

PRÁCTICA 19

TEMPERATURA DE CURIE DE LA ALEACIÓN MONEL

OBJETIVOS

- Introducción a la termodinámica de sistemas magnéticos y, más concretamente, a sus cambios de fase y a la teoría de Landau.
- Observación de la variación de la permeabilidad magnética de una barra de monel con la temperatura mediante una experiencia de inducción electromagnética.
- Determinación del punto de Curie de una barra de monel mediante ajuste de los datos anteriores a la variación predicha por la teoría de Landau.

PRINCIPIOS TEÓRICOS

Magnetismo en la materia

En relación a cómo varía su magnetización M con la intensidad del campo magnético H aplicado, podemos decir que esencialmente hay tres tipos de sustancias: diamagnéticas, paramagnéticas y ferromagnéticas (véase la Fig. 1). En las sustancias ferromagnéticas, la magnetización también tiene el mismo sentido que el campo, es intensa y cuando el campo desaparece el material permanece magnetizado. En las sustancias paramagnéticas la magnetización tiene el mismo sentido que el campo, pero es muy débil y desaparece cuando se elimina el campo. Por último, decimos que una sustancia es diamagnética cuando no es paramagnética ni ferromagnética porque el diamagnetismo está siempre presente pero es tan débil que queda enmascarado por los efectos del paramagnetismo o del ferromagnetismo. De hecho, el diamagnetismo no es más que una manifestación a nivel atómico de la ley de Faraday de la inducción electromagnética y, por tanto, la magnetización tiene sentido opuesto al campo magnético.

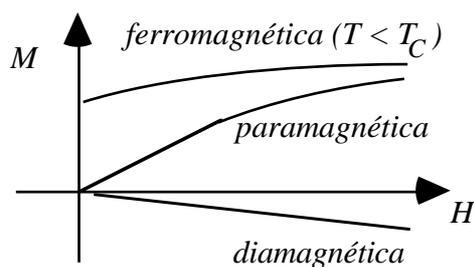


Figura 1. Ilustración esquemática de los tres tipos de sustancias magnéticas. La pendiente de las curvas (que está relacionada con la susceptibilidad magnética) es realmente mucho menor.

El ferromagnetismo es la manifestación más intensa del magnetismo y está detrás de la mayoría de nuestras experiencias cotidianas con el magnetismo (imanes permanentes, metales que son atraídos por éstos, núcleos de los transformadores eléctricos, etc.).

Una de las características más sorprendentes del magnetismo es que la mayoría de materiales no son "magnéticos" (es decir, ferromagnéticos). De hecho tendemos a pensar que

sólo los materiales basados en el hierro son ferromagnéticos pero, además del hierro, hay otros cuatro elementos puros que también son ferromagnéticos (Co, Ni, Gd y Dy).

Desde un punto de vista macroscópico, las magnitudes que caracterizan el comportamiento magnético de los materiales son:

- Intensidad de campo magnético, H : podríamos decir que es el campo aplicado externamente, que es independiente de la magnetización del medio y que su unidad S.I. es $A\ m^{-1}$,
- Magnetización, M : describe la respuesta del medio al campo aplicado, es igual a la densidad de momento dipolar magnético y su unidad S.I. es $A\ m^{-1}$,
- Susceptibilidad magnética, χ_m : en materiales dia- y paramagnéticos es el cociente entre M y H , mientras que en materiales ferromagnéticos conviene emplear la relación diferencial $\chi_m = (\partial M / \partial H)_T$ porque la variación de M con H no es lineal; en cualquier caso, se trata de una magnitud adimensional,
- Inducción magnética, B : es la densidad de flujo magnético, tiene en cuenta tanto el efecto del campo aplicado como el de la magnetización del medio, siendo la relación entre estas magnitudes $B = \mu_0(H + M)$, y su unidad SI es $T = N\ A^{-1}\ m^{-1}$,
- Permeabilidad magnética, μ_m : es el cociente entre B y H , su unidad SI es $N\ A^{-2} = T\ m\ A^{-1} = H\ m^{-1}$, y el valor de la permeabilidad magnética del vacío es $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ N\ A^{-2}$.

Diagrama de fases magnéticas

El diagrama de fases nos dice qué fase corresponde al estado de equilibrio del sistema en las condiciones en que se encuentra. La Figura 2 muestra el diagrama de fases de una sustancia ferromagnética simple. En ausencia de campo externo H , el estado de equilibrio es ferromagnético (es decir, con magnetización) por debajo de la temperatura crítica o temperatura de Curie y paramagnético (es decir, sin magnetización) por encima de ésta. La transición que se observa entre estas dos fases al variar la temperatura (en ausencia de campo, recta 5 en la Figura 2 derecha) es de orden superior, pues está caracterizada por una variación continua de la entropía y de la magnetización (primeras derivadas del potencial de Gibbs), una divergencia de la susceptibilidad magnética y una discontinuidad de la capacidad calorífica (segundas derivadas del potencial de Gibbs). En presencia de un campo constante (rectas 4 y 6 en la Figura 2 derecha), todos los estados son paramagnéticos y no se puede observar transición de fase alguna.

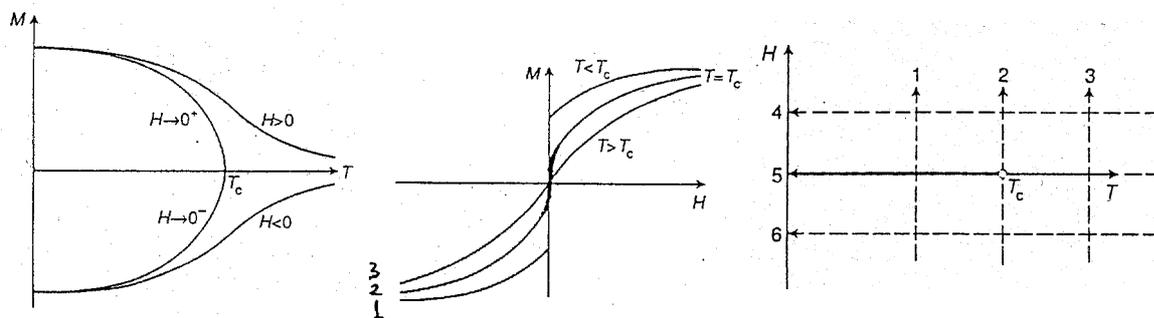


Figura 2. Izquierda: Diagrama de fases de una sustancia ferromagnética simple.
 Centro: Variación de la magnetización con el campo a distintas T .
 Derecha: Distintos procesos que podemos estudiar en este sistema.

La temperatura de Curie es aquella a la que debemos calentar un imán permanente para que pierda su magnetización. Las temperaturas de Curie de los elementos puros Fe, Co y Ni son 1043, 1388 y 627 K, respectivamente, pero es posible tener materiales tanto cristalinos como amorfos con temperaturas de Curie cubriendo un amplio rango de valores. Particularmente interesante es el caso de las aleaciones de Ni y Cu. La existencia de un estado ferromagnético del Ni se debe a que su capa electrónica 3d está incompleta (lo que hace que tenga momento magnético neto). Si lo aleamos con Cu en una proporción 40% Ni y 60% Cu, la aleación deja de ser ferromagnética ($T_C = 0$ K) porque los electrones 4s del Cu llenan completamente los estados 3d vacantes del Ni. En otras proporciones la variación de la temperatura de Curie con el porcentaje de Cu es prácticamente lineal. En esta práctica trabajaremos con monel, una aleación comercial cuya composición nominal es 65% Ni, 33% Cu y 2% Fe y cuya temperatura de Curie es próxima a los 300 K. Ahora bien, una variación de tan sólo 1% en la composición de esta aleación implica un cambio de unos 10 K en la temperatura de Curie.

Teoría de Landau

La forma más sencilla de describir las interacciones entre espines es emplear la aproximación de campo medio de Weiss, en la que admitimos que la interacción de cada espín con su entorno instantáneo puede aproximarse por la interacción de dicho espín con el estado promedio de su entorno. Las teorías termodinámicas, como la de Landau, en las que el potencial de Gibbs G se considera función sólo de la temperatura T y de la magnetización M son teorías de campo medio; no consideramos la presión como variable de estado porque se mantendrá constante.

a) Transición ferromagnética-paramagnética en ausencia de campo

En un material ferromagnético al que no se aplica campo externo, la magnetización M es distinta de cero (estado ordenado de espines) por debajo de la temperatura crítica o de Curie T_C y nula por encima de ésta (estado desordenado de espines). Lev. D. Landau (Premio Nobel de Física 1962) sugirió que la magnetización M podía ser una buena variable con la que describir la transición de fase magnética y propuso que los estados del sistema, tanto el de equilibrio estable como los de no equilibrio próximos a éste, podrían describirse mediante una función de Gibbs $G = G(T, M)$. El estado de equilibrio estable se obtendría entonces a partir de la condición de mínimo, es decir,

$$\left(\frac{\partial G}{\partial M}\right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 G}{\partial M^2}\right)_T > 0. \quad (1)$$

En las proximidades del punto crítico, Landau propuso desarrollar G en forma de serie de potencias de M

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

En esta serie, α debe ser nulo para que la primera condición de la Ec. (1) se puede cumplir a cualquier M , y β debe ser nulo por cuestiones de simetría (pues la magnetización es una magnitud vectorial). Los coeficientes A y B son ambos función de la temperatura, pero la dependencia del primero es mucho más fuerte que la del segundo, de modo que podemos reducir la Ec. (2) a

$$G(T, M) \approx G_0(T) + A(T)M^2 + BM^4 . \quad (3)$$

Los estados de equilibrio cumplen $(\partial G/\partial M)_T = 0$ y, por tanto,

$$M_{eq}^2 = -A(T)/2B \Rightarrow \begin{cases} M_{eq}^2 = -A(T)/2B , & T < T_C \text{ (estados ferromagnéticos)} \\ M_{eq} = 0 , & T > T_C \text{ (estados paramagnéticos)} \end{cases} \quad (4)$$

lo que requiere que $A < 0$ por debajo de la temperatura crítica. Además, por encima de la temperatura crítica se ha de cumplir que $(\partial^2 G/\partial M^2)_T = 2A + 12BM_{eq}^2 = 2A > 0$, por la segunda condición de la Ec. (2). Resulta, pues, que A debe cambiar de signo en el punto crítico y la forma más sencilla de describir este comportamiento es proponiendo

$$A = a(T - T_C) , \quad a > 0 . \quad (5)$$

La Figura 3 muestra la representación de la Ec. (3) para distintas temperaturas.

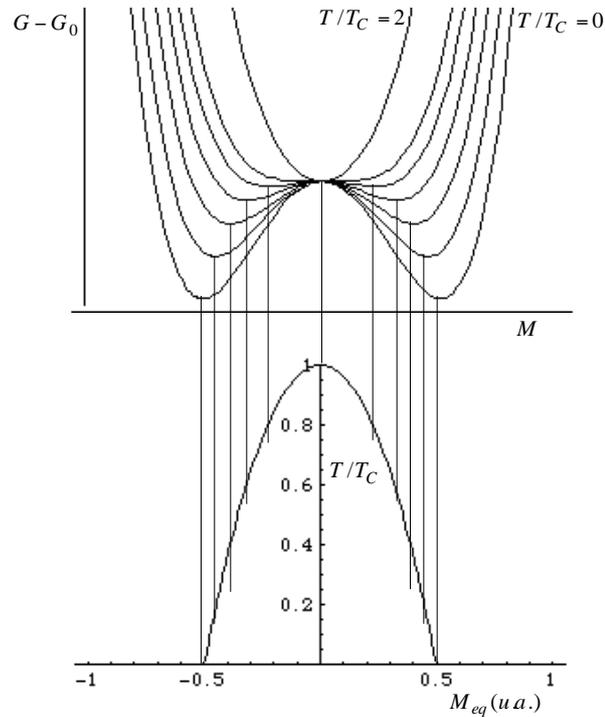


Figura 3. Ilustración esquemática de la variación del potencial de Gibbs G con la magnetización M en ausencia de campo a temperaturas $T/T_C = 2.0, 1.0, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$ y 0.0 y determinación de la curva de la magnetización en los estados de equilibrio en función de T a partir de los mínimos de G . Los dos mínimos de la curva del potencial de Gibbs corresponden a estados de equilibrio degenerados (es decir, con el mismo valor de G) y magnetizaciones opuestas.

b) *Transición ferromagnética-paramagnética en presencia de campo*

Cuando se aplica campo externo hay que añadir a la Ec. (3) un término que dé cuenta de la interacción del material con el campo

$$G(T, M) \approx G_0(T) + a(T - T_C)M^2 + BM^4 - \mu_0HM \quad (6)$$

En los estados de equilibrio se sigue cumpliendo la ec. (1) y, por tanto,

$$\mu_0H = 2a(T - T_C)M_{eq} + 4BM_{eq}^3 \quad (7)$$

la cual se ha representado esquemáticamente en la Figura 4. Se ha destacado la curva correspondiente a un campo débil, como el que estudiaremos en esta práctica.

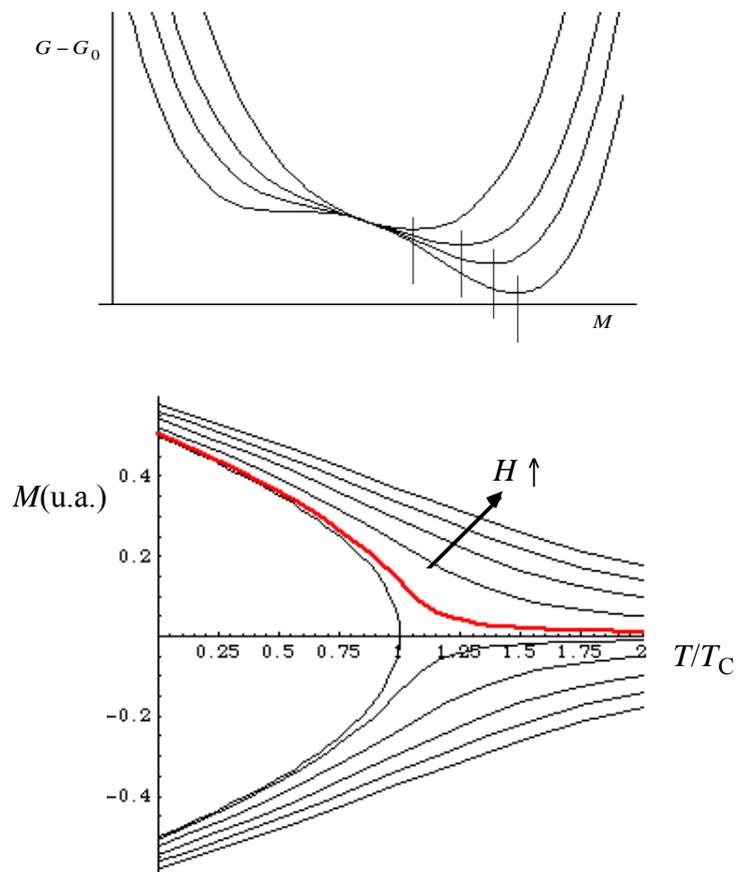


Figura 4. Arriba: Ilustración esquemática de la variación del potencial de Gibbs G con la magnetización M en presencia de campo a temperaturas $T/T_C = 2.0, 1.0, 0.5$ y 0.0 . El campo aplicado rompe la degeneración de los dos mínimos del potencial de Gibbs y sólo el mínimo absoluto corresponde al estado de equilibrio.

Abajo: Variación de la magnetización en los estados de equilibrio con la temperatura T para distintos valores del campos magnético H aplicado. Se ha destacado una curva correspondiente a campo débil por ser el caso que estudiaremos en esta práctica.

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Material necesario

- Barra hueca de monel
- Dos bobinas de cobre de 500 espiras
- Termómetro digital
- Imán permanente
- Baño termostático
- Fuente de alimentación AC 6V
- Multímetro digital
- Pinza

Procedimiento operativo

El montaje experimental es similar al de un transformador que emplea una barra de monel como núcleo (véase la Figura 5). Tanto el primario como el secundario son bobinas de cobre de 500 espiras, las cuales uniremos con ayuda de la pinza para que no se muevan a lo largo de la práctica. La barra de monel está hueca y por ella circula agua de un baño termostático. El coeficiente de inducción mutua del transformador depende de la permeabilidad magnética del núcleo y por tanto de su temperatura, la cual podemos controlar con ayuda de un termómetro digital cuya sonda hemos de colocar entre el primario y la barra de monel.

Por debajo de la temperatura de Curie, la magnetización de la barra es grande y el coeficiente de inducción mutua también lo es, de modo que la fem inducida en el secundario es grande. Por encima de la temperatura de Curie, la magnetización de la barra es mucho menor y también lo es la fem inducida en el secundario. Tanto la variación de la magnetización como de la fem inducida con la temperatura son continuas pero la comparación de este comportamiento experimental con la Ec. (7) nos permitirá determinar la temperatura de Curie del monel.

Adherid el imán permanente a la parte inferior de la barra de monel y observad a qué temperatura de la barra (medida con el termómetro digital) se desprende.

Se comienza colocando el termostato del baño al mínimo y encendiéndolo para que circule agua a temperatura ambiente por el interior de la barra de monel. Se espera unos minutos a que se estabilice (con una precisión de 0.1 mV) la lectura de la fem inducida en el secundario y se anota la temperatura que indica el termómetro digital.

A continuación se aumenta la temperatura del termostato en 5 K, esperamos de nuevo a que se estabilice (con una precisión de 0.1 mV) la lectura de la fem inducida en el secundario y anotamos la temperatura que indica el termómetro digital. El proceso se repite hasta que el termostato alcanza 65 °C, aprox.

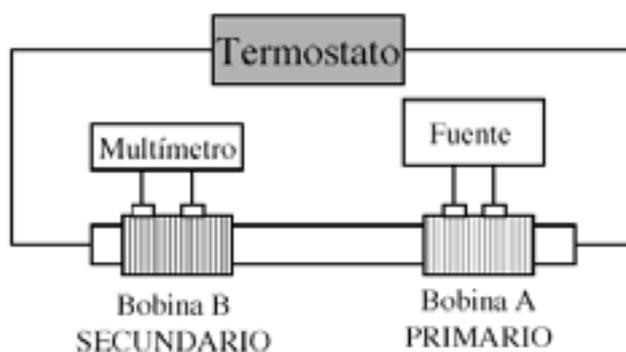


Figura 5. Esquema del montaje experimental.

PRESENTACIÓN DE RESULTADOS

- a) Dí a qué temperatura se ha desprendido el imán y comenta de qué depende esta temperatura (peso y magnetización del imán, susceptibilidad magnética de la barra, etc.).
- b) Prepara una tabla con la temperatura t ($^{\circ}\text{C}$) y la fem inducida en el secundario V_{ind} (mV). Por extrapolación de los valores correspondientes a las temperaturas más altas (es decir, cuando el material pierde casi toda su magnetización), calcula el valor al que tiende asintóticamente, V_{∞} (mV). Añade una columna a la tabla con los valores de $V_{\text{ind}} - V_{\infty}$.
- c) Considerando que la magnetización de la barra de monel es proporcional a $V_{\text{ind}} - V_{\infty}$, pues V_{∞} es el valor debido a la permeabilidad de la barra sin magnetizar (prácticamente igual a la permeabilidad del vacío), ajusta los datos de la tabla a la Ec. (7) con objeto de determinar la temperatura de Curie. Tratando a $V_{\text{ind}} - V_{\infty}$ como variable independiente y a t como variable dependiente, el ajuste a realizar es de la forma

$$t = t_C + \frac{C_2}{V_{\text{ind}} - V_{\infty}} - C_3 (V_{\text{ind}} - V_{\infty})^2 \quad (8)$$

el cual se puede realizar fácilmente con ayuda de la función de ajuste general del programa KaleidaGraph (se introduce la ecuación como $m_1 + m_2 / m_0 - m_3 * m_0 ^2$). Una vez hecho el ajuste, presentad el gráfico intercambiando las variables dependiente e independiente (opción "Exchange x and y" en la ventana de "Axis options" bajo el menu "Plot").

PRÁCTICA 19

TEMPERATURA DE CURIE DE LA ALINEACIÓN MONEL

OBJETIVOS

- Introducción a la termodinámica de sistemas magnéticos (cambios de fase y teoría de Landau).
- Observación de la variación de la permeabilidad magnética de una barra de monel con la temperatura mediante una experiencia de inducción electromagnética.
- Determinación del punto de Curie de una barra de monel mediante ajuste de los datos anteriores a la variación predicha por la teoría de Landau.

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

El montaje consta de un baño termostático y una bomba que hace circular agua a una temperatura determinada a través de un conducto que atraviesa el interior de una barra de monel. En ella hay ensartadas dos bobinas con un mismo número de espiras (500). La primaria está conectada a una fuente de corriente alterna, la secundaria está adosada a ella y gracias al núcleo ferromagnético y a la inducción se genera una corriente inducida. El valor depende de la magnetización de la barra, que a su vez depende de la temperatura. Cuanto mayor es ésta, menor es la magnetización.

medir el voltaje inducido en la bobina secundaria para distintas temperaturas de la barra de metal.

Para ello utilizaremos un multímetro y un termómetro digital cuyo sonda situamos entre la bobina primaria y la barra.

Paralelamente se colocan dos imanes de distinta magnetización en la parte inferior para ajustar la temperatura a la cual se desprenden de ellas.

Para calcular V_0 se extraen las bobinas de la barra y se mide el voltaje en el aire, que es parecido a la ausencia de magnetización cuando la temperatura es infinita. Este valor debe coincidir con aquel al que tiende asintóticamente si representamos V_0 frente a t .

Mediante las ecuaciones del guión, podemos ajustar el valor de la temperatura frente a $V_{ind} - V_0$ según la relación:

$$t = t_c + \frac{C_2}{V_{ind} - V_0} - C_3 (V_{ind} - V_0)^2 \quad [1]$$

En cuanto a los errores, no empleamos la sensibilidad del voltaje $\rightarrow (0, 1 \text{ mV})$ sino que se emplearán en cada caso las fluctuaciones, debido a que no acaba de estabilizarse. Por contra, la temperatura sí se estabiliza lo suficiente, con lo que le asignamos el error de sensibilidad: $0, 1^\circ \text{C}$.

$$\delta (V_{ind} - V_0)^2 = \delta (V_{ind})^2 + \delta (V_0)^2$$

RESULTADOS

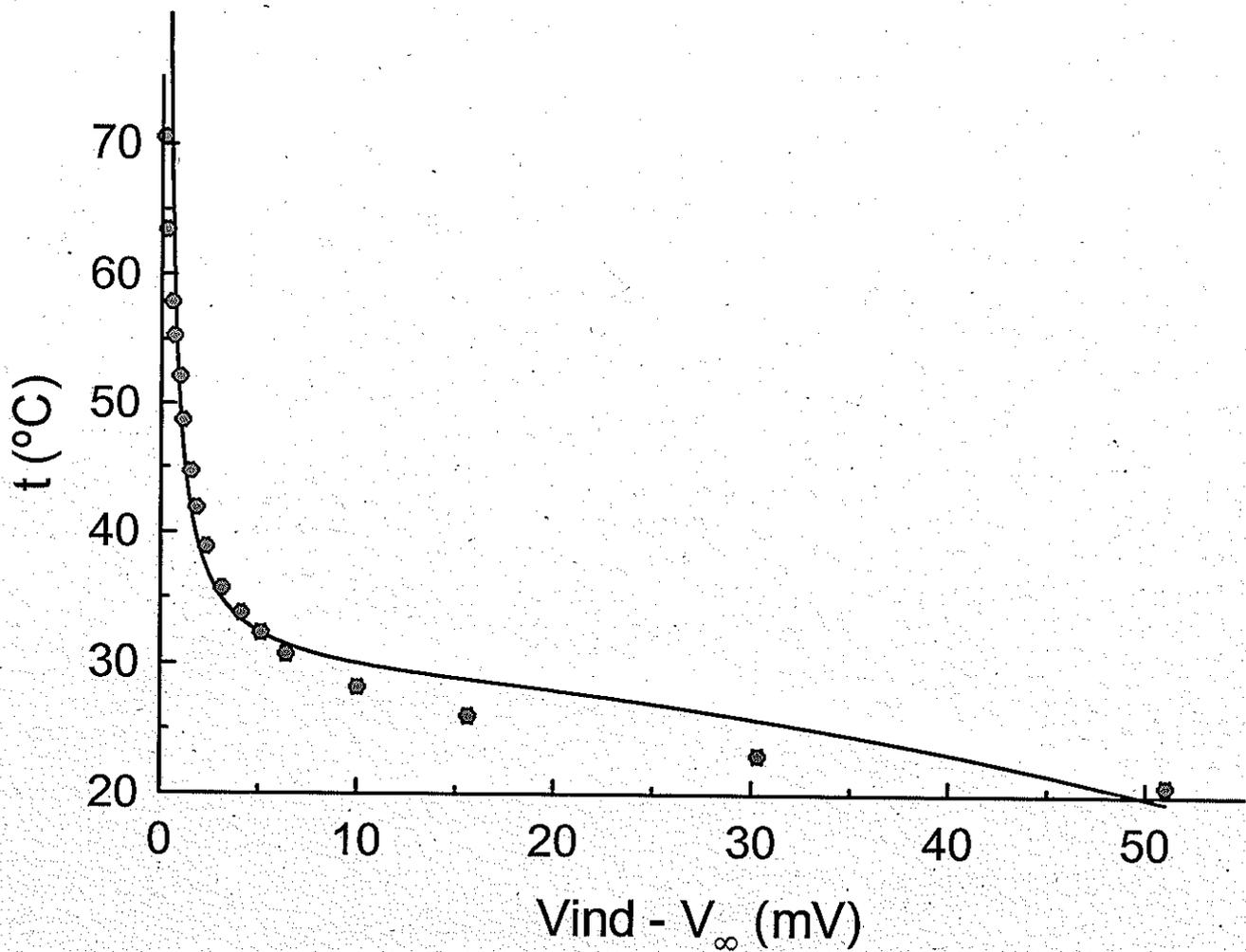
Tabla 1 - Variación de la magnetización según la temperatura

$t (\pm 0.1^\circ\text{C})$	$V_{ind} (\text{mV})$	$V_{ind} - V_{00} (\text{mV})$
20.8	66.7 ± 0.2	51.0 ± 0.2
23.0	46.0 ± 0.2	30.3 ± 0.2
26.0	31.3 ± 0.2	15.6 ± 0.2
28.2	25.7 ± 0.2	10.0 ± 0.2
30.7	22.4 ± 0.2	6.4 ± 0.2
32.3	20.8 ± 0.2	5.4 ± 0.2
33.8	19.8 ± 0.1	4.40 ± 0.14
35.7	18.8 ± 0.1	3.40 ± 0.14
38.9	18.0 ± 0.1	2.30 ± 0.14
41.9	17.5 ± 0.1	1.80 ± 0.14
44.7	17.2 ± 0.1	1.50 ± 0.14
48.7	16.8 ± 0.1	1.10 ± 0.14
52.1	16.65 ± 0.03	0.95 ± 0.10
55.3	16.35 ± 0.03	0.65 ± 0.10
57.9	16.24 ± 0.03	0.54 ± 0.10
63.5	15.96 ± 0.03	0.26 ± 0.10
70.5	15.82 ± 0.03	0.12 ± 0.10

Estimamos $V_{00} = 15.7 \pm 0.1$

Para que se estabilice la temperatura hemos esperado un par de minutos entre cada medida. Hemos cogido los valores más estables de voltaje y temperatura.

A la temperatura de $T = 35.5 \pm 0.1^\circ\text{C}$ se ha caído el primer imán. El segundo imán no ha caído en toda la experiencia.



Gráfica 1. Variación de la magnetización según la temperatura.

$$T = (28'3 \pm 1'4) + (20'6 \pm 1'6) \cdot (V_{ind} - V_{\infty}) - (0'0036 \pm 0'0010) (V_{ind} - V_{\infty})^2$$

Vesta en mV y la temperatura en $^{\circ}\text{C}$

$$t_c = 28'3 \pm 1'4$$

$$r = 0.978$$

Se prescindió de los tres primeros datos para un mejor ajuste.

CONCLUSIONES

Para la observación de la variación de la permeabilidad magnética de un metal con la temperatura hemos usado este metal como núcleo de las bobinas. El metal empleado en nuestra experiencia es el Inconel ya que, al tratarse de una aleación de diversos metales, la cohesión de las moléculas es menor y, por tanto, el ferromagnetismo también lo es. De este modo, la temperatura de Curie (T_c) es bastante menor y nos permite trabajar con ella en el laboratorio.

A la temperatura a la que ha caído nuestro imán es la de $T_f = 22.5^\circ\text{C}$. Este dato lo podemos contrastar con la temperatura de Curie $T_c = 28.3 \pm 1.1$. La temperatura de Curie simboliza el cambio de ferromagnetismo a paramagnetismo ^(si el campo es cero). Así pues, cuando la temperatura de la barra es superior a la de Curie, ~~la barra~~ su comportamiento es principalmente paramagnético de forma que el campo que crea es más pequeño y el imán no puede mantenerse pegado a esta. Tiene sentido por tanto que $T_a > T_c$. A parte, las causas de la caída del imán también residen en el poder atractivo de este en relación con la masa, y a que el imán caerá cuando la fuerza de la gravedad sea mayor a la fuerza de atracción. De hecho, el segundo imán con un mayor poder atractivo y una masa menor, ha conseguido mantenerse pegado a la barra incluso para temperaturas superiores a los 70°C .

La variación de la magnetización según la temperatura se muestra en la tabla 1. En las 17 medidas que hemos tomado se ha ido decreciendo monótonamente la temperatura desde los 20.8°C (temperatura ambiente) hasta los 70.5°C . Para cada temperatura determinada el voltaje de la corriente inducida es cada vez menor.

Hemos supuesto desde un principio que conforme se aumenta más y más la temperatura el valor de la corriente inducida va a ser menor tendiendo a un cierto ^{valor} 0 cuando $T \rightarrow \infty$.

Est razonamiento tiene una pega: la corriente inducida se ve afectada por la temperatura de la barra al estar juntos. De esta forma, conforme aumenta la temperatura de la barra, ~~de forma~~ el ferromagnetismo de esta

"sin querer" esta también se calienta.

De este modo, aunque la corriente inducida por la bobina en ausencia de núcleo (que sería el equivalente a un núcleo de material a temperatura infinita) sea de unos 16.99 mV , en el momento en que la temperatura de la barra es de unos 70° , $V_{ind} = 15.8 \text{ mV}$. De forma que como $V_{ind} > V_0$ y $16.99 > 15.8$ llegamos a una contradicción que resolvemos por el calentamiento de la bobina.

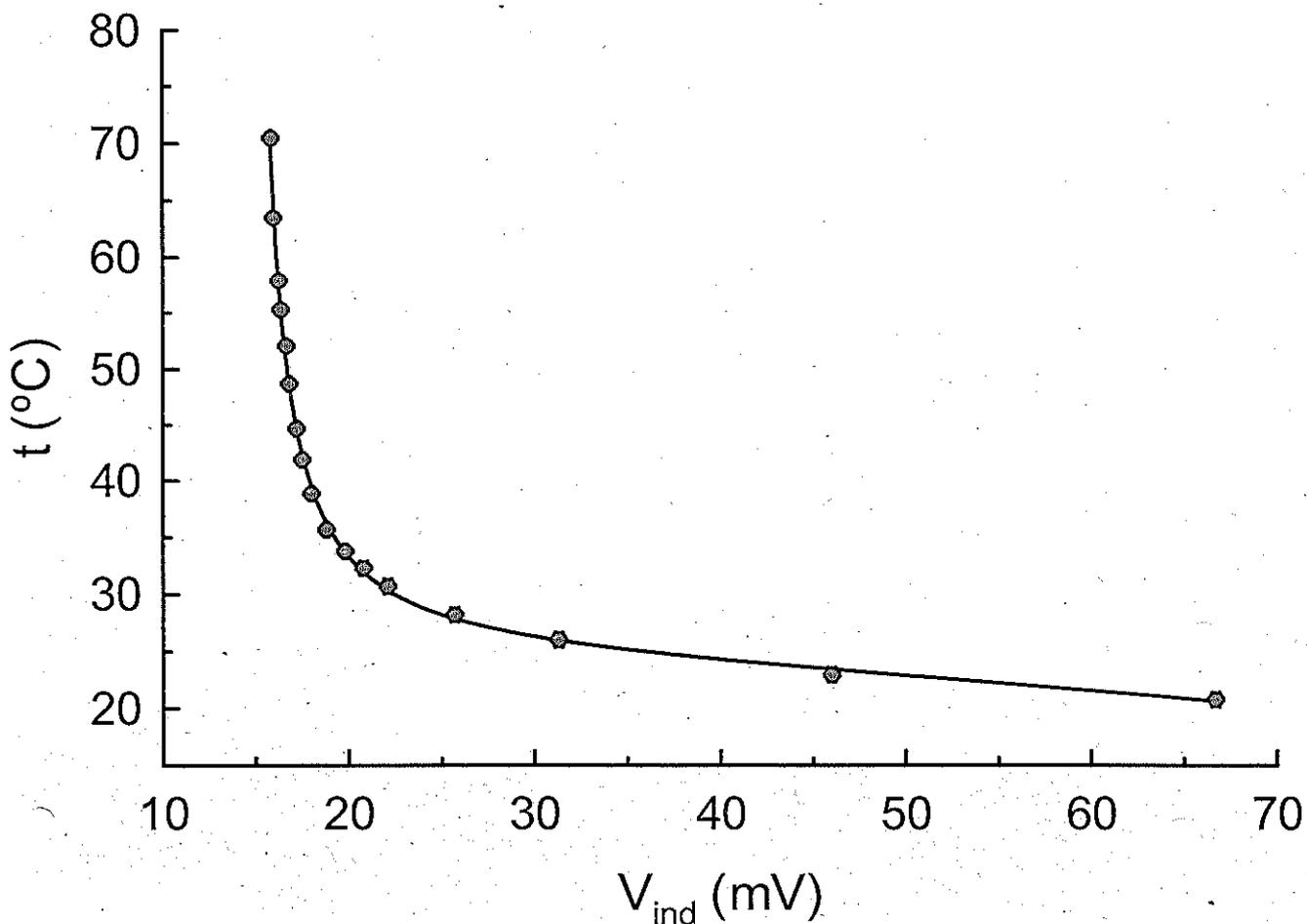
Finalmente hemos elegido $V_0 = 15.7 \pm 0.1 \text{ mV}$ por ~~ser~~ ^{escoger} algún valor con cierta coherencia con el resto de los datos.

Representando los datos de la tabla 1 en una gráfica y ajustándolos a ~~la~~ la ecuación [1] hemos obtenido la gráfica 1.

Para el ajuste hemos prescindido de los 3 primeros datos porque nuestro experimento falla a temperaturas muy altas.

El índice de correlación ~~es~~ ($r = 0.978$) es bastante bajo.

Esta desviación podría deberse a errores sistemáticos en la medida de E y V , pero principalmente a haber escogido un valor "a ojo" de V_0 . Si se representa t frente a V_{ind} y se deja V_0 como coeficiente a determinar, se obtiene:



Gráfica 2 - Ajuste de la curva V_{ind} como ohmímetro a determinar

$$r = \frac{(22,9 \pm 0,6) + \frac{(56 \pm 3)}{V_{ind} - (14,62 \pm 0,06)}}{-(0,0012 \pm 0,0003) \cdot (V_{ind} - (14,62 \pm 0,06))^2}$$

$r = 0,999$

(no se ha precisado de ningún dato)

Como se observa, el ajuste es mucho mejor y la temperatura de Curie está dentro de los valores esperados (entre 20 y 30 °C)

$$T_c = 22,9 \pm 0,6 \text{ °C}$$

No obstante, el valor de V_{00} no corresponde con el valor medido experimentalmente al sacar las bobinas del núcleo ferromagnético.

$$V_{00j} = 14,62 \pm 0,06 \text{ mV}$$

$$V_{00exp} = 16,5 \pm 0,1 \text{ mV}$$

Esta desviación se debe probablemente a errores sistemáticos en las medidas y a las aproximaciones técnicas realizadas que no se corresponden suficientemente con nuestro dispositivo experimental real. Pese a esto, podemos afirmar que hemos estudiado adecuadamente la dependencia de la magnetización con la temperatura y obtenido un valor de la temperatura de Curie compatible con la esperada.

