

PRÁCTICA 19

TEMPERATURA DE CURIE DE LA ALEACIÓN MONEL

David Jaramillo Císcar

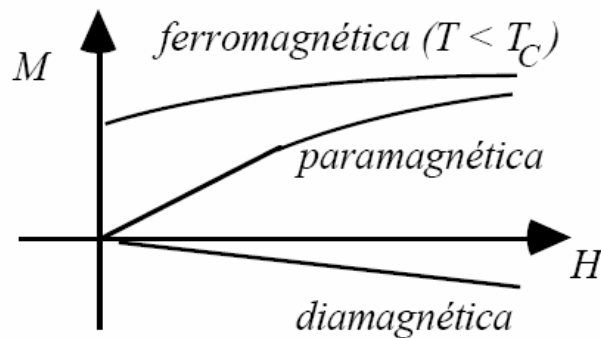
Índice

Introducción teórica.....	Pág. 3
Magnetismo.....	Pág. 3
Ferromagnetismo.....	Pág. 3
Paramagnetismo.....	Pág. 3
Diamagnetismo.....	Pág. 4
Transiciones de fase.....	Pág. 4
Transiciones de fase de primer orden.....	Pág. 5
Transiciones de fase de segundo orden.....	Pág. 5
Transiciones lambda.....	Pág. 5
Diagramas de fases magnéticas.....	Pág. 6
Teoría de Landau.....	Pág. 6
Procedimiento experimental.....	Pág. 8
Resultados.....	Pág. 9
Conclusiones.....	Pág. 10
Bibliografía.....	Pág. 11

1. Introducción teórica

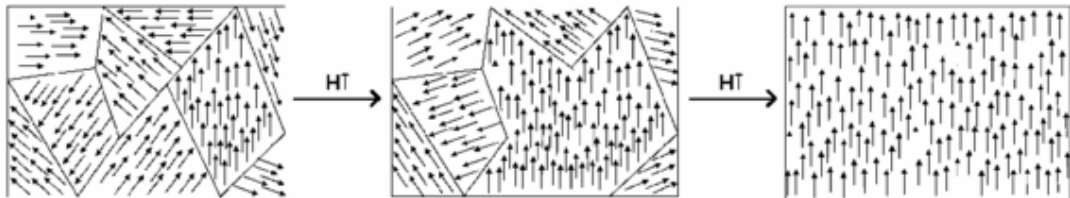
Magnetismo

La materia se puede clasificar esencialmente en 3 grupos diferentes según la relación entre su magnetización M y la intensidad de un campo magnético H aplicado sobre ella, estos tres tipos son: materiales ferromagnéticos, materiales paramagnéticos y materiales diamagnéticos.



Ferromagnetismo

Los materiales ferromagnéticos se dividen en dominios magnéticos, en cada uno de los dominios magnéticos los momentos magnéticos están alineados. Al aplicar un campo magnético sobre el material los dominios magnéticos tiende a alinearse en el mismo sentido que el campo magnético.



Al desaparecer el campo magnético el material permanece magnetizado (histéresis magnética) en el mismo sentido que el campo magnético y de forma intensa. Algunos ejemplos de materiales ferromagnéticos son: Fe, Co, Ni, MnBi, MnSb...

Paramagnetismo

En los materiales paramagnéticos los momentos magnéticos tienden a alinearse paralelamente al campo magnético, pero su magnetización es débil y desaparece al eliminar el campo magnético.

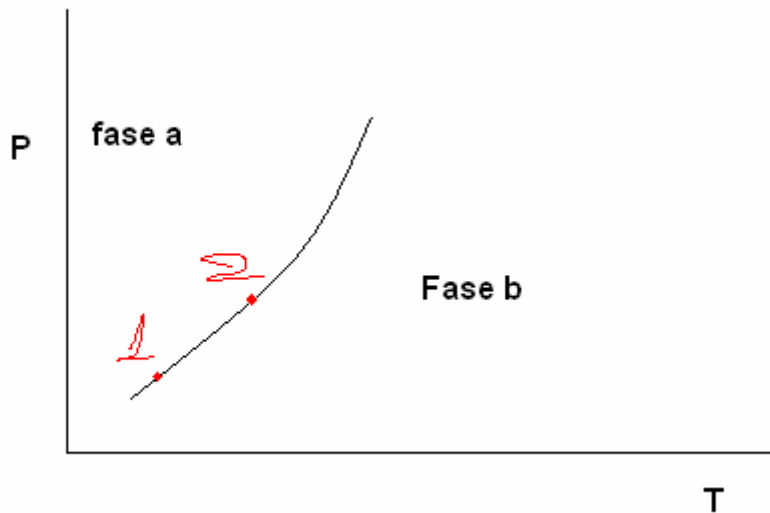
Los materiales ferromagnéticos por encima de cierta temperatura se convierten en paramagnéticos, a la temperatura que sucede este efecto se le llama temperatura de Curie.

Diamagnetismo

Los materiales diamagnéticos presentan una magnetización en sentido opuesto al campo magnético aplicado sobre ellos. Algunos ejemplos de materiales diamagnéticos son: Bi, H, He, O...

Transiciones de fase

Se llama transición de fase al estado intermedio entre 2 fases. El orden de la fase se define, como el menor orden donde una derivada del potencial de Gibbs presenta discontinuidades en la transición de fase.



Al ser una transición de fase en equilibrio (Ex, en sistema químico o hidrostático), $\mu^a = \mu^b \Rightarrow g^a = g^b$, suponiendo que la distancia del punto 1 al 2 es infinitesimal:

$$1. \quad g_1^a = g_1^b$$

$$2. \quad g_2^a = g_2^b$$

Como la diferencia de 1 a 2 es infinitesimal:

$$\left. \begin{array}{l} g_2^a = g_1^a + dg^a \\ g_2^b = g_1^b + dg^b \end{array} \right\} \Rightarrow dg^a = dg^b \Rightarrow -s^a dT + v^a dP = -s^b dT + v^b dP \Rightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{s^b - s^a}{v^b - v^a}$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta s}{\Delta v}$$

(Ecuación de Clausius – Clapeyron)

Transiciones de fase de primer orden

En las transiciones de fase de primer orden es aquel donde la discontinuidad en la transición de fase se produce en la primera derivada del potencial de Gibbs. En el caso de un sistema químico/hidrostático, sería en la entropía molar parcial y en el volumen molar parcial.

Transiciones de fase de segundo orden

En este caso la primera discontinuidad del potencial de Gibbs se produce en la segunda derivada (discontinuidad finita), por tanto en el sistema químico/hidrostático se producirá:

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial T^2}\right)_P = -\frac{C_p}{T}$$

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial P^2}\right)_T = -\kappa_T V$$

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial T \partial P}\right) = \left(\frac{\partial^2 g}{\partial P \partial T}\right) = \alpha v$$

En este caso en la ecuación de Clausius – Clapeyron se produce una indeterminación debido a que como las primeras derivadas del potencial de Gibbs son continuas, las variaciones de entropía y volumen en un punto dan 0. Para resolverlo hay que derivar parcialmente (aplicando l'Hopital) respecto a la P o a la T, obteniendo lo que se conoce como ecuaciones de Ehrenfest.

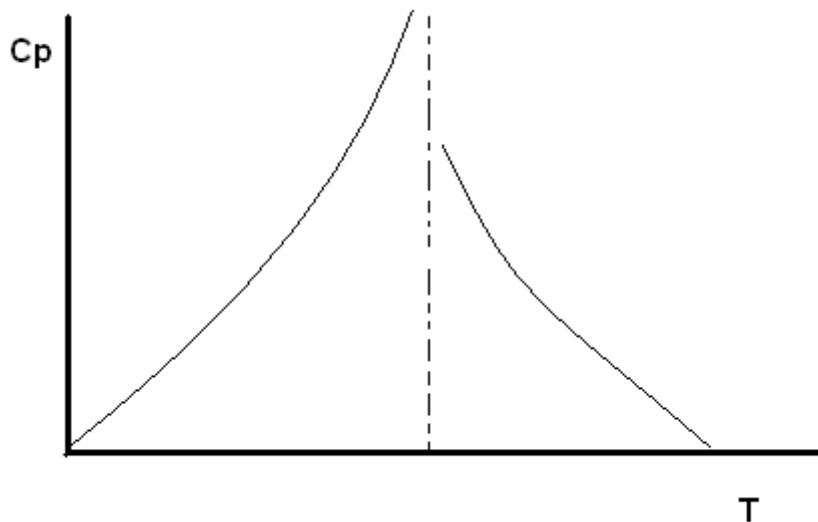
$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta C_p}{T v \Delta \alpha}$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \kappa_T}$$

Transiciones lambda

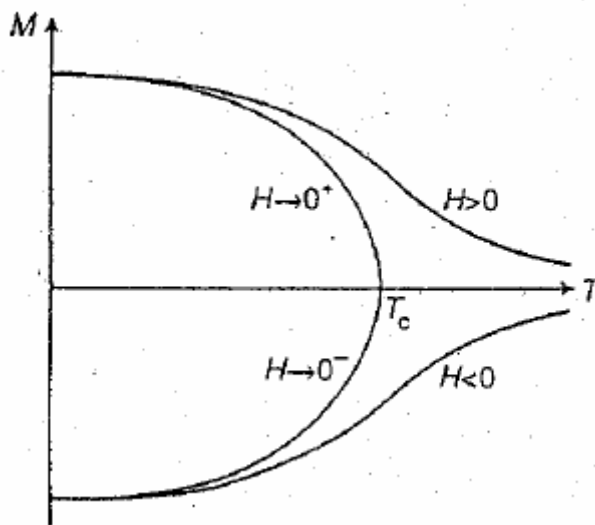
Las transiciones lambda son un ejemplo de discontinuidades infinitas, reciben ese nombre por la forma de la gráfica que forma la capacidad calorífica respecto a la temperatura.

Las transiciones de sustancia ferromagnética a paramagnética es una transición lambda.



Diagramas de fases magnéticas

En una sustancia ferromagnética simple, en ausencia de campo magnético H , la sustancia se comporta como ferromagnética por debajo de la temperatura de Curie y como paramagnética cuando la temperatura es superior.



Teoría de Landau

Lev. D. Landau propuso describir el potencial de Gibbs de una sustancia ferromagnética cerca del punto de Curie en ausencia de campo magnético solamente mediante la T y la magnetización M . Desarrollando el potencial de Gibbs como:

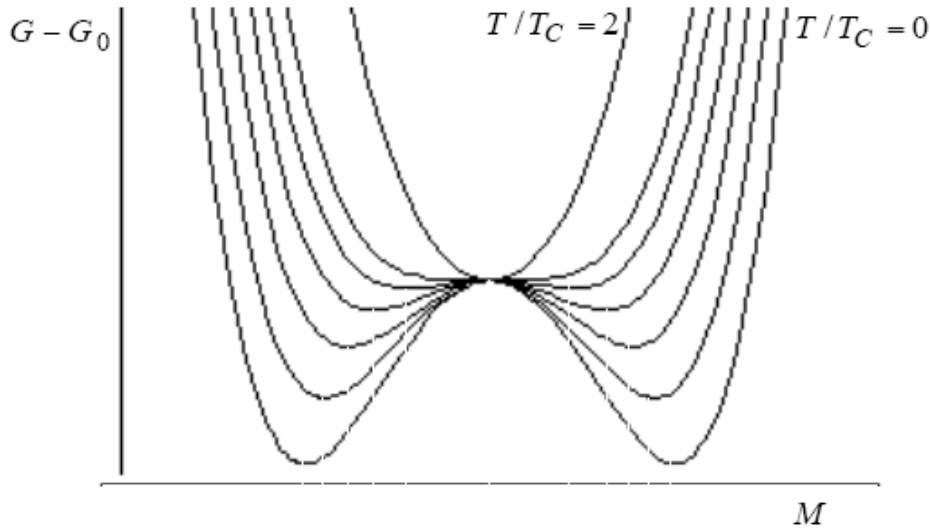
$$G(T, M) = G_0(T) + \alpha M + AM^2 + \beta M^3 + BM^4 + \dots$$

Teniendo en cuenta las condiciones de equilibrio estable,

$$\left(\frac{\partial G}{\partial M} \right)_T = 0, \left(\frac{\partial^2 G}{\partial M^2} \right)_T > 0, \quad \alpha \text{ debe ser nula para que la primera condición}$$

del equilibrio se pueda cumplir para cualquier valor de la magnetización M .

Aparte los términos impares deben ser 0 por cuestiones de simetría (evidencia experimental).



Teniendo esto en consideración podemos aproximar el potencial de Gibbs, por: $G(T, M) = G_0(T) + A(T)M^2 + BM^4$. Aplicando la primera condición

de equilibrio $\left(\frac{\partial G}{\partial M}\right)_T = 2A(T)M + 4BM^3 = 0$, como la expresión del

potencial de Gibbs que estamos utilizando es para sustancias ferromagnéticas podemos ignorar la solución de $M = 0$ y llegamos a que:

$$\begin{cases} M_{eq}^2 = -A(T)/2B & T < T_c \\ M_{eq} = 0 & T > T_c \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{Imponiendo la condición de que el} \\ \text{equilibrio sea estable se obtiene que} \end{array}$$

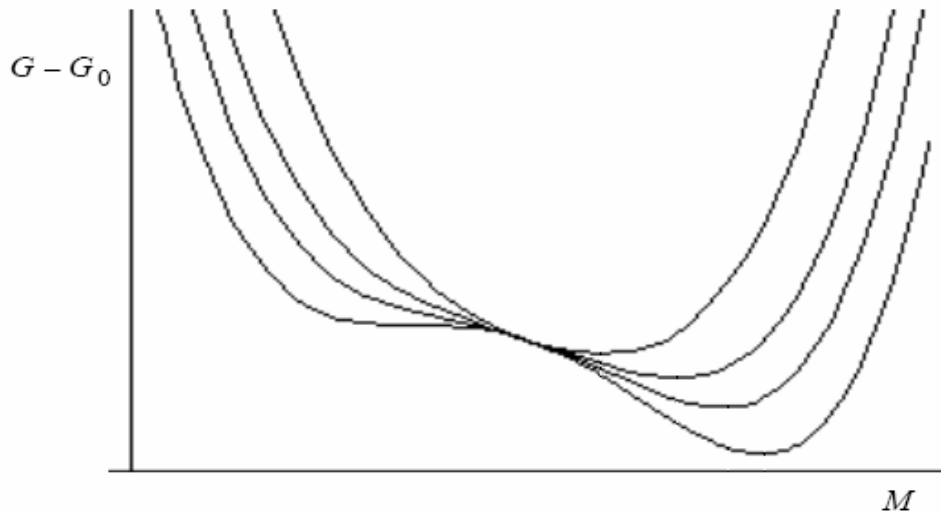
$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial M^2}\right)_T = -4A > 0 \rightarrow A < 0 \text{ para } T < T_c$$

Y $\left(\frac{\partial^2 G}{\partial M^2}\right)_T = 2A > 0 \rightarrow A > 0$ si $T > T_c$, por lo tanto A debe cambiar de

signo en el punto crítico. La expresión más sencilla para A es $A = a(T - T_c)$, $a > 0$.

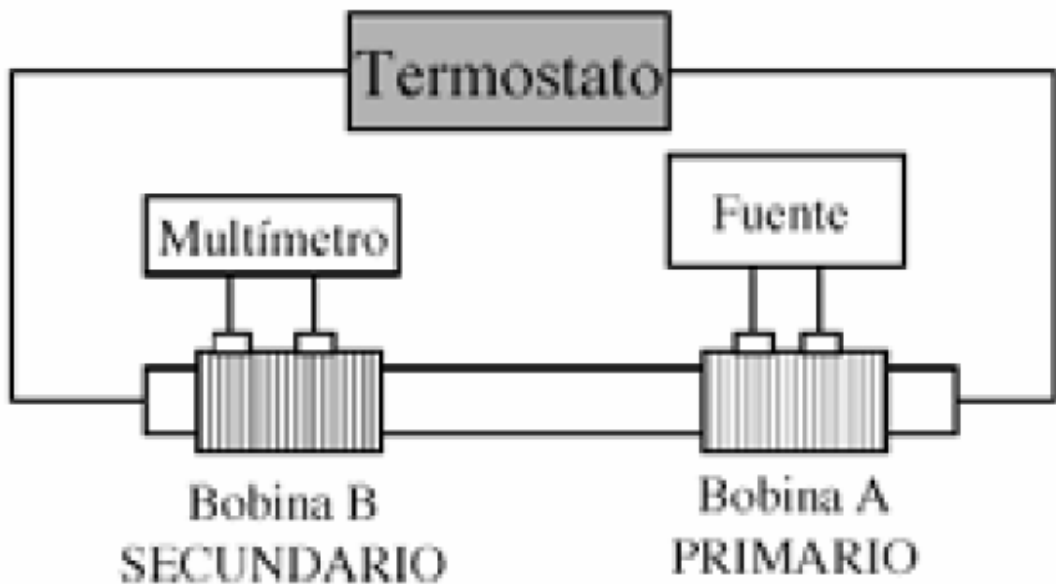
En presencia de un campo magnético hay que añadir un término al potencial de Gibbs, $-\mu_0 HM$ con lo que el potencial de Gibbs obtiene la siguiente forma: $G(T, M) = G_0(T) + a(T - T_c)M^2 + BM^4 - \mu_0 HM$ por tanto la condición de equilibrio es: $\mu_0 H = 2a(T - T_c)M + 4BM^3$

La representación del potencial de Gibbs es:



2. Procedimiento experimental

Para la realización de la práctica se utilizan los siguientes materiales: Barra hueca de monel (aleación compuesta de un 65% Ni, 33% Cu y 2% Fe), 2 bobinas de cobre, un termómetro digital, baño termostático, fuente de alimentación AC y un polímetro digital. El esquema del montaje es el que muestra la siguiente figura sacada del guión de prácticas:



Por dentro de la barra de monel circula agua del baño termostático para mantener la temperatura de la barra constante, las 2 bobinas se juntan con pinzas para que varíe la distancia entre ellas en el transcurso de la práctica. El coeficiente de inducción mutua dependerá de la permeabilidad magnética de la barra de monel y por tanto de su temperatura. La práctica se basa en ir aumentando la temperatura del termostato poco a poco y medir el voltaje de la bobina B.

3. Resultados

$T \pm 0.1(^{\circ}\text{C})$	$V(\text{V})$
0.0	1.0330 ± 0.0001
5.4	0.6195 ± 0.0001
10.2	0.3010 ± 0.0001
15.6	0.1301 ± 0.0001
21.0	0.05630 ± 0.00001
24.9	0.03530 ± 0.00001
30.0	0.02328 ± 0.00001
35.6	0.02021 ± 0.00001
39.3	0.01917 ± 0.00001
45.0	0.01831 ± 0.00001
49.8	0.01768 ± 0.00001
53.9	0.01742 ± 0.00001
60.6	0.01691 ± 0.00001
65.2	0.01683 ± 0.00001

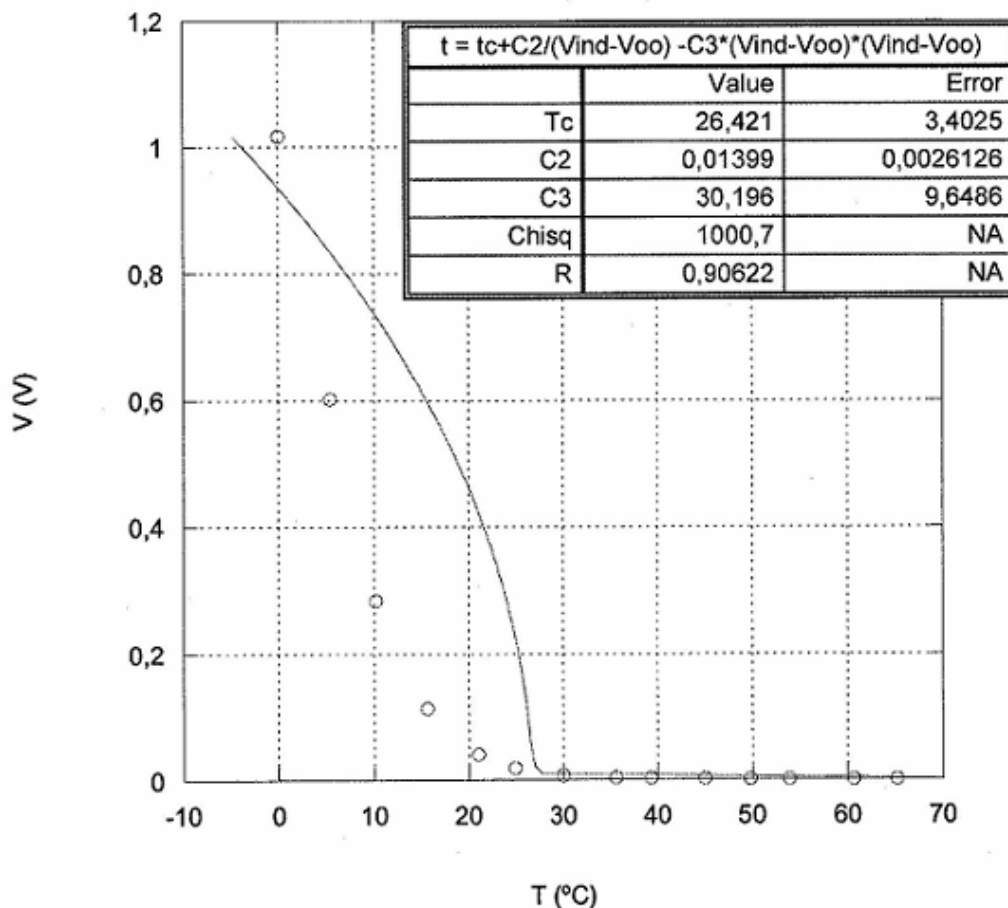
Para calcular el voltaje inducido cuando la barra de monel pierde toda su magnetización lo que hicimos fue, sacar las bobinas de la barra y medir el voltaje inducido (despreciando el efecto de la atmósfera en la medida)

$$V_{\infty} = 16.53 \pm 0.01 \text{ mV}$$

$T \pm 0.1(^{\circ}\text{C})$	$V - V_{\infty} (\text{V})$
0.0	1.01647 ± 0.0001
5.4	0.60297 ± 0.0001
10.2	0.28447 ± 0.0001
15.6	0.11357 ± 0.0001
21.0	0.039770 ± 0.000014
24.9	0.018770 ± 0.000014
30.0	0.006750 ± 0.000014
35.6	0.003680 ± 0.000014
39.3	0.002640 ± 0.000014
45.0	0.001780 ± 0.000014
49.8	0.001150 ± 0.000014
53.9	0.000890 ± 0.000014
60.6	0.000380 ± 0.000014
65.2	0.00030 ± 0.000014

—○— A

Temperatura de curie de la aleacion monel



4. Conclusiones

La práctica es sencilla de realizar, en el sentido que solo hay que seguir las instrucciones, pero necesita un fundamento teórico que no se corresponde con el que se tiene en el momento de realizar la práctica, los principales motivos son: el poco conocimiento sobre electromagnetismo en el momento de realizar la práctica (ya que electromagnetismo se da en 3 $^{\circ}$) y principalmente que en el momento de realizar la práctica aún no se ha llegado en la asignatura de termodinámica a dar una explicación detallada de las transiciones de fase. Una forma de hacer más asequible la práctica sería dando una pequeña explicación sobre las transiciones de fase y sus características (ecuación de clausius-clapeyron, eherenfest, transiciones

lambda....) y dar una pequeña información sobre las variables naturales usadas en esa transición de fase.

Bibliografía

- Guión de prácticas
- <http://es.wikipedia.org/wiki/Magnetizaci%C3%B3n>
- <http://es.wikipedia.org/wiki/Ferromagnetismo>
- <http://es.wikipedia.org/wiki/Paramagnetismo>