

# Una Paradoja a Bajas Temperaturas- Efecto Lidenfrost

G. R. Bengochea\* y H. Della Torre

Laboratorio 5, Cs.Físicas, FCEyN, Universidad de Buenos Aires.

Noviembre de 2000.

\*e-mail: gabriel@ce.fcen.uba.ar

La experiencia aquí analizada, consiste en introducir una esfera de cobre a temperatura ambiente en nitrógeno líquido y observar la variación de la temperatura en función del tiempo, o sea, seguir su historia térmica. Un instante antes de la llegada al equilibrio térmico se observa un aumento brusco en la ebullición del nitrógeno. Entonces, el efecto Leidenfrost está presente y puede ser observado con facilidad.

El experimento es repetido con la esfera recubierta con un aislante térmico y para sorpresa de quienes no trabajan en el tema, el equilibrio térmico se logra más rápido que en el caso anterior. O sea, el cuerpo se enfría más rápidamente al estar aislado térmicamente que al no estarlo. Esta aparente paradoja da motivos para el estudio de los diferentes regímenes de transferencia de calor que se producen durante el enfriamiento. Se presenta además una aproximación al espesor crítico de aislante necesario para lograr enfriar el cuerpo en el menor tiempo posible.

## I. INTRODUCCIÓN

### 1. Consideraciones generales

Cuando un objeto metálico es repentinamente sumergido en nitrógeno líquido, éste comienza a hervir. A medida que transcurre el tiempo, la ebullición va decreciendo hasta que, justo instantes antes de detenerse se observa un incremento violento en el hervor y entonces se detiene súbitamente alcanzándose el equilibrio térmico. El fenómeno es fácilmente observable y su explicación radica en el llamado "Efecto Leidenfrost<sup>1</sup>", el cual tiene que ver con la naturaleza de la transferencia de calor entre la superficie de un sólido y un medio líquido a baja temperatura<sup>2</sup>.

Si consideramos un líquido a su temperatura de saturación ( $T_{SAT}$ ), o sea, la temperatura del líquido que a una dada presión está en equilibrio con su vapor, y sumergimos en él un cuerpo al cual le podemos controlar su temperatura ( $T_W$ ), la transferencia de calor durante la formación de vapor en el cuerpo cuando es calentado, puede dividirse en diferentes regímenes de acuerdo a la manera en que el vapor es generado. Esto puede apreciarse en la Fig. 1, la cual es llamada "pool-boiling curve" o "curva de Nukiyama", quien fue el primero en obtenerla haciendo experimentos con un alambre de platino inmerso en agua a su temperatura de saturación. Usualmente la curva se la representa como log-log para visualizar mejor los rangos presentes.

Si la temperatura del cuerpo es llevada por encima de la del líquido, el primer régimen es observado, en el cual dada la pequeña diferencia de temperatura, el vapor no es producido y la transferencia de calor es por convección libre. (Fig. 1, régimen I).

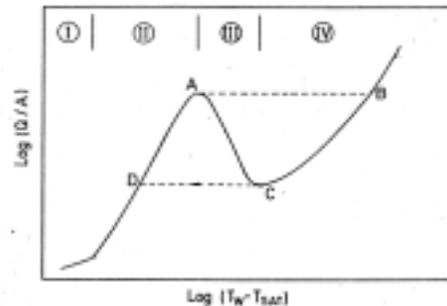


Figura 1: Curva típica mostrando los diferentes regímenes de transferencia de calor.

A temperaturas mayores, comienza el hervor o "nucleate boiling" (zona II). Este régimen es más eficiente en la transferencia de calor que la convección anterior, dado que el calor latente de vaporización es mayor que el producto de la capacidad calorífica y la variación de temperatura en el líquido. Este régimen se extiende hasta el punto "A" de máximo flujo de calor. Si el flujo de calor es controlado y se lo pasa de este punto se llega directamente a B

Una vez que la violencia del hervor alcanza un valor crítico, las burbujas comienzan a fusionarse antes de terminar separándose definitivamente y

forman un delgado film de vapor inestable alrededor de la superficie del objeto sólido aislándolo. El punto C es llamado punto de Leidenfrost, y corresponde al valor mínimo de flujo de calor. Nuevamente, si el flujo calórico puede ser controlado, puede disminuirse la temperatura y alcanzar directamente el punto D.

La tasa de transferencia de calor en este régimen III (descubierto por Drew<sup>3</sup> y Mueller, llamado "de transición"), es más baja que en la anterior debido a que la energía debe ser conducida a través de la capa de vapor. En este régimen coexisten el hervor y el "film boiling" (zona IV). En este último régimen, que se encuentra a mayores temperaturas, la capa de vapor se hace estable y comienza a hacerse importante la transferencia mediante radiación, por lo que la tasa de flujo de calor vuelve a elevarse.

Enfriando por inmersión en nitrógeno líquido un cuerpo a temperatura ambiente, puede lograrse el recubrimiento del mismo por una capa de vapor y observar así el régimen IV. A medida que el cuerpo se va enfriando, la violencia de la ebullición disminuye transfiriéndose calor hasta que el film de vapor se hace inestable y colapsa, pasando el cuerpo por los regímenes III y II rápidamente aumentando por un breve instante la violencia en el hervor (efecto Leidenfrost). Finalmente se ingresa en la región I donde la transferencia es por convección y no son observadas burbujas, lográndose el equilibrio térmico.

## 2. Consideraciones teóricas

Asumimos que los gradientes de temperatura son pequeños dentro del cuerpo. Esto es una buena aproximación si el número de Biot<sup>4</sup>:

$$B_i = \frac{h.L}{K} \quad (1)$$

es pequeño, alrededor o menos de la unidad, donde  $L$  es una longitud característica del cuerpo,  $K$  es la conductividad térmica del material, y  $h$  es el coeficiente de transferencia calórica superficial, el cual es definido como:

$$h = \frac{Q/A}{T_w - T_{SAT}} \quad (2)$$

donde  $Q$  es el calor transferido del cuerpo al líquido por unidad de tiempo,  $A$  es el área, y  $T_w$  y  $T_{SAT}$  son las definidas en la sección anterior.

Un número de Biot pequeño indica que la temperatura es uniforme dentro del cuerpo,

tratándose del caso en el cual la diferencia de temperatura entre dos puntos del cuerpo es muy pequeña comparada con la misma entre el fluido y la superficie.

El problema radica en que a priori no se conoce el cociente  $Q/A$ , por lo que nosotros asumimos la pequeñez del valor del número de Biot y luego verificaremos la suposición.

Bajo esta hipótesis, la temperatura en cualquier punto del cuerpo es aproximadamente igual al valor medio, o sea:

$$T = T_w = \langle T \rangle \quad (3)$$

Donde la temperatura media es definida en el volumen  $V$  del cuerpo como:

$$\langle T \rangle = \frac{\int T.dV}{\int dV} \quad (4)$$

Es posible escribir la ecuación de balance del calor como:

$$\frac{Q}{A} = \frac{V.\rho.c.}{A} \frac{dT}{dt} \quad (5)$$

donde  $V$  es el volumen del cuerpo,  $\rho$  es la densidad, " $c$ " el calor específico (dependiente de la temperatura), y " $t$ " el tiempo.

Midiendo la historia térmica del cuerpo al ser sumergido en el nitrógeno líquido y haciendo un modelo numérico para  $dT/dt$  y para el calor específico " $c$ ", puede obtenerse la curva de Nukiyama mencionada anteriormente (Figura 1).

Nuestra experiencia consistió además, en recubrir el cuerpo con un aislante térmico y obtener también la curva de la historia térmica para este caso. Nuevamente, la conservación de la energía requiere que el calor transferido desde el cuerpo al aislante sea igual al transferido al fluido plus la variación de la energía interna del aislante.

Si la variación de energía en el aislante puede ser despreciada y su espesor " $e$ " es muy pequeño comparado con la longitud característica del cuerpo; la ecuación de conducción del calor en la delgada capa de aislante es reducida a la de la conducción del calor en una lámina<sup>5</sup>:

$$\frac{Q}{A} = \int_{T_b}^{T_a} \frac{K_a}{e} dT \quad (6)$$

donde  $K_a$  es la conductividad térmica media del aislante en el rango de temperaturas de la integral,

$T_a$  y  $T_b$  son las temperaturas interna y externa de la superficie de la capa de aislante.

Midiendo la temperatura del cuerpo, la tasa de calor fluido desde el cuerpo puede ser calculada con la ecuación 5, y con la ecuación 6 puede calcularse la temperatura externa del aislante asumiendo que la interna es la misma que la del cuerpo.

## II. ARREGLO EXPERIMENTAL

Para la realización de esta experiencia se montó un arreglo como el esquematizado en la Figura 2:

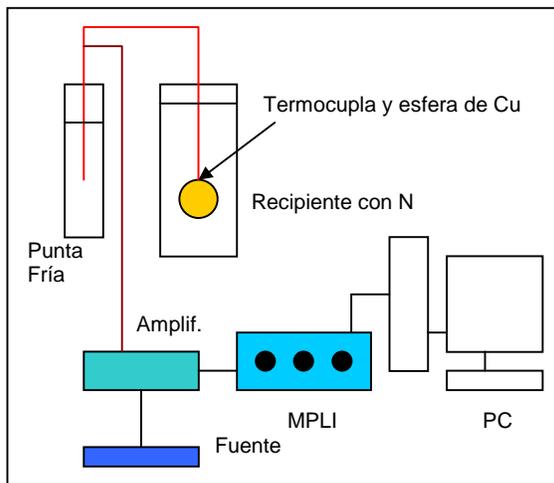


Figura 2: Montaje del equipo

En nuestro trabajo utilizamos como cuerpo una esfera de cobre de  $(25.32 \pm 0.02)$ mm. de diámetro y usamos como líquido, nitrógeno a presión atmosférica.

Para la medición de temperaturas usamos una termocupla tipo K (Chromel-Alumel) previamente calibrada. Uno de los extremos lo colocamos en un termo con agua y hielo de tal forma de conformar la "punta fría" a  $0^\circ\text{C}$  y la otra dentro de un pequeño orificio practicado en la esfera mejorando la conducción con ella con el uso de grasa siliconada.

La esfera con la termocupla adjuntada se introducía entonces en un recipiente con nitrógeno y mediante la utilización de un amplificador de señales, un MPLI y una PC adquiríamos los datos de temperatura en función del tiempo (6 datos por segundo). Con ellos obteníamos las curvas de enfriamiento buscadas.

Detalles que tuvimos en cuenta, por ejemplo, fueron el hecho de limpiar antes de cada medición la esfera de cobre con alcohol etílico para quitar algún resto de suciedad, y aislar el cable de la

termocupla con un sorbete como el utilizado para gaseosas.

Para la segunda parte de la experiencia, utilizamos como aislante trozos de películas autoadherentes especiales para microondas "Fresk-O-Film", a base de PVC, cuyo espesor medimos con un micrómetro adecuado ( $11 \pm 1$ )  $\mu\text{m}$ . y cuya conductividad térmica  $K_a$  conocíamos<sup>6</sup> y es aproximadamente tres órdenes de magnitud más chica que la del cobre.

Recubriendo la esfera con un número diferente de capas de aislante y promediando el diámetro de aquella con mediciones realizadas con un calibre, estimábamos el espesor efectivo de la capa de aislante. Entonces, se sumergía en el recipiente con nitrógeno y se obtenían las curvas de historia térmica para diferentes casos buscando el espesor crítico que hacía menor el tiempo de enfriamiento.

## III. RESULTADOS Y ANÁLISIS

Los resultados de las mediciones se muestran en las Figuras 3a y 3b.

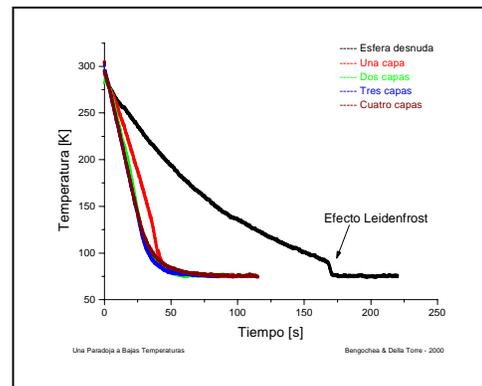


Figura 3a: curvas de enfriamiento para la esfera desnuda y con diferentes capas de aislante

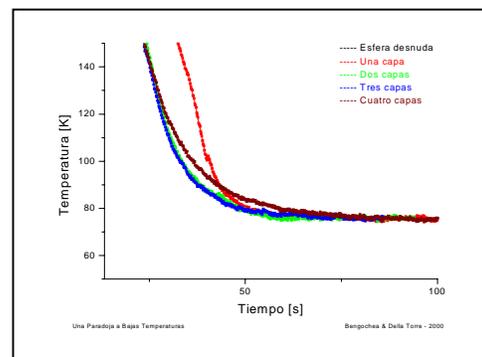


Figura 3b: Detalle de la zona de equilibrio térmico para los casos de la esfera con capas de aislante.

Posteriormente procedimos al cálculo del flujo de calor ( $Q/A$ ) mediante la ecuación 5. Para ello

hicimos un modelo numérico para  $dT/dt$  con la utilización del Excel y un estudio análogo para el  $C_v$ . En el caso del  $C_v$ , tuvimos en cuenta que la diferencia entre  $C_p$  y  $C_v$  es menor al 3% dentro del rango de temperaturas de la experiencia<sup>7</sup>, por lo que supusimos que  $C_p = C_v = c$ . Con esto en cuenta, con el empleo del modelo de Debye<sup>8</sup> y sabiendo que la Temperatura de Debye para el cobre vale  $\Theta_D = 315K$ ; obtuvimos valores para la capacidad calorífica en nuestro rango de temperaturas, los que se ajustaron muy bien con datos publicados<sup>9</sup> (ver Apéndice al final).

Con los valores del flujo calórico, graficamos  $Q/A$  vs  $t$  y  $Q/A$  vs  $T$ , obteniendo las figuras 4 y 5.

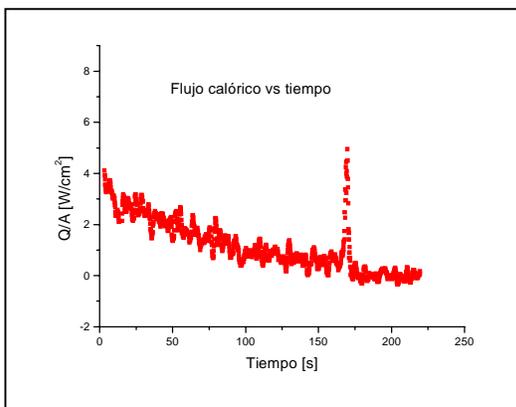


Figura 4: Flujo calórico en función del tiempo para el caso de la esfera desnuda.

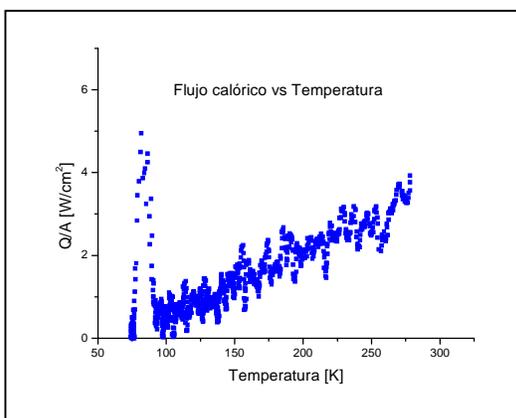


Figura 5: Flujo calórico en función de la temperatura para el caso de la esfera desnuda.

Observando la figura 4, puede apreciarse que durante la primera parte del enfriamiento el

régimen IV está presente y la concavidad positiva indica que el flujo calórico está disminuyendo a medida que la temperatura decrece. El cambio en la concavidad (a aproximadamente 161 segundos) corresponde al mínimo del flujo (punto C en la Fig. 1) e indica el comienzo del régimen de transición III. El segundo punto de inflexión (a aproximadamente 169 segundos) corresponde al máximo del flujo calórico (punto A de la Fig. 1). Desde ese momento, el régimen II se presenta hasta que finalmente se alcanza el equilibrio térmico a aproximadamente 77K.

La figura 5 es la curva de Nukiyama o "pool-boiling curve".

Analizando los datos de la figura 3a, resulta claro que la esfera desnuda se enfría mucho más lentamente que cuando está recubierta con el aislante. Así, para la esfera desnuda, el tiempo de enfriamiento es de 177 segundos, mientras que para el caso de dos capas de aislante es de 60.3 segundos. Esta es la motivación al título de este trabajo: "Una Paradoja a Bajas Temperaturas".

La paradoja es resuelta teniendo en cuenta las maneras en que se produce la transferencia de calor en uno y otro caso. Cuando se introduce la esfera desnuda en el nitrógeno líquido, dada la elevada temperatura de aquella comparada con la del líquido, y la alta conductividad del cobre, se genera una delgada capa de vapor entre la esfera y el fluido comenzando el enfriamiento en el régimen IV. El film de vapor permanece estable por un largo tiempo hasta que colapsa, se produce un abrupto flujo de calor y se alcanza el equilibrio térmico.

Si ahora, la esfera está recubierta con un aislante térmico, al ser introducida en el nitrógeno, dado que posee una baja conductividad térmica no se produce vapor y por lo tanto existe un mayor gradiente de temperatura entre la superficie interna del aislante y la externa, originando así un mayor flujo calórico que en el caso de la esfera desnuda, que el proceso comience en el régimen II ó III, y por lo tanto, una disminución en el tiempo de enfriamiento.

En la figura 3a también es observado el "Efecto Leidenfrost", el cual es producido cuando el film de vapor colapsa y se produce una gran variación de flujo calórico en un breve intervalo de tiempo. Esto es visualizado en el recipiente con nitrógeno como un incremento breve y violento en la ebullición.

La figura 3b muestra un detalle en la curva de enfriamiento para diferentes espesores de aislante, apreciándose que el tiempo de enfriamiento no es igual para los distintos casos. Hallamos un valor crítico para el cual el enfriamiento era más rápido, encontrando que éste era el caso para dos capas de aislante ( $e = 0.10 \pm 0.02$ )mm. (Ver figura 6).

Un espesor crítico "teórico" puede derivarse con el empleo de la ecuación 6 definiendo aquel como el necesario para causar que la temperatura superficial iguale la temperatura correspondiente al punto de máximo flujo calórico de la esfera desnuda cuando está a su temperatura inicial. Usando que la conductividad térmica media del aislante es  $K_a = 0.1415 \text{ W/m.K}$ ,  $T_a = 294\text{K}$ ,  $T_b = 81.67\text{K}$ ,  $(Q/A)_{\text{máx}}=49510 \text{ W/m}^2$ ; se obtiene que  $e \approx 0.5 \text{ mm}$ .

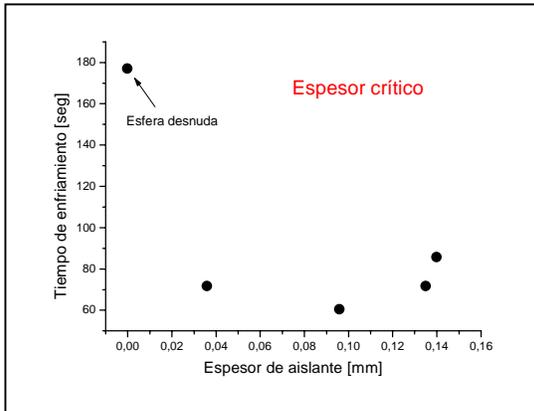


Figura 6: Valores de tiempo de enfriamiento para diferentes espesores de aislante. Puede verse que para el caso de dos capas se halla un valor mínimo.

Por último evaluamos el número de Biot para verificar nuestra aproximación original de que la temperatura es uniforme dentro del cuerpo. Con las ecuaciones 1 y 2, y usando que  $(Q/A)_{\text{máx}}=4.951 \text{ W/cm}^2$ ,  $(T_w - T_{\text{SAT}}) = 4.67\text{K}$ , basado en el radio de la esfera, obtuvimos  $B_1 = 0.27$ ; por lo que nuestra suposición fue razonable.

#### IV. CONCLUSIONES

En esta experiencia hemos podido observar el efecto Leidenfrost y obtener curvas de enfriamiento según lo esperado, luego de la lectura de algunas publicaciones sobre el tema.<sup>10,11</sup>

Hemos corroborado que al recubrir un cuerpo con un aislante térmico e introducirlo en un fluido a mucha más baja temperatura, el tiempo de enfriamiento es menor que en el caso de hacer lo mismo con la muestra desnuda, encontrando así una aparente paradoja.

Hallamos experimentalmente un valor crítico del espesor del aislante para el cual el enfriamiento era más rápido. Un hecho llamativo es que el valor hallado teórica y experimentalmente del espesor crítico, difieren considerablemente. Esto puede deberse al hecho

de que cuando se recubre la esfera con el film autoadherente, queda retenida una cantidad de aire (de muy bajo valor de conductividad térmica) que funciona como aislante extra, haciendo que en realidad el aislante no sea sólo PVC. Otro factor a tener en cuenta y que pudo intervenir en la discrepancia, es la insuficiente aislación del cable de la termocupla, haciendo que el flujo calórico máximo sea menor al real.

#### AGRADECIMIENTOS:

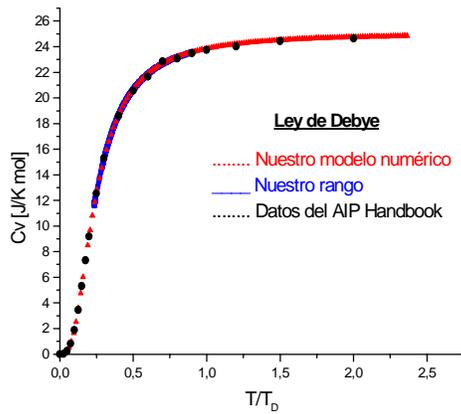
Los autores desean agradecer la colaboración del señor Dario F. Tosone de "Gran Sasso SACyF" por la mecanización de la esfera utilizada, a la Dra. Elida Hermida del CAC por su gentil ayuda y al Dr. Salvador Gil por su cálida docencia y ayuda en la parte numérica del trabajo.

#### REFERENCIAS

1. F. L. Curzon, *Am. J. Phys.* **46**, 825 (1978).
2. J. Walker, *Sci. Am.* **247**, 162 (Dec. 1982).
3. T. B. Drew and A. C. Mueller, *Boiling*, Trans. AIChE **33**, 449-454 (1937).
4. W. M. Rohsenow and H. Choi, *Heat, Mass and Momentum Transfer*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1961, pp. 110-119.
5. H. S. Carslaw and J. P. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford U. P., Oxford, 1980, pp. 92-93.
6. *Polymer Handbook*. J. Brandrup y E. H. Immergut editores, 3ª edición John Wiley & Sons, New York (1989), pág. V-66.
7. E. S. Gopal, *Specific Heats at low Temperatures*, Plenum, NY, 1966, p. 9.
8. M. W. Zemansky and R. H. Dittman, *Heat and Thermodynamics*, McGraw-Hill, NY, 6th. Ed., 1981.
9. AIP Handbook.
10. G. Guido Lavalle, P. Carrica, V. Gareia and M. Jaime, *A boiling heat transfer paradox*, *Am. J. Phys.* **60** (7), 593-597 (1992).
11. T. Listerman, T. Boshinski and L. Knese, *Cooling by immersion in liquid nitrogen*, *Am. J. Phys.* **54** (6), 554-558 (1986).

## APÉNDICE

Haciendo uso del modelo de Debye descrito en el texto<sup>8</sup> de Zemansky y Dittman, realizamos un modelo numérico con el Excel para calcular valores de la capacidad calorífica a diferentes temperaturas y se los comparó con valores de tabla publicados<sup>8,9</sup>. Los resultados se muestran en el gráfico siguiente:



En el gráfico puede apreciarse que el modelo numérico realizado concuerda tanto a bajas temperaturas como a altas, encontrándose en este último caso el resultado clásico de la ley de Dulong-Petit.