

# EFECTO LEIDENFROST

**OBJETIVOS:** Estudiar el fenómeno de conducción de calor entre un sólido y un líquido para el caso en que el líquido tiene una temperatura de ebullición mucho menor que la temperatura inicial del sólido. Estudiar el rol del estado de la superficie del sólido sumergido.

## INTRODUCCIÓN

Cuando un objeto, a temperatura  $T_1$  es sumergido en un líquido con temperatura de ebullición o saturación<sup>1</sup>  $T_{SAT} \ll T_1$ , el flujo de calor desde el objeto produce la ebullición del líquido en su entorno. A medida que el tiempo transcurre, el cuerpo se enfría y la ebullición disminuye hasta casi desaparecer, pero instantes antes aumenta violentamente y finalmente desaparece. Este fenómeno se conoce como efecto Leidenfrost [1] y consiste en seis diferentes etapas. En la Fig.1 se muestran las principales etapas de transferencia de calor para un alambre de Pt sumergido en agua a presión atmosférica [2]

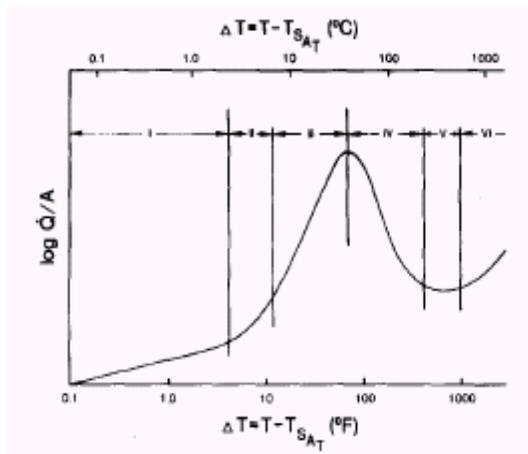


Fig. 1.  $\dot{Q}/A$  en función de la diferencia de temperatura entre el alambre de platino y el agua.

<sup>1</sup> La temperatura de saturación de un líquido es la temperatura de evaporación del líquido a la presión dada.

La potencia por unidad de área  $\dot{Q}/A$  es la requerida para mantener el alambre de área  $A$  a diferentes temperaturas  $T$  por encima de la temperatura de saturación del agua  $T_{SAT}$ .

En la primera etapa, el calor generado por el alambre es relativamente pequeño, por lo tanto calienta el líquido localmente causando una disminución de la densidad, el líquido se eleva y es reemplazado por líquido más frío, este proceso se conoce como convección natural.

La segunda etapa ocurre si el calor generado por el alambre supera la capacidad de la convección natural para removerlo. De esta forma, el alambre calienta el líquido y eleva su temperatura, localmente hasta la temperatura de saturación y produce su evaporación. Esta evaporación local produce burbujas de vapor pero al pasar por las porciones más frías del líquido colapsan y nunca llegan a la superficie. Esta etapa se conoce como evaporación de núcleo.

Si las burbujas llegan a la superficie líquido-aire, y liberan su vapor, entonces el proceso se encuentra en la tercera etapa.

Una vez que la evaporación de núcleo llega a un valor crítico, las burbujas comienzan a unirse antes de separarse y formar una delgada capa de vapor alrededor del alambre. La baja conducción térmica del vapor hace que la capa actúe como aislante. Esta es la cuarta etapa.

En la quinta etapa, la capa de vapor se vuelve más estable y envuelve el alambre, en esta quinta etapa, la transferencia de calor permanece aproximadamente constante.

A temperaturas más elevadas, se vuelve relevante la transferencia de energía por radiación a través de la capa de vapor y la transferencia de calor se incrementa en esta sexta etapa.

Este fenómeno se extiende a otros casos, como por ejemplo cuando se sumerge un cuerpo inicialmente a T ambiente ( ~ 300 K) en un baño de nitrógeno líquido con  $T_{SAT} = 77$  K. Al sumergirlo, el objeto es envuelto por una capa de vapor. A medida que el objeto se enfría, pasa por la sexta y quinta etapa (ver Fig. 1). Finalmente la capa de vapor se vuelve inestable y colapsa, el objeto pasa rápidamente a través de la cuarta, tercera y segunda etapa y esto se corresponde con el violento incremento en el burbujeo del líquido. Por último se llega a la primera etapa, donde toda la transferencia de calor se realiza por convección y no se observan más burbujas.

Para verificar este modelo, se estudiará el proceso de enfriamiento de un cilindro macizo de cobre (Cu) sumergido en nitrógeno líquido (NL).

### Transferencia de calor

Se puede calcular la transferencia de calor  $\dot{Q}/A$ , desde el cuerpo de Cu de área A hacia el baño, suponiendo que no hay gradientes térmicos en el cuerpo, mediante la siguiente ecuación:

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \left(\frac{n}{A}\right) C_p(T) \frac{dT}{dt}. \quad (1)$$

donde  $C_p(T)$  es el calor específico molar del Cu a presión constante, n es el número de moles, y T la temperatura del cuerpo sumergido. Dado que se quiere

determinar  $\dot{Q}/A$  es necesario medir T(t) y conocer, A, n y  $C_p(T)$ .

El calor específico molar a presión constante,  $C_p(T)$ , está relacionado con el calor específico a volumen constante,  $C_v(T)$  por la siguiente expresión [3] :

$$C_p(T) = C_v(T) + VT\beta^2/\kappa \quad (2)$$

donde V es el volumen del cuerpo,  $\beta$  el coeficiente isobárico de expansión térmica y  $\kappa$  es la compresibilidad isotérmica.

Para el rango de temperaturas de interés (entre ambiente y 77 K), la diferencia entre  $C_p$  y  $C_v$  es a lo sumo del 3 % de  $C_v$ , y encuentra este valor máximo a los 300 <sup>0</sup>K. Por la tanto es posible despreciar el término  $VT\beta^2/\kappa$  en la Ec.(2)

El calor específico de un sólido,  $C_v$ , tiene una contribución electrónica  $\gamma T$  y una contribución de fonones  $C_1$

$$C_v = \gamma T + C_1(T) \quad (3)$$

La constante electrónica,  $\gamma$ , para el cobre varía entre  $(1.60 - 1.80) \times 10^{-4}$  cal/mol\*grado<sup>2</sup>. La máxima contribución al  $C_v$ , en el rango de 70 a 300 K, ocurre a los 70 K donde es 2.5% de  $C_v$  [3]. Por tanto es posible despreciar la contribución electrónica frente a la contribución fonónica  $C_1$  en la Ec. (3).

Para calcular  $C_1(T)$  se debe emplear el modelo de Debye, el cual considera al sólido como un continuo elástico de volumen V, formado por N átomos y por tanto, 3N modos normales. De este modelo resulta

$$\frac{C_v}{Nk} = 3(4D(\lambda) - \frac{3\lambda}{e^\lambda - 1})$$

donde

$$\lambda = \frac{\theta_D}{T} \quad \text{y} \quad D(\lambda) = \frac{3}{\lambda^3} \int_0^\lambda \frac{t^3}{e^t - 1} dt$$

y  $k$  es la constante de Boltzmann.

El modelo de Debye es complicado para trabajar, ya que la expresión para calcular  $C_v$  contiene una integral en  $\theta_D/T$ .

El modelo de Einstein para  $C_v$  es más sencillo ya que considera iguales a las  $3N$  frecuencias, pero es más impreciso que el de Debye, sobre todo a bajas temperaturas. Para este modelo se encuentra que:

$$C_E = 3R \left[ \frac{\Theta_E}{T} \right]^2 \frac{\exp(\Theta_E/T)}{[\exp(\Theta_E/T) - 1]^2} \quad (4)$$

donde  $R$  es la constante de los gases y  $\theta_E$  la temperatura característica de Einstein. Este modelo se aproxima razonablemente al de Debye utilizando

$$\Theta_E = \Theta_D [a + b \exp(-cT/\Theta_D)] \quad (5)$$

con

$$a = 0.77 ; b = 0.26 ; c = 9.17$$

$$\text{y } \Theta_D = 315 \text{ K para el Cu.}$$

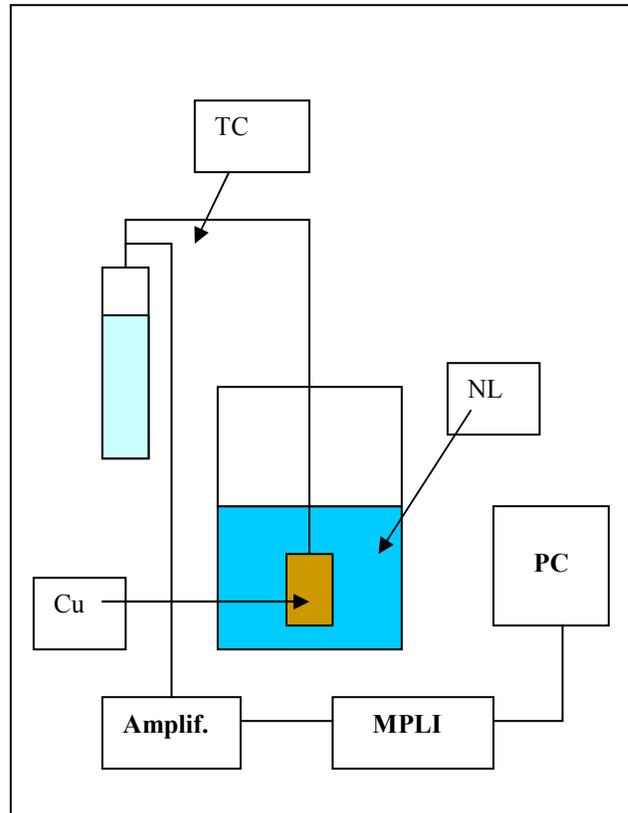
Se puede entonces determinar la transferencia de calor, midiendo  $T(t)$  y utilizando las ecuaciones (1), (4) y (5).

## DESARROLLO EXPERIMENTAL

Se dispone de un cilindro de Cu de aproximadamente 10 cm de longitud y 4 cm de diámetro. La masa del cilindro es de aproximadamente 1 Kg (**¿Por qué se**

**eligió un metal como el Cu? ¿Por qué tan masivo?**)

Las mediciones de temperatura se realizan mediante una termocupla de chromel-alumel (**¿por qué una termocupla?**) soldada en un orificio del cilindro, mientras que la junta de referencia es sumergida en agua con hielo, según el esquema:



**Fig.2 Arreglo experimental**

La termocupla puede conectarse a la MPLI una vez amplificada la señal (**¿por qué?**) para adquirir  $T(t)$ .

Teniendo en cuenta el factor de amplificación y la calibración de la termocupla, se obtiene la temperatura en función del tiempo y se determina  $\dot{Q}$  utilizando la Eq.(1) para verificar la

presencia de los diferentes regímenes de conducción.

**Sugerencia:** Modifique el estado de la superficie de la barra en forma reversible (**¿cómo?**) y observe si hay variación del fenómeno

### Referencias

- 1) F. L. Curzon Am. J. Phys. **46**, 825 (1978)
- 2) T. W. Listerman, T.A. Boshinski and L. F. Knese, “Cooling by immersion in liquid nitrogen”, Am. J. Phys **54** 554 (1986).
- 3) M. W. Zemansky and R. H. Dittman, *Heat and Thermodynamics*, (McGraw-Hill, New York, 1981 6<sup>th</sup> ed)
- 4) **G. Guido et. al. Am. J. Phys. Vol 60, 593 (1991) - RECOMENDABLE**