

¿Por qué se imana la materia?

El tiempo de relajación del sistema espín y la termodinámica

A. Hernando, M. A. García y J. Lafuente

En los procesos de imanación, el campo magnético no ejerce ningún par sobre los momentos magnéticos que tienda a orientarlos paralelos al mismo, sino que la imanación es el resultado de un proceso cuántico termodinámico que requiere de un foco térmico.

La capacidad que tiene la materia de imanarse constituye una manifestación macroscópica de la mecánica cuántica. el aumento de energía inducido durante el encendido del campo magnético se reduce por interacción térmica con el resto de los grados de libertad del sistema. Sin embargo, la naturaleza discreta de los espectros de energía hacen que la red no sea capaz de anular exactamente el aumento de energía, dando lugar a un aumento de energía del subsistema de espín cuya variación con el campo constituye un momento magnético. Si ambos sistemas están térmicamente aislados la sustancia es diamagnética, si existe interacción es paramagnética.

Dinámica de partículas cargadas en un campo magnético

Los electrones, los protones y los neutrones tienen un momento magnético intrínseco en el sistema en que se encuentran en reposo: es el momento magnético asociado al espín, que es un momento angular sin análogo clásico. Adicionalmente pueden presentar un momento magnético orbital originado por el momento angular como es, por ejemplo, el característico de los electrones ligados a un átomo. En ambos casos el momento magnético es la suma de las contribuciones de los momentos angulares de espín y orbital con sus respectivas constantes de proporcionalidad o razones giromagnéticas γ . Para el momento orbital de un electrón la razón es $\gamma = q/2m$ mientras que para el espín es $\gamma = q/m$, siendo q y m la carga y masa de la partícula respectivamente (en el caso del neutrón, si bien su carga es nula, su razón giromagnética coincide con la del protón). Siendo la masa de electrones y protones tres órdenes de magnitud superiores a las del electrón se explica que el momento magnético de los nucleones con espines iguales a los del electrón sean la milésima parte de los momentos electrónicos y que, consecuentemente, el magnetismo nuclear sólo sea detectable por adecuada sincronización a sus frecuencias características, como son el caso de la resonancia magnética nuclear o el efecto Mössbauer.

Nos limitaremos ahora a considerar momentos orbitales, lo que nos permite establecer un análogo clásico e intuitivo. Cuando se aplica un campo magnético externo, \mathbf{B} , según el eje z se ejerce sobre el momento magnético \mathbf{m}_0 un par de fuerzas, G , que puede expresarse como el producto vectorial:

$$\Gamma = \frac{d\mathbf{L}_0}{dt} = \mathbf{m}_0 \times \mathbf{B} = \gamma \mathbf{L}_0 \times \mathbf{B} \quad [1]$$

siendo el momento magnético proporcional al momento angular, la ecuación dinámica resultante establece que el ritmo de variación temporal del momento angular o $\frac{d\mathbf{L}}{dt}$, que coincide con el par de fuerzas ejercido sobre el sistema, es proporcional al módulo del momento angular y perpendicular a él. La ecuación [1] nos dice que, al ser la variación temporal del vector \mathbf{L}_0 perpendicular a él, su módulo y su componente inicial a lo largo de z deben conservarse durante el movimiento.

Por tanto, el campo \mathbf{B} no es capaz de modificar la componente paralela a él de los momentos magnéticos que existían antes de su aplicación. Si antes de aplicarse el campo la suma vectorial de todos los momentos es nula a lo largo de cualquier dirección, también lo será en la dirección del campo aplicado, y como el campo conserva dicha proyección, ésta seguirá siendo nula durante el tiempo en que permanezca el campo encendido. Dicho de otro modo, bajo el efecto del campo aplicado no se altera la componente neta del momento según su dirección. El campo no imana a la materia. Estos momentos magnéticos asociados a las partículas que forman el sistema, que es en nuestro caso un trozo de materia, se conocen como momentos magnéticos permanentes, ya que su existencia no está vinculada directamente con la aplicación o no aplicación de un campo magnético. Bajo la acción de un campo, utilizando una imagen clásica, los momentos magnéticos comienzan a precesar, según [1], en torno a \mathbf{B} con frecuencia (frecuencia de Larmor, $\omega_L = q\mathbf{B}/2m = \gamma\mathbf{B}$). Esta frecuencia es independiente del ángulo que forme el momento permanente inicial con el campo. La precesión inducida por el campo indica que el campo ha realizado un trabajo mecánico sobre el momento magnético que éste ha absorbido en forma de energía cinética de precesión. Por efecto del campo se induce un momento magnético nuevo, superpuesto al permanente, y que coincide con la derivada de la energía cinética absorbida respecto al campo aplicado.

(Para hablar con generalidad de momentos por la aplicación de campos magnéticos, aunque fuera del alcance de este artículo, debemos tener presente que un campo magnético también puede inducir momento magnético en átomos que no presentan momento permanente por hibridación de su estado fundamental con los primeros excitados. Este

momento inducido da lugar al paramagnetismo de Van Vleck, que está restringido a casos muy escasos y concretos y carece de la generalidad del momento diamagnético inducido, que es un fenómeno universal y es el que aquí nos interesa)

Como es conocido, en ausencia de campos electrostáticos, la aplicación de un campo magnético genera sobre una partícula cargada a) una fuerza de Coulomb $-q\frac{\partial A}{\partial t}$ y b) una fuerza de Lorentz $q(\mathbf{v}\times\nabla\times\mathbf{A})$, donde $\mathbf{B}=\nabla\times\mathbf{A}$ y $\nabla\cdot\mathbf{A}=0$, siendo \mathbf{A} el potencial vector que verifica las dos últimas relaciones (ver Apéndice). Según esto, resulta que la dinámica de la partícula puede describirse por sustitución del momento lineal inicial $m\mathbf{v}_0$ por el nuevo momento $m\mathbf{v}$ que verifica (Apéndice I).

$$m\mathbf{v} = m\mathbf{v}_0 - q\mathbf{A}. \quad [2]$$

Aunque la partícula se estuviera moviendo libremente, y su momento angular inicial fuera nulo, la acción combinada de los efectos a) y b) da lugar a la generación de un momento angular y su correspondiente momento magnético, conocido como momento diamagnético inducido, para diferenciarle del momento angular permanente o previo a la aplicación del campo.

La energía cinética inicia $\frac{1}{2}m\mathbf{v}_0^2$ de una partícula pasa a ser $\frac{1}{2}m\mathbf{v}^2$ bajo la acción del campo, que de acuerdo con [2] resulta

$$\frac{1}{2}m\mathbf{v}^2 = \frac{1}{2}m\mathbf{v}_0^2 - q\mathbf{v}_0\cdot\mathbf{A} + \frac{q^2\mathbf{A}^2}{2m} \quad [3]$$

El incremento de energía cinética inducido por la fuerza de Coulomb generada por el campo eléctrico transitorio, $E = -\frac{\partial A}{\partial t}$ puede expresarse como

$$\Delta E_{cin} = -q\mathbf{v}_0\cdot\mathbf{A} + \frac{q^2\mathbf{A}^2}{2m} \quad [4]$$

Nótese que la fuerza de Lorentz, que actúa durante el tiempo que el campo permanece aplicado en su valor \mathbf{B} , no produce alteración de la energía cinética, dado que es una fuerza perpendicular a la velocidad de la partícula. Según [4], bajo el efecto del campo \mathbf{B} una partícula con velocidad inicial \mathbf{v}_0 puede aumentar o disminuir su energía cinética dependiendo del signo e intensidad del primer sumando $q\mathbf{v}_0\cdot\mathbf{A}$ respecto al segundo, que es intrínsecamente positivo. El signo del producto escalar $q\mathbf{v}_0\cdot\mathbf{A}$ está condicionado por el ángulo que formen \mathbf{v}_0 y \mathbf{A} .

En el caso de que las partículas cargadas —en general estamos interesados en los electrones— estén ligados a los átomos por la fuerza de Coulomb y, por tanto, el momento angular permanente \mathbf{L}_0 sea un buen número cuántico o una constante del movimiento, la ecuación [3] puede reescribirse en función de \mathbf{L}_0 . Para ello baste considerar que un potencial vector adecuado viene dado por $\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{B}\times\mathbf{r}$, donde \mathbf{r} es el vector de posición del punto en que determinamos \mathbf{A} y \mathbf{B} es el campo según el eje z (ver Apéndice). Teniendo en

cuenta que $\mathbf{m}_0 = \frac{q}{2m}\mathbf{L}_0$, la ecuación [4] puede ser reescrita como

$$\Delta E_{cin} = -m_0\mathbf{B}\cdot\mathbf{r} + \frac{q^2\mathbf{B}^2}{8m}r^2 \quad [5]$$

Se puede apreciar que el segundo sumando coincide con $\int_0^B m_d(B)dB$. Donde el momento diamagnético está definido como

$$m_d(B) = \frac{\partial}{\partial B} \frac{q^2\mathbf{B}^2}{8m}r^2 = \frac{q^2\mathbf{B}}{4m}r^2 \quad [6]$$

siendo r el radio de la proyección de la órbita de radio r en el plano xy perpendicular a \mathbf{B} . Según [6] el momento diamagnético coincide con el momento angular asociado a la precesión de Larmor ($\mathbf{r}\times m\omega_L\mathbf{r}$) multiplicado por la razón giromagnética $q/2m$.

Termodinámica y estadística

Una vez descrita de modo elemental la dinámica del momento magnético en presencia de un campo \mathbf{B} , entraremos en las muy esquematizadas consideraciones termodinámicas o estadísticas siguientes. Llamamos sistema espín al conjunto de grados de libertad del sistema cuyo espectro de energía cambia con la aplicación del campo. Analizamos un sistema termodinámico, formado por N partículas, moléculas y/o átomos, moviéndose de modo que la partícula i -ésima tiene una velocidad \mathbf{v}_0^i . El sistema se halla en contacto con un foco a temperatura T . Estas moléculas tienen carga q y pueden presentar un momento magnético permanente $\Gamma\mathbf{L}_0$ o bien ser partículas libres con \mathbf{v}_0^i uniforme entre choques y $\mathbf{L}_0 = 0$ (tanto átomos como moléculas, aunque están formados por electrones, protones y neutrones con momentos magnéticos permanentes, pueden presentar un momento magnético por átomo o por molécula nulo, lo que corresponde a que fuera nula la suma vectorial de todos los momentos de las partículas que constituyen tal átomo o molécula. A este respecto es interesante notar que, si bien todos los átomos aislados excepto los correspondientes a los gases nobles cuentan con capas incompletas en las que el momento magnético neto es diferente de cero, las moléculas, por el contrario, tienden a apagar sus momentos magnéticos netos como consecuencia del principio que rige la valencia o las reglas del enlace atómico, y que puede resumirse en la frase que aprendemos en el colegio y que dice: "los átomos se unen entre sí tratando de parecerse a los átomos de gases nobles mas próximos".

Partículas libres, $\mathbf{L}_0 = 0$

Comenzaremos por considerar un sistema de partículas libres. La distribución de velocidades será la de Maxwell-Boltzmann, según la cual y debido a la isotropía del espacio o ausencia de direcciones o distinguibles, su valor medio es nulo. Por tanto, para cada molécula con velocidad \mathbf{v}_0^i existe otra molécula con velocidad $-\mathbf{v}_0^i$. Consecuentemente, el valor de la suma del segundo término de [3] exten-

dido a todas las moléculas se anula. Como consecuencia, el incremento de energía cinética es el correspondiente al tercer sumando de [3], esto es: $N \frac{q^2 A^2}{2m}$. En el caso de partículas libres que ocupan un cubo cuyos lados coinciden con las direcciones del sistema de referencia x, y, z sobre el que actúa un campo magnético según z , el habitual potencial vector A es $A_x = -By$ o $A_y = Bx$ (ver Apéndice). Según muestra la Figura 1, una partícula situada en la coordenada y y cuya velocidad inicial es v_{x0} adquiere con el encendido del campo, según la relación [2], una cantidad de movimiento adicional a la que tenía previamente, mv_{x0} , dada por $-qA_x = qBy$. Por tanto, la cantidad de movimiento de dicha partícula es ahora $mv_{x0} + qBy$. La partícula que con la misma velocidad, v_{x0} , se encuentra en $-y$ variará su cantidad de movimiento a $mv_{x0} - qBy$. En resumen, con el encendido del campo las partículas que se mueven hacia la derecha con velocidad, v_{x0} , y situadas en la zona $y > 0$ aumentan su velocidad, mientras que las partículas con esa misma velocidad inicial pero situadas en coordenadas $y < 0$ la disminuyen. Este argumento vale para cualesquiera que sean las direcciones x e y del plano transversal al campo aplicado. Evidentemente las partículas que se mueven hacia la izquierda, con velocidades $-v_{x0}$, disminuyen el módulo de dicha velocidad si están situadas en $y > 0$, mientras que lo aumentan si se encuentran en posiciones $y < 0$. Como ilustra la Figura 2, el resultado de la acción del campo es la aparición de una velocidad neta hacia la derecha en la parte superior o $y > 0$ y una componente neta de la velocidad hacia la izquierda en la región $y < 0$.

Podemos concluir que el conjunto de partículas aumenta su energía cinética y en él se ha generado un momento angular total. Es fácil observar que dicho momento angular da lugar a un momento magnético antiparalelo al campo, ya que las velocidades descompensadas son antiparalelas al potencial vector, independientemente del signo de q .

Antes de aplicarse B , el valor medio de las velocidades de las partículas es cero y el valor de la energía cinética media por partícula, según el principio de equipartición de la energía, es $(3/2)KT$. Después de actuar el campo eléctrico inducido durante el encendido del campo B , el valor medio de la velocidad de las partículas en todo el conjunto sigue siendo cero, pero no lo es localmente, ya que, como acabamos de ver y restringiéndonos al eje x , aparece un momento angular. Este momento angular disminuye la entropía del sistema y aumenta su energía cinética por grado de libertad, que pasa a ser $(3/2)KT + \frac{(qBy)^2}{2m}$, separando así a la energía libre de su mínimo de equilibrio por la superposición de estos dos efectos. Cuando el campo B alcanza su valor estable y el campo eléctrico inducido se anula, la distribución de velocidades descrita por la Figura 2 está alejada de la correspondiente al equilibrio termodinámico con el foco térmico. En estas circunstancias, según establecen las leyes de la ter-

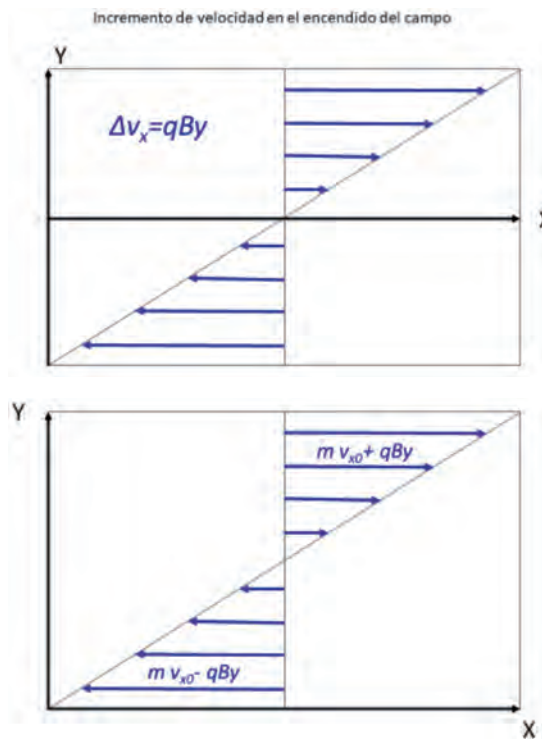


Figura 1.

modinámica, el foco comienza a absorber energía del sistema para reestablecer el equilibrio, que vuelve a alcanzar tras un tiempo denominado tiempo de relajación del sistema. Es importante notar que, una vez establecido el valor estable del campo B , sigue actuando la fuerza de Lorentz, pero esta es termodinámicamente irrelevante, ya que no permite transferencia de energía entre el sistema y el campo. En el equilibrio desaparece el momento angular inducido y se reestablece el valor inicial de máxima entropía correspondiente a momento angular y momento magnético nulos. El momento

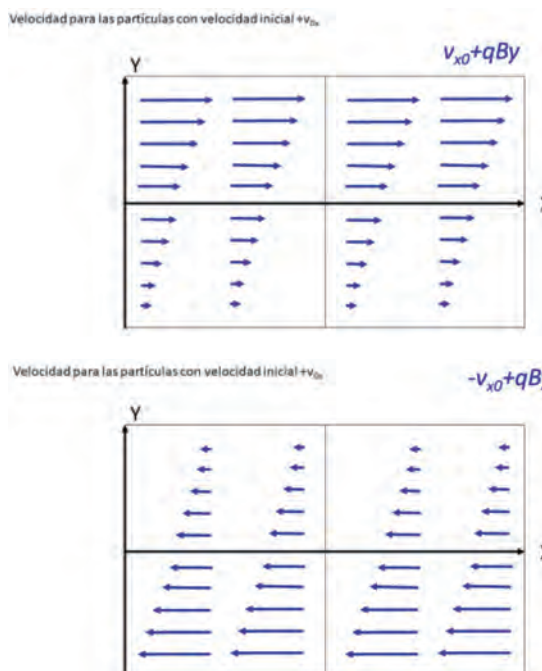


Figura 2.

angular inducido por el campo en el sistema espín lo anula la red, por lo que la conservación del momento angular requiere que la red absorba un momento que se manifiesta por los denominados efectos giromagnéticos, efecto Barnett y efecto de Haas.

Partículas ligadas, L_0 distinto de cero

Consideremos ahora un conjunto de átomos o moléculas con momento angular L_0 y momento magnético $m_0 = \gamma L_0$. La expresión [5] reincidente en el hecho de que, si el conjunto de momentos magnéticos está orientado isotrópamente con igual probabilidad en todas las direcciones, el resultado de sumar los incrementos de energía cinética correspondiente es el de anular el primer sumando ($-m_0 \mathbf{B} \geq 0$), llamado paramagnético, y acumular los segundos términos. De este modo se observa que, bajo la acción del encendido del campo \mathbf{B} , se genera un campo eléctrico cuya fuerza resultante sobre las N partículas cargadas y ligadas produce un incremento de la energía cinética del conjunto en la cantidad

$$\sum_{i=1}^N (\Delta E_{cin})_i = N \frac{q^2 B^2}{8m} \langle r^2 \rangle \quad [7]$$

Mientras que en el caso de partículas libres la transferencia del exceso de energía cinética al foco térmico se realiza mediante cambio de los momentos lineales de las partículas, en el caso de partículas ligadas se realiza mediante cambios en la distribución de los momentos angulares. Normalmente las fuerzas centrales responsables de la conservación de los momentos angulares son las colombianas que requieren para sus transiciones energías del orden del eV, típicamente con frecuencias de 10^{14} s^{-1} , mientras que las energías asociadas a los momentos angulares inducidos corresponden a frecuencias del orden de la de Larmor, que para electrones en un campo de 1 T es del orden de 10^{10} s^{-1} . Consecuentemente las fuerzas magnéticas que actúan sobre electrones ligados son generalmente tratadas como perturbaciones de las colombianas.

Efectivamente, al establecerse el valor final del campo \mathbf{B} , el sistema de momentos angulares ha adquirido el exceso de energía cinética descrito por [6], por lo que el foco térmico comienza su labor de restablecedor del equilibrio termodinámico. Pero ahora cuenta con una posible nueva estrategia. Si los valores de L_0 , como acabamos de ver, permanecen casi invariables, sería posible reducir el exceso de energía cinética dado por [7] jugando con el primer miembro de [5] que, si bien inicialmente es nulo en valor medio, podría dejar de serlo si se poblaran más densamente las direcciones de m_0 más próximas a \mathbf{B} o, dicho cuantitativamente, de modo que se verifique

$$-\langle m_0 \mathbf{B} \rangle + \frac{q^2 B^2}{8m} r^2 = 0 \quad [7]$$

Este mecanismo ilustra muy bien cómo el momento angular diamagnético o inducido por el

campo eléctrico es compensado en el equilibrio por un momento opuesto obtenido por reorientación de los momentos preexistentes.

Imposibilidad de imanación en equilibrio termodinámico

Es obvio que todas estas consideraciones muestran que el magnetismo de cualquier sustancia en contacto con un foco térmico es nulo en el equilibrio termodinámico [1]. Por tanto, el magnetismo sólo se manifiesta fuera del equilibrio termodinámico. Como sabemos, la accesibilidad temporal a estados separados del equilibrio termodinámico está restringida por los tiempos de relajación o cinéticas de aproximación al equilibrio.

Desde un punto de vista histórico, resulta interesante constatar cómo las leyes de Curie que relatan la independencia térmica de la susceptibilidad diamagnética y la variación de la susceptibilidad paramagnética con la inversa de la temperatura llevan implícito el carácter cuántico de los procesos microscópicos responsables de las propiedades magnéticas. Fue Paul Langevin, en 1904, quien por vez primera se atrevió a utilizar la, entonces recientemente descrita, ley de distribución de Boltzmann a procesos de orientación de momentos magnéticos, ya que hasta esa fecha sólo se habían aplicado a desplazamientos de moléculas gaseosas. Había dos hipótesis ocultas en el razonamiento de Langevin que implicaban una intuición sobre la cuantificación de los momentos magnéticos. Para explicar el diamagnetismo hay que suponer que el sistema espín está aislado térmicamente del foco, y para explicar el paramagnetismo hay que suponer cuantificados los momentos angulares y, por tanto, los momentos magnéticos (no se refiere esta cuantificación a las proyecciones de \mathbf{L} según z , que es irrelevante para lo que aquí se discute). Si no hubiera un comportamiento cuántico no habría sustancias ni diamagnéticas ni paramagnéticas. Solamente habría diamagnetismo durante un tiempo inferior al tiempo de relajación. El que los átomos o moléculas que no tienen momento magnético resultante muestren diamagnetismo es debido a que el foco térmico no es capaz de termalizar al sistema magnético o sistema espín. Cuando se induce en un anillo metálico una fem por ley de Faraday aparece una corriente que dura milisegundos, el movimiento ordenado de las cargas inducido por el campo eléctrico transitorio $-\frac{\partial A}{\partial t}$ se disipa en movimiento desordenado de la red. Sin embargo, en nanotubos metálicos es posible mantener la corriente inducida (diamagnetismo gigante) cuando la distancia en energía entre estados adyacentes del espectro es mayor que la energía térmica KT [2]. Lo mismo sucede en materiales superconductores que son capaces de mantener las supercorrientes inducidas por variación del campo magnético indefinidamente [3]. En este caso, como en el de los nanotubos, la distancia a los estado excitados es muy superior a KT y el sistema se encuen-

tra térmicamente aislado del foco. Es este efecto el responsable de la primera ley de Curie que, como veremos más adelante, no se cumpliría en una marco clásico, donde el diamagnetismo también se anularía aun en presencia del campo aplicado.

En resumen: la incapacidad de transferencia de calor entre el foco y el sistema espín se deriva del carácter discreto del espectro de energía atómico, que imposibilita que la energía correspondiente a la temperatura ambiente produzca transiciones entre estados accesibles de los átomos que frenarían su precesión y su exceso de energía cinética. El foco no es capaz de absorber tal exceso.

Por otra parte, una sustancia paramagnética es aquella en la que durante el proceso de termalización la energía que cede al foco es necesariamente mayor que el exceso de energía cinética que tenía en su estado diamagnético. Pensemos en átomos de He en su estado fundamental con $L_0 = S_0 = 0$. Si se aplica un campo B sus momentos magnéticos comienzan a precesar y, por tanto, aumenta la energía cinética del sistema, aparece un momento antiparalelo al campo. El foco térmico trata de hacerle volver al equilibrio. Podría inducir un momento magnético total, m , bombeando un electrón al primer nivel excitado para orientarse paralelo al campo y disminuir su energía en $-mB$, pero esto aumentaría mucho la energía coulombiana del sistema, que aumentaría en una cantidad discreta dada por la distancia en energía entre el estado fundamental y el primer excitado. Es precisamente esa falta de continuidad de los estados accesibles la que imposibilita el perfecto balance entre diamagnetismo y paramagnetismo implícito en la ecuación (7).

La imposibilidad del magnetismo en el equilibrio termodinámico de la física clásica fue ya motivo de la tesis doctoral de Van Leween, dirigida por Niels Böhr, y se basa en que el valor medio en un sistema de partículas en equilibrio de cualquier magnitud que dependa linealmente de las velocidades de las partículas es nulo [4] (ver Apéndice). Este es el caso del momento magnético del sistema, que, por tanto, se anula en equilibrio.

Una forma intuitiva de verlo es comparando la susceptibilidad paramagnética de Curie, $X_p = \frac{Nm_0^2}{3KT}$, con la susceptibilidad diamagnética dada, a partir de [4], $X_d = -\frac{Nq^2}{6m}r^2$. Si no restringimos por reglas cuánticas los valores de L_0 y m_0 , sus valores vienen definidos por las condiciones de equilibrio que ligan la energía cinética con la temperatura, $\frac{L_0^2}{2mr^2} = \frac{3}{2}KT$, y se observa que ambas susceptibilidades se compensan exactamente. Lo que sucede en la realidad cuántica es que el momento angular del átomo L_0 sólo puede tomar valores discretos que no varían continuamente con la temperatura, como prescribe el teorema clásico de equipartición, y que por tanto ambas susceptibilidades no pueden compensarse, ya que no se cumple la relación anterior entre L_0 y T .

Tiempos de relajación: diamagnetismo, paramagnetismo, proceso de imanación.

Nos limitaremos a considerar sistemas de partículas con momentos angulares y magnéticos permanentes L_0 y m_0 . Argumentos similares son aplicables a los sistemas de partículas libres. Como indica la expresión (1) y hemos indicado más arriba, el par de fuerzas ejercido por el campo B sobre el momento magnético es perpendicular al plano definido por ambos vectores y, como dicho par coincide con el ritmo de variación del momento magnético, podemos inferir que este mantendrá constante su módulo y el ángulo que forma con B , por lo que precesa en torno a él con la velocidad angular de Larmor. Para que cambie la componente de m_0 en la dirección de B sería preciso que su derivada temporal tuviera una componente z . Hemos visto como, nada más aplicarse el campo y como consecuencia del movimiento de precesión, se induce un momento magnético que se conoce como momento diamagnético, y el efecto que lo genera es el efecto diamagnético que es universal y lo presentan todos los materiales. Este efecto es el motor desencadenante de todos los procesos de imanación generados por la aplicación de campos magnéticos.

Supongamos que el foco térmico es capaz de termalizar al sistema y reconducirle a sus condiciones iniciales. En este caso, el foco habrá absorbido energía mediante múltiples procesos microscópicos, cuyo resultado final ha sido la reducción de la energía cinética del sistema espín y el apagado del momento angular inducido. La pregunta que abordamos ahora es cuáles son esos procesos microscópicos de transferencia energética que permiten al foco termalizar al sistema espín. Debemos buscar mecanismos de interacción que supongan la aparición de pares sobre los momentos magnéticos con componentes en la dirección del campo B o dirección z y que, por tanto, tengan capacidad de variar sus proyecciones en la dirección del campo y así aumentar la población de los momentos magnéticos, apuntando en direcciones próximas a B . Estos mecanismos son los responsables de los procesos de imanación por reorientación de momentos magnéticos permanentes. No es el campo B , sino el foco térmico el que proporciona los procesos capaces de modificar la componente macroscópica de los momentos magnéticos individuales en la dirección del campo. Esta relación entre imanación y temperatura constituyó la genial intuición de Pierre Curie, quien, en 1900, por vez primera estudió experimentalmente medidas magnéticas en función de la temperatura.

Un campo magnético, b , adicional al aplicado B es capaz de promover un cambio de la componente z de siempre que el par $m_0 \times b$ tenga una componente z no nula. Si el campo b es estático el efecto neto de este par sería nulo, ya que m_0 se encuentra precesando en torno a B , por lo

que la componente z instantánea de $\mathbf{m}_0 \times \mathbf{b}$ varía a lo largo del período de precesión entre valores positivos y negativos con efecto neto despreciable. Ahora bien, supongamos que en un instante dado el par $\mathbf{m}_0 \times \mathbf{b}$ tiene una componente positiva que tiende a girar \mathbf{m}_0 hacia \mathbf{B} , si ahora fuéramos capaces de mantener la orientación relativa de \mathbf{b} respecto a \mathbf{m}_0 el efecto se haría acumulativo y \mathbf{m}_0 tendría más probabilidad de acercarse a la dirección de \mathbf{B} . Resulta evidente que $\mathbf{b}(t)$ mantendrá su posición relativa respecto a \mathbf{m}_0 si gira en torno a \mathbf{B} con la misma frecuencia que lo hace \mathbf{m}_0 . El proceso descrito es un caso particular de resonancia. Si el campo magnético local gira con la misma frecuencia que \mathbf{m}_0 éste es capaz de transferirle energía. El campo \mathbf{b} debe encontrarse en el plano perpendicular a \mathbf{B} , ya que toda componente de \mathbf{b} , \mathbf{b}_z , paralela a \mathbf{B} fijará con más fuerza la proyección de \mathbf{m}_0 en la dirección de \mathbf{B} , y es precisamente la variación de esa proyección la que estamos intentando explicar. Campos magnéticos locales creados por las cargas del entorno que actúen según la dirección z sólo producirán una modificación local de la frecuencia de precesión de Larmor, que pasará a ser $\gamma(\mathbf{B} + \mathbf{b})$. Los campos \mathbf{b} que actúan en el plano perpendicular a \mathbf{B} son los que podrían modificar la proyección de \mathbf{m}_0 en la dirección de \mathbf{B} .

Una segunda cuestión se refiere a la comprensión de la existencia de campos magnéticos locales $\mathbf{b}_{xy}(t)$ perpendiculares a \mathbf{B} y que giren sincronizadamente con \mathbf{m}_0 a la frecuencia local de precesión. Estos campos son originados por las cargas en movimiento del entorno y son campos que varían en el tiempo, siguiendo una función temporal que puede expresarse mediante su transformada de Fourier. Basta que en su espectro de frecuencias la componente correspondiente a la precesión sea no despreciable para que sea posible alcanzar la resonancia. Por supuesto, dependiendo de la naturaleza de estas cargas, del entorno que constituye el foco térmico local, se podrá, con más o menos tiempo de espera, alcanzar las condiciones de resonancia.

Estos argumentos nos permiten distinguir dos tiempos de relajación; el primero, generalmente más largo, se conoce como T_1 y es el tiempo requerido para que la reorientación de los momentos magnéticos alcance su valor de equilibrio o de imanación a lo largo de z . Este tiempo requiere campos $\mathbf{b}_{xy}(t)$ transversales que giren con la frecuencia de Larmor. Las fluctuaciones locales y temporales del campo según z , que es $\mathbf{B} + \mathbf{b}_z(t)$, generan fluctuaciones locales y temporales de la frecuencia de precesión y generan una pérdida progresiva de la coherencia de fase que alcanzaron los momentos al comenzar su precesión en torno al campo. El tiempo requerido para la pérdida de coherencia se conoce como tiempo de relajación T_2 . Se comprende que, como cualquier

campo $\mathbf{b}(t)$ es capaz de variar la frecuencia de precesión, mientras que solamente aquellos $\mathbf{b}(t)$ que tengan valores altos de su transformada de Fourier en el entorno de la frecuencia de precesión son capaces de alterar la componente z , T_1 sea más largo que T_2 .

Conclusiones

En contra de lo generalmente intuido, el campo magnético aplicado, si bien es un ingrediente necesario para conseguir imanar una muestra, no es el responsable físico directo de ello. Se requiere un entorno o foco térmico que transfiera energía con el sistema espín o sistema formado por los grados de libertad que se ven afectados por el trabajo realizado por el campo. En un marco estrictamente clásico la redistribución de las velocidades de las partículas libres o de las orientaciones que han sido fijadas por el campo aplicado sólo pueden ser generadas por el foco y anularían la imanación global. La cuantificación de los estados de energía hace imposible el balance exacto del diamagnetismo y el paramagnetismo, y de ellos resulta la posibilidad de imanación.

El proceso de imanación ilustra perfectamente la diferencia entre las dos formas de transferencia de energía entre sistemas físicos, que son el calor y el trabajo mecánico. El campo es un agente externo capaz de realizar trabajo y alterar la energía cinética de ciertos grados de libertad del sistema que forman un subsistema denominado sistema espín. El aumento de energía cinética del sistema espín rompe su equilibrio termodinámico con el resto de grados de libertad que forman el sistema red, que actúa como foco térmico. Este foco intercambia calor con el sistema espín hasta que recupera el equilibrio perdido. Aparte de calor, intercambia momento angular, lo que da origen a los efectos giromagnéticos. Nótese que el único agente capaz de realizar trabajo es el campo eléctrico inducido por la variación temporal del campo magnético y no por el campo magnético estable, que sólo ejerce una fuerza de Lorentz incapaz de transferir energía con el sistema.

La intuición de Curie sirvió para que la teoría del paramagnetismo constituya un ejemplo perenne en los libros de Física Estadística, valioso como pocos para la comprensión profunda de la generalidad y potencia de la termodinámica. También resultó paradigmática para ilustrar la importancia de la Mecánica Cuántica en la predicción y explicación de fenómenos sin ella inexplicables. Fuera de su marco, la imanación de la materia es un fenómeno prohibido al violar las leyes de la Física Clásica. En nuestros días, los conceptos básicos de la teoría sobre cinética de aproximación al equilibrio como son los tiempos de relajación T_1 y T_2 han permitido desarrollar la técnica de diagnóstico médica más precisa que hubiéramos imaginado: la resonancia magnética funcional y de imagen.

Apéndice

Dinámica de una partícula cargada en un campo magnético B

La fuerza que actúa sobre la partícula una partícula de carga q y masa m sometida a un potencial eléctrico escalar, ϕ , al aplicarse un campo magnético B cuyo potencial vector A verifica la relación $B = \nabla \times A$ es [5]

$$\frac{dmv}{dt} = -q \frac{\partial A}{\partial t} + q (\mathbf{v} \times \nabla \times A) - q \nabla \phi \quad [1']$$

Recordando el desarrollo del gradiente de un producto escalar la ecuación anterior puede expresarse como

$$\frac{d(mv + qA)}{dt} = -q \nabla(\phi - \mathbf{v} \cdot A) \quad [2']$$

La lagrangiana L^* y el hamiltoniano H^* correspondiente son

$$L^* = \frac{1}{2} mv^2 - qvA + q\phi \quad \text{y} \quad H^* = \frac{1}{2} mv^2 - q\phi \quad [3']$$

Vemos que el momento lineal p inicialmente es mv_0 y pasa a ser

$$mv = mv_0 - qA = p - qA \quad [4']$$

Potencial vector

Si A describe un campo uniforme según B cualquier otro A' que difiera de A en el gradiente de un escalar ψ verifica la misma propiedad. El espectro de posibles valores de A se reduce con la condición de Lorentz que en el caso de campos estáticos se reduce a $\nabla \cdot A = 0$. Dado un A que genera un B uniforme según z cualquier otro que difiera en el gradiente de un escalar ψ de laplaciana nula, $\Delta \psi = 0$, genera el mismo B y además verifica la condición de Lorentz.

Para campos magnéticos estáticos aplicados según z sobre partículas ligadas con momento angular L_0 , se considera el potencial $A(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} B \times \mathbf{r}$, mientras que cuando el campo actúa sobre un sistema de partículas libres se consideran potenciales vector con una única componente, tales como $A_x = -By$ o $A_y = Bx$. Ambos se obtienen del potencial $A(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} B \times \mathbf{r}$ sumando o restando el gradiente de $\psi = \frac{1}{2} Bxy$ con $\Delta \psi = 0$.

Imposibilidad del Magnetismo en la Estadística Clásica

Los momentos magnéticos de las N partículas de un sistema son funciones lineales de los momentos angulares, que son a su vez una función lineal de las velocidades de las partículas. En el equilibrio termodinámico, el valor medio de una función lineal con las velocidades es nulo cuando la función de distribución es la función de distribución de Boltzmann que es proporcional a $(\frac{H(q_i, p_i)}{KT})$. Nótese [6] que el momento magnético resultante es de la forma

$$M = \sum_{i=1}^N a_i (q_1, \dots, q_N) \dot{q}_i \quad [5']$$

donde a_i son funciones de las coordenadas q_j y \dot{q}_i son las velocidades de las partículas. Considerando que $\dot{q}_i = \frac{\partial H^*}{\partial p_i}$ la integral que define el valor medio de M tiene $\frac{\partial}{\partial p_i}$ como integrando

$$-KT = \sum_i^N \frac{\partial}{\partial p_i} (a_i \exp \frac{-H^*}{KT}) \quad [6']$$

La integral i -ésima, supuesto que a_i no depende de los momentos p_i , resulta inmediatamente

$$-KT a_i \exp \frac{-H^*}{KT} \text{ entre los límites de } p_i$$

Estos límites, para partículas libres, son más y menos infinito, que dan lugar a una energía H^* infinita. En el caso de partículas confinadas su energía también es infinita en las coordenadas q_i correspondientes a los límites de su confinamiento. Por tanto, la integral que suministra el valor medio se anula en ambos casos.

Referencias

- [1] *The Feynman "Lectures on Physics"* (Addison-Wesley vol II, 34-5).
- [2] A. HERNANDO y M. A. GARCÍA, *Phys. Rev. Lett.* 96,029703, 2014; A. HERNANDO, A. AYUELA, P. CRESPO y P. ECHENIQUE, *New Journal of Physics* 16,073043, 2014
- [3] KITTEL, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, 4.ª ed., pag. 431).
- [4] HERPIN, *Theorie du Magnetisme* (Presses Universitaires de France, pag. 98).
- [5] GOLDSTEIN, *Mecánica Clásica* (Aguilar, pag. 262).
- [6] A. HERNANDO y J. M. ROJO. "Física de los Materiales Magnéticos" (Ed. Síntesis, pag. 34).

A. Hernando

Universidad Antonio de Nebrija,
Instituto de Magnetismo Aplicado,
Salvador Velayos, UCM-CSIC-ADIF, Las
Rozas, Madrid, IMDEA Nanociencia,
Donostia International Physics Center,
Universidad del País Vasco



M. A. García

Instituto de Cerámica y Vidrio (ICV),
CSIC



J. Lafuente

Comite Científico Asesor
de Radiofrecuencia y Salud

