condiciones de sobrecalentamiento.

A continuación se resumen los principales resultados, observados durante el proceso de descarga de los líquidos estudiados: agua, etanol, cloroformo y acetona; los cuales funcionarán como una guía para extender esta investigación al estudio de líquidos más complejos.

- Se distinguen cuatro regímenes de temperatura en los que el comportamiento del líquido tiene características bien definidas. La **descarga normal** del líquido se produce a temperaturas menores al punto de ebullición, $T < T_B$. La **evaporación inestable** del líquido se produce a temperaturas mayores al punto de ebullición pero menores a la temperatura Leidenfrost, i.e. en el rango $T_B < T < T_L$. La **descarga inestable** del líquido en estado **Leidenfrost** se produce una vez que se ha alcanzado la temperatura Leidenfrost T_L , se presenta la formación de una capa de vapor suficientemente estable en una superficie plana, pero inestable en una superficie cónica con un orificio. La **descarga estable** del líquido en estado **Leidenfrost** se produce a temperaturas considerablemente mayores a la temperatura Leidenfrost del líquido $T \gg T_L$, que permiten la formación de una capa de vapor suficientemente estable para efectuarse una descarga en estado Leidenfrost; en los experimentos realizados se observó este régimen para valores de $T \gtrsim T_L + 100$ °C.
- Para la descarga Leidenfrost estable, hemos caracterizado tres escenarios del proceso en función de la relación entre el tamaño del orificio (diámetro d) y la longitud capilar del líquido λ_c . Si $d \gg \lambda_c$ se produce la descarga completa del líquido en estado Leidenfrost, pero la existencia de la capa de vapor aumenta considerablemente el tiempo de descarga comparado con una descarga a temperatura ambiente. Cuando $d \sim \lambda_c$, se produce una descarga a razón de flujo constante hasta que la gota alcanza un radio crítico R_c , momento en que la descarga se da de forma intermitente debido al proceso de evaporación que ahora tiene mayor relevancia; la descarga continua puede ser inducida introduciendo una barra durante el proceso. Por último, si $d < \lambda_c$, la descarga se produce a una razón de flujo constante hasta alcanzar el radio superficial crítico R_c a partir del cual la descarga cesa totalmente, dando paso a un proceso de evaporación del líquido remanente en el plato. Los experimentos realizados

sugieren que $R_c \sim 2\lambda_c$, lo cual se puede relacionar con la curvatura de la gota adoptada en el interior del plato.

- Durante la descarga Leidenfrost podemos distinguir dos tiempos característicos: 1) un **tiempo total** t_T , que corresponde al tiempo que le toma al líquido dejar vacío el embudo; y 2) un **tiempo de descarga Leidenfrost** t_{dL} correspondiente al tiempo durante el cual el líquido se ha descargado en estado Leidenfrost hasta alcanzar el radio crítico R_c . Cuando la descarga se produce completamente en estado Leidenfrost, estos valores coinciden; en caso contrario, la diferencia $t_T - t_{dL}$ funciona como un indicador de la estabilidad de la capa de vapor formada, siendo ésta más estable cuando el valor de la diferencia es alto.

Apéndice A

Modelo a temperatura ambiente

En este apéndice se presenta el código del programa desarrollado en MATLAB, para resolver la ecuación mostrada en el capítulo 2:

$$-\int_r^{R_{inicial}} \left(\frac{bR_0^4 - 1}{a_0^2 R_0 + c_0} \right)^{1/2} dR_0 = t.$$

Esta ecuación se resolvió empleando el método de sumas de Riemann, utilizando los valores $\theta = 47.37^\circ$, $d = 1.56$ mm ($r_0 = 0.78$ mm) (puede cambiarse este valor en el código, según el diámetro utilizado) y $C_c = 1$ (es un parámetro de ajuste). Con un radio inicial de 15 mm el tiempo de descarga es de 2.46 segundos, como se observa en la Fig. 2.10. Con los datos experimentales (Fig. 2.5), se obtuvo el valor de $C_c = 0.76$ para el coeficiente de contracción. De manera que, con este parámetro de ajuste C_c , el tiempo de descarga arrojado por el modelo es de 3.34 segundos. En la Fig. 2.11 se observa que la curva obtenida (en rojo) se ajusta a los datos experimentales de la descarga de agua a 18 °C, con un tiempo de descarga de 3.35 segundos.

El modelo propuesto puede aplicarse tanto para agua como etanol, cloroformo y acetona, líquidos que pueden considerarse fluidos ideales. El programa permite obtener el tiempo de descarga de un líquido dado el ángulo θ del embudo y el radio r_0 del orificio, a partir de un radio inicial R que en este caso, corresponde al radio observado en la vista superior; y muestra la gráfica del radio R como función del tiempo.

```
clc; clear all;
format long; % permite desplegar resultados con 14 cifras decimales
n = 10^5; dx = 0.01;
R0 = 15; % R0 radio superficial R en mm, registrado del fotograma 1 del experimento

% Valores de las constantes
g = 9.81;
theta = 47.37; % ángulo del embudo empleado
r = 0.78*10^(-3); % r radio del orificio en metros
l = 14.20*10^(-3); % distancia l del embudo en metros

Cc = 0.76; % Cc coeficiente de contracción, es un parámetro de ajuste

% Constantes en la ecuación que dependen de la geometría del embudo
a0 = sqrt(2*g*tand(theta)/r);
c0 = 2*g*l*(tand(theta))^2/r^2;
b = 1/(Cc^2);
```

```
% Ri radio mínimo a considerar; Rf radio R0/r máximo, en metros
Ri = 0.1; Rf = (R0/r)*10^(-3); R = Ri:dx:Rf;
s = 0; dR = R/n;
for k = 1:n
    x = k*dR;
    s = s + sqrt((b.*(x.^4)-1)./((a0^2).*x + c0));
end
I = -real(s.*dR); % I resultado de la integral
t = I;
t0 = -min(t); % t0 tiempo de descarga en segundos
plot(t+t0,R*r*10^3,'k.') % muestra la gráfica del radio superficial R contra el tiempo

xlabel('Tiempo (s)','FontSize',12)
ylabel('Radio (mm)','FontSize',12)
```

Apéndice B

Descargas de agua

En el capítulo 3 se han descrito los diferentes comportamientos observados en descargas de agua a diferentes temperaturas. Las gráficas de cada una de las descargas realizadas se muestran aquí para una observación a mayor detalle. Dichas curvas $R(t)$ corresponden a cada descarga individual de agua (con un volumen inicial $V_0 \approx 3.25$ ml y con un radio inicial $R(t = 0) \approx 15$ mm), desde un embudo con diámetro de orificio $d = 1.56$ mm a diferentes temperaturas, iniciando con temperaturas menores al punto de ebullición $T < T_B$ (ambiente) y hasta temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost del agua $T > T_L$. Las curvas en morado se refieren a descargas en las que el sistema no fue estabilizado empleando una barra, en azul están aquellas en las que se implementó dicha barra para disminuir la rotación del volumen de líquido depositado. Se observó que para este tamaño de diámetro d la descarga de agua no puede ser inducida.

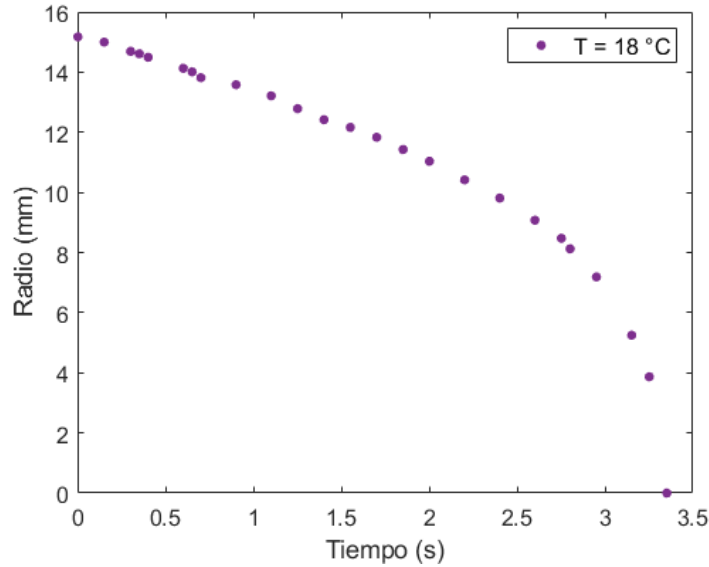


Figura B.1: Descarga de agua a 18 °C.

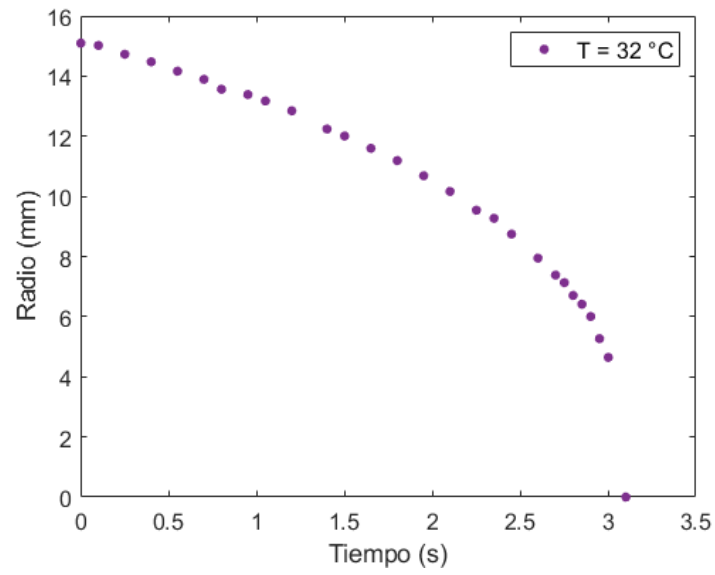


Figura B.2: Descarga de agua a 32 °C.

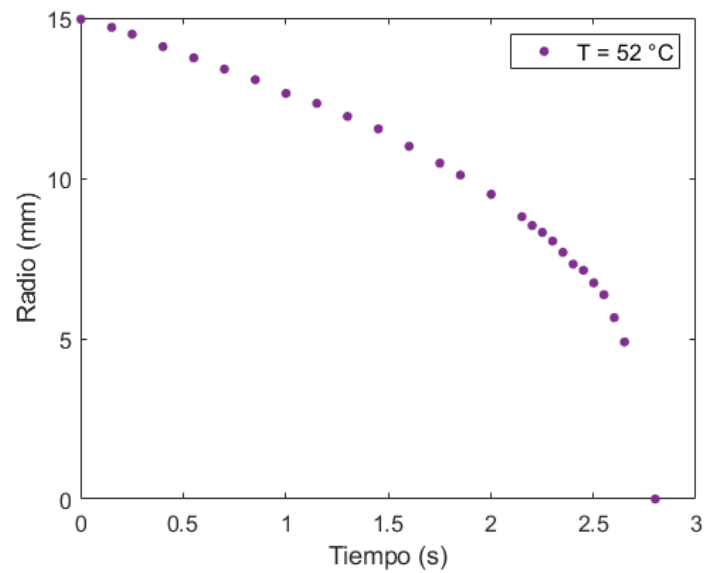


Figura B.3: Descarga de agua a 52 °C.

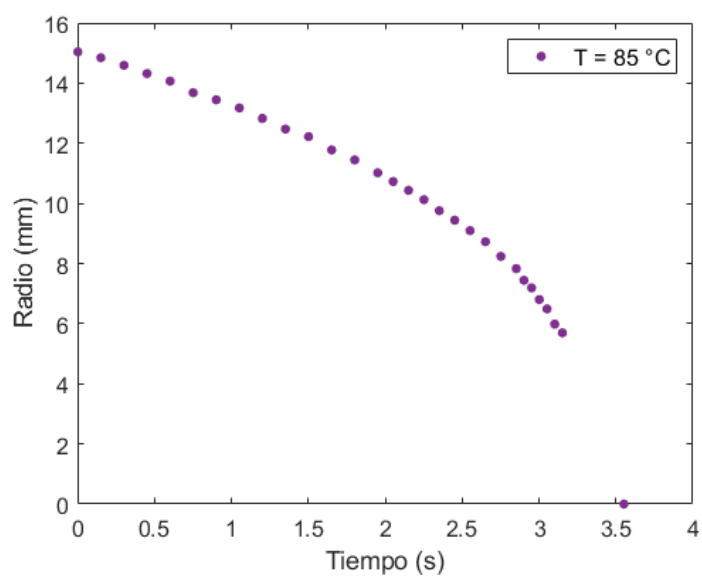


Figura B.4: Descarga de agua a $85\text{ }^{\circ}\text{C}$.

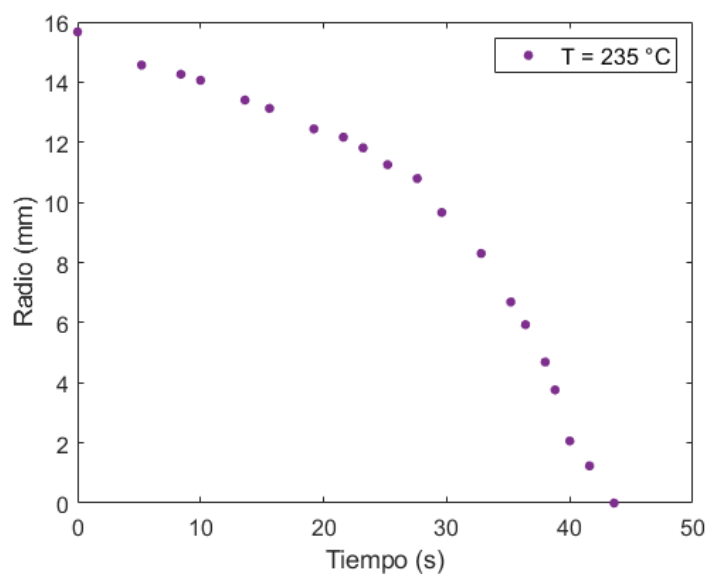


Figura B.5: Descarga de agua a $235\text{ }^{\circ}\text{C}$.

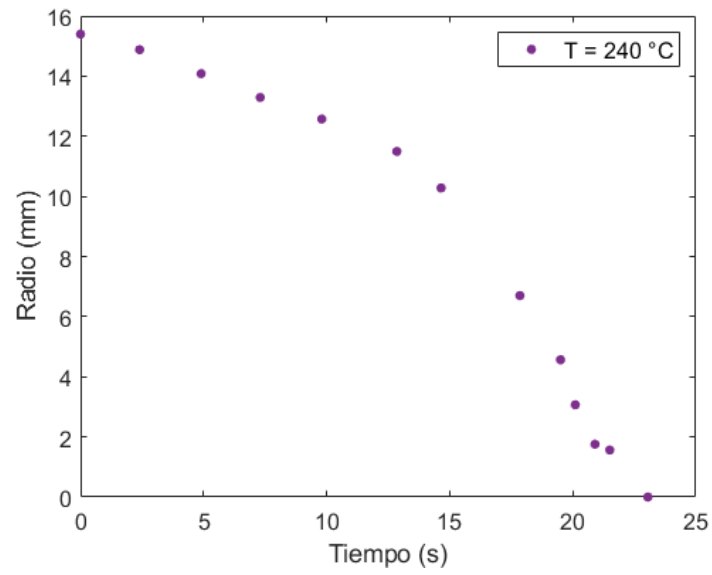


Figura B.6: Descarga de agua a $240\text{ }^{\circ}\text{C}$.

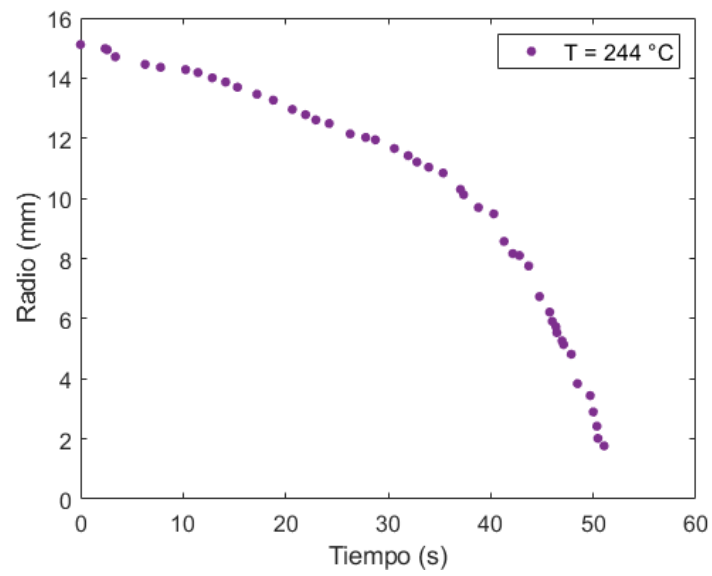


Figura B.7: Descarga de agua a $244\text{ }^{\circ}\text{C}$.

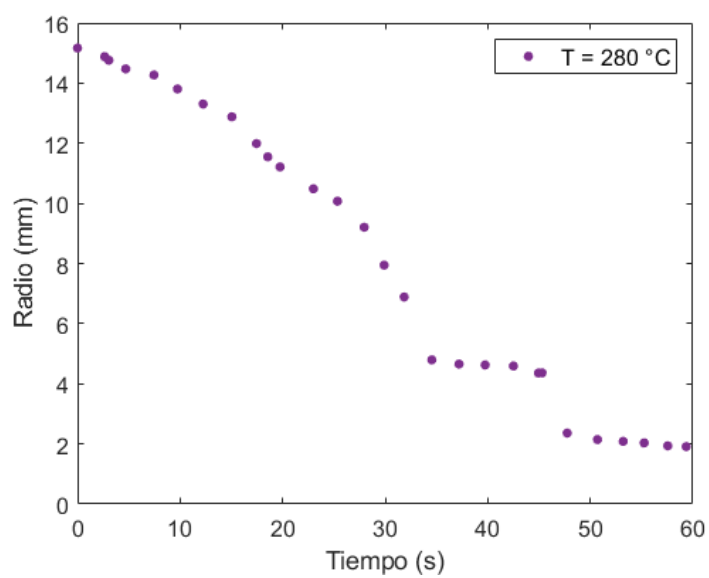


Figura B.8: Descarga de agua a $280\text{ }^{\circ}\text{C}$.

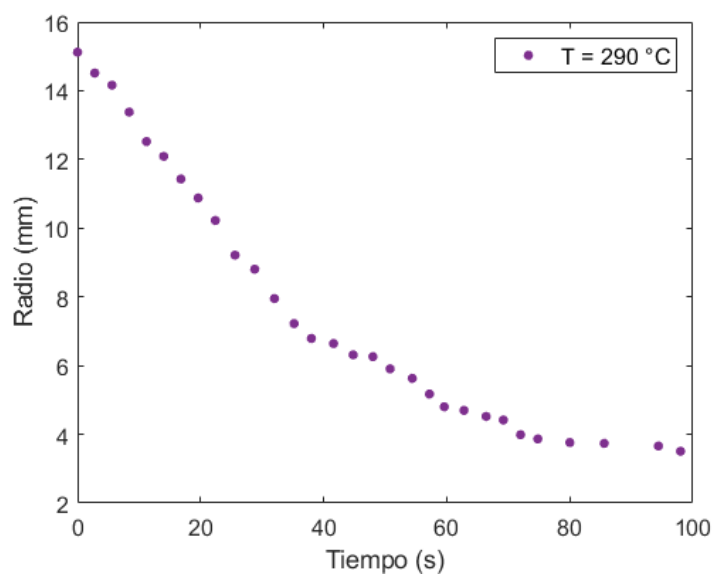


Figura B.9: Descarga de agua a $290\text{ }^{\circ}\text{C}$.

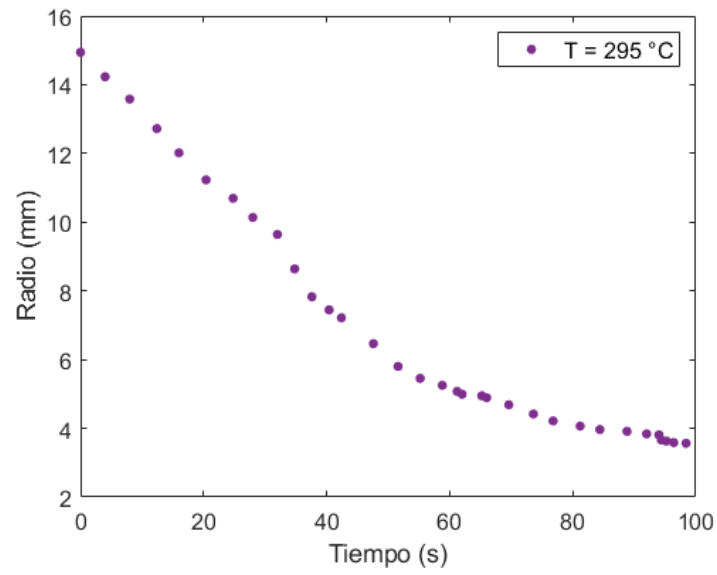


Figura B.10: Descarga de agua a $295\text{ }^{\circ}\text{C}$.

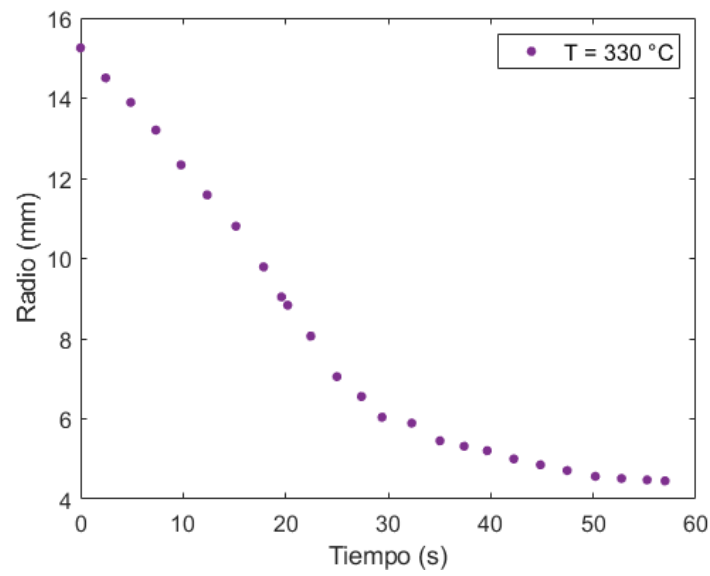


Figura B.11: Descarga de agua a $330\text{ }^{\circ}\text{C}$.

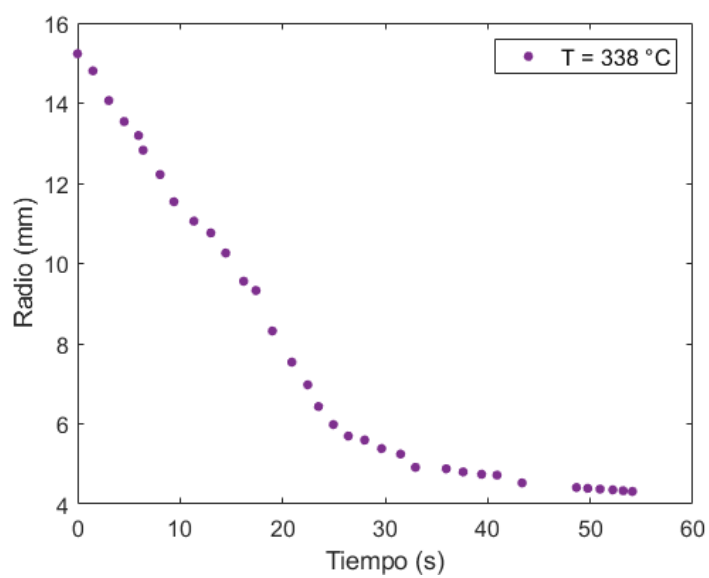


Figura B.12: Descarga de agua a 338 °C.

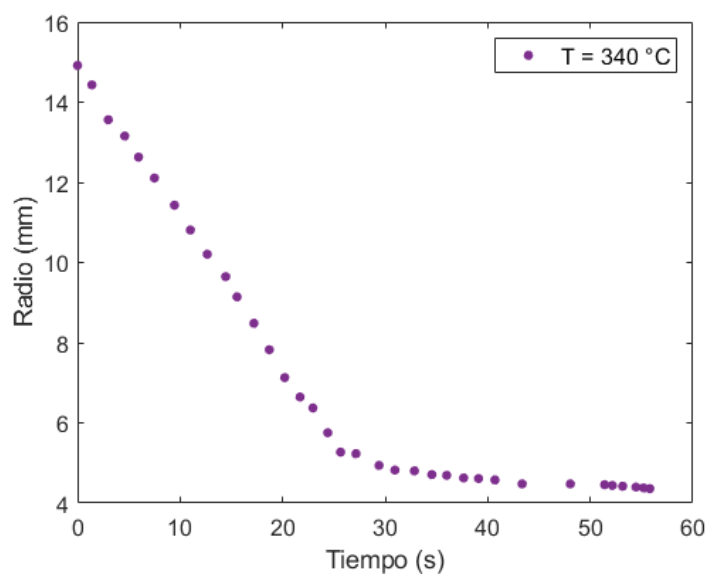


Figura B.13: Descarga de agua a 340 °C.

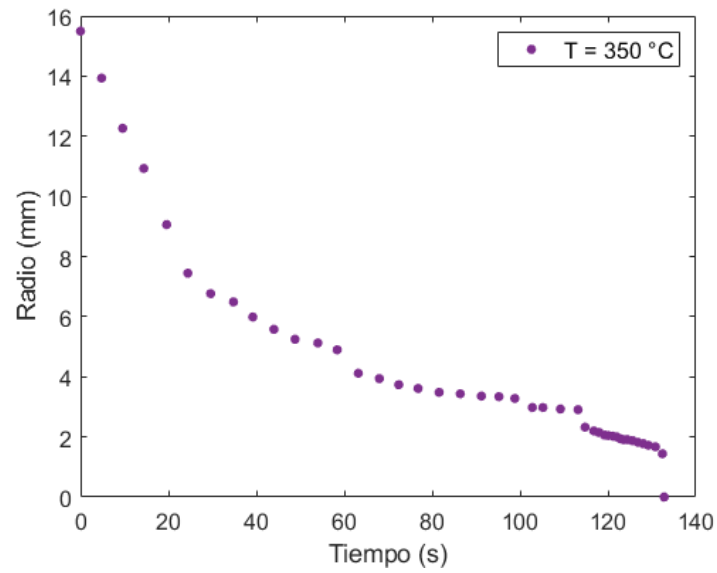


Figura B.14: Descarga de agua a 350 °C.

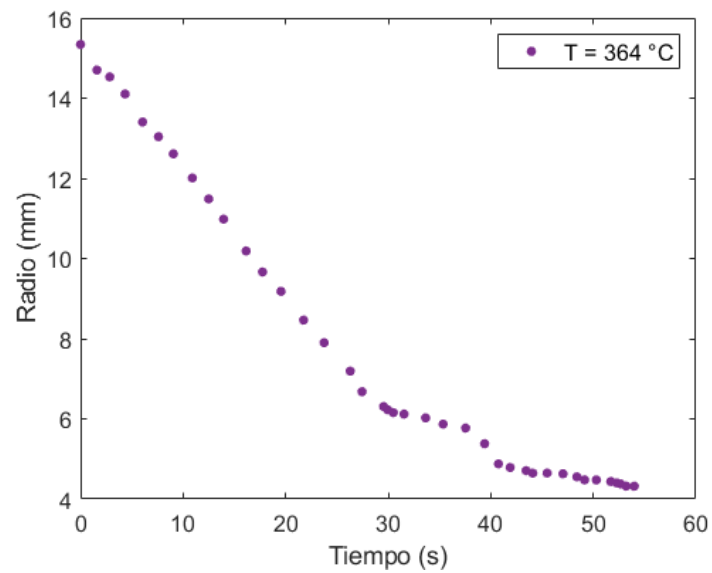


Figura B.15: Descarga de agua a 364 °C.

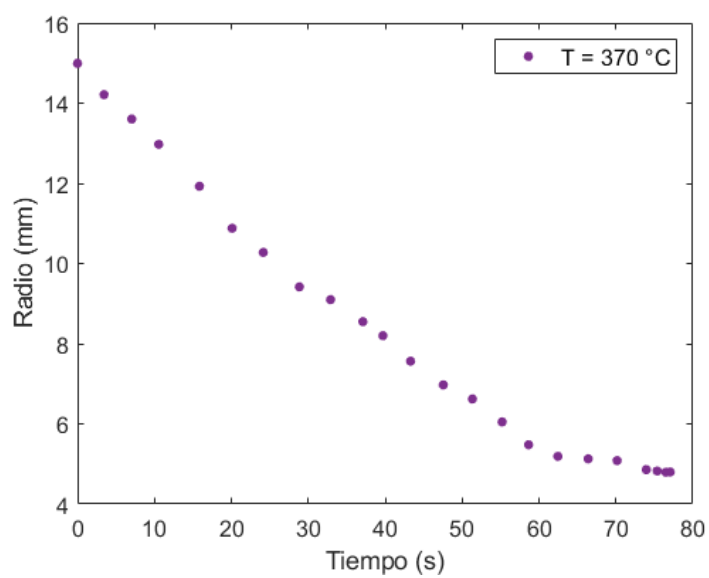


Figura B.16: Descarga de agua a $370\text{ }^{\circ}\text{C}$.

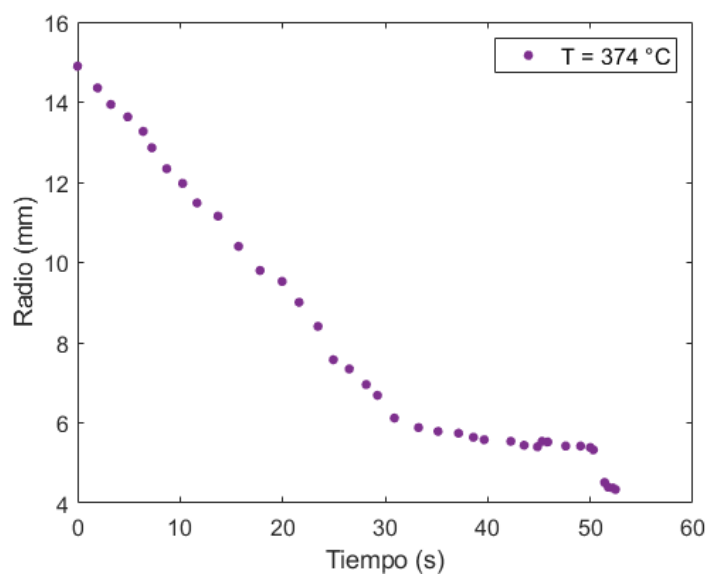


Figura B.17: Descarga de agua a $374\text{ }^{\circ}\text{C}$.

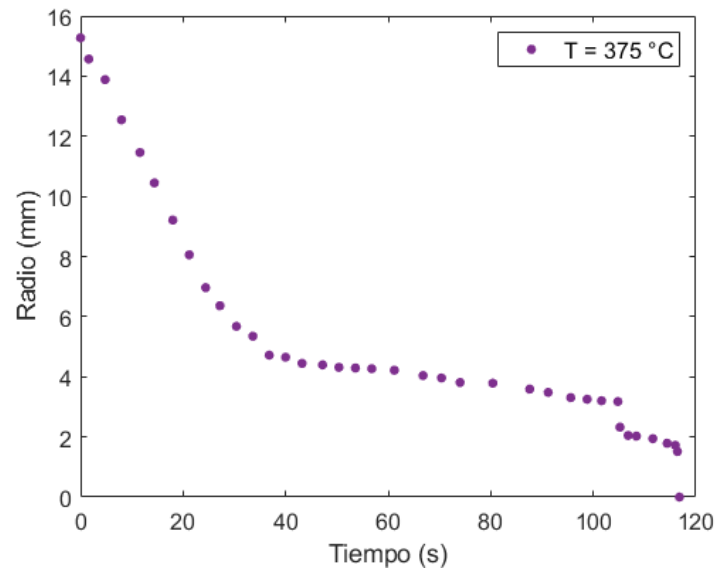


Figura B.18: Descarga de agua a 375 °C.

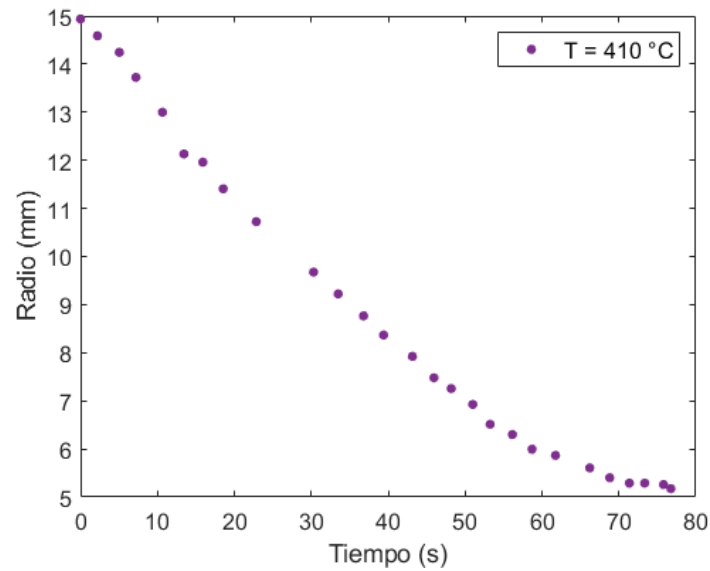


Figura B.19: Descarga de agua a 410 °C.

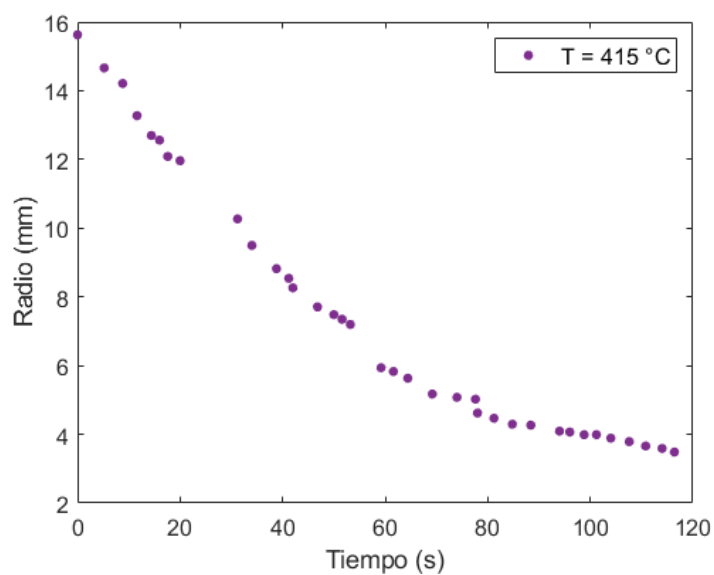


Figura B.20: Descarga de agua a 415 °C (primera prueba).

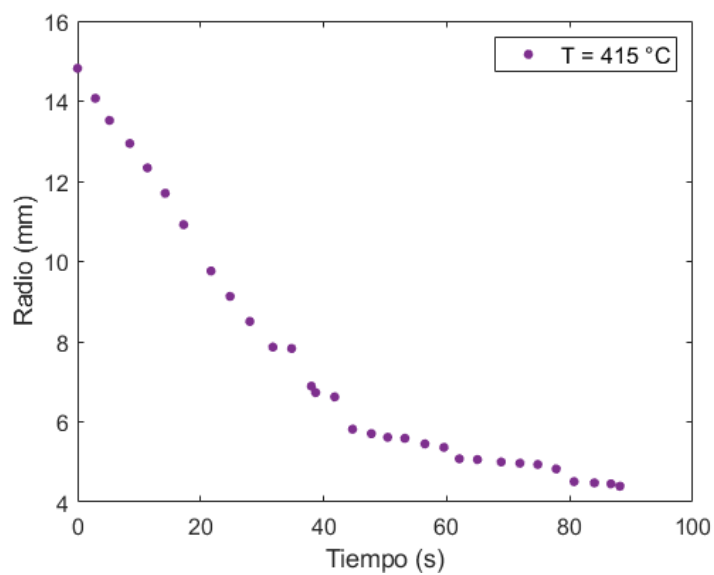


Figura B.21: Descarga de agua a 415 °C (segunda prueba).

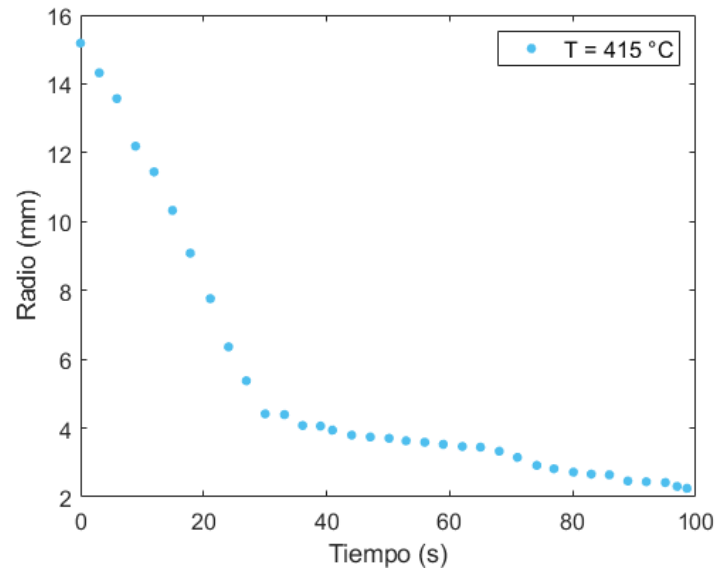


Figura B.22: Descarga de agua a $415\text{ }^{\circ}\text{C}$ (tercera prueba).

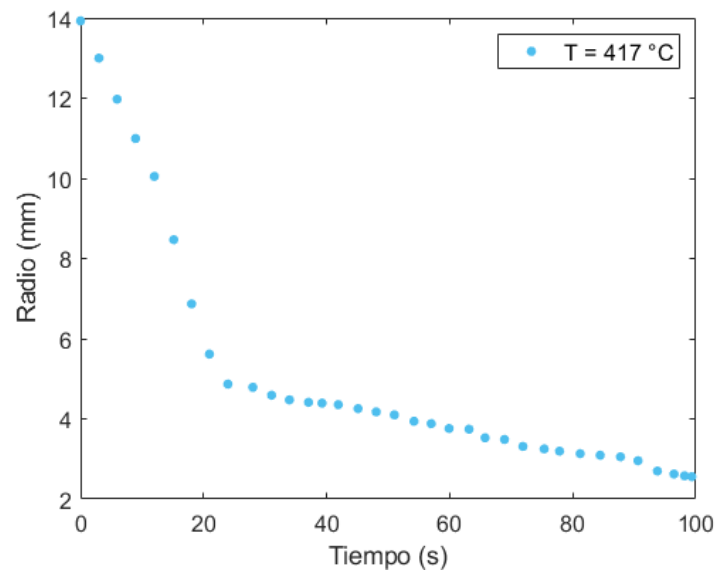


Figura B.23: Descarga de agua a $417\text{ }^{\circ}\text{C}$.

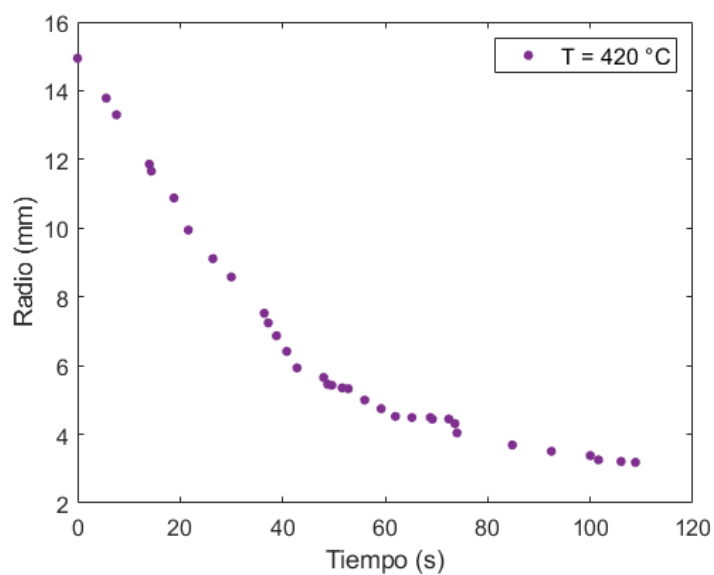


Figura B.24: Descarga de agua a $420\text{ }^{\circ}\text{C}$ (primera prueba).

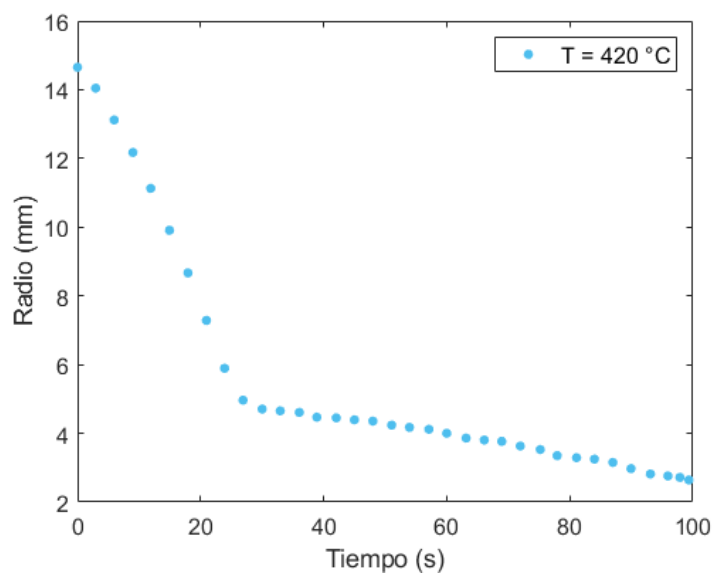


Figura B.25: Descarga de agua a $420\text{ }^{\circ}\text{C}$ (segunda prueba).

Apéndice C

Descargas de etanol

En el capítulo 3 se han descrito los diferentes comportamientos observados en descargas de etanol a diferentes temperaturas. Las gráficas de cada una de las descargas realizadas se muestran aquí para una observación a mayor detalle. Dichas curvas $R(t)$ corresponden a cada descarga individual de etanol (con un volumen inicial $V_0 \approx 2.11$ ml y con un radio inicial $R(t = 0) \approx 13$ mm), desde un embudo con diámetro de orificio $d = 1.56$ mm a diferentes temperaturas, iniciando con temperaturas menores al punto de ebullición $T < T_B$ (ambiente) y hasta temperaturas mayores a la temperatura Leidenfrost del etanol $T > T_L$. Las gráficas en morado se refieren a descargas en las que el sistema no fue estabilizado empleando una barra, en azul están aquellas en las que se implementó dicha barra para disminuir la rotación del volumen de líquido depositado, y en negro aquellas que fueron inducidas empleando la barra de estabilidad.

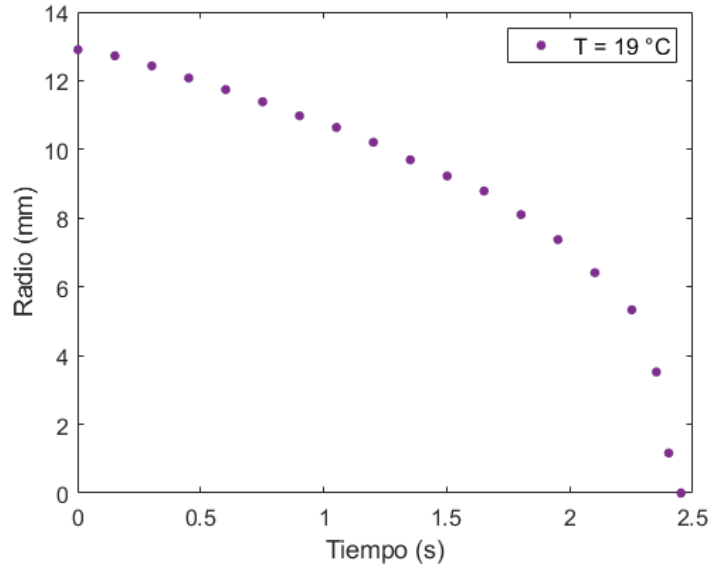


Figura C.1: Descarga de etanol a 19 °C.

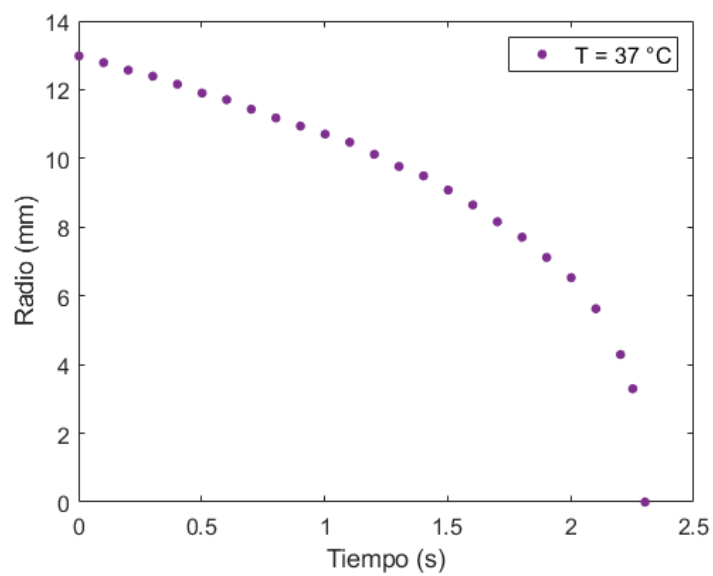


Figura C.2: Descarga de etanol a 37 °C.

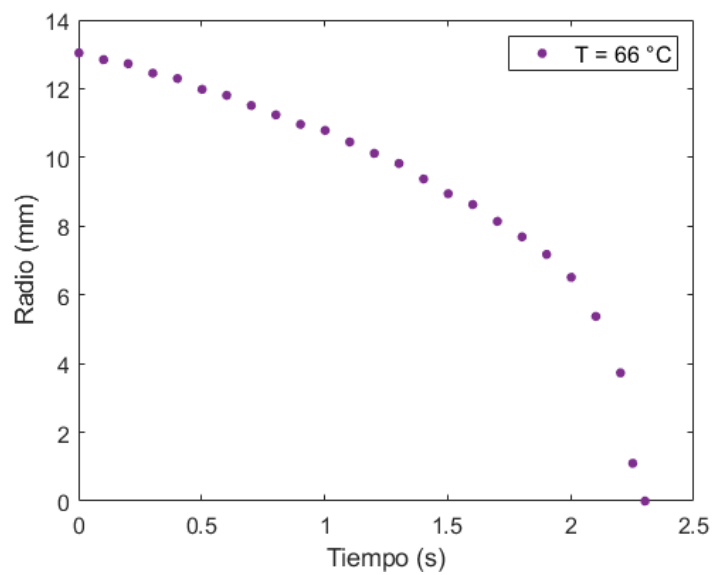


Figura C.3: Descarga de etanol a 66 °C.

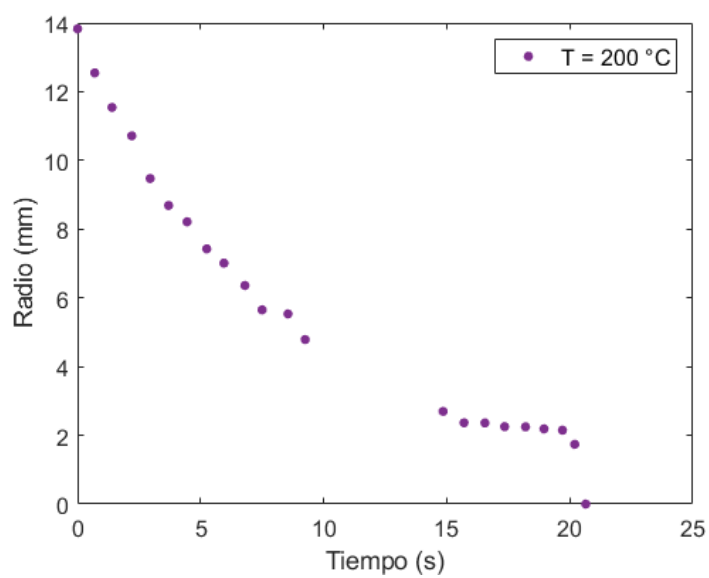


Figura C.4: Descarga de etanol a $200\text{ }^{\circ}\text{C}$.

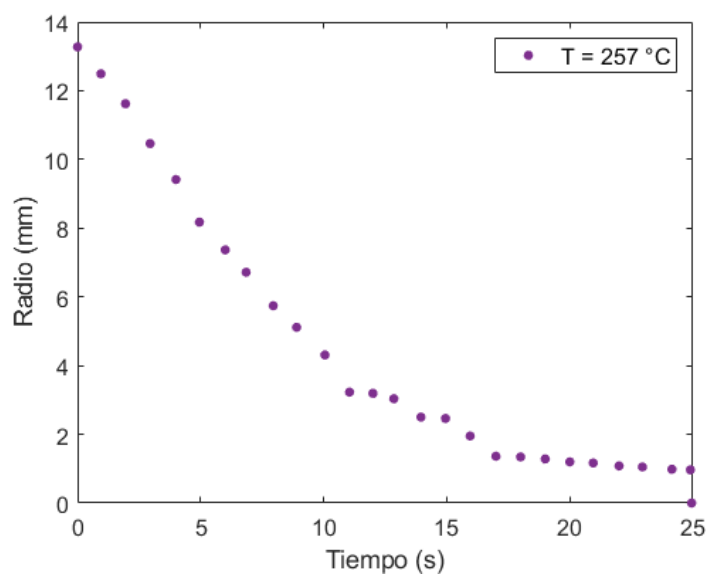


Figura C.5: Descarga de etanol a $257\text{ }^{\circ}\text{C}$.

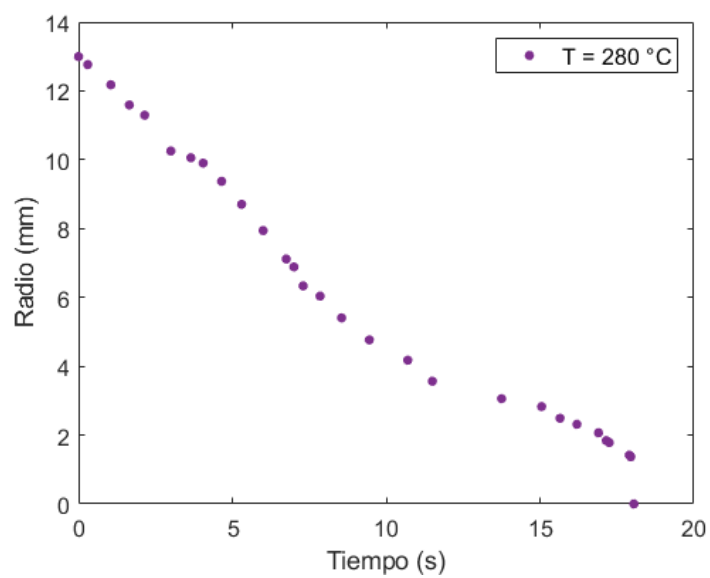


Figura C.6: Descarga de etanol a $280\text{ }^{\circ}\text{C}$.

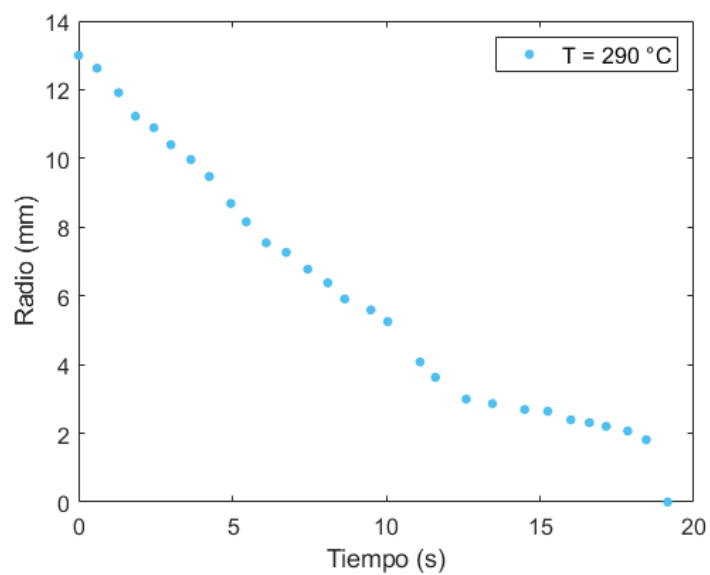


Figura C.7: Descarga de etanol a $290\text{ }^{\circ}\text{C}$ (primera prueba).

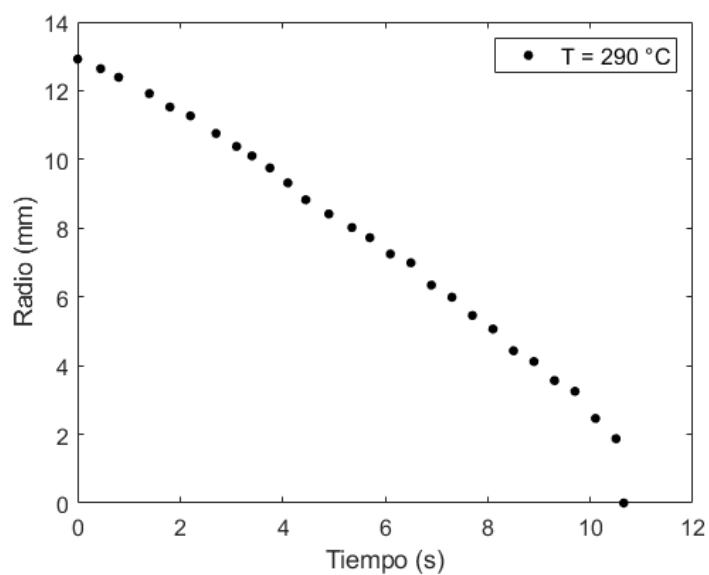


Figura C.8: Descarga de etanol a $290\text{ }^{\circ}\text{C}$ (segunda prueba).

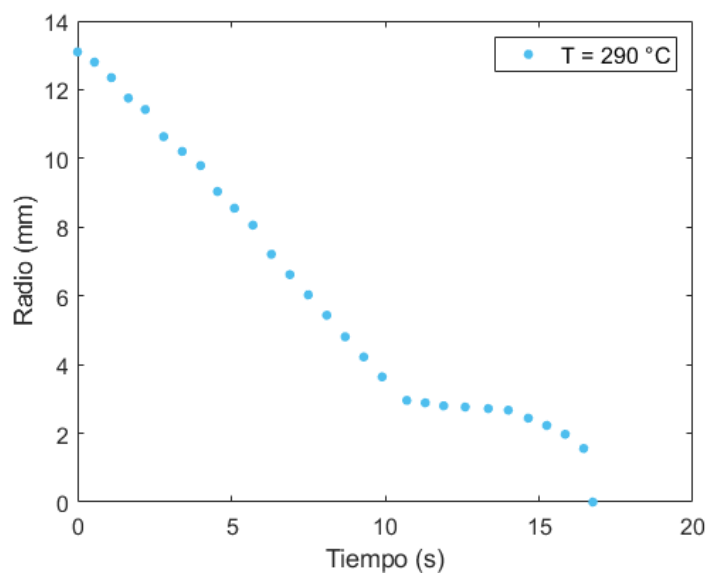


Figura C.9: Descarga de etanol a $290\text{ }^{\circ}\text{C}$ (tercera prueba).

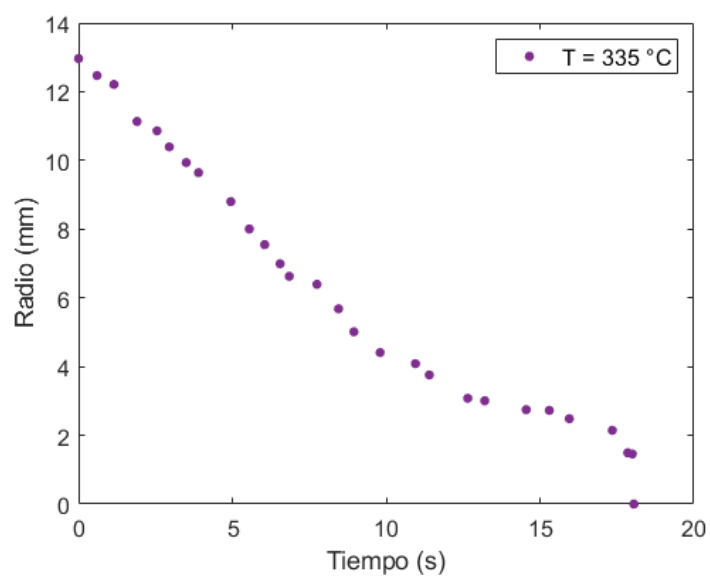


Figura C.10: Descarga de etanol a 335 °C.

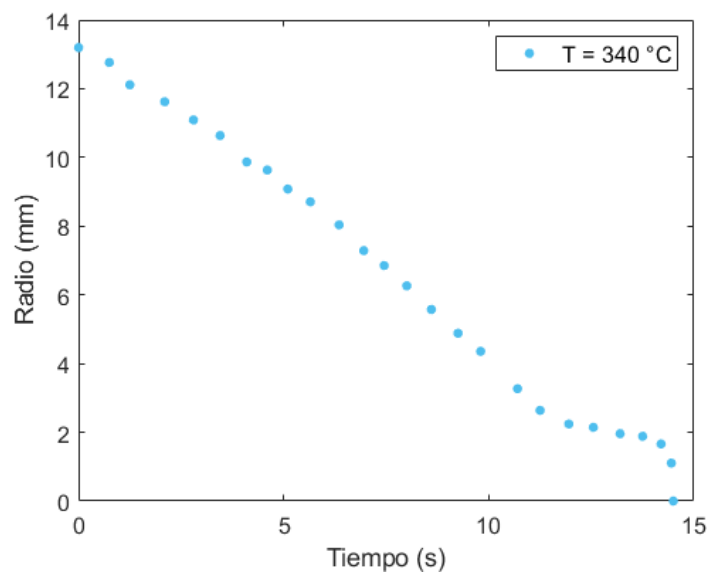


Figura C.11: Descarga de etanol a 340 °C.

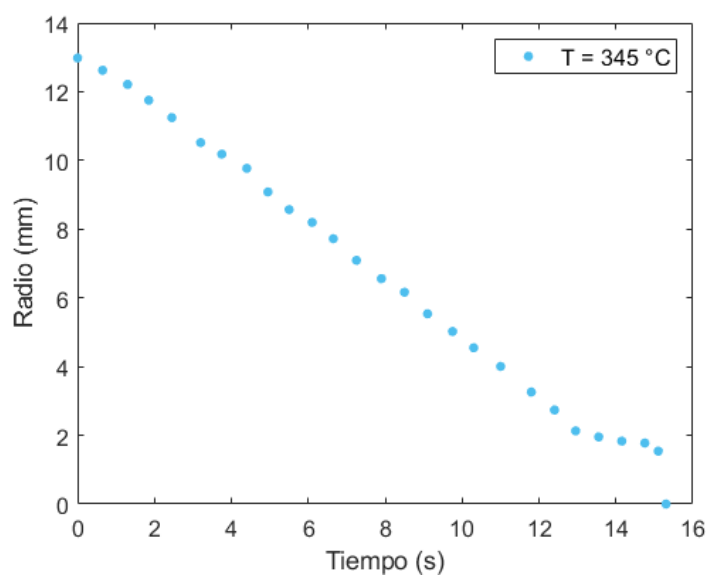


Figura C.12: Descarga de etanol a $345\text{ }^{\circ}\text{C}$.

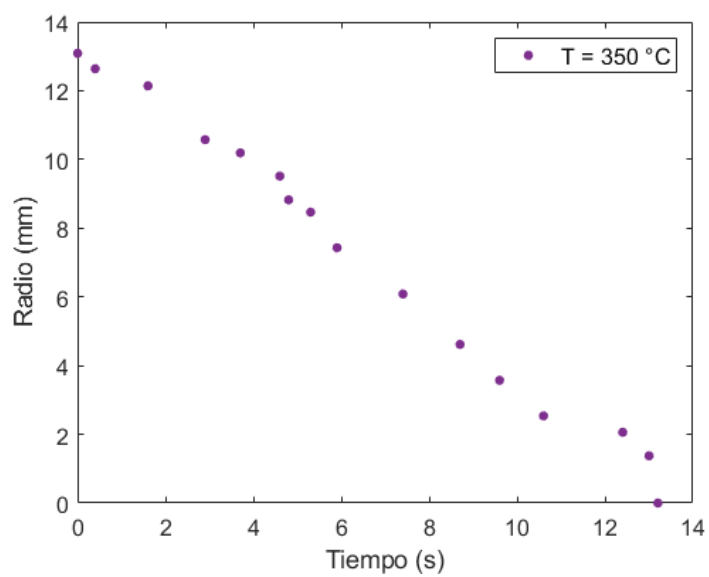


Figura C.13: Descarga de etanol a $350\text{ }^{\circ}\text{C}$.

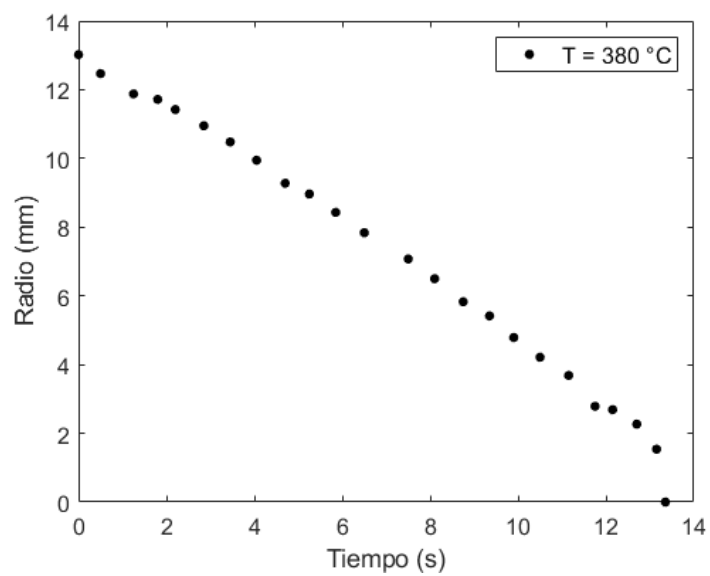


Figura C.14: Descarga de etanol a 380 °C.

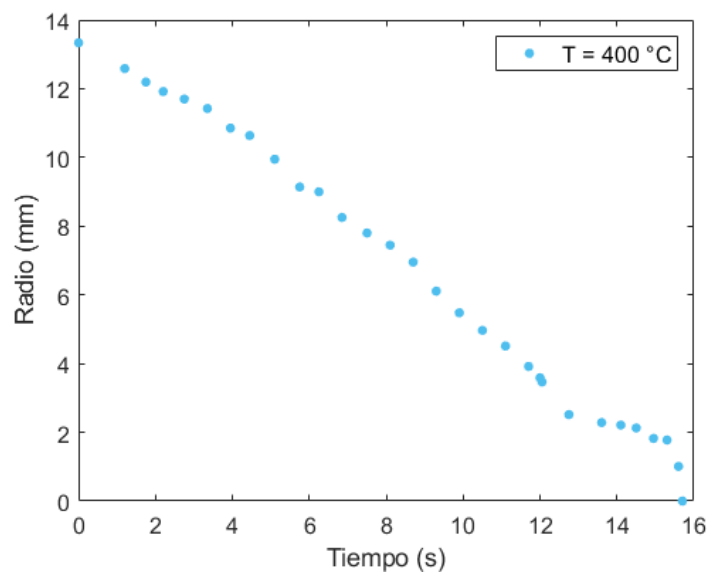


Figura C.15: Descarga de etanol a 400 °C.

Apéndice D

Variación del diámetro d y pruebas de estabilidad

En el capítulo 3 se han descrito los diferentes comportamientos observados en descargas de agua y etanol empleando un embudo con diferentes diámetros d de orificio. Para una observación más clara, en este apéndice se muestran las gráficas $R(t)$ correspondientes dichas descargas, en primer lugar utilizando etanol, y posteriormente descargas de agua, ambas con volúmenes iniciales $V_0 \approx 2.11$ ml dado un radio inicial $R(t = 0) \approx 13$ mm), empleando distintos valores de diámetro de orificio d , para valores de $T > T_L$ dentro del régimen de descarga Leidenfrost estable para cada líquido.

Primeramente se muestran las curvas de las descargas de etanol, agrupadas en dos gráficas: con $d_1 = 1.56$ mm y con $d_2 = 2.70$ mm, en las que se observa tanto el comportamiento de una descarga estabilizada como el obtenido sin la implementación de la barra de estabilidad. Luego de esto, se han agrupado las curvas de ambos valores de d en dos grupos: descargas estabilizadas (implementando la barra) y sin estabilizar.

Posterior a esto, se muestran las curvas obtenidas para la descarga de agua, agrupadas en tres gráficas, una para cada valor de diámetro: $d_1 = 1.56$ mm, $d_2 = 2.70$ mm y $d_3 = 3.00$ mm, comparando el comportamiento de una descarga estabilizada con el observado sin la implementación de la barra de estabilidad. Luego de esto, se han agrupado las curvas de los tres valores de d en dos grupos: descargas estabilizadas y sin estabilizar.

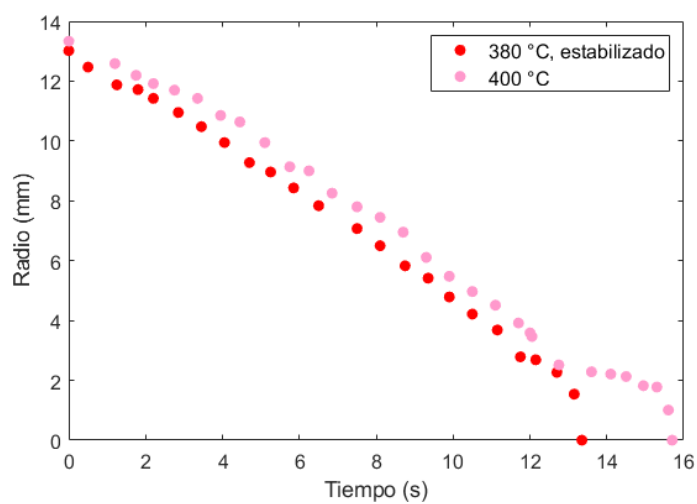


Figura D.1: Descarga de etanol, $d_1 = 1.56$ mm. Prueba de estabilidad.

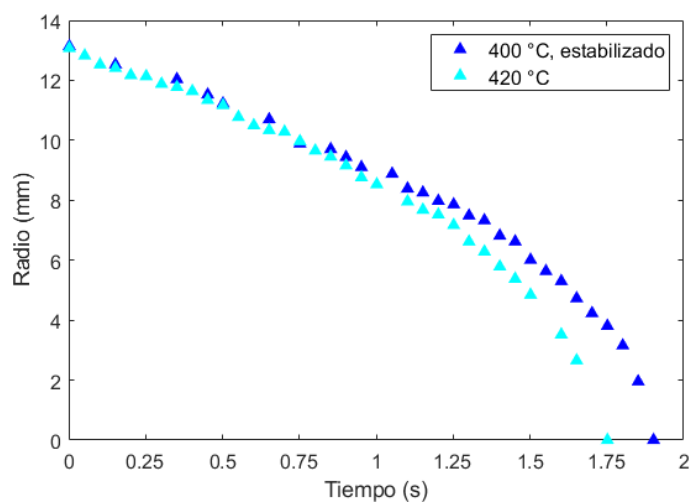


Figura D.2: Descarga de etanol, $d_2 = 2.70$ mm. Prueba de estabilidad.

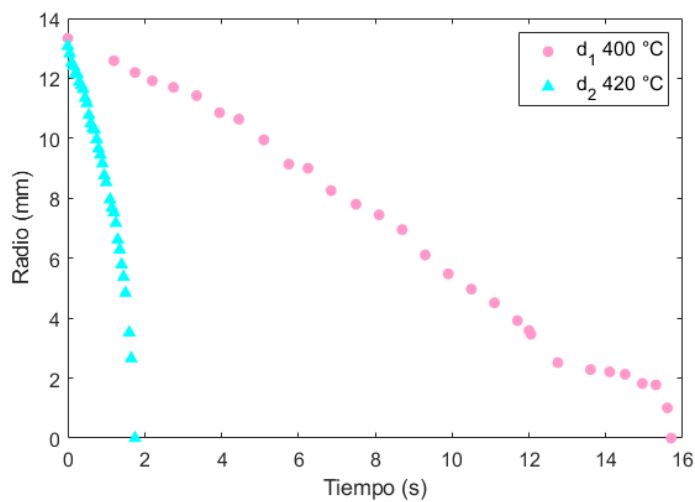


Figura D.3: Descargas de etanol con $d_1 = 1.56$ mm y $d_2 = 2.70$ mm, sin la implementación de una barra de estabilidad.

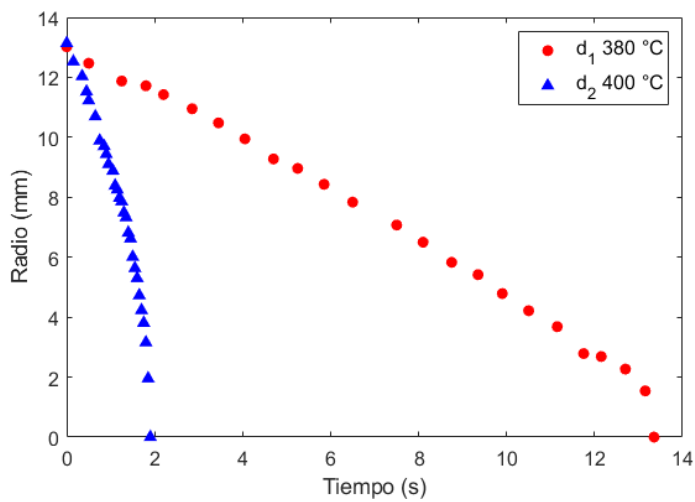


Figura D.4: Descargas de etanol con $d_1 = 1.56$ mm y $d_2 = 2.70$ mm, implementando una barra de estabilidad.

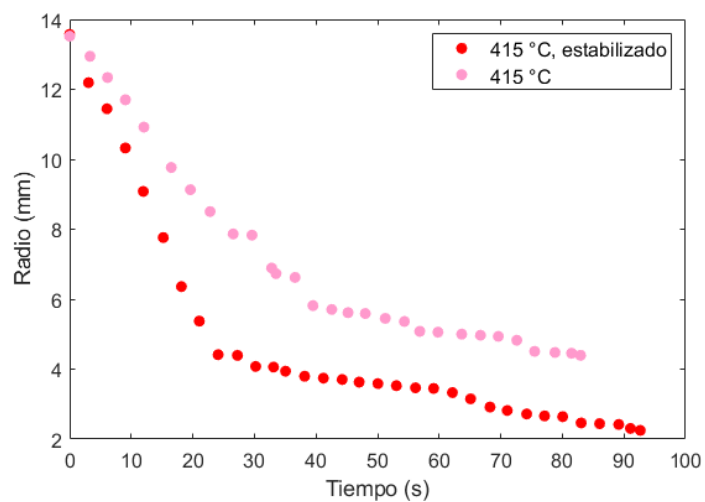


Figura D.5: Descarga de agua, $d_1 = 1.56$ mm. Prueba de estabilidad.

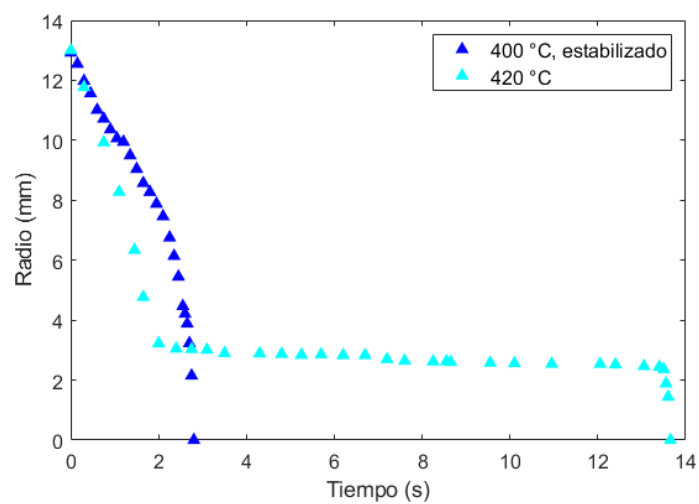


Figura D.6: Descarga de agua, $d_2 = 2.70$ mm. Prueba de estabilidad.

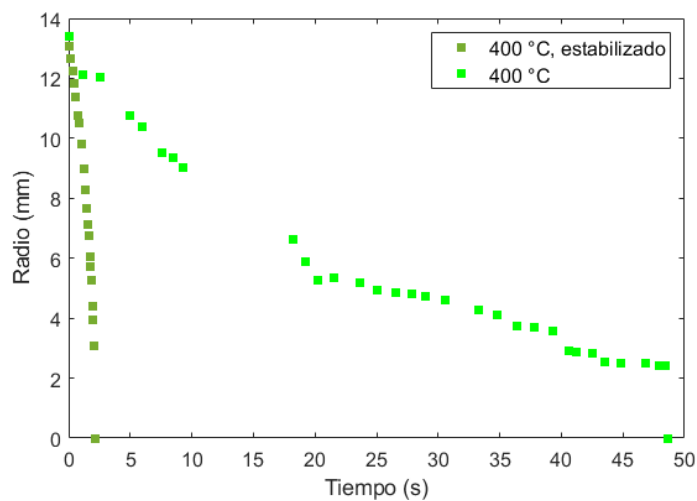


Figura D.7: Descarga de agua, $d_3 = 3.00$ mm. Prueba de estabilidad.

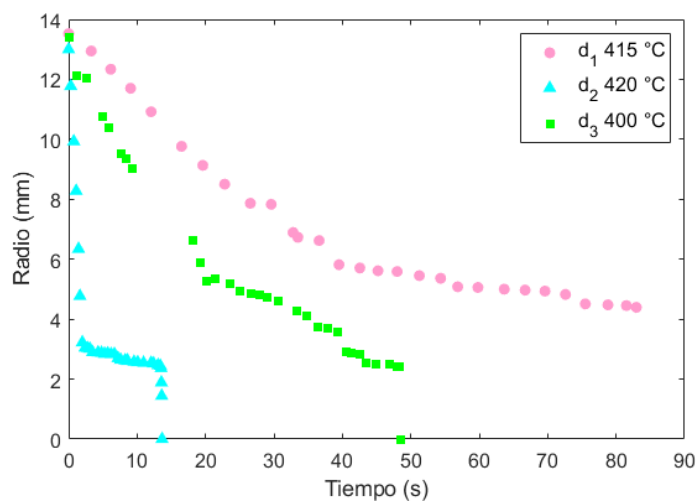


Figura D.8: Descargas de agua con $d_1 = 1.56$ mm, $d_2 = 2.70$ mm y $d_3 = 3.00$ mm, sin la implementación de una barra de estabilidad.

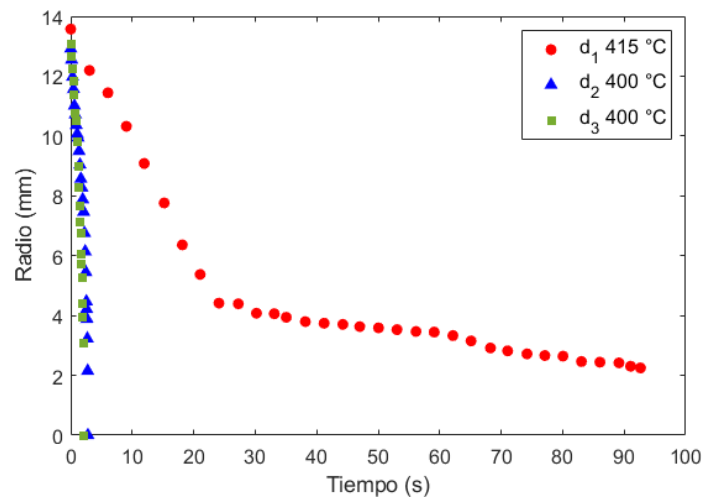


Figura D.9: Descargas de agua con $d_1 = 1.56$ mm, $d_2 = 2.70$ mm y $d_3 = 3.00$ mm, implementando una barra de estabilidad.

Bibliografía

- [1] Biance, A.-L., Clanet, C., Quéré, D., 2003. Leidenfrost drops. *Phys. Fluids* 15 (6), 1632-1637 (2003).
- [2] N. Nagai, S. Nishio, *Exp. Therm. Fluid. Sci.* 12, 373 (1996).
- [3] H. Kim, B. Truong, J. Buongiorno, L.-W. Hu, *Appl. Phys. Lett.* 98, 083121 (2011).
- [4] I. U.Vakarelski, N. A. Patankar, J. O. Marston, D. Y. C. Chan, S. T. Thoroddsen, *Nature (London)* 489, 274 (2012).
- [5] J. D. Bernardin and I. Mudawar, *J. Heat Transfer* 124, 864 (2002).
- [6] M.-A. J. van Limbeek, O. Ramírez-Soto, A. Prosperetti, D. Lohse, *Soft Matter* 17, 3207 (2021).
- [7] L. Maquet, B. Sobac, B. Darbois-Textier, A. Duchesne, M. Brandenbourger, A. Rednikov, P. Colinet, S. Dorbolo, Leidenfrost drops on a heated liquid pool, *Phys. Rev. Fluids* 1, 053902 (2016).
- [8] Pacheco, F., Palacio, J., Ledesma, R., Moreau, F., The triple Leidenfrost effect: preventing drops coalescence on a hot plate. *Physics.flu-dyn* (2021).
- [9] 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 Transf.* 9, 1167 (1966).
- [10] C. T. Avedisian, M. Fatehi, An experimental study of the Leidenfrost evaporation characteristics of emulsified liquid droplets, *Int. J. Heat Mass Transf.* 31, 1587 (1988).
- [11] S. Chandra, S. D. Aziz, Leidenfrost evaporation of liquid nitrogen droplets, *J. Heat Transfer* 115, 999 (1994).
- [12] H. Bouasse, *Capillarité et Phénomènes Superficiels* (Delagrave, Paris, 1924).
- [13] Y. M. Qiao, S. Chandra, Experiments on adding a surfactant to water drops boiling on a hot surface, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 453, 673 (1997).
- [14] L. Mahadevan, Y. Pomeau, Rolling droplets, *Phys. Fluids* 11, 2449 (1999).
- [15] Biance AL, Pirat C, Ybert C. 2011. Drop fragmentation due to hole formation during Leidenfrost impact. *Phys. Fluids* 23:022104
- [16] Bernardin JD, Stebbins CJ, Mudawar I. 1997a. Effects of surface roughness on water droplet impact history and heat transfer regimes. *Int. J. Heat Mass Transf.* 40:73–88
- [17] Biance AL, Chevy F, Clanet C, Lagubeau G, Quéré D. 2006. On the elasticity of an inertial liquid shock. *J. Fluid Mech.* 554:47–66

- [18] Ge Y, Fan LS. 2005. Three-dimensional simulation of impingement of a liquid droplet on a flat surface in the Leidenfrost regime. *Phys. Fluids* 17:027104
- [19] Harvie DJE, Fletcher DF. 2001a. A hydrodynamic and thermodynamic simulation of droplet impacts on hot surfaces, part I: theoretical model. *Int. J. Heat Mass Transf.* 44:2633–42
- [20] Harvie DJE, Fletcher DF. 2001b. A hydrodynamic and thermodynamic simulation of droplet impacts on hot surfaces, part II: validation and applications. *Int. J. Heat Mass Transf.* 44:2643–59
- [21] Karl A, Frohn A. 2000. Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls. *Phys. Fluids* 12:785–96
- [22] Wachters LHJ, Westerling NAJ. 1966. The heat transfer from a hot plate to impinging water drops in the spheroidal state. *Chem. Eng. Sci.* 21:1047–56
- [23] Chandra S, Avedisian C. 1991. On the collision of a droplet with a solid surface. *Proc. R. Soc. A* 432:13–41
- [24] Tran T, Staat HJJ, Prosperetti A, Sun C, Lohse D. 2012. Drop impact on superheated surfaces. *Phys. Rev. Lett.* 108:036101
- [25] Celata GP, Cumo M, Mariani A, Zummo G. 2006. Visualization of the impact of water drops on a hot surface: effect of drop velocity and surface inclination. *Heat Mass Transf.* 42:885–90
- [26] Wang AB, Lin CH, Chen CC. 2000. The critical temperature of dry impact for tiny droplet impinging on a heated surface. *Phys. Fluids* 12:1622–25
- [27] Bernardin JD, Mudawar I. 2004. A Leidenfrost point model for impinging droplets and sprays. *J. Heat Transf.* 126:272–78
- [28] Yao SC, Cai KY. 1988. The dynamics and Leidenfrost temperature of drops impacting on a hot surface at small angles. *Exp. Therm. Fluid. Sci.* 1:363–71
- [29] Mehdizadeh NZ, Chandra S. 2006. Boiling during high-velocity impact of water droplets on a hot stainless steel surface. *Proc. R. Soc. A* 462:3115–31
- [30] Linke H, Alema BJ, Melling LD, Taormina MJ, Francis MJ, et al. 2006. Self-propelled Leidenfrost droplets. *Phys. Rev. Lett.* 96:154502
- [31] Fenga R, Zhaoa W, Wua X, Xuea Q. 2012. Ratchet composite thin film for low-temperature self-propelled Leidenfrost droplet. *J. Colloid Interface Sci.* 367:450–54
- [32] Lagubeau G, Le Merrer M, Clanet C, Quéré D. 2011. Leidenfrost on a ratchet. *Nat. Phys.* 7:395–98
- [33] Ok JT, Lopez-Onna E, Nikitopoulos DE, Wong H, Park S. 2011. Propulsion of droplets on micro- and sub-micron ratchet surfaces in the Leidenfrost temperature regime. *Microfluid. Nanofluid.* 10:1045–54
- [34] Cousins TR, Goldstein RE, Jaworski JW, Pesci AI. 2012. A ratchet trap for Leidenfrost drops. *J. Fluid Mech.* 696:215–27
- [35] Jiang XN, Zhou ZY, Huang XY, Li Y, Yang Y, Liu CY. 1998. Micronozzle/diffuser flow and its application to micro valveless pumps. *Sens. Actuators A* 70:81–87
- [36] Yang KS, Chen IY, Shew BY, Wang CC. 2004. Investigation of the flow characteristics within micronozzle/diffuser. *J. Micromech. Microeng.* 14:26–31

- [37] Dupeux G, Le MerrerM, Lagubeau G, Clanet C, Hardt S, Quéré D. 2011b. Viscous mechanism for Leidenfrost propulsion on a ratchet. *Eur. Phys. Lett.* 96:58001
- [38] Resultados obtenidos con gotas de diámetro $D > \lambda_c$.
- [39] Merck KGaA. Merck solvent miscibility chart (2020) <https://www.sigmaaldrich.com/chemistry/solvents/solventmiscibility-table.html>, último acceso 01 diciembre 2020.
- [40] G. Vázquez, E. Alvarez, J. M. Navaza, *J. Chem. Eng. Data* 40, 611 (1995).
- [41] C. L. Yaws, *Chemical Properties Handbook* (McGraw-Hill Education, New York, 1999).
- [42] Engineering ToolBox (2001), <https://www.engineeringtoolbox.com>.
- [43] S. Hidalgo-Caballero, Y. Escobar-Ortega, F. Pacheco-Vázquez, Leidenfrost phenomenon on conical surfaces, *Phys. Rev. Fluids* 1, 051902(R) (2016).
- [44] D. Halliday et al., *Fundamentals of Physics* (John Wiley & Sons, Inc., EE.UU., 2007).
- [45] B. R. Munson et al., *Fundamentals of Fluid Mechanics* (John Wiley & Sons, Inc., EE.UU., 2012).