

$$M_{Cu} C_{Cu} (T_{Cu} - T_e) = M_{H_2O} C_{H_2O} (T_e - T_{H_2O}) + M_{H_2O} C_{H_2O} (T_e - T_{H_2O})$$

$$M_{Cu} C_{Cu} (T_{Cu} - T_e) = (T_e - T_{H_2O}) (M_{H_2O} C_{H_2O} + M_{H_2O} C_{H_2O})$$

La temperatura inicial del cobre es  $T_{Cu}$ , la temperatura inicial del agua del depósito es  $T_{H_2O}$ , y la temperatura final de equilibrio es  $T_e$ . Si  $C_{Cu} = 0.093 \frac{cal}{gr - ^\circ C}$ ,  $C_v = 0.12 \frac{cal}{gr - ^\circ C}$  y  $C_{H_2O} = 1 \frac{cal}{gr - ^\circ C}$ , se obtiene:

$$80 \text{ grs.} \times 0.093 \frac{cal}{gr - ^\circ C} (T_{Cu} - 30^\circ C) = (30^\circ C - 15^\circ C) (350 \text{ grs.} \times 0.12 \frac{cal}{gr - ^\circ C} + 250 \text{ grs} \times 1 \frac{cal}{gr - ^\circ C})$$

$$T_{Cu} = 620^\circ C.$$

3.- Capacidad calorífica molar de los sólidos.

En la tabla 7-1 se vé que en la segunda columna los calores específicos de los sólidos varían bastante de un material a otro. Sin embargo, si se comparan muestras de materiales que contengan el mismo número de moléculas y no muestras que tengan la misma masa se obtienen resultados muy diferentes.

Esto se puede ver si se expresan los calores específicos en  $\frac{cal}{mol - ^\circ C}$  y no en  $\frac{cal}{gr - ^\circ C}$ . En 1819, Dulong y Petit encontraron que las capacidades caloríficas molares de todas las sustancias, tienen valores cercanos a  $6 \frac{cal}{mol - ^\circ C}$ , con algunas excepciones (ver el carbono en la tabla 7-1). La capacidad calorífica molar que se encuentra en la cuarta columna de la tabla 7-1 se obtiene multiplicando el calor específico (segunda columna) por el peso molecular (tercera columna). Donde se observa que la cantidad de calor requerida por molécula para elevar la temperatura de un sólido es aproximadamente la misma para casi todos los materiales.

Esta es una prueba sorprendente de la teoría molecular de la materia.

En realidad, las capacidades caloríficas molares varían con la temperatura aproximándose a cero cuando  $T \rightarrow 0^\circ K$  y acercándose al valor de Dulong y Petit cuando  $T \rightarrow \infty$ . Debido a que es el número de moléculas mas bien que la clase de ellas lo que parece ser importante para determinar el calor que se requiere para aumentar la temperatura de un cuerpo en una cierta cantidad, es de esperarse que las capacidades caloríficas molares para diferentes sustancias varían con la temperatura de una manera muy parecida.

En la figura 7-1 se muestra que las capacidades caloríficas molares para diversas sustancias se pueden hacer caer en la misma curva mediante un ajuste empírico simple de la escala de temperaturas. La escala horizontal en la figura es la relación  $\frac{T}{T_D}$  sin dimensiones, donde  $T$  es la temperatura Kelvin y  $T_D$  una --

Tabla 7-1

SUSTANCIA	ESPECIFICADO	MOLECULAR	MOLECULAR
	$\frac{cal}{gr - ^\circ C}$	gr	$\frac{cal}{mol - ^\circ C}$
Aluminio	0.215	27.0	5.805
Carbono	0.171	12.0	2.052
Cobre	0.093	63.5	5.905
Hierro	0.115	55.8	6.417
Magnesio	0.237	24.3	5.769
Níquel	0.092	58.7	5.396
Plata	0.056	107.9	5.994
Plomo	0.031	207.2	6.423
Wolframio	0.031	183.8	5.698

temperatura característica, llamada temperatura Debye, la cuál tiene un valor constante para cada material.

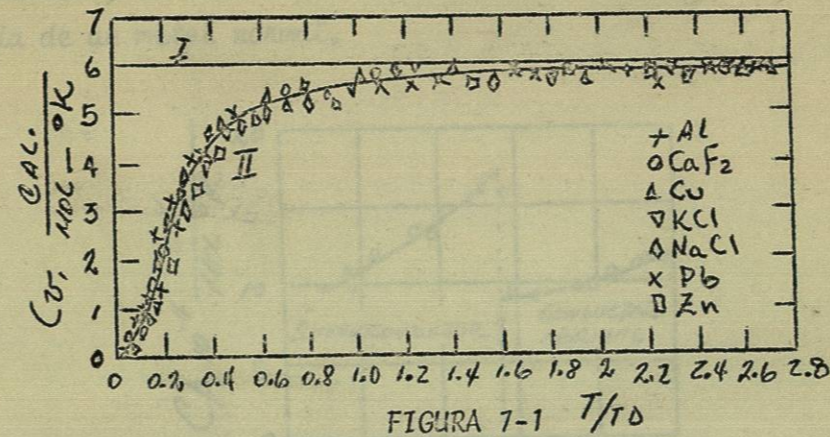


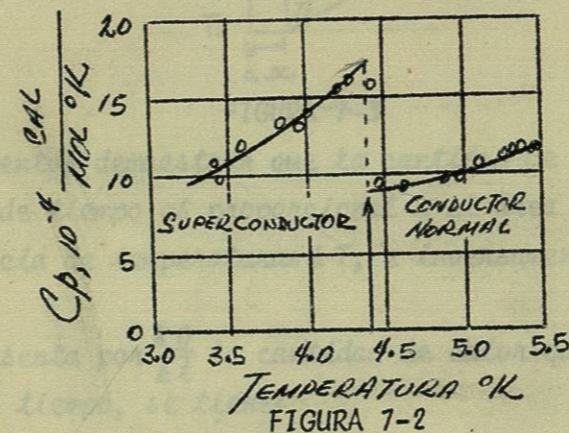
FIGURA 7-1  $T/T_D$

Por ejemplo para el plomo  $T_D$  tiene el valor empírico de  $88^\circ\text{K}$  y para el carbono,  $T_D = 1860^\circ\text{K}$ . A partir de estos datos se puede comprobar que un valor de la escala  $T/T_D = 0.600$  corresponde a  $T = 53^\circ\text{K}$  para el plomo. y  $T = 1120^\circ\text{K}$  para el carbono. En cambio, la temperatura ambiente ( $\approx 300^\circ\text{K}$ ) corresponde a  $\frac{T}{T_D} = 3.4$  para el plomo y a  $\frac{T}{T_D} = 0.16$  para el carbono. De esta manera, a partir de la figura 7-1 se ve que en los primeros tiempos, cuando solo se disponía de calores específicos a la temperatura ambiente, el plomo se ajustaba a la regla de Dulong y Petit, pero el carbono parecía ser una excepción.

En la figura 7-1, la línea recta I es el valor de Dulong y Petit de 1819; concuerda con el experimento a elevadas temperaturas pero falla a bajas temperaturas. Está dentro de la suposición de que cada átomo de un sólido vibra independientemente, como un oscilador clásico. La curva II se debe a Debye (1912). De la teoría de Debye se puede obtener una temperatura característica  $T_D$ , que está directamente relacionada con una frecuencia de vibración característica del material, independiente de los experimentos de calor específicos.

Para analizar las vibraciones acopladas de los átomos en un sólido se usan principios cuánticos y se obtiene una fórmula para el calor específico que, en función de la relación sin dimensiones  $\frac{T}{T_D}$ , es la misma para todas las sustancias. La excelente concordancia de esta fórmula (curva II) con el experimento es un triunfo de la física cuántica. Los materiales mostrados en la figura 7-1 son normales desde el punto de vista de que no se funden, ni hierven, ni cambian su estructura cristalina, entre los límites de temperatura indicados. Las mediciones de calores específicos, que dicen la forma como absorbe energía un sólido cuando se eleva su temperatura, constituyen un método de exploración sensible para percibir tales rearrreglos moleculares, atómicos o electrónicos. Por --

ejemplo en la figura 7-2 se muestra el calor específico del tantalio cerca de  $-4.30^{\circ}\text{K}$ . Abajo de esta temperatura de transición, el tantalio pierde su resistencia eléctrica y se hace superconductor. Arriba de esta temperatura tiene la resistencia de un metal normal.



4.- Conducción del calor.

Si el extremo de una barra metálica se coloca en una llama, fluye energía en forma de calor de la región de mayor temperatura a la región de menor temperatura. Este proceso de transferencia de calor se lleva a cabo por medio de colisiones moleculares, que aumentan cuando crece la temperatura de dicho extremo. Cuando las moléculas que se encuentran en la región de mayor temperatura chocan con sus vecinas que se mueven más lentamente, parte de su energía cinética es compartida con ellas, las cuales, a su vez, la transmiten a las que se encuentran más alejadas de la llama. Por consiguiente, la energía de la agitación térmica se transmite a lo largo de la barra de una molécula a otra, si bien cada una de ellas permanece en su posición inicial.

En la figura 7-3, se muestra una lámina de sección transversal A, y espesor  $\Delta x$ , cuyas caras se conservan a diferentes temperaturas. Si la cara izquierda de la lámina se mantiene a la temperatura  $T_2$ , y la cara derecha a una temperatura inferior  $T_1$ ; el calor fluirá a través de la lámina de izquierda a derecha. Cuando las caras de la lámina se mantienen durante un tiempo a las temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ , se comprueba que la temperatura en los puntos interiores de la lámina disminuye uniformemente con la distancia, desde la cara caliente a la fría, permaneciendo constante la temperatura en todo momento en cada punto. Se considera que la lámina se encuentra en un estado estacionario.