



Dependencia de las propiedades magnéticas con el espesor en películas delgadas de FePt

E. Sallica^{a,*}, V. A. Peña Rodríguez^a, M. Vásquez Mansilla^b, A. Butera^b

^aUniversidad Nacional Mayor de San Marcos. Facultad de Ciencias Físicas. Apdo. Postal 14-0149, Lima 14, Perú

^bCentro Atómico Bariloche (CNEA) y Instituto Balseiro (UN Cuyo), Bariloche, RN Argentina

Recibido: 30-09-2009; Aceptado: 26-11-2009

Resumen

El presente trabajo muestra un estudio sistemático de la dependencia de las propiedades magnéticas con el espesor en películas delgadas de FePt con estructura FCC químicamente desordenada. Las películas con espesores en el rango de 9 nm a 94 nm, fueron preparadas por la técnica de magnetron *sputtering* sobre un sustrato de silicio (100) con óxido nativo. Los análisis por difracción de rayos X muestran que las películas crecen texturadas en la dirección [111], perpendicular al plano de la película, y que están sometidas a tensiones de compresión en el plano de la misma. Los lazos de histéresis medidos con el campo magnético aplicado paralelo al plano de la película indican la presencia de un espesor crítico de aproximadamente 30 nm en el que se observa un cambio en la estructura de dominios magnéticos. Las películas de menor espesor ($9 \text{ nm} \leq t \leq 28 \text{ nm}$) presentan una anisotropía uniaxial dentro del plano con lazos de histéresis cuadrados, mientras que las películas más gruesas ($35 \text{ nm} \leq t \leq 94 \text{ nm}$) revierten su magnetización en un proceso de dos pasos, lo cual es típico de sistemas que presentan estructura de dominios tipo *stripe*. Los lazos de histéresis con campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película muestran una anisotropía uniaxial relativamente débil, sumada a la anisotropía de plano fácil, que es la responsable del cambio en la estructura de dominios por encima del espesor crítico.

Palabras claves: Películas delgadas de FePt; Dominios tipo *stripe*.

Magnetic properties dependence in the thick of FePt thin films

Abstract

In this paper we present a systematic study of the thickness dependence of the magnetic properties of disordered FCC-FePt thin films. Films with thicknesses between 9 nm and 94 nm were prepared by DC magnetron sputtering technique and deposited on naturally oxidized Si (100) substrates at room temperature. X ray diffraction measurements show that the films grow with a texture along the [111] direction, perpendicular to the film plane, and that they are under in-plane planar compressive stress. In-plane magnetic hysteresis loops show that there is a critical thickness of approximately 30 nm above which a significant change of the magnetic domain structure is observed. Thinner films ($9 \text{ nm} \leq t \leq 28 \text{ nm}$) show an in-plane uniaxial anisotropy characterized by a square hysteresis loop, while thicker films ($35 \text{ nm} \leq t \leq 94 \text{ nm}$) show a magnetization reversal in a two steps process, which is typical for systems that have a stripe-like magnetic domain structure. From the out-of-plane magnetic hysteresis loops it was possible to estimate a relatively weak perpendicular anisotropy, which is the origin of the change in the domain structure.

Keywords: FePt thin films; Stripe-like domains.

1. Introducción

En la actualidad, la aleación equiatómica de FePt resulta interesante debido principalmente a sus

propiedades ferromagnéticas y magneto-ópticas [1-3], tales como: gran anisotropía magneto-

cristalina, gran campo coercitivo, alta magnetización de saturación, alta temperatura de Curie, gran efecto Kerr magneto óptico polar, entre otros. Además, esta aleación presenta una gran estabilidad térmica y resistencia a la corrosión [3-5]. Por estas propiedades, la aleación FePt ha atraído la atención de la industria informática, entre otras, por sus potenciales aplicaciones en el desarrollo de medios para almacenamiento magnético de ultra alta densidad (~ 1 terabyte/pulgada²), en particular, para medios de almacenamiento magnético perpendicular [5, 6]. Sin embargo, la gran mayoría de estas propiedades se observan sólo cuando la aleación FePt se encuentra en la fase cristalina tetragonal de caras centradas del tipo $L1_0$ (ésta fase corresponde a planos alternados de Fe y Pt), la cual es termodinámicamente estable. No obstante, las películas crecidas a temperatura ambiente se forman usualmente en la fase cristalina metaestable FCC químicamente desordenada (fase A_1), la cual presenta propiedades magnéticas típicas de un ferromagneto blando.

La mayoría de los trabajos publicados sobre la aleación FePt han puesto énfasis en el estudio de la fase ordenada $L1_0$ por sus aplicaciones tecnológicas [5- 7]. En contraposición, la fase desordenada del FePt ha recibido relativamente poca atención.

La fase desordenada de la aleación FePt en forma de película delgada es muy interesante, desde el punto de vista de la investigación básica, debido a que presenta un espesor crítico por encima del cual cambia su estructura de dominios magnéticos, de magnetización uniforme en el plano de la película a una tipo *stripe* (o tiras) con una componente de la magnetización perpendicular al plano.

El objetivo del presente trabajo ha sido estudiar el comportamiento magnético de películas delgadas de FePt con estructura FCC químicamente desordenada en función de su espesor, con especial interés en el entorno del espesor crítico.

2. Detalles experimentales

Las películas de FePt fueron preparadas a través de un sistema de magnetrón *sputtering* DC a partir de un blanco sólido de FePt con una composición atómica nominal de 50/50, siendo depositadas sobre sustratos de silicio

monocristalino (100) con óxido nativo mantenidos a temperatura ambiente. Trabajos preliminares en compuestos similares [8] indican que el espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo *stripe* es de aproximadamente 30 nm.

Para el presente trabajo se eligieron películas con los siguientes espesores t : 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm. El proceso de preparación de las películas se inicia luego de llegar a una presión base de 9×10^{-7} Torr en la cámara de vacío.

El depósito se realiza en una atmósfera de argón con una presión de 2 mTorr, una potencia de 20 W y manteniendo una distancia blanco-sustrato de 5 cm. Bajo estas condiciones, la tasa de deposición aproximada fue de 0.15 nm/s, la cual se calculó a través de una máscara colocada sobre la película y midiendo luego el perfil de altura con un microscopio de fuerza atómica (AFM).

El análisis composicional se realizó mediante la técnica de espectroscopía de rayos X por energía dispersiva (EDX), para ello se empleó un microscopio electrónico de barrido Philips 515 con filamento de W.

El estudio estructural se realizó mediante las técnicas de difracción de rayos X (DRX) y microscopía electrónica de transmisión (TEM). Para este fin, se usó un difractómetro Philips W1700 con ánodo de Cu, monocromador de grafito y goniómetro vertical en geometría de reflexión Bragg-Brentano, así como también un microscopio Philips CM200UT (200 kV) con filamento de W, cuya resolución es de 0.17 nm.

Para el estudio por TEM, fue necesario preparar una película de FePt con 30 nm de espesor sobre una grilla (400 mesh) de Cu recubierta de carbono amorfo. Para cuantificar el grado de tensión estructural en las películas de FePt depositadas a temperatura ambiente se preparó una película de 100 nm de espesor a 250° C.

La caracterización magnética se realizó mediante un magnetómetro de muestra vibrante (VSM) Lakeshore modelo 7307, con el cual se analizaron las curvas de magnetización DC (M vs. H) de todas las películas en estudio. Estas medidas fueron realizadas con campo magnético aplicado paralelo y perpendicular al plano de la película.

3. Resultados y Discusión

3.1 Análisis composicional y estructural

La razón atómica de Fe/Pt en las películas obtenida a partir de los análisis por EDX fue de 45/55, indicando un pequeño exceso de Pt.

El difractograma de la fig. 1 muestra los picos correspondientes a la aleación FePt con estructura FCC químicamente desordenada, así como también las reflexiones del sustrato de silicio. Se observa que hay una gran diferencia en la intensidad de los picos principales del silicio (difracción correspondiente a los planos (400)) y de FePt (planos (111)), cuya razón de intensidades es de aproximadamente 500:1. Esto es debido al espesor relativamente pequeño de la película de FePt y a la penetración de los rayos X. La relación entre las intensidades integradas de los picos asociados a los planos de reflexión (311) y (111) del FePt ($I_{(311)}/I_{(111)}$) corresponde a un valor mucho menor que el dato presentado en las tablas cristalográficas (*International Center for Diffraction Data* [9]), lo cual indica que las películas crecen texturadas con la dirección cristalina [111] perpendicular al plano de la película.

La dirección cristalográfica [111] es un eje fácil magneto-cristalino (ver ref. [10] pp. 95-96), originado por el acople del momento magnético orbital con los ejes de simetría del cristal. Por lo tanto, debido a la textura cristalina, es razonable suponer que en estas películas la magnetización puede presentar una componente perpendicular al plano de la película y un comportamiento magnético prácticamente isotrópico en dicho plano.

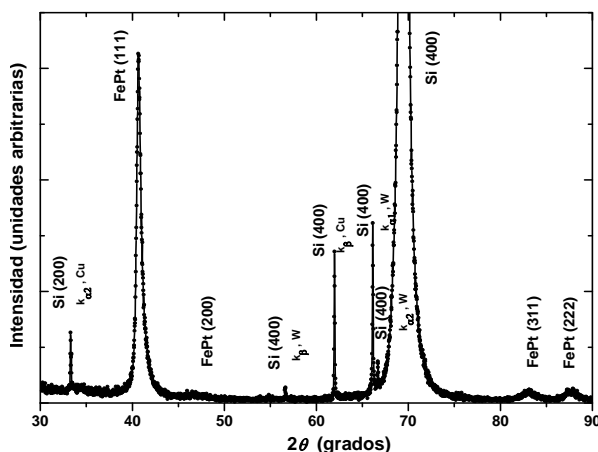


Fig. 1: Difractograma de rayos X de una película de FePt con 94 nm de espesor depositada a temperatura ambiente.

Asimismo, el pico de difracción (111) presenta una asimetría no observada en las reflexiones a mayor ángulo, posiblemente debido a las micro-tensiones generadas durante el proceso de fabricación de las películas. Dichas micro-tensiones se originan principalmente en la diferencia de tamaños atómicos, en desplazamientos atómicos estáticos y en la presencia de orden de corto alcance [11].

En una primera aproximación, el tamaño de grano (D) puede calcularse considerando que la mayor contribución al ensanchamiento de los picos es debido al tamaño del grano relativamente pequeño.

Los picos de difracción fueron ajustados razonablemente bien con dos líneas de forma lorentziana correspondientes a la radiación $K_{\alpha 1}$ y $K_{\alpha 2}$ del Cu, de donde se obtuvo el ancho de cada línea. El tamaño promedio de grano estimado a partir de la fórmula de Scherrer fue de 7.5(7) nm.

La fig. 2a muestra una imagen TEM de campo claro de una película de 30 nm de espesor, donde se observan regiones brillantes y oscuras. En general, en una medida TEM los electrones interactúan con la muestra mediante procesos de dispersión elásticos e inelásticos, de absorción, etc.; sin embargo, en el caso de películas policristalinas como las nuestras, el proceso de difracción será el de mayor relevancia. Por tanto, los contrastes brillantes y oscuros pueden interpretarse de la siguiente manera: los granos que están orientados tal que satisfagan la condición de difracción son oscuros, mientras que el resto se observa como granos claros.

Del análisis de las imágenes TEM (fig. 2a) se obtuvo la distribución de tamaños de grano mostrada en la fig. 2b. Esta distribución fue ajustada usando una función tipo log-normal (línea sólida). De dicho ajuste se obtuvo un tamaño de grano medio de 3.9 nm y un ancho de la distribución $\sigma_D = 1.9$ nm. Este valor es aproximadamente la mitad de lo estimado en las medidas de DRX. Ello es debido a que los granos de mayor tamaño contribuyen en mayor proporción en la intensidad de los picos de difracción de rayos X, mientras que el valor promedio de grano obtenido de las medidas de TEM corresponde a la media aritmética y considera de igual forma todos los tamaños (fig. 2b).

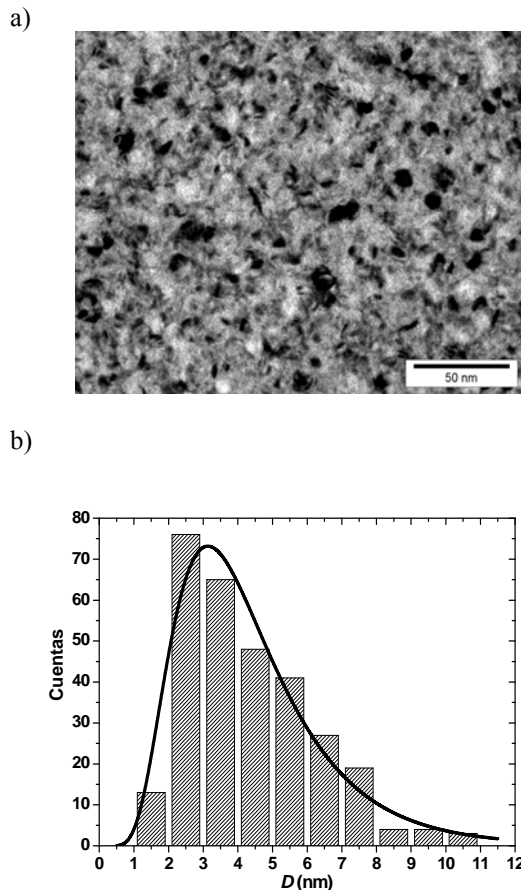


Fig. 2: Imagen TEM de campo claro (a) y distribución de diámetros de los granos cristalinos para la película con 30 nm de espesor (b). El ajuste corresponde a una distribución del tipo log-normal.

Por ello, para poder comparar ambas cantidades fue necesario realizar un promedio ponderado de los diámetros obtenidos por TEM usando la distribución de volúmenes. De esta forma se obtuvo un tamaño de grano promedio ponderado de 7.1 nm ($\sigma_D = 3.5$ nm), verificándose que los valores obtenidos por TEM y DRX están en concordancia. Ello muestra que la microestructura de las películas depositadas sobre carbono amorfo no difiere demasiado de las que se depositaron sobre óxido de silicio.

En el difractograma de la película depositada a 250° C (ver fig. 3) se observa un corrimiento del pico (111) hacia ángulos mayores, acompañado de una fuerte disminución en la textura. Este corrimiento implica una reducción del parámetro de red, de 3.866 Å (película depositada a temperatura ambiente) a 3.840 Å. Ello indica que las películas crecidas a temperatura ambiente se encuentran sometidas a tensiones de compresión en el plano, posiblemente generadas durante proceso de fabricación de las películas.

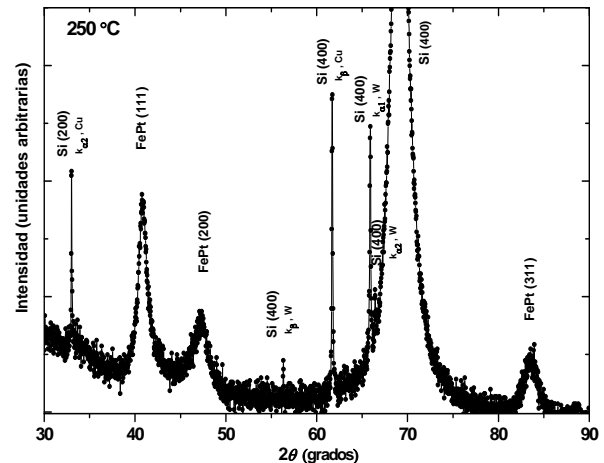


Fig. 3: Difractograma de rayos X de una película de FePt con 100 nm de espesor depositada a 250° C.

La magnitud de dicha tensión puede ser calculada mediante la siguiente ecuación:

$$\sigma = Y \varepsilon \quad (1)$$

donde: σ representa la tensión elástica, Y es el módulo de Young del material (para el FePt, en la fase A_1 , $Y=180$ GPa [12]) y ε es la deformación en la dirección de la tensión. Podemos calcular la deformación promedio a lo largo de la perpendicular a la película, comparando los parámetros de red de la película sin ningún tratamiento y la depositada a 250° C (suponemos que las tensiones relajan completamente en la película depositada a 250° C), dando un $\varepsilon_{\perp}=0.0067$. El valor de ε puede ser estimado usando las relaciones de Poisson ($\varepsilon = -\nu \varepsilon_{\perp}$) con $\nu=0.33$, de donde se obtuvo $\varepsilon=0.0020$.

Reemplazando los datos mencionados anteriormente en la Ec. (1) se obtuvo una tensión de compresión de -0.4 GPa. Esta tensión planar induce una anisotropía perpendicular a la película; ya que la constante magnetostrictiva del FePt es positiva, favoreciendo (al igual que la textura cristalina) a que la magnetización presente una componente fuera del plano de la película.

3.2 Medidas magnéticas

3.2.1 Medidas dentro del plano de la película

La fig. 4 muestra los lazos dentro del plano de cada película para los distintos espesores estudiados en este trabajo.

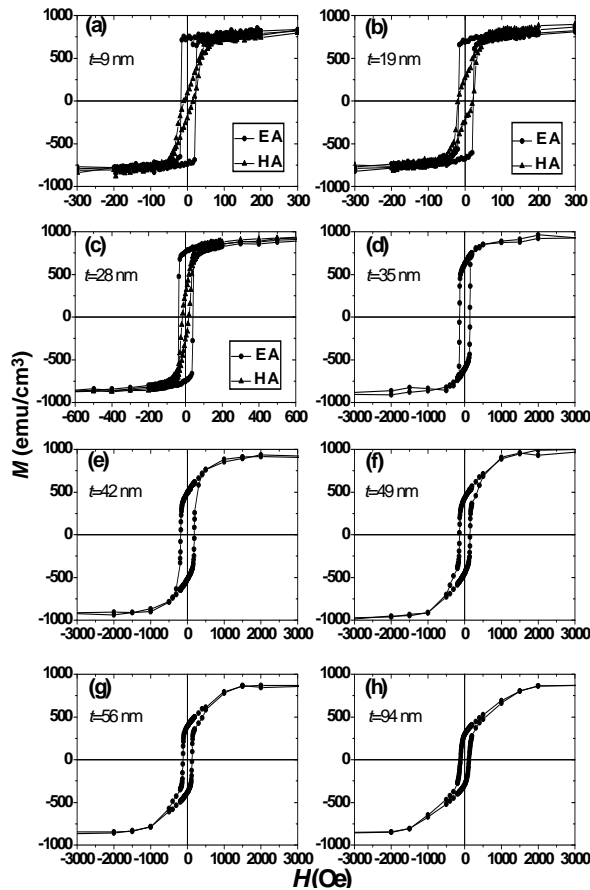


Fig. 4: Dependencia con el espesor de las películas FePt de los lazos de histéresis con H aplicado paralelo al plano de la película. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente. Las películas más delgadas (a-c) presentan anisotropía uniaxial dentro del plano de la muestra y por eso se distinguen las medidas aplicando H a lo largo del eje fácil y perpendicular a él con las siglas EA (easy axis) y HA (hard axis). Las películas más gruesas (d-h) presentan un comportamiento relativamente isotrópico en el plano.

Los resultados confirman la existencia de un eje de anisotropía uniaxial ($K_{in-plane}$) en las películas con espesor $t \leq 28$ nm; por eso, en la fig. 4 es posible distinguir las medidas aplicando H a lo largo del eje fácil y perpendicular a él con las siglas EA (easy axis) y HA (hard axis). Mientras que para las películas de mayor espesor no se observó ningún eje de anisotropía.

Asumiendo que la magnetización rota en el plano de la película de manera coherente, podemos estimar la magnitud de $K_{in-plane}$ mediante el campo de saturación (H_{sat}) de la medida M vs. H , aplicando el campo magnético H perpendicular al eje de anisotropía (HA). La relación viene dada por:

$$H_{sat} = \frac{2K_{in-plane}}{M_s}, \quad (2)$$

Tabla 1. Valores de la anisotropía uniaxial dentro del plano de la película para 9, 19 y 28 nm de espesor.

Espesor (nm)	H_{sat} (Oe)	$K_{in-plane}$ ($\times 10^4$ erg/cm ³)
9	54(3)	2.3(2)
19	46(3)	2.0(2)
28	42(3)	1.8(2)

donde M_s es la magnetización de saturación de la película. Los valores de anisotropía calculados con la ecuación (2) nos indican que $K_{in-plane}$ es pequeña, del orden de 10^4 erg/cm³, la cual disminuye ligeramente con el aumento del espesor (ver tabla 1). Dicho comportamiento es reflejado en el ensanchamiento de los picos de resonancia ferromagnética conforme aumenta el espesor de la película, lo cual fue mostrado en un trabajo anterior [8]. Ello sugiere que $K_{in-plane}$ no desaparece en las películas más gruesas ($t > 28$ nm), sino que los ejes de anisotropía se distribuyen de manera más aleatoria a medida que aumenta el espesor de las muestras. Es posible que la anisotropía uniaxial $K_{in-plane}$ sea de origen magneto-elástico; ya que, las películas pueden estar sometidas a tensiones no uniformes en el plano y ellas pueden inducir una anisotropía dentro del plano de la película.

Las películas con espesor mayor a 28 nm revierten su magnetización en un proceso de dos pasos con una variación casi lineal en la zona de campos bajos, como se observa en la fig. 4. Dicho comportamiento es típico de sistemas que presentan estructura de dominios tipo *stripe* [13].

En la fig. 5 se presenta la dependencia con el espesor del campo coercitivo (H_c), la magnetización remanente (M_r) y la magnetización de saturación (M_s) para todas las películas. En ella se observa un aumento del H_c con el espesor de la película, de 20 Oe para $t = 9$ nm y de hasta 188 Oe para $t = 42$ nm, tendiendo luego a reducirse y estabilizándose alrededor de 130 Oe para espesores mayores. El valor promedio de M_s es de 866(25) emu/cm³, el cual es menor al reportado en muestras en *bulk* (~ 1130 emu/cm³). Ello es posiblemente debido a la incertidumbre en la determinación del volumen de las películas, a una leve oxidación producida por el oxígeno residual en la cámara de deposición, o a efectos de interfaces (ver ref.

[10] pp. 223-224) y capas inertes debido a la oxidación en la superficie de la película. Sin embargo, se encuentra en concordancia con lo reportado por otros autores en películas preparadas por *sputtering* [11, 14]. También se observa que M_r tiende a disminuir con el aumento del espesor de la película, lo cual está relacionado con el cambio en la estructura magnética.

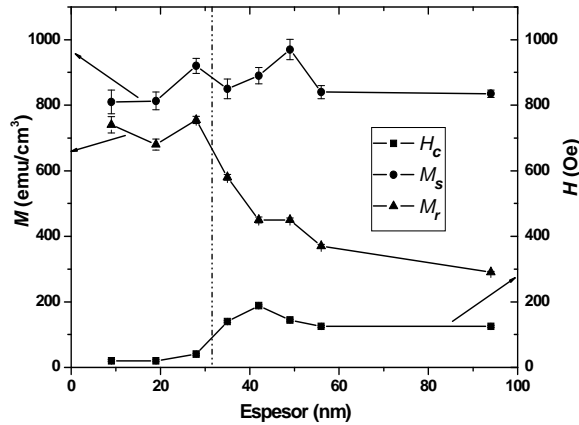


Fig. 5: Campo coercitivo (H_c), magnetización remanente (M_r) y de saturación (M_s) en función del espesor de la película. La línea discontinua indica el espesor crítico que separa a las muestras que presentan distinto comportamiento magnético.

3.2.2 Medidas fuera del plano de la película

Las medidas con el campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película (ver fig. 6) muestran que la magnetización está prácticamente contenida dentro del plano de la película en todas las muestras, debido a la gran anisotropía de forma ($2\pi(M_s)^2$). No obstante, exhiben una anisotropía perpendicular relativamente débil K_{pp} , cuyo origen es debido a la contribución de efectos magneto-cristalinos y magneto-elásticos deducidos del análisis estructural.

En el caso de las películas más delgadas ($t \leq 28$ nm), la magnitud de K_{pp} es determinada a partir de las medidas de las áreas limitadas por el lazo en el plano paralelo al eje fácil (EA) y el lazo perpendicular al plano. Mientras que para las más gruesas ($t > 28$ nm) se usó el lazo en el plano (por presentar un comportamiento isotrópico) y el lazo perpendicular. La siguiente ecuación matemática relaciona las magnitudes antes mencionadas, es decir:

$$\text{Área} = K_{eff} = 2\pi(M_s)^2 - K_{pp}, \quad (3)$$

donde K_{eff} es la anisotropía efectiva. Los valores de K_{pp} obtenidos usando la ecuación (3) son presentados en la tabla 2, donde se observa que K_{pp} no presenta cambios significativos con el espesor.

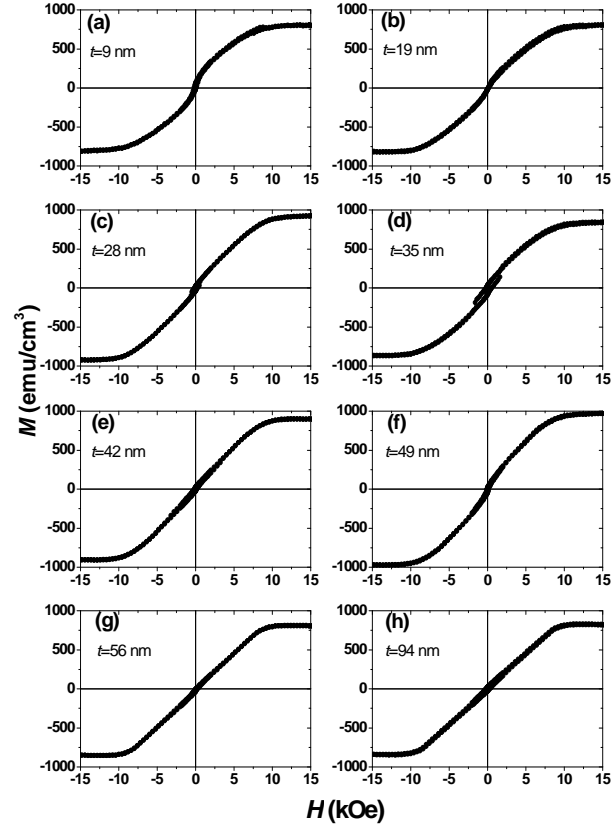


Fig. 6: Dependencia con el espesor de las películas FePt de los lazos de histéresis aplicando el campo magnético H perpendicular al plano de la película. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

La energía magnética del sistema en estudio viene dada por la siguiente expresión:

$$E = K_{pp} \sin^2 \theta + E_{demag} + E_{Zeeman} + E_{wall}, \quad (4)$$

donde: $K_{pp} \sin^2 \theta$ es la energía de anisotropía perpendicular (θ es el ángulo entre el eje de anisotropía perpendicular y el vector magnetización), E_{demag} es la energía dipolar (principalmente debida a la forma), E_{Zeeman} es la energía Zeeman y E_{wall} es la energía de pared. En equilibrio, el sistema adquiere una configuración magnética tal que su energía es mínima. El balance energético permite determinar un espesor crítico (t_{cr}) por encima del cual es más favorable que la magnetización presente una componente perpendicular a la película, formando una estructura de dominios tipo *stripe*.

Tabla. 2. Valores de la anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película.

Espesor (nm)	Área (Merg/cm ³)	K_{pp} (Merg/cm ³)
9	2.5(3)	2.2(6)
19	2.8(1)	1.9(4)
28	3.8(2)	1.0(5)
35	2.9(3)	1.8(6)
42	3.7(2)	1.0(5)
49	3.1(2)	1.6(5)
56	3.3(3)	1.4(6)
94	3.4(1)	1.3(4)

El valor teórico de t_{cr} para películas de FePt, deducido de las ecuaciones paramétricas dadas por Gehanno y colaboradores [15], es de aproximadamente 45 nm. Este valor corresponde a un factor de calidad ($K_{pp}/2\pi(M_s)^2$) igual a 0.34. El valor teórico de t_{cr} es algo mayor al deducido de las medidas magnéticas (~ 30 nm). No obstante, están en razonable concordancia.

La forma peculiar de los lazos de histéresis (ver fig. 6) no está todavía completamente entendida. Por un lado, en las películas más delgadas se hubiera esperado obtener una dependencia lineal de la magnetización con el campo H para campos menores a la saturación; ya que, dicho comportamiento es característico de una medida de magnetización a lo largo de un eje difícil porque la anisotropía de forma domina sobre la K_{pp} . Sin embargo, se observa un aumento moderado de la magnetización para campos relativamente pequeños y que disminuye a medida que el campo se acerca a H_{sat} . Este comportamiento se aleja de la dependencia lineal y es posiblemente debido a que el campo magnético induce la formación de *stripes*. Por otro lado, en algunas películas las ramas del lazo se separan cuando el campo magnético se acerca a cero, dando valores de remanencia y coercitividad distintos de cero; este efecto es más notorio en la película de 35 nm de espesor y es posiblemente debido a una pequeña desalineación del campo magnético respecto a la dirección perpendicular a la película. Cabe

mentar que efectos similares han sido reportados en películas ferromagnéticas blandas: Spada y colaboradores en Fe₅₁Pt₄₉ [11] y Craus en Fe-Zr-N [16].

4. Conclusiones

De las medidas magnéticas se concluye que el espesor crítico para las películas de FePt se encuentra en el rango de 28 a 34 nm. Se observa que para espesores mayores a este rango ocurren cambios importantes en el comportamiento magnético, produciéndose una transición de una estructura de dominios magnetizados en el plano de la película a una de tipo *stripe*. Dicho cambio está correlacionado con la presencia de una anisotropía uniaxial perpendicular, debida a efectos magneto-cristalinos y magneto-elásticos. Esta anisotropía induce a que la magnetización presente una componente perpendicular al plano de la película, la cual es favorecida a medida que aumenta el espesor.

5. Agradecimientos

E.S.L. agradece a la CNEA por el apoyo económico.

Referencias

- [1] N. H. Luong, V. V. Hiep, D. M. Hong, N. Chau, N. D. Linh, M. Kurisu, D. T. K. Anh, G. Nakamoto, J. Magn. Magn. Mater. Vol. 290-291 (2005) 559-561.
- [2] M. R. Visokay and R. Sinclair, Appl. Phys. Lett., Vol. 66, N° 13 (1995) 1692-1694
- [3] Jhy-Chau Shih, Hsin-Hsin Hsiao, Jai-Lin Tsai, and Tsung-Shune Chin, IEEE Trans. Magn., Vol. 37, N° 4 (2001) 1280 – 1282.
- [4] P. Schaaf, K. Zhang, C. Lange, A. Holz, M. Weisheit, S. Fähler, Appl. Surf. Sci., Vol. 253 (2007) 8107-8110.
- [5] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M. E. Best, W. Lee, M. F. Toney, M. Schwickert, J. Thiele, and M. F. Doerner, IEEE Trans. Magn., Vol. 36, N° 1 (2000) 10-15.
- [6] T. Oikawa, Y. Ajishi, H. Uwazumi, Fuji Electric Review, Vol. 55, N° 1 (2009) 11-16.
- [7] Y. T. Xing, A. Eljaouhari, I. Barb, R. Gerritsma, R. J. C. Spreeuw, and J. B. Goedkoop, Phys. Stat. Sol. (C), N° 12 (2004) 3702-3705.
- [8] M. Vásquez Mansilla, J. Gomez y A. Butera, IEEE Trans. Magn., Vol. 44, N° 11 (2008) 2883-2886.
- [9] JCPDS, International Centre for Diffraction Data, 29-0718 (1995).

-
- [10] M. Getzlaff, "*Fundamentals of magnetism*", editorial Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2008).
 - [11] F. E. Spada, J. K. Parker, C. L. Platt and J. K. Howard, J. Appl. Phys., Vol. 94 (2003) 5123-5134.
 - [12] S. N. Hsiao, F. T. Yuan, H. H. W. Huang, S. K. Chen, and H. Y. Lee, Appl. Phys. Lett., Vol. 94, N° 23 (2009) 32505.
 - [13] A. Hubert, R. Schäfer, "*Magnetic Domains*", editorial Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, p. 452 (1998).
 - [14] A. Asthana, Y. K. Takahashi, Y. Matsui, K. Hono, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 320 (2008) 250-256.
 - [15] V. Gehanno, R. Hoffmann, Y. Samson, A. Marty, and S. Auffret, Eur. Phys. J. B, Vol. 10 (1999) 457- 464.
 - [16] C. B. Craus, tesis doctoral: "*Magnetic properties of nanocrystalline materials for high frequency applications*", Universidad de Groningen, Netherlands (2003).