

Determinación del campo de anisotropía en capas delgadas uniáxicas mediante RFM a baja frecuencia

F.González-Quevedo Rodríguez, F.Calderón Pinar, Dpto. de Física Aplicada, Facultad de Física, Universidad de La Habana

RESUMEN

En el presente trabajo se describe una variante no convencional para la medición del campo de anisotropía en capas delgadas ferromagnéticas, utilizando RFM a baja frecuencia. Se presentan algunos resultados obtenidos aplicando dicha técnica a la caracterización de capas delgadas de FeNi-Cr obtenidas en nuestro laboratorio.

ABSTRACT

A non conventional, low frequency RFM method, for anisotropy field measurements in ferromagnetic thin films is discussed. Results obtained in the case of thin FeNiCr films grown in our laboratory are shown.

INTRODUCCIÓN

El descubrimiento de la posibilidad de obtener anisotropías uniáxicas en capas delgadas ferromagnéticas de materiales amorfos (1) ha provocado un renovado interés en los métodos de determinación de las propiedades magnéticas de las capas delgadas. Dichas propiedades están determinadas, en gran medida, por los campos de anisotropía \bar{H}_k presentes en las capas.

Los métodos convencionales para la determinación de la anisotropía magnética son (2-6): a) magnetómetro de torque b) magnetómetro vibracional c) detección magnetoóptica d) magnetorresistencia y efecto Hall e) resonancia ferromagnética.

De estos métodos se destaca la resonancia ferromagnética por su sensibilidad y exactitud, permitiendo su utilización la determinación de γ (razón giromagnética), \bar{M}_s (magnetización de saturación), y H_k en el caso de capas ferromagnéticas uniaxiales. Para ello se miden los campos de resonancia en el plano de la capa en la dirección paralela y perpendicular al eje de fácil anisotropía y en la dirección perpendicular al plano de la capa utilizando espectrómetros que trabajan en un rango entre 50-1000 MHz. La utilización de dichos espectrómetros supone la resolución de algunos problemas experimentales, tales como: vibraciones mecánicas, dilataciones térmicas, inestabilidades en la frecuencia de microonda, no homogeneidad del campo magnético y algunos otros.

El objetivo del presente trabajo es mostrar cómo puede ser utilizada una técnica que trabaje en el rango de las radiofrecuencias para determinar el campo H_k de una capa ferromagnética uniaxial, y presentar los resultados obtenidos aplicando dicha técnica a la determinación de algunas propiedades de capas delgadas de aleación FeNi-Cr obtenidas en nuestro laboratorio.

FUNDAMENTO TEÓRICO

Son conocidos dos tipos de comportamiento resonante de los espines en un ferromagnético, a saber: a) la intensidad de la magnetización, \bar{M} , se mueve uniforme y coherentemente a lo largo de la muestra y b) se excitan distribuciones no homogéneas de magnetización (ondas de espín). El caso a) es llamado resonancia ferromagnética, el cual discutimos a continuación para la mejor comprensión del método utilizado.

Considerando un cuerpo con magnetización \bar{M} uniforme en presencia de un campo \bar{H} y considerando pequeños amortiguamientos, es conocido que la ecuación:

$$\dot{\bar{M}} = \gamma \bar{M} \times \bar{H} - M^{-2} \lambda \bar{M} \times (\bar{M} \times \bar{H}) \quad (1)$$

o bien:

$$\dot{\bar{M}} = \gamma \bar{M} \times \bar{H} - M^{-1} \alpha \bar{M} \times \dot{\bar{M}} \quad (2)$$

describe el movimiento del vector \bar{M} . Aquí λ y α son los parámetros de Landau-Lifchitz y de Gilbert, respectivamente. (7)

La energía libre del sistema de espines de una capa ferromagnética, bajo la acción de un campo magnético orientador en el plano XY y con un eje de anisotropía en dicho plano (ver figura 1) se describe como:

$$E = K_1 \sin^2(\varphi - \alpha) - H_s M \sin \theta \cos \varphi - H_1 M \sin \theta \sin \varphi + 2 \pi M \cos^2 \theta \quad (3)$$

donde los términos introducidos son: la energía de anisotropía uniaxial, la energía de Zeeman y la energía del campo demagnetizante.

El torque \bar{T} que actúa sobre la magnetización en estas condiciones se

puede expresar, en un sistema de coordenadas esféricas, como:

$$\ddot{\Phi} = -\hat{\phi} \frac{\partial E}{\partial \phi} + \hat{\theta} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \theta} \quad (4)$$

y haciendo uso de (3), (4) se obtiene:

$$\ddot{\phi} + 4 \pi \lambda \phi + 4 \pi \gamma^2 \frac{\partial E}{\partial \phi} = 0 \quad (5)$$

$$\dot{\psi} = -\frac{1}{4 \pi \gamma M} \ddot{\phi}$$

donde se supone que $4 \pi M \gg H_k$. (6)

Si se aplican dos campos magnéticos, normalizados respecto a H_k , del tipo $\bar{h}_1 = \bar{h} e^{i, \omega t}$ y \bar{h}_s , constante se tiene, para $\alpha = 0$ y $\alpha = 90^\circ$ como solución de la ecuación (5) la siguiente:

$$\phi = \frac{2 h \gamma^2 k_1}{i \omega \lambda} \frac{1}{1 + i \frac{\omega_0}{4 \pi \lambda} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} e^{i \omega t} \quad (7)$$

con:

$$\omega_{0 \pm} = |\gamma| \sqrt{4 \pi M (H_s \pm H_k)} \quad (8)$$

donde el \pm corresponde a $\alpha = 0$ y $\alpha = 90$, respectivamente. Obsérvese que para $\alpha = 90$ se tiene, si $H_s \rightarrow H_k$ que $\omega_{0-} \rightarrow 0$ lo cual constituye el fundamento del método utilizado por nosotros.

INSTALACIÓN

Para la producción de la señal de radiofrecuencia y la detección de la resonancia se utilizó un espectrómetro convencional de resonancia magnética nuclear basado en el principio de detección por oscilador marginal (8, 9). Colocando la muestra en el centro de una bobina rectangular de 10 vueltas de dimensiones 5 X 15 X 20 mm se obtiene una señal de resonancia con un nivel satisfactorio a una frecuencia de 1-5MHz y una potencia de salida inferior a 100 mW. El campo \bar{h}_s se obtiene mediante un sistema de bobinas de Helmholtz, cuyo eje se orientaba perpendicularmente al eje de la bobina de radiofrecuencia. La amplitud del campo \bar{h}_s se hace variar periódicamente a una frecuencia de 60 Hz. La capa delgada va montada sobre un portamuestras giratorio, que permite obtener la condición $\alpha = 90^\circ$. Como a la frecuencia dada del campo de radiofrecuencia tendremos la RFM cuando

$H_s = \frac{\pi M \omega^2}{4 \gamma^2} + H_k$, se observa que en resonancia se puede tomar $H_s = H_k$ dentro de un margen muy pequeño de error.

RESULTADOS EXPERIMENTALES Y DISCUSIÓN

Mediante el montaje anteriormente indicado, un histeriógrafo de Kerr (10) y un magnetómetro de torque se estudió la interdependencia entre el espesor de la capa D, el campo coercitivo, H_c el campo de anisotropía y la temperatura. Las capas fueron obtenidas por evaporación térmica desde un bote de tungsteno en un vacío de 10^{-5} Torr sobre sustratos desgasificados de vidrio recubierto con SiO_2 . Después de evaporadas las capas se recubrían con SiO_2 para protegerlas de una posterior oxidación.

La mayoría de las capas obtenidas presentaban un marcado carácter uniaxial. En la figura 2 se presentan lazos típicos de histéresis y una muestra de la señal de resonancia RFM. De la tabla I se observa que a) todas las láminas evaporadas en ausencia de campo magnético externo eran isótropas en el plano b) las capas evaporadas a alta temperatura ($300^\circ C$) del sustrato, para espesores menores de 1000 \AA , en presencia de un campo magnético de intensidad de 50 Oe presentan marcada anisotropía uniaxial, pero los valores de H_c y H_k no dependen del espesor, 3) las capas evaporadas a temperatura ambiente presentan una fuerte dependencia del campo H_c con el espesor, según una ley del tipo $H_c \propto D^{-0,99}$ (ver figura 3). Para estas

Tabla 1

Muestra	D(A°)	Hc(oe)	H _k	Temperatura del sustrato: 300°C Sin campo orientador
P-8	695	8	10	
P-10	842	11	8	
P-9	918	9	7,5	
P-17	260	10	9,5	Temperatura del sustrato: 300°C Campo orientador de 50 Oe
P-18	330	10	10	
P-15	775	10	13	
P-37	986	8	8,4	
P-5	160	40	34	Temperatura del sustrato: 20°C Campo orientador de 50 Oe
P-13	329	22	23	
P-6	574	12	22	
P-12	679	12	30	
P-50	695	10	10	
P-7	945	9	25	
P-40	1050	8	10	
P-33	2500	5	8	

muestras H_k presenta amplias fluctuaciones, pero como tendencia podemos notar que por lo general en ellas $H_k > H_c$ y H_k aumenta con la disminución del espesor. 4) en la dirección del eje de difícil magnetización, todas las muestras anisotrópicas presentan una disminución notable del campo coercitivo, aunque siempre quedan con un cierto H_c remanente. En la literatura al uso (3) dicho fenómeno se asocia a la formación de dominios.

Podemos concluir que, de manera general la magnetización en estas capas obedece a una mezcla de mecanismos de rotación coherente y movimiento de paredes de dominio. En las capas evaporadas a temperatura ambiente en presencia de campo magnético, el mecanismo predominante parece ser el de movimiento de paredes de Bloch, según sugiere el cumplimiento aproximado de la ley $H_c \sim D^{-4/3}$ y un estrechamiento menos marcado en la dirección del eje de magnetización difícil.

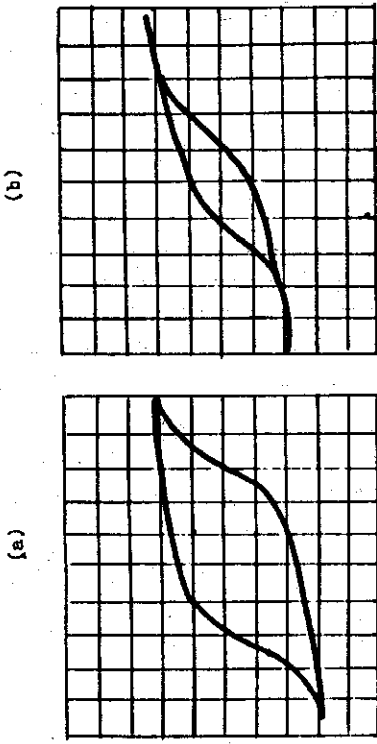
Sin embargo, para la mayoría de las capas evaporadas a alta temperatura el mecanismo fundamental no parece ser el movimiento de paredes de 180° , ya que para las mismas $H_c \approx H_k$, y H_c no depende sensiblemente del espesor de la capa.

La explicación de este comportamiento pudiera estar relacionada con un mayor grado de oxidación en estas capas, lo cual, en las capas más finas podría provocar una separación magnética entre granos monodominios separados por fronteras de óxidos, o bien anclar a las paredes de dominio.

En trabajos previos (10) se demuestra que un valor aceptable para M_s en estas capas es 900 G. Suponiendo que la capa fuera un conjunto de partículas monodominios no interactuantes, y además solamente anisotropía de forma se tendría (11): $H_c = 4 \pi M (Dd - Da)$ lo que dictaría que dichas partículas fueran casi esféricas y podría explicar la anisotropía uniaxial de la capa en su conjunto. Suponiendo que el carácter de la anisotropía de dichas partículas es el de anisotropía cristalina inducida, entonces $K_1 = \frac{H_c M_s}{2} = \frac{H_k M_s}{2}$ lo que daría para K_1 el valor 3600 erg/cm^3 , semejante al reportado para el NiFe de composición semejante (3).

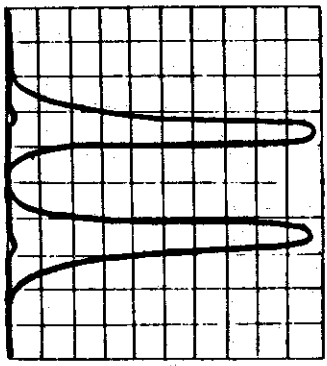
CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos confirman que el equipo construido realmente mide el campo de anisotropía de las capas ferromagnéticas uniaxiales. Las características magnéticas medidas en nuestras capas de FeNi-Cr sugieren un cambio de mecanismo de magnetización en aquellas que fueron obtenidas a alta temperatura del sustrato.



(a)

(b)



(c)

Fig.2. a) Lazo de histéresis sobre el eje de fácil magnetización. b) lazo de histéresis sobre el eje de magnetización difícil. c) curva típica de resonancia obtenida mediante RFM a baja frecuencia.

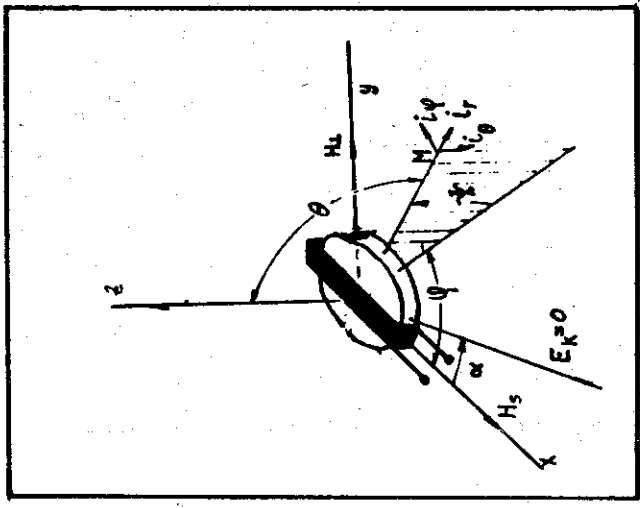


Fig.1. Capa delgada uniaxial y su relación con el sistema de coordenadas utilizado. Se observa la bobina de radio frecuencia.

T = 300°C	H _{or} = 0	▲
T = 20°C	H _{or} ≠ 0	●
T = 300°C	H _{or} ≠ 0	■

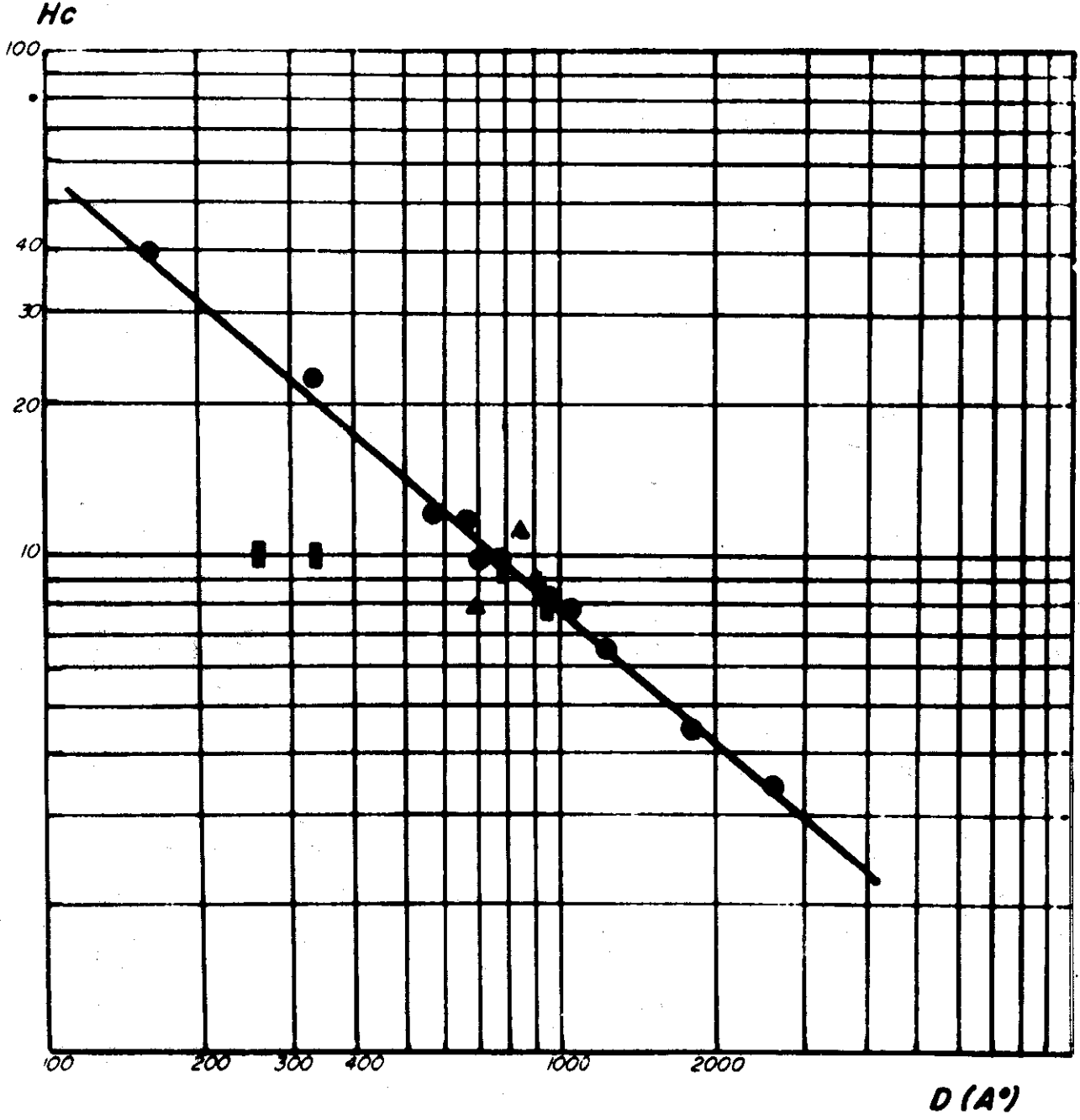


Figura 3. Dependencia de H_c con el espesor en las capas de FeNi-Cr.