Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
Facultad de Ciencias Físicas
Escuela Profesional de Física

Estudio del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo stripe en películas delgadas de FePt

TESIS

Para optar el Título Profesional de Licenciado en Física

AUTOR

Edwin SALLICA LEVA

ASESOR

Dr. Víctor PEÑA RODRÍGUEZ

Lima, Perú

2011



Reconocimiento - No Comercial - Compartir Igual - Sin restricciones adicionales

https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/

Usted puede distribuir, remezclar, retocar, y crear a partir del documento original de modo no comercial, siempre y cuando se dé crédito al autor del documento y se licencien las nuevas creaciones bajo las mismas condiciones. No se permite aplicar términos legales o medidas tecnológicas que restrinjan legalmente a otros a hacer cualquier cosa que permita esta licencia.

Referencia bibliográfica

Sallica, E. (2011). *Estudio del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo stripe en películas delgadas de FePt*. [Tesis de pregrado, Universidad Nacional Mayor de San Marcos, Facultad de Ciencias Físicas, Escuela Profesional de Física]. Repositorio institucional Cybertesis UNMSM.

UNIVERSIDAD NACIONAL MAYOR DE SAN MARCOS

(Universidad del Perú, Decana de América)

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

ESCUELA ACADÉMICO PROFESIONAL DE FÍSICA

ACTA DE SUSTENTACIÓN DE TESIS PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FÍSICA

Siendo las 4:00 p.m. del miércoles 26 de enero de 2011, en el Salón de Grados de la Facultad de Ciencias Físicas, bajo la Presidencia del Dr. Eusebio Torres Tapia, con la asistencia del Jurado Calificador: Dr. Carlos Landauro Sáenz (MIEMBRO), Dr. Víctor Peña Rodríguez (ASESOR) y el Mg. Chachi Rojas Ayala (SUPLENTE) se dio inicio a la Sesión Pública de Sustentación de Tesis para la Licenciatura en Física, mediante la Modalidad M1, del Bachiller:

EDWIN SALLICA LEVA

Dando lectura al Resumen del Expediente, el Presidente del Jurado, invitó al Bachiller EDWIN SALLICA LEVA, a realizar una exposición de Trabajo de Tesis titulada *"Estudio del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo stripe en películas delgadas de FePt"*.

Concluida la exposición del candidato y luego de las preguntas de rigor por parte del Jurado, el Presidente, invitó al Bachiller a abandonar momentáneamente la Sala de Sesión, para dar paso a la deliberación y calificación por parte del Jurado.

Al término de la deliberación del Jurado, se invitó al candidato a pasar a la Sala de Sesión, para dar lectura a la calificación de:

MUY BUENO	18	dieciocho
(MENCIÓN)	(NÚMERO)	(LETRAS)

Obtenida por el Bachiller.
Finalmente, el Presidente del Jurado Dr. Eusebio Torres Tapia, a nombre de la Nación y de la Universidad Nacional Mayor de San Marcos, declara Licenciado en Física al Bachiller EDWIN SALLICA LEVA.

Siendo las 5.50 p.m. Horas, se levanta la Sesión.

Dr. EUSEBIO TORRES TAPIA
PRESIDENTE

Dr. CARLOS LANDAURO SÁENZ
MIEMBRO

Dr. VÍCTOR PEÑA RODRÍGUEZ
ASESOR

Mg. CHACHI ROJAS AYAL
SUPLENTE

Dirección: ciudad Universitaria, Pabellón de Ciencias Físicas
Av. Venezuela Cdra 34, Lima 1
Apartado Postal: 14-0149 – Lima 14 Perú

Escuela Académico Profesional de Física
6197000 Anexo 3805
E-mail eapfis@unmsm.edu.pe

Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
Facultad de Ingeniería de Sistemas e Informática
ESCUELA PROFESIONAL DE INGENIERÍA DE SOFTWARE

F O R M A T O N°

DECLARACION JURADA DE ORIGINALIDAD

TÍTULO DEL TRABAJO DE INVESTIGACION

"Estudio del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo stripe en películas delgadas de FePt"

Edwin Sallica Leva, identificado con DNI N° 41328096, de la Facultad de Ciencias Físicas - Escuela Profesional de Física.

DECLARO BAJO JURAMENTO

Que el Trabajo de Licenciatura, que presento es original e inédito, no siendo copia parcial ni total del trabajo de Investigación, desarrollado en el Perú o en el extranjero. En caso contrario, de resultar falsa la información que proporciono, me sujeto a los alcances de los establecido en el artículo N° 411 del Código Penal concordante en el artículo N° 32 de la LEY n° 27444M, la LEY DEL procesamiento Administrativo General y las NORMAS legales de Protección a los Derechos de Autor.

En fe de lo cual firmo la presente

Lima, 19 de febrero del 2025



Huella digital

.....
Edwin Sallica Leva
DNI: 41328096

Índice general

Resumen **XI**

Abstract **XIII**

1. Introducción **1**

2. Fundamentos teóricos **5**
2.1. Interacciones magnéticas 5
2.1.1. Interacción dipolar magnética 5
2.1.2. Intercambio directo 6
2.2. Anisotropía magnética 7
2.2.1. Anisotropía magneto-cristalina (K_{mc}) 7
2.2.2. Anisotropía de forma (K_{sh}) 9
2.2.3. Anisotropía por tensiones (magnetostricción) 11
2.3. Estructura de dominios magnéticos 12
2.3.1. Dominios magnéticos 12
2.3.2. Paredes de dominio 12
2.3.3. Dominios magnéticos tipo *stripe* 14

3. Detalles experimentales **19**
3.1. Síntesis de la aleación FePt 19
3.1.1. *Sputtering* 19
3.1.2. Magnetrón *sputtering* 19
3.1.3. Preparación de las películas 21
3.2. Técnicas de caracterización composicional y estructural 21
3.2.1. Espectroscopía de rayos X por energía dispersa (EDX) 21
3.2.2. Difracción de rayos X (DRX) 21
3.2.3. Microscopía electrónica de transmisión (TEM) 23
3.3. Técnicas de caracterización magnética 25
3.3.1. Magnetometría de muestra vibrante 25
3.3.2. Microscopía de fuerza magnética 34

Universidad Nacional Mayor de San Marcos
Universidad del Perú. Decana de América
Facultad de Ingeniería de Sistemas e Informática
ESCUELA PROFESIONAL DE INGENIERÍA DE SOFTWARE

F O R M A T O N°

DECLARACION JURADA DE ORIGINALIDAD

TÍTULO DEL TRABAJO DE INVESTIGACION

"Estudio del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo stripe en películas delgadas de FePt"

Edwin Sallica Leva, identificado con DNI N° 41328096, de la Facultad de Ciencias Físicas - Escuela Profesional de Física.

DECLARO BAJO JURAMENTO

Que el Trabajo de Licenciatura, que presento es original e inédito, no siendo copia parcial ni total del trabajo de Investigación, desarrollado en el Perú o en el extranjero. En caso contrario, de resultar falsa la información que proporciono, me sujeto a los alcances de los establecido en el artículo N° 411 del Código Penal concordante en el artículo N° 32 de la LEY n° 27444M, la LEY DEL procesamiento Administrativo General y las NORMAS legales de Protección a los Derechos de Autor.

En fe de lo cual firmo la presente

Lima, 19 de febrero del 2025



Huella digital

.....

Edwin Sallica Leva
DNI: 41328096

4. Resultados y discusión **37**
4.1. Análisis composicional y estructural 37
4.2. Medidas magnéticas 43
4.2.1. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado paralelo al plano de la película 43
4.2.2. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película 47
4.2.3. Medidas de remanencia 49
4.2.4. Viscosidad magnética 57
4.2.5. Microscopía de fuerza magnética 63
4.2.6. Anisotropía rotacional 66

5. Conclusiones y perspectivas **71**
5.1. Conclusiones 71
5.2. Perspectivas 72

Agradecimientos **77**

Índice de figuras

1.1. Estructura cristalina tetragonal de caras centradas $L1_0$ 2
1.2. Diagrama de fases del sistema Fe-Pt 3

2.1. Anisotropía magneto-cristalina en una muestra de niquel 8
2.2. Elipsoide prolato y oblato 9
2.3. Barra ferromagnética magnetizada sometida a tensión 11
2.4. Pared de dominio tipo Néel 13
2.5. Pared de dominio tipo Bloch 13
2.6. Esquema de dominios magnéticos en una película ferromagnética blanda 15
2.7. Simulación micromagnética de la estructura de dominios tipo *stripe* 16
2.8. Espesor crítico para la transición de dominios magnéticos en películas delgadas . 17

3.1. Esquema simplificado del proceso de *sputtering*. 20
3.2. Sistema de magnetrón *sputtering* 20
3.3. Reflexión de los rayos X en los planos cristalinos 22
3.4. Esquema de un difractómetro en disposición tipo Bragg-Brentano 23
3.5. Esquema simplificado de un microscopio electrónico de transmisión 24
3.6. Esquema del Magnetómetro de muestra vibrante Lakeshore modelo 7307 26
3.7. Lazo de histéresis de una película de FePt tratada térmicamente 27
3.8. Definición de los ángulos subtendidos por la magnetización y el campo externo con respecto al eje de anisotropía 29
3.9. Lazos de histéresis para un sistema tipo Stoner Worhlfarth 30
3.10. Esquema del sistema de detección de un AFM 35
3.11. Construcción de la imagen magnética mediante un MFM 35

4.1. Difractograma de rayos X de la película de FePt con 94 nm de espesor depositada a temperatura ambiente. 38
4.2. Parámetro de red en función del porcentaje atómico de Pt 40
4.3. Difractograma de rayos X de una película de FePt con 100 nm de espesor depositada a 250 ^{o}C. 40
4.4. Imagen TEM a campo claro de una película de FePt con 30 nm de espesor 41
4.5. Distribución de diámetros de los granos cristalinos en una película de FePt con 30 nm de espesor 42

4.6. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado paralelo al plano de la película . . . 44
4.7. Variación del lazo de histéresis con el ángulo azimutal en el plano . . . 45
4.8. Campo coercitivo, magnetización remanente y de saturación en función del espesor de la película . . . 46
4.9. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película . . . 48
4.10. Curvas de remanencia DCD e IRM . . . 50
4.11. Campo remanente coercitivo en función del espesor de la película . . . 51
4.12. Desviación a la relación de Stoner-Worlfart en películas de FePt . . . 53
4.13. Parámetro de interacción α en función del espesor de la película . . . 54
4.14. Comportamiento de la curva virgen en la película de FePt con 94 nm de espesor . 54
4.15. Susceptibilidad de irreversibilidad en función del campo magnético aplicado previo a la medida . . . 56
4.16. Máximo valor de la susceptibilidad irreversible en función del espesor . . . 57
4.17. Relajación magnética de la película de FePt con 49 nm espesor . . . 58
4.18. Relajación magnética de la película de FePt con 9 nm de espesor. . . . 58
4.19. Coeficiente de viscosidad en función del campo magnético aplicado durante la medición . . . 59
4.20. S_{max} en función del espesor de la película . . . 61
4.21. Volumen de activación y campo de fluctuaciones en función del espesor de la película . . . 62
4.22. Correlación entre el volumen de activación y el parámetro de interacción α . . . 62
4.23. Imagen de la estructura de dominios en las películas de FePt . . . 64
4.24. Semiperíodo de los *stripes* en función del espesor de la película . . . 65
4.25. Modelo de la estructura de dominios magnéticos tipo *stripe* . . . 66
4.26. Estructura de dominios magnéticos remanente . . . 67
4.27. Medidas de magnetización de las películas que presentan estructura de dominios tipo *stripe* . . . 68
4.28. Rotación de la estructura de dominios mediante la aplicación de un campo magnético externo . . . 69

Índice de cuadros

4.1. Parámetros obtenidos del ajuste de los picos de difracción de la película con 94 nm de espesor 38
4.2. Valores de la anisotropía uniaxial en el plano para las películas de FePt con 9, 19 y 28 nm de espesor. 43
4.3. Valores de la anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película 47
4.4. Parámetros extraídos del ajuste del pico presente en las curvas de susceptibilidad irreversible 55
4.5. Valores extraídos de las medidas de relajación magnética y cantidades de interés . 60

Resumen

En este trabajo presentamos un estudio sistemático de las propiedades magnéticas de películas delgadas de FePt, con estructura cristalina FCC químicamente desordenada, en función de su espesor (t). La presente tesis tiene como objetivo primordial la determinación del espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo *stripe* (banda o tira) en películas delgadas de FePt; así como también, una mejor comprensión del proceso de formación de este tipo de dominio, particularmente su comportamiento con el incremento del espesor de la película. Las películas ferromagnéticas de FePt fueron fabricadas mediante técnicas de deposición en alto vacío (magnetrón *sputtering* DC), depositadas a temperatura ambiente sobre sustratos de silicio (100) con una capa de óxido natural, a partir de un blanco sólido de FePt. Los espesores de las películas se eligieron según la presencia o no de *stripes*; estudios previos muestran que el espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo *stripe* es ≈ 30 nm. Por tal razón, se eligieron 8 espesores en el rango de 9 a 94 nm, con especial interés en torno al espesor crítico. El análisis del patrón de difracción de rayos X muestra que las películas crecen texturadas en la dirección $[111]$, el cual es un eje fácil magneto-cristalino. En películas depositadas a 250 ^{o}C se observó un corrimiento en el pico (111) hacia ángulos mayores, indicando que las películas crecidas a temperatura ambiente se encuentran sometidas a tensiones de compresión en el plano de la película. Estas tensiones favorece a que la magnetización presente una componente fuera de dicho plano. Las medidas magnéticas DC muestran que las películas con espesores en el rango de 9 a 28 nm tienen una anisotropía magnética de plano fácil; presentando además, un eje de anisotropía uniaxial dentro del plano de la película, posiblemente inducido por tensiones no uniformes en el plano generadas durante el proceso de fabricación de las películas. Las películas más gruesas (35 nm$\leq t \leq 94$ nm) presentan una estructura de dominios tipo *stripe*, donde la magnetización presenta una componente normal al plano de la película que se alterna hacia arriba y hacia abajo en *stripes* contiguos. En las películas que exhiben dominios tipo *stripe* (35 nm$\leq t$) se observó el fenómeno denominado anisotropía rotacional, el cual fue estudiado cualitativamente mediante microscopía de fuerza magnética y cuantitativamente mediante medidas magnéticas DC, encontrando un aumento en el campo de rotación a medida que se incrementa el espesor de la película. Las medidas de remanencia magnética, magnetización remanente desmagnetizante y magnetización remanente isotérmica, muestran un cambio en el tipo de interacción dominante: del tipo intercambio para las más delgadas y del tipo dipolar para las más gruesas. También, se realizó un estudio del fenómeno de relajación magnética por activación térmica para todas las muestras, encontrando que las películas cuyo espesor es mayor o igual a 28 nm relajan siguiendo aproximadamente la ley de Arrhenius; mientras que, las más delgadas relajan

con un comportamiento discontinuo. Los resultados obtenidos indican una fuerte correlación del comportamiento magnético de las películas de FePt con el espesor, observándose la competencia entre la anisotropía perpendicular, generada por la contribución de efectos magneto-cristalinos y magneto-elásticos, y la anisotropía de forma.

Palabras clave: Películas de FePt, estructuras de dominio, microscopía de fuerza magnética.
PACS: 75,70 .AK, 75,70 Kw, 68,37 .RT

Abstract

In this work we present a systematic study of the magnetic properties of FePt thin films with FCC crystalline structure chemically disordered as a function of film thickness. The main goal of this work has been the determination of the critical thickness for the formation of a stripe-like magnetic domain structure in FePt thin films, and also to gain a better understanding of formation process of this kind of magnetic domains, particularly the behavior with the film thickness. The ferromagnetic films were fabricated at room temperature, starting from a solid FePt target, by high vacuum deposition techniques (DC magnetron sputtering). Naturally oxidized Si wafers (with 100 orientation) were used as substrates. The film thicknesses were chosen according to the presence or absence of stripes, previous studies shown that the critical thickness for the formation of stripe-like magnetic domains is ≈ 30 nm. For this reason, we have chosen eight thicknesses into the range of 9 nm $\leq$ t ≤ 94 nm, with a special interest close to the critical thickness. X-ray diffraction analysis shows a $[111]$ texture perpendicular to the film plane, which is a magneto-crystalline easy axis. A shift to higher angles in the (111) peak of a film deposited at 250^oC indicates that the samples have a negative (compression) stress in the film plane, which also favors the presence of an out-of-plane component of the magnetization. The magnetic measurements show that films with thicknesses into the range 9 nm $\leq$ t ≤ 28 nm have an easy plane, exhibiting also a uniaxial anisotropy axis in the plane of the film, possibly induced by nonuniform stresses in the plane, which could have been produced during the fabrication process. Thicker samples (35 nm $\leq$ t ≤ 94 nm) have a domain structure of stripes, in which the magnetization presents a small component normal to the plane of the film that alternates up and down in adjacent stripes. It was found that the films that have stripe domains exhibit the phenomenon known as rotational anisotropy, which was studied qualitatively by magnetic force microscopy and quantitatively by DC magnetic measurements. We have found an increase in the rotational field while increasing the thickness of the film. The magnetic remanence measurements (DCD and IRM) show a change in the dominant type of interaction: exchange-like for the thinner films and dipolar-like for the thicker samples. We have also performed a study of thermally activated magnetic relaxation effects in all films and was founded that films thicker or equal than 28 nm relax following approximately an Arrhenius law, while thinner samples relax with a discontinuous behavior. All these results show that there is a strong correlation of the magnetic behavior with the thickness of the films, which is due to the competition between the perpendicular anisotropy generated by the contribution of magneto-crystalline and magneto-elastic effects, and the shape anisotropy.

Key words: FePt Films, Domain structures, Magnetic force microscopy.
PACS: 75,70 .AK, 75,70 Kw, 68,37 .RT

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad, la aleación ferromagnética equiatómica de FePt resulta interesante debido principalmente a sus interesantes propiedades magnéticas y magneto-ópticas [1, 2, 3, 4], tales como: gran anisotropía magneto-cristalina ($\approx 7 \times 10^7$ emu/cm^3), gran campo coercitivo (del orden de algunos tesla), alta magnetización de saturación (1130 emu/cm^3 en *bulk*), alta temperatura de Curie (≈ 750 K) y gran efecto Kerr magneto-óptico polar. Además, presenta una gran estabilidad térmica y buena resistencia a la corrosión [3, 5, 6]. Por estas propiedades, la aleación FePt ha atraído la atención de, por ejemplo, la industria informática por sus potenciales aplicaciones en medios de almacenamiento magnético de ultra alta densidad (≈ 1 terabyte/pulgada^2), en particular, para medios de almacenamiento perpendicular [6, 7]. Sin embargo, la gran mayoría de estas propiedades se observan sólo cuando la aleación FePt se encuentra en la fase cristalina tetragonal de cara centrada $L1_0$ (ver fig. 1.1), la cual es termodinámicamente estable. No obstante, las películas crecidas a temperatura ambiente se forman usualmente en la fase cristalina metaestable FCC químicamente desordenada (A_1), la cual presenta propiedades magnéticas típicas de un ferromagneto blando. A diferencia de la fase ordenada, en esta fase se observa un bajo campo coercitivo y comparativamente baja anisotropía magneto-cristalina (del orden de 10^6 emu/cm^3) [8, 9, 10]. Con el fin de alcanzar la fase ordenada, se puede optar por una de las siguientes opciones: tratar térmicamente a las muestras posteriormente a realizada la deposición [11], o depositar directamente sobre un sustrato a alta temperatura [8]. Para medir el grado de orden atómico alcanzado en aleaciones tratadas térmicamente es usual utilizar el parámetro de orden de largo alcance de Bragg y Williams (P), el cual se obtiene de las medidas de difracción de rayos X. En el caso de la aleación FePt, el parámetro P relaciona las intensidades integradas de los picos de superestructura (reflexiones (110) o (100)) con el pico fundamental (200), el cual da un valor 0 para la fase totalmente desordenada y 1 para la fase totalmente ordenada [9, 12].

Las propiedades magnéticas del sistema Fe-Pt dependen fuertemente de los porcentajes atómicos de sus constituyentes, método de preparación y temperatura, adquiriendo una determinada microestructura para cada caso en particular. El diagrama de fases en función de la concentración relativa de cada elemento es presentado en la figura 1.2, donde se observa que hay tres fases cristalinas ordenadas : FePt, Fe_3Pt y $FePt_3$. Las fases ordenadas Fe_3Pt y $FePt_3$ presentan una estructura cúbica tipo Cu_3Au ($L1_2$) y son magnéticamente blandas; mientras que, la fase FePt presenta estructura cúbica tipo AuCu ($L1_0$) y es magnéticamente dura.

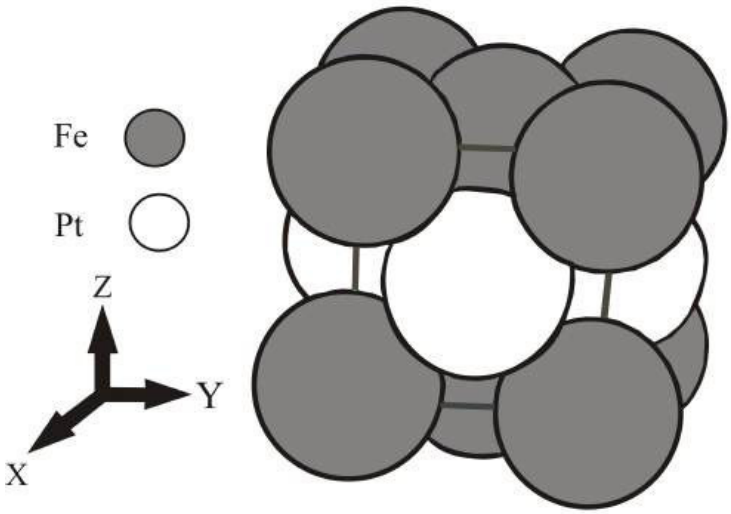

Figura 1.1: Celda primitiva del FePt en su fase ordenada tetragonal de cara centrada $L1_0$. Los átomos de Fe y de Pt se apilan en planos perpendiculares al eje Z.

Otras aleaciones equiatómicas como FePd y CoPt son también exhaustivamente estudiadas por sus potenciales aplicaciones como medios de almacenamiento magnético de ultra alta densidad [6, 14, 15]. Estos compuestos presentan similaridades estructurales y magnéticas a la aleación FePt, por ejemplo: en su fase ordenada tienen una estuctura cristalina $L1_0$ y gran anisotropía magnetocristalina uniaxial de $2 - 7 \times 10^7$ erg/cm^3 [6]; mientras que, en la fase desordenada exhiben una débil anisotropía magnética del orden de 10^6 erg/cm^3 [2, 10]. Dependiendo de las condiciones de crecimiento, las películas delgadas de FePt, FePd y CoPt en su fase A_1 pueden poseer una anisotropía magnética perpendicular al plano de la película, y por encima de un espesor crítico es favorable que la magnetización presente una componente perpendicular al plano de la misma, la cual se alterna apuntando hacia arriba y hacia abajo en regiones contiguas, manteniendo una periodicidad. A dicha estructura de dominios se la conoce como estructura de dominios tipo *stripe* (bandas o tiras). Se ha reportado que el espesor crítico para el FePt es de ≈ 30 nm [10] y para el FePd es de ≈ 32 nm [16].

En la mayoría de los trabajos publicados sobre la aleación FePt se ha puesto mucho énfasis en la fase ordenada $L1_0$ por sus potenciales aplicaciones tecnológicas [6, 7, 17, 18]. En contraposición, la fase desordenada del FePt ha recibido relativamente poca atención. No obstante, la fase desordenada del FePt en forma de película delgada es muy interesante desde el punto de vista de la investigación básica presentando, como ya hemos mencionado, un espesor crítico por encima del cual adquiere una configuración de dominios tipo *stripe* [10]. Esta estructura de dominios magnéticos fue observada experimentalmente por primera vez en 1963, de manera paralela e independiente, por Spain [19] y Saito [20]; pero aún no se ha entendido completamente el proceso de formación y el por qué el sistema adquiere esta estructura de dominios por encima de un espesor crítico. Por ello, es de nuestro interés ampliar y profundizar el conocimiento referente a esta estructura de dominios en películas delgadas de FePt y será el objeto de estudio de la presente

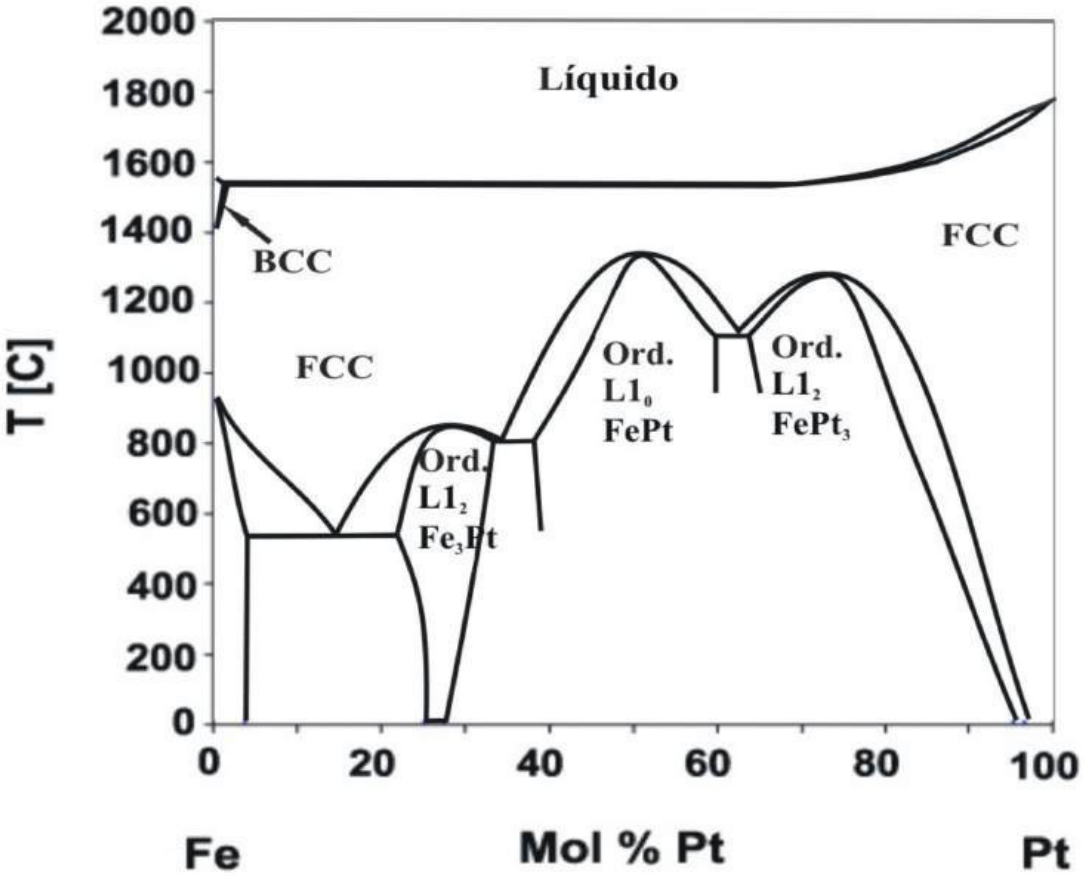

Figura 1.2: Diagrama de fases del sistema Fe-Pt calculada por P. Fredriksson [13].

tesis.

El trabajo está organizado en cinco capítulos. En el primer capítulo se presenta una breve introducción sobre la aleación FePt. En el segundo capítulo se da un breve repaso de los conceptos básicos, los cuales serán de utilidad al lector para la comprensión de la presente tesis. En el tercer capítulo se indican los detalles experimentales, tales como: preparación de las películas, técnicas de caracterización, entre otros. En el cuarto capítulo se reportan los resultados y las discusiones de los mismos. Finalmente, las conclusiones se presentan en el quinto capítulo.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

En este capítulo se presenta una descripción breve y concisa de varios tópicos relacionados al magnetismo, tales como: interacciones magnéticas, anisotropía magnética y dominios magnéticos, buscando familiarizar al lector con los conceptos fundamentales del magnetismo, los cuales le serán útiles en la comprensión de la presente tesis.

2.1. Interacciones magnéticas

En esta sección, se analizan dos tipos de interacciones magnéticas: la interacción dipolar magnética y la interacción de intercambio directo.

2.1.1. Interacción dipolar magnética

Este tipo de interacción se da entre dipolos magnéticos. Por sencillez, analicemos la interacción de dos dipolos magnéticos $\vec{u_1}$ y $\vec{u_2}$ separados una distancia r ($\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$), la energía de interacción dipolar viene dada por:

$$E_{\text{dip}} = \frac{1}{r^3}\left(\vec{u_1}.\vec{u_2} - \frac{3(\vec{u_1}.\vec{r})(\vec{u_2}.\vec{r})}{r^2}\right) \tag{2.1}$$

donde se puede observar que E_{dip} presenta una fuerte dependencia con la distancia de separación. Asimismo, se observa que depende de la orientación relativa entre los momentos magnéticos y $\vec{r}$. Para hacer una estimación de la magnitud de esta interacción supongamos que los vectores $\vec{u_1}$, $\vec{u_2}$ y $\vec{r}$ son paralelos. En ese caso, se obtiene:

$$E_{\text{dip}} = -\frac{2}{r^3}(u_1 u_2) \tag{2.2}$$

Si adicionalmente consideramos $u_1 = u_2 = 1u_B$ y $r = 0{,}2$ nm, tenemos: $E_{\text{dip}} \approx -1{,}3 \times 10^{-5}$ eV y cuyo equivalente en energía térmica correspondería a una temperatura de $\approx 0{,}08$ K. Este tipo de interacción es débil y no puede explicar el por qué existen materiales que presentan

comportamiento magnético a temperaturas relativamente altas. A modo de ejemplo, podemos citar el caso del Fe, el cual presenta un comportamiento ferromagnético a temperaturas por debajo de su temperatura de orden ($T_{\mathrm{C}} \approx 770\ ^0$C [21]).

2.1.2. Intercambio directo

Es debido a efectos puramente cuánticos (Principio de Pauli y simetría correcta de la función de onda total). Consideremos un sistema de 2 electrones, con spines $\vec{S_1}$ y $\vec{S_2}$ ubicados en las posiciones $\vec{r_1}$ y $\vec{r_2}$, respectivamente. De acuerdo al principio de exclusión de Pauli, la función de onda de este sistema (Ψ) debe ser antisimétrica; sabemos además que, la función de onda puede ser expresada como un producto de dos funciones, donde una es dependiente de la posición y la otra del espín (χ). Entonces, podemos elegir para la parte espacial una combinación de los estados electrónicos iniciales $\Psi_a(\vec{r_1})$ y $\Psi_b(\vec{r_2})$; tal que, esta sea simétrica o antisimétrica, en cuyo caso, la parte de espín tendrá simetría impar o par, respectivamente, dando como consecuencia la formación de un estado singlete (S) o triplete (T) [22]:

$$\Psi_{\mathrm{S}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\Psi_a(\vec{r_1})\Psi_b(\vec{r_2}) + \Psi_a(\vec{r_2})\Psi_b(\vec{r_1})\right) .\chi_{\mathrm{S}}$$

$$\Psi_{\mathrm{T}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\Psi_a(\vec{r_1})\Psi_b(\vec{r_2}) - \Psi_a(\vec{r_2})\Psi_b(\vec{r_1})\right) .\chi_{\mathrm{T}},$$

donde cada uno de estos estados tendrá su correspondiente energía, E_{S} para el caso singlete y E_{T} para el triplete. El hamiltoniano del sistema puede ser escrito en función de E_{S}, E_{T} y del término que representa la interacción entre espines como sigue:

$$H = \frac{1}{4}(E_{\mathrm{S}} + 3E_{\mathrm{T}}) - (E_{\mathrm{S}} - E_{\mathrm{T}})\vec{s_1}.\vec{s_2}, \tag{2.3}$$

donde podemos distinguir que el hamiltoniano está compuesto por un término constante y un término que depende del producto interno de los espines ($(E_{\mathrm{S}} - E_{\mathrm{T}})\vec{s_1}.\vec{s_2}$). Sabemos además que para el estado triplete el producto $\vec{s_1}.\vec{s_2}$ es igual a $1/4$ y para el singlete es $-3/4$ [23]. La constante que acompaña al producto de espines se puede escribir en función de la integral de intercambio (J) de la siguiente manera:

$$2J = E_{\mathrm{S}} - E_{\mathrm{T}} = 2\int \Psi_a(\vec{r_1})\Psi_b(\vec{r_2})H\Psi_a(\vec{r_2})\Psi_b(\vec{r_1})dV_1dV_2 \tag{2.4}$$

Entonces, en el caso que J sea positivo, le será más favorable al sistema que ambos espines apunten en la misma dirección. Cuando ambos electrones pertenecen a un mismo átomo, J usualmente es positivo (espines paralelos); ya que, el sistema busca de esta manera minimizar su energía de repulsión electrostática. Pero si los electrones se encuentran en átomos distintos, como en el caso de átomos que forman una molécula, la magnitud de esta interacción dependerá del grado de solapamiento entre sus orbitales atómicos, cuyo signo es usualmente negativo (espines antiparalelos).

La integral de intercambio puede ser calculada experimentalmente mediante la medida de la temperatura de orden (T_{C}); ya que, ambas cantidades se encuentran relacionadas:

$$J = \frac{3k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{C}}}{2Zs(s+1)} \tag{2.5}$$

donde Z es el número atómico del átomo magnético, k_{B} es la constante de Boltzman y s es el momento magnético de espín.

2.2. Anisotropía magnética

Se habla de anisotropía magnética cuando, en ausencia de campo magnético externo, el vector magnetización de un material se alínea a lo largo de un eje o está restrigido a un plano determinado. Los diferentes tipos de anisotropías son :

- Anisotropía magneto-cristalina
- Anisotropía de forma
- Anisotropía magneto-elástica
- Anisotropía magnéticamente inducida
- Anisotropía de superficie

2.2.1. Anisotropía magneto-cristalina ($K_{\mathbf{mc}}$)

Se ha observado experimentalmente que la magnetización no es igual para las distintas direcciones cristalográficas en monocristales de Fe y Ni (y en general), observándose una dependencia de la energía del sistema con la simetría del cristal. A dicho término se le conoce como energía de anisotropía magneto-cristalina y se suele escribir como una expansión en serie de los cosenos directores de la magnetización reducida $\vec{M}/M = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ como:

$$E_{\mathrm{mc}} = E_o + \sum b_i\alpha_i + \sum b_{ij}\alpha_i\alpha_j + \sum b_{ijk}\alpha_i\alpha_j\alpha_k + \ldots, \tag{2.6}$$

donde $E_o, b_i, b_{ij}, \ldots$ son los coeficientes del desarrollo. La anisotropía magneto-cristalina es intrínseca al material en estudio y se debe fundamentalmente a la interacción espín (S)-órbita (L) y al acople del momento angular con direcciones cristalograficas específicas, denominados ejes de magnetización fácil [24]. La interacción de L con la red es grande y los orbitales se fijan fuertemente a la estructura cristalina (al menos en metales 3d). Sin embargo, el acople de L-S es pequeño, pero refleja la simetría de la estructura cristalina debido a que el momento angular se orienta a lo largo de las direcciones cristalográficas.

En el caso de una muestra con estructura cristalina cúbica, la ecuación 2.6 se reduce; ya que, por condiciones de simetría los coeficientes que acompañan a los términos con potencias impares son iguales a cero:

$$E_{\text{mc}} = K_o + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \tag{2.7}$$

donde K_1 y K_2 son los coeficientes magneto-cristalinos; los términos de orden superior fueron despreciados. Calculemos la energía magneto-cristalina para los ejes de mayor simetría:

- Para el eje [100]:

$$\alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0, \alpha_3 = 0 \rightarrow E_{100} = K_o \tag{2.8}$$

- Para el eje [110]:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}, \alpha_3 = 0 \rightarrow E_{100} = K_o + \frac{1}{4}K_1 \tag{2.9}$$

- Para el eje [111]:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} \rightarrow E_{111} = K_o + \frac{1}{3}K_1 + \frac{1}{27}K_2 \tag{2.10}$$

El eje fácil estará dado por aquella dirección en que la energía magneto-cristalina sea mínima. Como podemos observar de las ecuaciones anteriores, ello dependerá de los signos y valores de las constantes K_1 y K_2 que, por lo general, son fuertemente dependendientes de la temperatura [23]. En caso de aleaciones, ellas también varian con la composición estequiométrica.

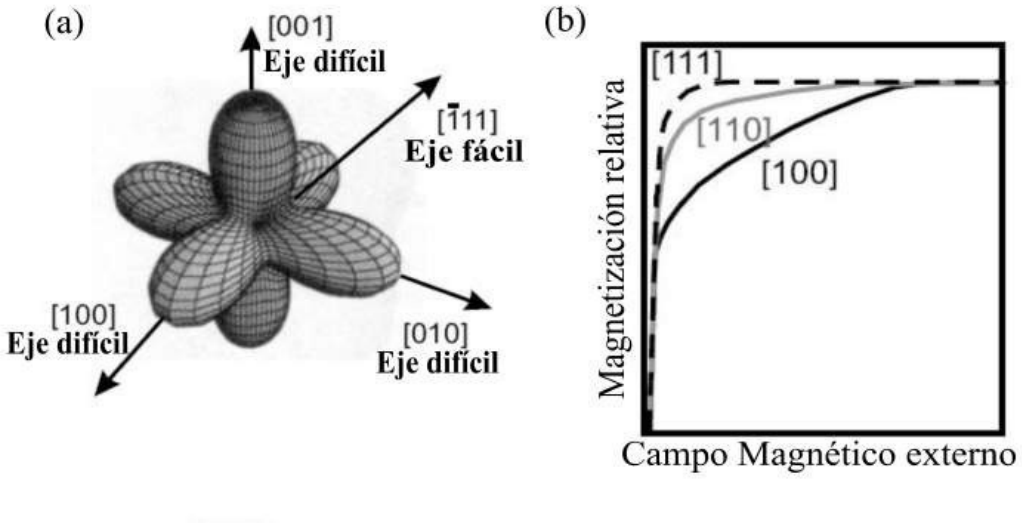

Figura 2.1: (a) Superficie de energía mostrando el eje fácil y díficil para un cristal de Ni con estructura cristalina FCC. (b) Medida de magnetización en función del campo magnético externo de una muestra de Ni para distintas direcciones cristalográficas. Estas figuras fueron extraídas de la ref. [23].

A modo de ejemplo, podemos citar el caso del niquel, el cual posee estructura cristalina cúbica de cara centrada (FCC), donde $K_1 = -12{,}6310^4$ J/m^3 y $K_2 = 5{,}7810^4$ J/m^3. Reemplazando

estos valores en las ecuaciones 2.8, 2.9 y 2.10, obtenemos que el eje fácil se encuentra en la dirección [111] (ver 2.1a), lo cual está de acuerdo con las medidas de magnetización mostradas en la fig. 2.1b, donde el eje fácil se caracteriza por presentar una mayor respuesta frente a un campo magnético.

2.2.2. Anisotropía de forma ($K_{\mathbf{sh}}$)

Si se aplica un campo magnético intenso a un material ferromagnético y luego se suprime, se observará que el material queda magnetizado en la dirección del campo. En dicho caso, se forman dipolos magnéticos no compensados en los extremos del material que dan origen a un campo magnético dentro de él y cuya dirección es opuesta a la magnetización, el cual tiende a desmagnetizar al material. A este campo se le denomina campo desmagnetizante (H_{d}) [25]. La ecuación que relaciona $\vec{B}$, $\vec{H}$ y $\vec{M}$ es:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \tag{2.11}$$

Como el campo externo es igual a cero, se cumple: dentro del material $\vec{H} = \vec{H}_{\mathrm{d}}$ y fuera de él $\vec{H} = \vec{B}$. El campo desmagnetizante es proporcional a la magnetización que le dio origen y es dependiente de la forma geométrica del cuerpo, cuya información está contenida en el tensor desmagnetizante ($\underline{\underline{N}}$), o sea:

$$\vec{H_{\mathrm{d}}} = -\underline{\underline{N}}\vec{M} \tag{2.12}$$

El tensor $\underline{\underline{N}}$ es difícil de calcular para geometrías complicadas; no obstante, en la práctica se suele aproximar la forma del cuerpo a un elipsoide oblato o prolato (ver fig. 2.2). Estos elipsoides tienen la particularidad de presentar magnetización uniforme y, en ese caso, $\underline{\underline{N}}$ tiene una forma simple. Sean N_a, N_b y N_c los factores desmagnetizantes a lo largo de los ejes principales de un elipsoide; por lo tanto, la traza de $\underline{\underline{N}}$ es una invariante y es igual a 4π (Tr($\underline{\underline{N}}$)$= N_a + N_b + N_c = 4\pi$).

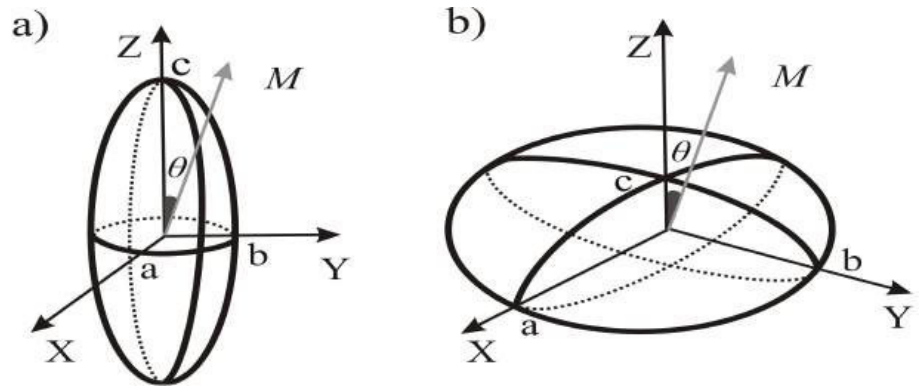

Figura 2.2: Elipsoides: a) prolato y b) oblato.

Energía magnetostática.- La energía magnetostática de la muestra está dada por:

$$E_{\text{ms}} = -\frac{1}{8\pi}\int \vec{H}_{\text{d}}.\vec{M}dV \tag{2.13}$$

El cálculo es complicado para una forma arbitraria; por ello, consideraremos una muestra con forma elipsoidal oblato. Para este caso, la ecuación 2.13 se simplifica y obtenemos que la energía magnetostática por unidad de volumen es:

$$E_{\text{ms}} = \frac{1}{2}\vec{M}\underline{\underline{N}}\vec{M} \tag{2.14}$$

ya que, $\vec{H_{\text{d}}} = -\underline{\underline{N}}\vec{M}$. Como $\underline{\underline{N}}$ es diagonal, se obtiene:

$$E_{\text{ms}} = \frac{1}{2}N_c M^2 + \frac{1}{2}(N_c - N_a)M^2\sin^2(\theta) \tag{2.15}$$

La ecuacion 2.15 puede escribirse de forma simplificada como:

$$E_{\text{ms}} = K_0 + K_{\text{sh}}\sin^2(\theta) \tag{2.16}$$

donde K_{sh} es el coeficiente de anisotropía de forma.
Veamos el caso de algunas formas geométricas sencillas [23]:

- Para una esfera

$$\underline{\underline{N}} = \begin{pmatrix} N_a & 0 & 0 \\ 0 & N_b & 0 \\ 0 & 0 & N_c \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

  La esfera es isotrópica porque todas las direcciones son energéticamente equivalentes. En ese caso, $\underline{\underline{N}}$ es una matriz diagonal con $N_a = N_b = N_c = \frac{4\pi}{3}$.

- Para un cilindro infinito

$$\underline{\underline{N}} = \begin{pmatrix} N_a & 0 & 0 \\ 0 & N_b & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

  Si tenemos un elipsoide prolato con a=b, como se muestra en la fig. 2.2a, y lo estiramos en la dirección Z, tal que c$\rightarrow \infty$, obtendremos el valor correspondiente al cilindro. Para este caso $N_a = N_b = 2\pi$; mientras que, $N_c = 0$.

- Para un película delgada

$$\underline{\underline{N}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N_c \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

Si tenemos un elipsoide oblato, como se muestra en la fig. 2.2b, y lo estiramos en las direcciones X e Y, tal que a $\rightarrow \infty$ y b $\rightarrow \infty$, obtendremos el valor correspondiente a la película. Para este caso $N_a = N_b = 0$; mientras que, $N_c = 4\pi$.

2.2.3. Anisotropía por tensiones (magnetostricción)

Este tipo de anisotropía es muy importante en películas delgadas y se origina en el acoplamiento espín-órbita [24]. En particular, se observa que cuando a un cristal de Fe, con estructura cristalina cúbica y de longitud l, se le aplica un campo magnético en la dirección [100], éste aumenta su longitud en esa dirección una cantidad δl. Dicho aumento es relativamente pequeño y viene dado por el coeficiente de magnetostricción λ_{100} definido como:

$$\lambda_{100} = \frac{\delta \mathrm{l}}{\mathrm{l}} \tag{2.20}$$

y es del orden de 10^{-5}, esto es debido a que la celda unitaria se vuelve levemente tetragonal. Recíprocamente, la aplicación de una tensión de elongación o contracción sobre la muestra puede inducir un eje fácil o dificil en la dirección donde se aplica la tensión. La fig. 2.3 muestra un dibujo esquemático de los dos casos anteriormente mencionados, donde se observa una barra con magnetización M sometida a una tensión σ; dicha tensión forma un ángulo δ con la dirección de magnetización del material.

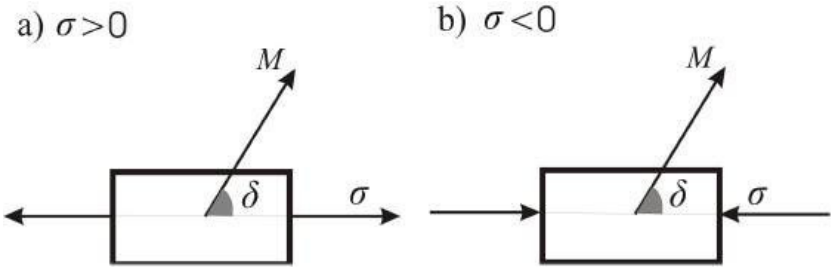

Figura 2.3: Barra ferromagnética magnetizada sometida a tensión:a) sometida a una tensión de tracción y b) sometida a una tensión de compresión.

Supongamos que la barra tiene una estructura cristalina cúbica y que los coeficientes de magnetostricción son iguales en todas las direcciones cristalográficas, que llamaremos λ, entonces, la energía magneto-elástica (E_{me}) viene dada por:

$$E_{\mathrm{me}} = -\frac{3}{2}\lambda_{\mathrm{me}}\sigma\cos^2(\delta) \tag{2.21}$$

De esta ecuación se deduce que para $\lambda_{\mathrm{me}} > 0$ y $\sigma > 0$, la magnetización se alínea en la dirección de la tensión.

2.3. Estructura de dominios magnéticos

2.3.1. Dominios magnéticos

Los materiales ferrromagnéticos suelen presentar regiones uniformemente magnetizadas, donde los momentos magnéticos se encuentran paralelos entre sí, a las cuales se les denomina dominios magnéticos. Sin embargo, los momentos magnéticos de distintos dominios suelen tener orientaciones distintas, por lo que la magnetización del material será la suma vectorial de los momentos magnéticos de cada uno de los dominios. La región de transición entre dominios contiguos se denomina pared de dominio. En sistemas compuestos de nanopartículas es menos favorable la formación de multidominios y por debajo de un tamaño crítico, cada partícula será un monodominio; por lo tanto, no habrá pared de dominio. Analicemos el siguiente caso: si tomamos el caso hipotético de un sistema relativamente grande constituido de un único monodominio con energía E, que posteriormente se divide en 2 dominios con magnetización opuesta, se observa que la energía se reduce a la mitad. Si consideramos que el sistema se divide en 4 dominios, su energía disminuye a $\mathrm{E}/4$, pero esto no puede continuar indefinidamente. Esta situación se da porque si bien la división en dominios magnéticos disminuye la energía magnetostática, también aumenta el número de regiones frontera que los separa y estas regiones o paredes magnéticas cuestan energía. Por lo tanto, el número de dominios en las que se divide el sistema dependerá del balance entre E_{ms} y la energía de pared. En el caso de películas delgadas, la magnetización está normalmente paralela al plano de la muestra debido a la anisotropía de forma y paralela al eje fácil; mientras que, las paredes de dominio suelen ser de 180 grados. Para espesores relativamente pequeños, no es favorable que la magnetización rote hacia fuera del plano de la película.

2.3.2. Paredes de dominio

Tipo Néel.-Esta pared de dominio se presenta frecuentemente en películas delgadas ferromagnéticas, donde la magnetización está prácticamente contenida dentro del plano de la muestra. En dicho caso, en la región de transición entre dominios contiguos, la magnetización rota dentro del plano de la película (plano fácil), tal como se muestra en la figura 2.4; ya que, la perpendicular es un eje difícil. La energía de pared por unidad de volumen es:

$$E_{\mathrm{N}} = \frac{1}{2}\left(\frac{w}{w+t}\right)(4\pi M_{\mathrm{S}}^2), \tag{2.22}$$

donde w es el ancho de pared, t es el espesor de la película y M_{S} es la magnetización de saturación. Para dicho cálculo se asumió que la variación gradual de M se puede aproximar por un cilindro elíptico uniformemente magnetizado.

Tipo Bloch.-Se denomina pared de dominio tipo Bloch a la región de transición en donde la magnetización rota hacia fuera del plano que contiene al eje fácil (ver Fig. 2.5) y que, para el caso de una película delgada, correspondería a una rotación perpendicular a ella. De manera análoga al caso anterior (pared tipo Néel), se define la energía por unidad de volumen para este tipo de pared como:

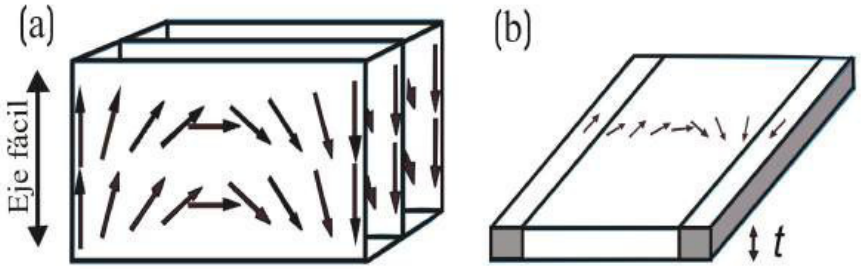

Figura 2.4: (a) Pared de dominio tipo Néel entre dominios vecinos antiparalelos. (b) Pared de dominio en una película delgada con espesor t.

$$E_{\mathrm{B}} = \frac{1}{2}\left(\frac{t}{w+t}\right)(4\pi M_{\mathrm{S}}^2) \tag{2.23}$$

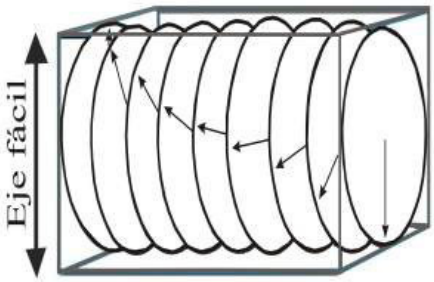

Figura 2.5: Pared de dominio tipo Bloch entre dominios vecinos antiperalelos.

Ancho de la pared de dominio (w).-La energía volumétrica de una pared de dominio viene dado por la suma entre la energía de intercambio, que favorece a que la magnetización realice la transición entre dominios contiguos antiparalelos en infínitos pasos y la energía de anisotropía efectiva, que favorece a que dicha transición se lleve a cabo en la menor cantidad de pasos posibles. Por lo tanto, el balance energético entre estos términos determina el ancho de pared para cada caso en particular, el cual puede ser calculado mediante la siguiente ecuación ([24] p. 279):

$$w = \pi\sqrt{\frac{A}{K_{\mathrm{eff}}}}, \tag{2.24}$$

donde A es la constante de *stiffness* y K_{eff} es la anisotropía efectiva.

Por lo visto anteriormente se deduce que si conocemos T_c podemos obtener J (ec. 2.5) y ello implica que podemos conocer A; ya que, ambas cantidades están relacionadas como sigue:

$$A = \frac{2Js^2}{a}, \tag{2.25}$$

donde s es el momento magnético de espín y a es el parámetro de red.

2.3.3. Dominios magnéticos tipo *stripe*

En 1961 Muller [26] calculó analíticamente la distribución de la magnetización en una placa ferromagnética, con eje fácil transversal al plano de la placa, sometida a campo magnético intenso aplicado en el plano de la placa. Dichos cálculos muestran que hay un caso de interés físico donde la magnetización se distribuye de manera no uniforme en su estado estable. En dicho caso, el patrón consiste de franjas alternantes paralelas entre sí, de manera periódica, el cual es conocido en la actualidad como dominios magnéticos tipo *stripe* (banda o tira). Pocos años después, en 1963 Spain [19] observa experimentalmente este tipo de estructura de dominios usando la técnica de Bitter en películas de $Ni_{80,5}Fe_{17,5}Co_2$. De manera paralela e independiente, Saito y colaboradores [20] reportan una estructura de dominios tipo *stripe* en películas de *permalloy* ricas en Ni, la cual se presenta por encima de un espesor crítico (t_{cr}). Desde su descubrimiento hasta nuestros días, se ha reportado la existencia de este tipo de estructura de dominios en diferentes sistemas en forma de películas delgadas, entre las cuales podemos mencionar: Fe [27, 28], Ni[27], Co[29],Fe-Ni [19, 20, 27, 30, 31], FePd[16], Fe-Zr-N [32], entre otras.

En las siguientes líneas se presenta, de manera breve, el marco teórico del proceso de nucleación de los *stripes* con el objetivo de introducir los conceptos necesarios para la comprensión de esta estructura de dominios.

Teoría fenomenológica para describir la formación de dominios magnéticos en forma de *stripes*

La energía magnética del sistema, por unidad de volumen, viene dada por la siguiente expresión:

$$E = K_{\text{pp}} \sin^2(\theta) + E_{\text{demag}} + E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{p}} \tag{2.26}$$

donde: $K_{\text{pp}} \sin^2(\theta)$ es la energía de anisotropía uniaxial perpendicular (θ es el ángulo entre la anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película y la magnetización), E_{demag} es la energía dipolar (principalmente debida a la forma), E_{zeeman} es la energía Zeeman y E_{p} es la energía de pared. En equilibrio, el sistema adquiere una configuración tal que su energía libre es mínima.

La minimización de la energía libre total, con respecto al vector magnetización, usando cálculos variacionales nos lleva a la obtención de las ecuaciones micromagnéticas. Estas ecuaciones describen el equilibrio en cada punto del sistema y permiten calcular rigurosamente la evolución de los dominios magnéticos por linealización de las mismas ([25] pp. $279 - 287$).

La solución analítica, para películas que presentan una débil anisotropía perpendicular, presenta tres parámetros relevantes:

- El espesor de la película.
- El campo magnético externo $\vec{H}_{ex}$ transversal a la película.
- El parámetro Q, donde Q es el denominado factor de calidad, definido como la razón entre la anisotropía uniaxial perpendicular a la película (K_{pp}) y la anisotropía de forma, como se muestra en la ec. 2.27.

$$Q = \frac{K_{\text{pp}}}{K_{\text{sh}}} \tag{2.27}$$

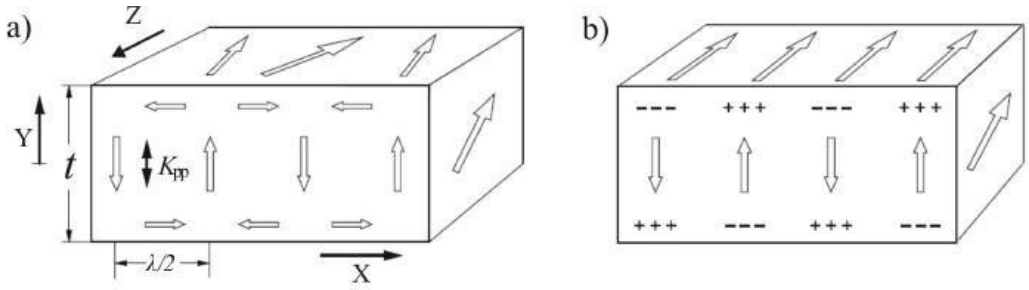

Figura 2.6: Esquema de dominios magnéticos en una película ferromagnética blanda: (a) película con anisotropía perpendicular débil ($Q << 1$) y (b) película con mayor anisotropía perpendicular [25]. Las cargas magnéticas superficiales postivas y negativas son representadas por los simbolos $+$ y $-$, respectivamente. El eje Y es perpendicular al plano de la película y las flechas representan las proyecciones de la magnetización sobre los planos coordenados.

La anisotropía uniaxial perpendicular juega un rol muy importante en la formación de la estructura de dominios tipo *stripe*. Para películas con espesor por debajo de t_{cr}, la magnetización está prácticamente contenida dentro del plano de la película; mientras que en t_{cr}, la amplitud de la magnetización comienza a oscilar fuera del plano de la película, cuyo semiperíodo es típicamente igual al espesor de la película. Para espesores mayores a t_{cr}, tanto la amplitud como el período de la oscilación aumentan para salvar parte de la energía de anisotropía perpendicular.

En la fig. 2.6 se muestra un esquema de la configuración de dominios magnéticos tipo *stripe* en películas ferromagnéticas. Para anisotropía perpendicular pequeña (2.6a), el modo de oscilación de la magnétización es de flujo cerrado; mientras que, para una anisotropía perpendicular grande (2.6b), el modo de oscilación es esencialmente unidimensional.

Para películas con espesor mayores a t_{cr}, donde la linealización de las ecuaciones micromagnéticas no es posible, es usual emplear simulaciones micromagnéticas. A modo de ejemplo, en la fig. 2.7 se muestra la distribución de la magnetización del patrón de *stripes* con período λ, obtenida por simulaciones micromagnéticas bidimensionales (plano (x,y)) realizada por Ben Youssef y colaboradores [33], para películas con espesor mayor a t_{cr}. La configuración 2.7a corresponde a una película de espesor cercano a t_{cr}, donde se observa la presencia de una pared de dominio tipo vórtice con circulación de flujo alternante. Asimismo, se observa que estas

paredes son de considerable tamaño, presentando sólo pequeñas regiones en las cuales la magnetización se orienta netamente perpendicular a la película; estas regiones presentan un comportamiento alternante (hacia arriba y hacia abajo) con período λ. Para una película con espesor mayor a la anterior (fig. 2.7b), se observa lo siguiente: por un lado, el ancho de las paredes de dominio disminuye; por otro lado, las regiones con magnetización perpendicular a la pelicula aumentan y el período de los *stripes* aumenta. Ello implicaría que si emplearamos un microscopio de fuerza magnética, por ejemplo, para obtener una imagen de la estructura de dominios *stripe* en las películas simuladas, bajo las mismas condiciones de medida, se esperaría que la muestra de mayor espesor presente una mejor razón señal-ruido y un período mayor, lo cual esta en concordancia con las observaciones experimentales.

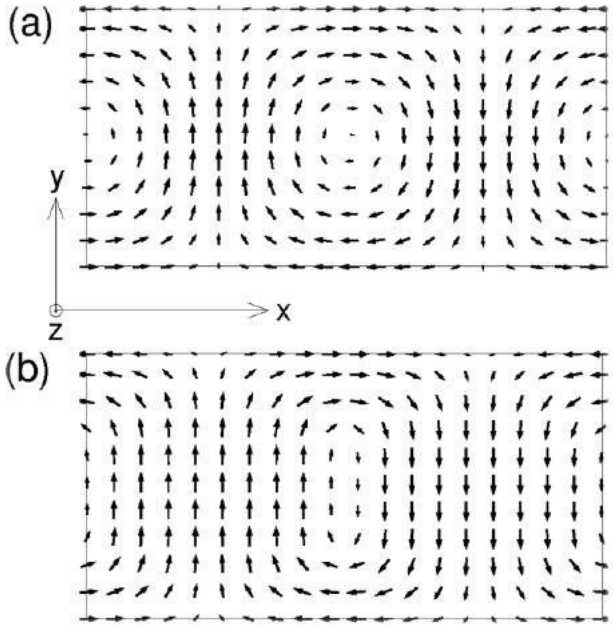

Figura 2.7: Sección transversal de la distribución de magnetización en equilibrio, en un período del patrón de *stripes*, obtenida por simulaciones micromagnéticas [33]. Las flechas representan las componentes de la magnetización en el plano (x,y). El eje X es perpendicular a los *stripes*, el eje Y es perpendicular al plano de la película y el eje Z señala la dirección de orientación de los *stripes*.

Se han propuesto modelos alternativos que usan la aproximación variacional, con un perfil tipo seno como función de prueba para la componente de la magnetización perpendicular a la película, donde se toman como parámetros la amplitud de dicha función y el tamaño del dominio. Estos parámetros son elegidos tal que la energía magnética del sistema sea mínima [34]. En este modelo, se considera que la componente de la magnetización en el plano de la película es paralela al *stripe* y que el vector magnetización no cambia con el espesor del mismo. El balance energético permite obtener las siguientes ecuaciones parámetricas [16]:

$$\frac{K_{pp}}{2\pi M_s^2} = \frac{1}{2\pi}\left(3v - (\pi + 3v)\exp\left(\frac{-\pi}{v}\right)\right) \tag{2.28}$$

$$\frac{t_c}{t_s} = \frac{\sqrt{2}\pi^{3/2}}{v}\left(v - (\pi + v)\exp\left(\frac{-\pi}{v}\right)\right)^{-1/2} \tag{2.29}$$

donde $t_s = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_s^2}}$ y A es la constante de *stiffness*. Estas ecuaciones están vinculadas mediante el parámetro v ($D = vt$, donde D es el tamaño del dominio y t el espesor de la película) y correlacionan el espesor crítico con la anisotropía perpendicular a la película; resolviendo ambas ecuaciones simultáneamente, se obtiene la gráfica 2.8.

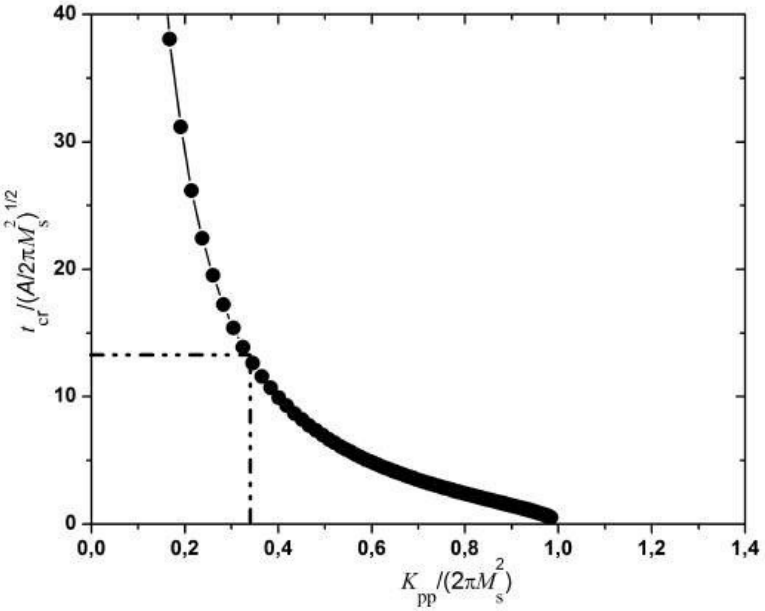

Figura 2.8: Espesor crítico para la transición de dominios magnéticos, de magnetización dentro del plano de la película a una tipo *stripe*. Se observa que para un factor de calidad dado (digamos $Q = 0{,}34$) se obtiene un determinado espesor crítico.

De la fig 2.8 se observa que para un determinado factor de calidad le corresponde un espesor crítico, por encima del cual es más favorable que la magnetización presente una componente perpendicular a la película, formando una estructura de dominios tipo *stripe*.

Como se mencionó anteriormente, el comportamiento de los dominios magnéticos tipo *stripe* con el espesor de la película se describen razonablemente bien mediante simulaciones micromagnéticas, las cuales permiten la descripción de la estructura interna de las paredes de dominios; no obstante, este modo de abordar el problema es conveniente cuando el sistema es relativamente pequeño ($1 - 1000$ nm). Por ello, para el tratamiento de sistemas de mayor escala se han buscado métodos alternativos. Por ejemplo, Jagla [35] muestra que un modelo de interacción de

dominios magnéticos, que incluya una interacción ferromagnética de corto alcance y una interacción antiferro de largo alcance, puede reproducir muy bien los patrones de dominios magnéticos bidimensionales, entre ellos los *stripes* y los tipo burbuja.

Capítulo 3

Detalles experimentales

3.1. Síntesis de la aleación FePt

De las muchas técnicas existentes para la fabricación de películas delgadas, en este trabajo hemos utilizado el proceso de irradiación energética con iones, mas conocido como "*sputtering*", en una de sus variantes denominada magnetrón *sputtering*.

3.1.1. *Sputtering*

El *sputtering* es una técnica muy usada en la preparación de semiconductores (*sputtering* RF), microelectrónica, recubrimiento de vidrios y capas reflectoras, discos ópticos, resistores de alta precisión, entre otros (ver ref. [36] pp. $10 - 14$). En la técnica de *sputtering*, los iones de argón dentro de la cámara de *sputtering* son acelerados por la diferencia de potencial entre los electrodos (≈ 300 V) e impactan sobre el blanco (*target*) arrancando átomos (fig. 3.1), una porción de los cuales llega al sustrato y logra adherirse a él, formando una película para tiempos suficientemente largos. Dado que las películas crecen sobre un sustrato, en principio sus propiedades serán distintas a las correspondientes en *bulk*. En general, las películas pueden presentar tensiones del orden de $10^9 - 10^{10}$ dynas/cm^2 y defectos cristalinos. Dichas tensiones surgen por la diferencia de parámetros de red entre el sustrato y la película; así como también, por diferencia entre sus coeficientes de dilatación térmica. Asimismo, se sabe que el proceso de nucleación y crecimiento de los granos en las películas es dependiente de los parámetros de deposición, tales como: temperatura del sustrato, tasa de crecimiento y tipo de sustrato (ver ref. [36] pp. $47 - 59$). Entonces, cambios en las condiciones de deposición pueden afectar fuertemente las propiedades de la película; ya que, la fase cristalina, espesor y microestructura son sensibles a estos parámetros.

3.1.2. Magnetrón *sputtering*

A diferencia del *sputtering* DC, el magnetrón *sputtering* cuenta con imanes permanentes, para confinar los electrones, producto de la colisión de los iones de argón con el blanco. Estos

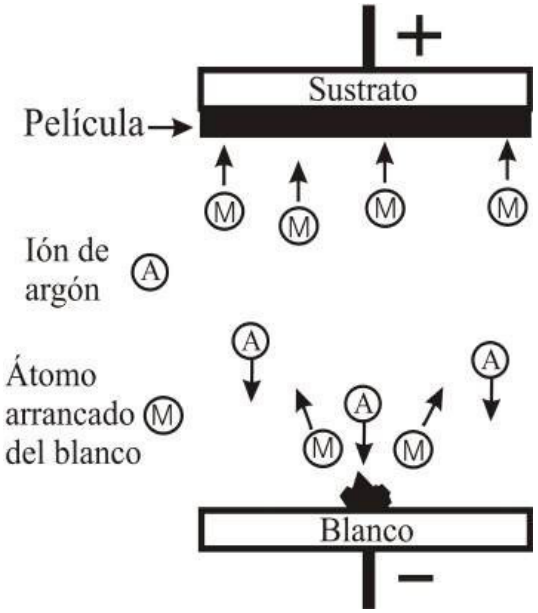

Figura 3.1: Esquema simplificado del proceso de *sputtering*.

electrones son obligados a describir órbitas helicoidales y que en su trayectoria ionizarán más átomos de argón, incrementando así la cantidad de proyectiles que impactan sobre el blanco y, de esta manera, se optimiza el proceso de arranque de átomos del blanco (ver fig. 3.2).

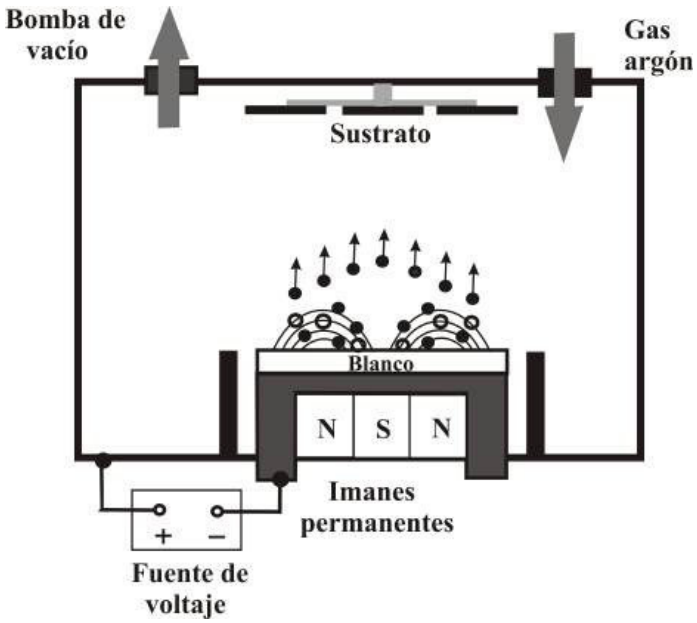

Figura 3.2: Disposición de un sistema de magnetrón *sputtering* durante el proceso de deposición. Se observa la fuente de voltaje, los imanes permanentes, el sustrato y el blanco.

3.1.3. Preparación de las películas

Las películas de FePt fueron preparadas a través de un sistema de magnetrón *sputtering* DC, a partir de un blanco sólido de FePt, las cuales fueron depositadas sobre sustratos de silicio monocristalino (100) con óxido nativo a temperatura ambiente. Trabajos preliminares en películas de FePt [10] indican que el espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo *stripe* es de ≈ 30 nm. Para el presente trabajo, se eligieron películas con los siguientes espesores: 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 deposito se realiza en una atmósfera de argón (2 mTorr) con una potencia de 20 Watts 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 una película y midiendo el perfil de altura con un microscopio de fuerza atómica; luego, se realizó el cociente entre el espesor y el respectivo tiempo de deposición. Para un cálculo más riguroso de la tasa de deposición, se suelen depositar películas con distintos espesores, midiendo el espesor de cada película usando un perfilómetro u otro equipo; la pendiente de la recta "espesor vs tiempo de deposición" nos da la tasa de deposición [37].

Antes de cada deposición es recomendable hacer un *pre-sputtering* de aproximadamente 5 minutos para limpiar el blanco de óxido y contaminantes.

3.2. Técnicas de caracterización composicional y estructural

En esta sección se describen las técnicas de difracción de rayos X y microscopía electrónica de transmisión, las cuales fueron usadas para el estudio de la estructura cristalina de las películas de FePt. Asimismo, se trata de manera breve la técnica de Espectroscopía de rayos X por energía dispersa, la cual se empleó para el análisis composicional de las mismas.

3.2.1. Espectroscopía de rayos X por energía dispersa (EDX)

Es una técnica muy usada para análisis elemental, el cual permite cuantificar los porcentajes atómicos de los constituyentes presentes en la muestra en estudio. Esta técnica se basa en el análisis energético de los rayos X emitidos cuando los electrones decaen a un nivel de menor energía; siendo dicho proceso debido a que con un haz de partículas (electrones) se pueden arrancar electrones de las capas atómicas internas y ello da origen al decaimiento electrónico mencionado.

Para el análisis composicional de la película de 94 nm de espesor se usó un microscopio electrónico de barrido Philips 515 con filamento de tungsteno.

3.2.2. Difracción de rayos X (DRX)

Se sabe que las propiedades macroscópicas de los materiales dependen en mayor o menor grado de su estructura (ordenamiento de los átomos o moléculas); por tal motivo, es indispensable

contar con técnicas capaces de brindarnos este tipo de información. Una de las técnicas más usadas es la difracción de rayos X, la cual es empleada en distintas áreas del conocimiento, tales como: física, química, mineralogía, metalurgia, entre otros, para la identificación de fases cristalinas, determinación estructural de la misma, orientación preferencial, tensiones, etc.

La difracción de rayos X es una técnica no destructiva que consiste en lo siguiente: cuando los rayos X inciden sobre los planos cristalográficos de la muestra ($P_i : i = 1, 2, 3$), tal como se muestra en la figura 3.3, estos son "reflejados" elásticamente. Los rayos X reflejados, cuyos recorridos ópticos difieren en un múltiplo entero de la longitud de onda, interfieren constructivamente; mientras que, los rayos X que están desfasados 180 grados interfieren destructivamente. Dicho fenómeno está gobernado por la ley de Bragg (ver ref. [38] pp. $86 - 87$):

$$\lambda = 2d_{hkl}\sin(\theta) \tag{3.1}$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación incidente, θ es el ángulo de incidencia de los rayos X sobre los planos cristalinos y d_{hkl} es la distancia interplanar.

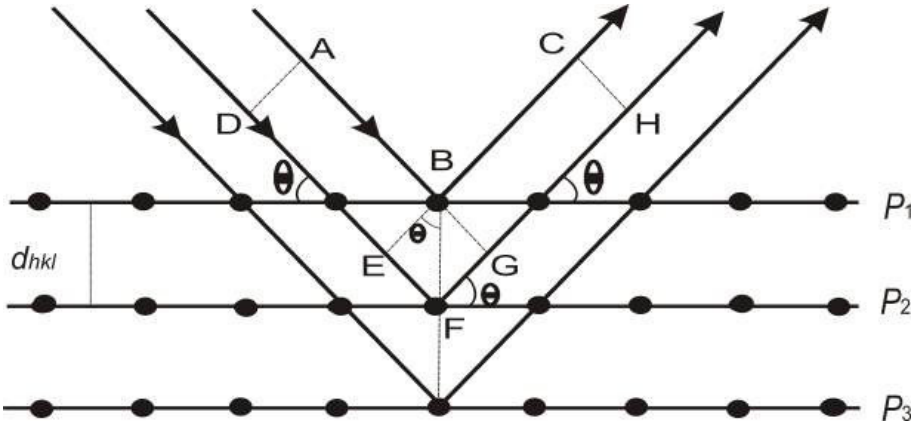

Figura 3.3: Reflexión de los rayos X en los planos cristalográficos (hkl) del material en estudio.

Los estudios realizado por P. Scherrer, referente al proceso de difracción sobre un conjunto de cristalitos orientados al azar, muestran que el ancho de los picos de difracción es inversamente proporcional al tamaño de grano (ver ref. [38] pp. $284 - 285$). Esta relación viene dada por la denominada relación de Scherrer (ec. 3.2), con la cual podemos calcular el tamaño de grano promedio ($< D >$) ; ya que, λ es conocido (tipo de blanco en el tubo de rayos X), K es una constante cuyo valor es menor a uno (es dependiente de la forma del grano) y los otros parámetros, tales como ángulo de incidencia (θ) y ancho a media altura (β), pueden ser obtenidos del ajuste de los picos de difracción.

$$< D >= \frac{K\lambda}{\beta\cos\theta} \tag{3.2}$$

En el caso de películas delgadas, no se requiere preparación previa para ser analizadas por DRX; aunque, un inconveniente cuando se trabaja con películas de espesor relativamente pequeño se refiere a la penetración de los rayos X, lo que permite "observar" el sustrato y cuya

señal es mucho más intensa que la de la película, siendo necesario tiempos más prolongados en la medida para obtener mejores resultados.

Difractómetro de rayos X

Una de las configuraciones más usadas en los equipos de difracción de rayos X es la de tipo Bragg Brentano (fig. 3.4) y es usada principalmente en el análisis de muestras en polvo. En dicha configuración la fuente de rayos X está fija, la muestra gira un ángulo θ y el detector un ángulo 2θ.

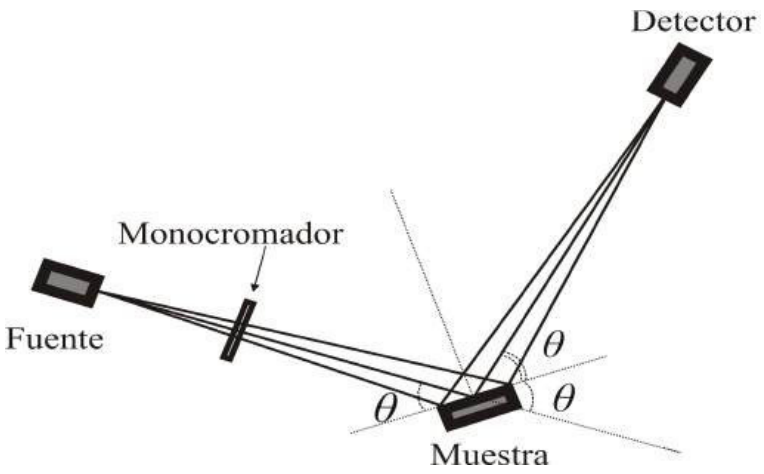

Figura 3.4: Esquema de un difractómetro en disposición tipo Bragg-Brentano. La muestra se mueve un angulo θ y el detector un ángulo 2θ; mientras que, la fuente de rayos X se mantiene fija.

En el análisis estructural de las películas de FePt se usó un difractómetro Phillips $W1700$ con ánodo de Cu, filamento de W, monocromador de grafito y goniómetro vertical en geometría de reflexión Bragg-Brentano.

El análisis por DRX de la película de FePt con 94 nm de espesor se realizó bajo las siguientes condiciones: paso de $0{,}02$ grados, empleando un segundo por punto, voltaje de 35 kV y corriente de 30 mA. Para cuantificar el grado de tensión estructural en las películas de FePt, se preparó una película con 100 nm de espesor a 250 ^{o}C, bajo condiciones muy similares a la de la película con 94 nm de espesor, la cual fue analizada por DRX. A diferencia de la anterior, en la adquisición de datos se empleó un paso de $0{,}025$ grados y 2 segundos por punto.

3.2.3. Microscopía electrónica de transmisión (TEM)

Esta técnica es muy útil en la investigación de películas delgadas; ya que, los electrones son sensibles a la estructura y entorno químico. Focalizando los electrones en zonas muy pequeñas, es posible obtener información a escala atómica. Con ella, podemos realizar estudios de la micro-estructura, tamaño de grano, orientación cristalográfica dentro y fuera del plano de la película,

defectos, etc, de una gran variedad de materiales, tales como: conductores, semiconductores, entre otros.

En el caso de una muestra sólida, el inconveniente del TEM es que la muestra debe ser muy delgada para que los electrones la atraviesen. Sin embargo, existen muchos métodos para alcanzar el espesor adecuado (menores a 100 nm) y permitir su estudio por esta técnica. Entre ellos tenemos: electropulido, adelgazamiento iónico o pulido mecánico. En caso de polvos o materiales frágiles, se pueden usar métodos alternativos, tales como: molido por mortero, suspensión de partículas, deposición de gotas en una grilla, entre otras.

Microscopio electrónico de transmisión

En el estudio de las películas de FePt se usó un microscopio electrónico de transmisión Phillips CM200UT (200 kV) con filamento de W, perteneciente al laboratorio de materiales del Centro Atómico Bariloche, cuya resolución es de $0{,}17$ nm. Este equipo tiene como componentes principales una fuente de electrones (filamento de W), un conjunto de lentes electromagnéticas, pantalla fluorescente y un detector, como se muestra en la fig. 3.5. Este microscopio puede ser empleado de cuatro modos distintos: difracción de electrones, imágenes de campo claro y oscuro, y de alta resolución (ver ref. [39] pp. $589 - 590$).

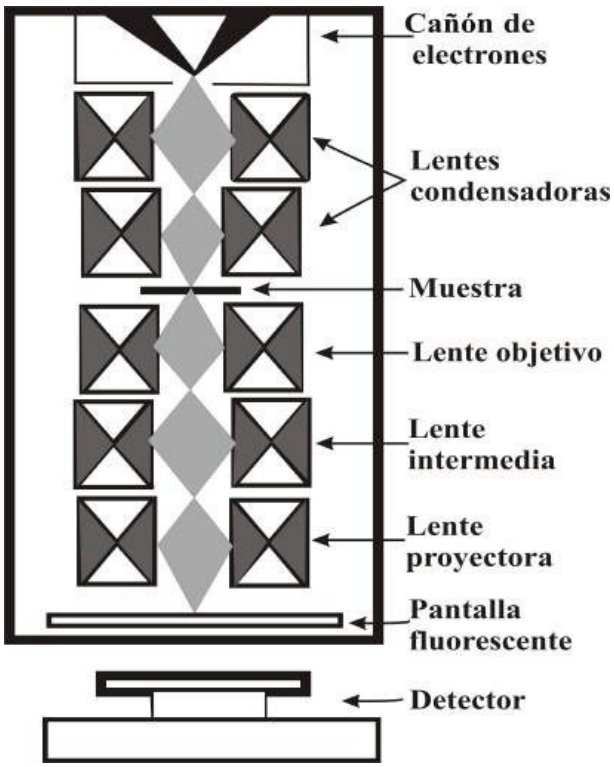

Figura 3.5: Esquema simplificado de un microscopio electrónico de transmisión mostrando sus principales componentes.

Como ya se mencionó, esta técnica requiere muestras muy delgadas y como la película está adherida al sustrato no puede ser estudiada directamente. Para salvar este inconveniente fue necesario preparar una película de FePt con 30 nm de espesor sobre una grilla (400 mesh) de Cu recubierta de carbono amorfo.

3.3. Técnicas de caracterización magnética

En esta sección describiremos las distintas técnicas usadas en la caracterización magnética de las películas de FePt.

3.3.1. Magnetometría de muestra vibrante

Esta técnica se basa en el principio de inducción de Faraday. La muestra se adhiere con grasa de vacío a una varilla de cuarzo y se monta sobre el sistema de vibración, el cual oscila a una frecuencia (ω) de 85 Hz y amplitud de unos pocos milímetros. La respuesta magnética de la muestra, sometida a un campo magnético externo H, es detectada a través de unas bobinas denominadas "bobinas $pick\ up$" (ver fig. 3.6) . El voltaje inducido en estas bobinas (ϵ) es dependiente de la magnetización de la muestra, frecuencia y tiempo (t). La siguiente expresión matemática resume lo dicho anteriormente:

$$\epsilon = CM\omega \cos(\omega \mathrm{t}) \tag{3.3}$$

La constante C se halla mediante calibración del equipo, para lo cual se usó una muestra patrón de niquel que tiene forma esférica; esta presenta una señal de $6{,}92$ emu a un campo magnético aplicado de 5 kOe.

Magnetómetro de muestra vibrante (VSM)

El magnetómetro de muestra vibrante es un equipo versátil usado para el estudio de las propiedades magnéticas como función del campo magnético aplicado, temperatura, tiempo y también para variaciones angulares. Para investigar el comportamiento magnético de las películas de FePt se usó un VSM Lakeshore modelo 7307, el cual tiene como accesorios un criostato y un horno; permitiendo ampliar el rango de trabajo desde temperatura de helio líquido hasta 1273 K, con una sensibilidad de 10^{-5} emu. Dependiendo del campo magnético requerido, pueden usarse piezas polares adecuadas que permiten alcanzar campos de $1{,}2$ T y $2{,}1$ T. En la fig. 3.6 se muestra el esquema del magnetómetro de muestra vibrante usado en este trabajo, donde se puede observar las piezas polares, las bobinas $pick\ up$, el sistema de vibración, los electro-imanes y la parte electrónica.

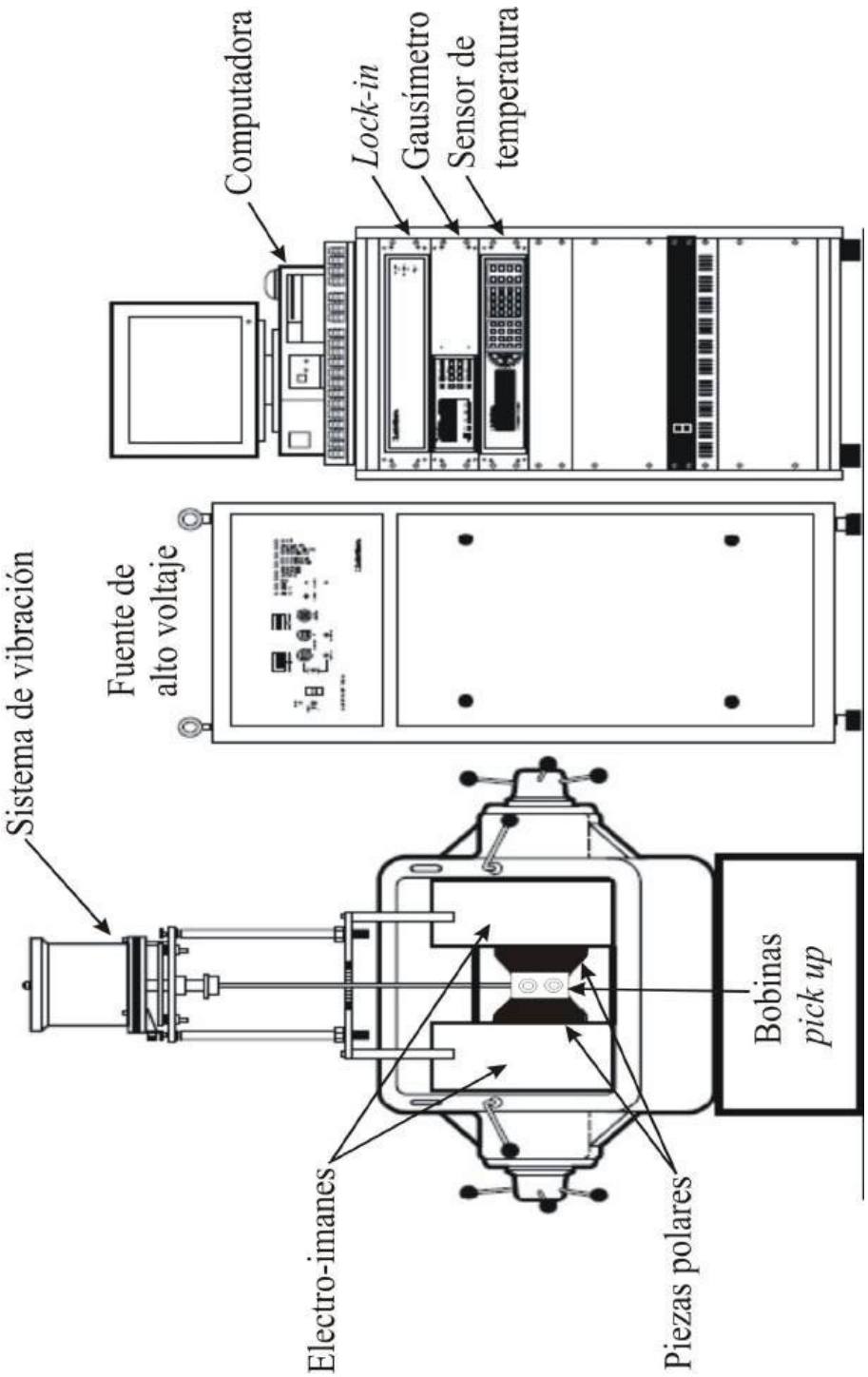

Figura 3.6: Esquema del magnetómetro de muestra vibrante Lakeshore modelo 7307. Se muestran las componentes del sistema de adquisición de datos y el panel de control electrónico.

Tipos de medidas efectuadas con el VSM

- **Lazos de histéresis**

  Son las curvas que se obtienen de medir la magnetización de una muestra en función del campo magnético aplicado (M vs H). De esta medida se pueden extraer parámetros que caracterizan el comportamiento magnético de un material (ver fig. 3.7), tales como:

  - Magnetización de saturación (M_{S}): este parámetro corresponde al valor máximo que alcanza la magnetización de la muestra cuando sobre ella actua un campo magnético intenso. En dicho estado, todos los espines del material se encuentran paralelos entre sí orientados en la dirección del campo magnético.
  - Magnetización remanente (M_{r}): cuando un material ferromagnético es magnetizado por aplicación de un campo magnético externo, este retiene parte de su magnetización después de suprime dicho campo. A esta magnetización se le denominada magnetización remanente.
  - Campo coercitivo (H_{C}): corresponde al valor del campo magnético requerido para invertir la magnetización de la muestra. Este parámetro es sensible al tipo de dominio magnético y microestrutura del material.

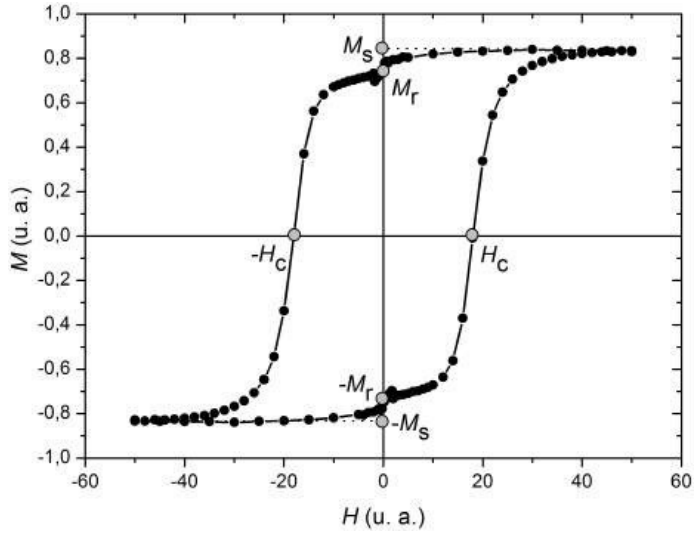

Figura 3.7: Lazo de histéresis de una película de FePt con 100 nm de espesor depositado sobre silicio y tratada térmicamente a 700°C por una hora [11]. Se muestra el campo coercitivo (H_{C}), la magnetización remanente (M_{r}) y de saturación (M_{S}).

Con la finalidad de estudiar el comportamiento magnético de las películas de FePt, se tomaron lazos de histéresis aplicando campo magnético paralelo y perpendicular al plano de la película.

- **Medidas de remanencia**

Las medidas de remanencia permiten determinar el tipo de interacción magnética dominante entre las distintas regiones magnéticas que componen la película. Estas curvas de remanencia son especialmente útiles en la caracterización de los medios de grabación magnética; ya que, un mejor entendimiento de las interacciones presentes en estos medios permitiría mejorar la relación señal-ruido de la lectura y escritura de los bits que se almacenan en ellos [40]. Desde el punto de vista termodinámico, en todo proceso de magnetización se encuentran presentes dos tipos de fenómenos: reversibles e irreversibles. Una forma de estudiar solamente el efecto de los fenómenos irreversibles es mediante las medidas de remanencia [41].

Hay dos tipos de medidas de remanencia:
a) Las que se usan para estudiar los procesos de magnetización de la muestra. A esta medida se la denomina *isothermal remanent magnetization* (IRM).
b) Las que brindan información de los procesos de desmagnetización de la muestra. A esta medida se la denomina *direct current demagnetization* (DCD).

- Medidas IRM

  Las curvas IRM parten del estado con magnetización neta cero y permiten extraer información del denominado "estado virgen", el cual depende significativamente del método usado para desmagnetizar a la muestra. Es importante mencionar que el estudio de las curvas IRM es válido sólo para sistemas que alcanzaron el estado desmagnetizado mediante el método térmico a campo cero (es decir, calentando la muestra por encima de su temperatura de Curie) o el método AC. Mayores detalles de esta afirmación pueden ser encontradas en la ref. [42].

  En nuestro caso, para desmagnetizar a las películas se procedió de la siguiente manera: la película se adhirió a una varilla de plástico y ésta a su vez fue sujetada en un taladro de baja potencia. Paso siguiente, se sometió a la película a un campo magnético de 5 kOe por unos segundos y se suprimió; todo el proceso se realizó mientras el taladro hacia girar la muestra. Este método de desmagnetización nos permite obtener películas en estado desmagnetizado isotrópico en el plano.

  Para la obtención de las curvas IRM, se deben seguir los siguiente pasos:

  1. Desmagnetizar la muestra.
  2. Aplicar un campo magnético pequeño H por unos segundos y suprimirlo.

3. Medir la magnetización a campo cero (M_{IRM}).
4. Aumentar el campo en un valor ΔH y repetir el segundo paso; aumentar paulatinamente el campo hasta llegar al campo de saturación del material.
5. Se grafica M_{IRM} en función del campo magnético previamente aplicado.

- Medidas DCD

  A diferencia de la medida IRM, en la medida DCD la muestra siempre es saturada con un campo negativo antes de analizar la remanencia a un campo positivo previo a la medida. Por lo tanto, podremos estudiar esencialmente el proceso de desmagnetización. El protocolo seguido en la adquisición de los datos es descrito en las siguientes líneas:

  1. Saturar con campo magnético negativo.
  2. Aplicar campo magnético $\vec{H}$ positivo y suprimirlo.
  3. Medir la magnetización a campo cero (M_{DCD}).
  4. Repetir los pasos anteriores en el mismo orden pero aumentando progresivamente el campo positivo hasta llegar al campo de saturación.
  5. Graficar M_{DCD} en función del campo previamente aplicado.

Stoner y Worhlfarth mostraron que hay una relación sencilla entre M_{IRM} y M_{DCD}. Ellos modelaron el comportamiento magnético de un sistema compuesto de partículas monodominio idénticas no interactuantes, con magnetización $\vec{M}$ y todas con ejes de anisotropía uniaxial $\vec{K}$, las cuales están sometidas a la acción de un campo magnético externo $\vec{H}$. Los vectores $\vec{M}$ y $\vec{H}$ forman un ángulo θ y γ con $\vec{K}$, respectivamente (ver fig. 3.8).

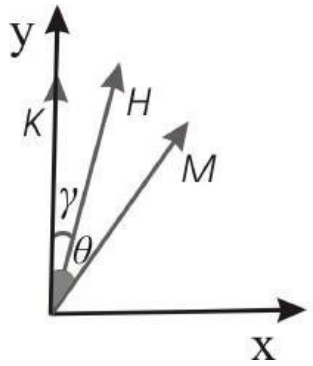

Figura 3.8: Definición de los ángulos subtendidos por la magnetización (M) y el campo externo (H) con respecto al eje de anisotropía (K).

Los lazos de histéresis típicos de este tipo de sistemas son mostrados en la fig. 3.9, los cuales son obtenidos minimizando la energía E_{S} (ec. 3.4) para un determinado ángulo γ.

$$E_{\text{S}} = K \sin^2(\theta) - MH \cos(\theta - \gamma) \tag{3.4}$$

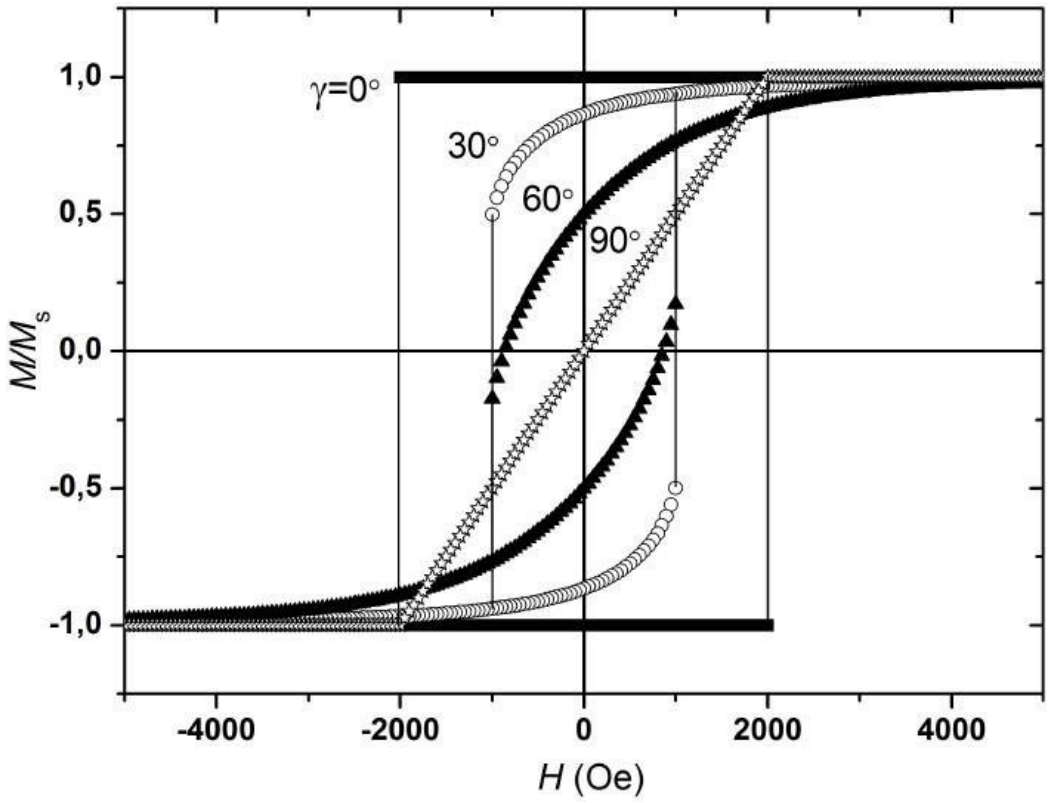

Figura 3.9: Lazos de histéresis para un sistema tipo Stoner Worhlfarth. Se observa la variación de la respuesta magnética con el ángulo entre los vectores $\vec{H}$ y $\vec{K}$.

Para un sistema tipo Stoner Worhlfarth se cumple la siguiente relación matemática:

$$\frac{M_{\mathrm{DCD}}}{M_{\mathrm{r}}} = 2\frac{M_{\mathrm{IRM}}}{M_{\mathrm{r}}} - 1 \tag{3.5}$$

Henkel fue el primero en relacionar las desviaciones a esta igualdad (δM) a la presencia de interacciones magnéticas entre las partículas que componen el material. La gráfica de $\frac{M_{\mathrm{DCD}}}{M_{\mathrm{r}}}$ en función de $\frac{M_{\mathrm{IRM}}}{M_{\mathrm{r}}}$ es el denominado diagrama de Henkel, el cual es muy útil en la caracterización de los efectos debido a interacciones magnéticas. En el caso de un sistema de partículas no interactuantes se obtiene una recta de pendiente 2 y cualquier desviación a esta recta es debida a la presencia de interacciones magnéticas [41, 42, 43, 44].

Entonces, la diferencia entre ambos miembros de la relación 3.5 será, en general, diferente de cero:

$$\delta M = [2\frac{M_{\mathrm{IRM}}}{M_{\mathrm{r}}} - 1] - \frac{M_{\mathrm{DCD}}}{M_{\mathrm{r}}} \tag{3.6}$$

Es importante mencionar la dependencia del perfil de la curva δM con el método de desmagnetización reportado por el Hilo y colaboradores [45].

La integral de las curvas δM, mostradas en la fig. 4.12, nos da el denominado parámetro de interacción α (ver ec. 3.7), el cual nos permite discernir y cuantificar las interacciones del tipo intercambio ($\alpha > 0$) y dipolar ($\alpha < 0$).

$$\alpha = \int \delta M \frac{dH}{H_{\text{rem}}} \tag{3.7}$$

Es importante mencionar que las medidas de remanencia mostradas en este trabajo fueron hechas aplicando campo magnético paralelo al plano de la película. Además, si existieran ejes de anisotropía deberian tomarse en cuenta; ya que, en este caso, las medidas DCD e IRM deben realizarse en esa dirección para maximizar la señal.

- **Viscosidad magnética**

  La variación de la magnetización con el tiempo es un fenómeno relativamente conocido, al cual se denomina relajación magnética [46]. En general, los cambios producidos en el campo magnético no se reflejan instantáneamente en un cambio en la magnetización, siempre hay retardados causados principalmente por las corriente inducidas y la velocidad de movimiento de las paredes de dominio, pero hay otro efecto que prolonga aún más esta respuesta y es debido a la denominada "viscosidad magnética"[47]. Si un sistema magnético se encuentra en estado metaestable buscará llegar al equilibrio. Por lo tanto, si el sistema presenta una distribución de barreras de energía y está atrapado entre mínimos locales, la única forma de aproximarse a su estado de equilibrio es "saltar" las barreras de energía. Dichos saltos son debido a las fluctuaciones térmicas. El tiempo requerido para que se lleve a cabo la transición entre dos mínimos locales por activación térmica viene dada por la ley de Arrhenius-Néel:

$$\tau = \tau_o \exp\left(\frac{\Delta E}{k_{\mathbf{B}} T}\right), \tag{3.8}$$

  donde τ es el tiempo de relajación, ΔE es la altura de la barrera que separa ambos mínimos, τ_o es el tiempo característico cuyo valor típico es de 10^{-9} segundos y $k_{\mathbf{B}}T$ es la energía térmica del sistema (T es la temperatura del sistema y $k_{\mathbf{B}}$ es la constante de Boltzmann) .

  La dependencia de la magnetización con el tiempo, asumiendo una distribución de barreras de energía constante durante el tiempo de medición, viene dada por la siguiente ecuación [48]:

$$M(\mathrm{t}) = C + S \ln\left(\frac{\mathrm{t}}{\mathrm{t}_o}\right), \tag{3.9}$$

  donde M es la magnetización del material, S es el coeficiente de viscosidad magnética; mientras que, C y t_o son constantes.

De la ecuación 3.9 se deduce una dependencia lineal de la magnetización con el logaritmo neperiano del tiempo ($\ln(\mathrm{t}/\mathrm{t}_o)$), cuya pendiente nos brinda información de la rapidez de relajación del sistema. Una gran pendiente nos indica que el sistema relaja rápidamente; mientras que, una pendiente pequeña indica que el sistema relaja lentamente. Esta dependencia lineal es observada en una amplia cantidad de materiales pero no es general, siendo adecuada para materiales que presentan una distribución de barreras de energía (f(T,H)) relativamente ancha. Caso contrario, podría observarse una dependencia diferente a la lineal [49].

Como ya se mencionó, las medidas de remanencia permiten estudiar los procesos irreversibles. Por ello, se define un parámetro denominado susceptibilidad de irreversibilidad (χ_{irr}), la cual se obtiene derivando la curva DCD normalizada al volumen con respecto a la variable H [41, 42, 50]:

$$\chi_{\mathrm{irr}} = \frac{dM_{\mathrm{DCD}}}{dH}. \tag{3.10}$$

Existe una relación entre la susceptibilidad de irreversibilidad y la viscosidad, el cual se da a través de la distribución de barreras de energía del sistema [51], como muestran las siguientes ecuaciones:

$$\chi_{\mathrm{irr}} = \frac{M_s^2}{K} f(H,T); \quad S = \frac{k_{\mathrm{B}}T}{KV_{\mathrm{ac}}} f(H,T) M_s \tag{3.11}$$

donde M_{S} es la magnetización de saturación, K es la constante de anisotropía del sistema, y V_{ac} es el volumen de activación. La energía de activación térmica se puede escribir en términos del denominado campo de fluctuaciones (H_{f}):

$$E = V_{\mathrm{ac}} M_{\mathrm{S}} H_{\mathrm{f}} = k_{\mathrm{B}} T. \tag{3.12}$$

donde H_{f} es definido como el cociente entre el coeficiente de viscosidad magnético y la susceptibilidad de irreversibilidad:

$$H_{\mathrm{f}} = \frac{S}{\chi_{\mathrm{irr}}} \tag{3.13}$$

El campo de fluctuaciones H_{f} es un campo ficticio que causaría un efecto similar en la magnetización que la generada por los procesos activados térmicamente. Un análisis más amplio del campo de fluctuaciones puede ser encontrado en la referencia [52].

De las ecuaciones 3.12 y 3.13 es posible obtener el denominado volumen de activación (ec. 3.14) en función de parámetros que pueden ser medidos experimentalmente. El volumen de activación representa el volumen del material que revierte su magnetización debido a las fluctuaciones térmicas y, por tanto, es muy importante en almacenamiento magnético; ya que, prácticamente nos da una buena estimación del volumen de los monodominios

magnéticos. Es de interés actual reducir el volumen de los monodominios; ya que, ello permitiría almacenar mayor información en menor espacio, siendo limitado por los efectos superparamagnéticos.

$$V_{\mathrm{ac}} = \frac{k_{\mathrm{B}}T}{H_{\mathrm{f}}M_{\mathrm{S}}}, \tag{3.14}$$

Protocolo de medición

- Saturar la muestra aplicando campo magnético negativo y posteriormente aplicar un campo magnético positivo H, el cual permanecerá constante durante el proceso de medición.
- Medir la magnetización a intervalos de tiempo no tan distanciados, hasta un tiempo máximo de unos minutos. En nuestro caso, cada medida duró 30 minutos.
- Graficar las curvas de magnetización en función del logaritmo neperiano del tiempo y ajustar usando una recta. La pendiente de esta recta es el coeficiente de viscosidad magnética medido a un campo magnético H.
- Repetir el proceso para campos magnéticos distintos.

Es importante mencionar que las medidas de relajación magnética de la películas de FePt presentadas en este trabajo se tomaron a temperatura ambiente. Además, estas medidas se realizaron para campos cercanos al coercitivo; ya que, es allí donde se producen las cambios muy pronunciados (el sistema pueda evolucionar a un estado con magnetización diferente).

La dependencia lineal dada por la ec. 3.9 es válida para tiempos relativamente cortos; ya que, si esperamos tiempos muy grandes la magnetización se desviará del comportamiento lineal y presentará un comportamiento asintótico a un valor de saturación.

- **Campo de rotación (H_{rot})**

  La anisotropía rotacional consiste en la capacidad de rotar rígidamente los *stripes* mediante la aplicación de un campo magnético externo (H) [53]. La magnitud del campo debe encontrarse por encima de un determinado valor crítico, a partir del cual los *stripes* empiezan a rotar en forma coherente y para determinado valor de campo es posible alinearlos paralelos al campo magnético, permaneciendo en esa posición después de suprimir el campo externo. Definimos el campo de rotación como el campo máximo en el cual la irreversibilidad es observada. Esto corresponde al campo en el cual se empiezan a tocar la curva virgen y la rama superior del lazo de histéresis. Para la medida de H_{rot} se procedió de la siguiente manera [54]:

  - Aplicar un campo magnético paralelo al plano de la película, cuya magnitud sea lo suficientemente intensa para saturar al material. Después de unos instantes suprimir el campo.

- Rotar la muestra 90° respecto a la dirección del campo magnético aplicado inicialmente.
- Hacer una medida de magnetización en función del campo magnético partiendo de campo cero hasta saturarla y de regreso.
- Realizar un gráfico de H_{rot} en función del espesor de la película.

3.3.2. Microscopía de fuerza magnética

La microscopía de fuerza magnética se ha convertido en una herramienta muy importante en la investigación de los materiales magnéticos, siendo ampliamente usada en la industria de grabación magnética [55].

En microscopía magnética, se emplea una punta ferromagnética unida a un fleje (*cantilever*) que, en ausencia de fuerzas magnéticas, oscila a una frecuencia f_o. Cuando existen interacciones magnéticas entre la punta y la muestra en estudio, esta frecuencia sufre un corrimiento que es proporcional al gradiente vertical de la fuerza magnética que actua sobre la punta. Los corrimientos en la frecuencia de resonancia tiende a ser pequeño, típicamente en el rango de $1-50$ Hz para *cantilevers* que tienen una frecuencia de resonancia f_o de ≈ 100 kHz [56]. Estos corrimiento en la frecuencia pueden ser detectados de tres maneras: detección de amplitud, detección de fase y modulación de frecuencia.

En resumen, esta técnica se basa en la detección de la componente vertical del gradiente de fuerza proveniente del acoplamiento magnetostático entre una punta magnética y la muestra (ver ref. [25] pp. $71-78$), permitiendo visualizar la estructura de dominios en la superficie de la muestra.

Microscopio de fuerza magnética (MFM)

Para una mejor comprensión de la forma de proceder de un MFM, primero detallaremos como funciona un microscopio de fuerza atómica (AFM). El AFM es un microscopio de barrido de sonda, cuyo funcionamiento se basa en las fuerzas del tipo Van der Waals que se producen entre una punta y los átomos de la superficie que se desea observar. El AFM puede utilizarse en modo de contacto continuo o intermitente, más conocido como *tapping*. En este modo, el *cantilever* oscila a una frecuencia cercana a su frecuencia de resonancia. La electrónica del equipo comanda un cilindro piezoeléctrico que puede realizar movimientos verticales y horizontales, permitiendo corregir el desplazamiento vertical del *cantilever* para preservar inalterada la amplitud de oscilación. La electrónica de control sensa los desplazamientos del *cantilever* mediante un sistema óptico, el cual emplea un láser. El haz del láser incide sobre el extremo del *cantilever* y el haz reflejado se detecta en un conjunto de fotodiodos (ver fig. 3.10). De esta forma, el *cantilever* sube o baja adaptándose a la superficie de la muestra. El registro de los desplazamientos verticales permite construir una imagen tridimensional de la superficie.

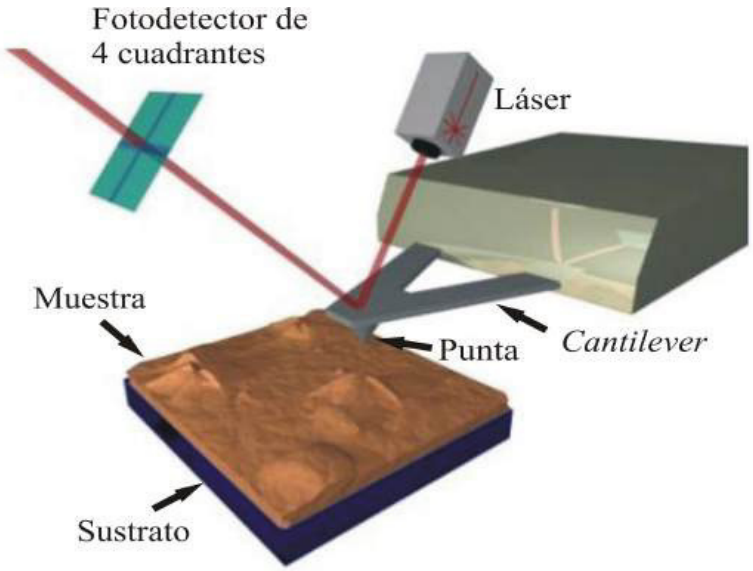

Figura 3.10: Esquema del sistema de detección de un AFM.

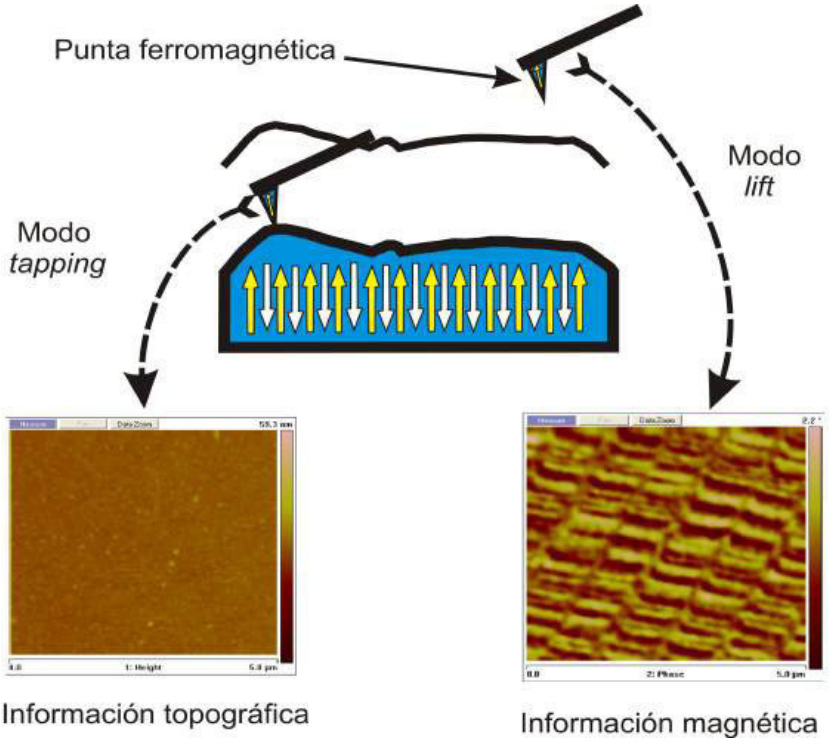

Figura 3.11: Construcción de la imagen magnética mediante un MFM. En el primer barrido se emplea el modo *tapping* y en un segundo barrido se emplea el modo *lift*. A modo de ejemplo, se muestra la imagen topográfica y magnética de un disco duro.

A comparación del AFM, el MFM funciona con una punta ferromagnética y luego de un primer barrido, para obtener la información topográfica (modo *tapping*), se aleja una distancia de ≈ 10 nm y en un segundo barrido usa la información topográfica de la superficie para moverse, manteniendo constante la separación del *cantilever* a la superficie de la muestra en todo el barrido. El sistema detecta las variaciones en la oscilación del *cantilever*, tales como frecuencia, amplitud y fase, debido a las interacciones magnetostáticas de la punta ferromagnética con la muestra. A esta manera de sondeo se le conoce como modo *lift* (ver fig. 3.11). La información obtenida por detección de las variaciones en la fase y frecuencia presentan, en general, una mejor razón señal-ruido a comparación de las obtenidas por detección de amplitud.

La resolución de las imágenes obtenidas por MFM dependerá de las características de la punta ferromagnética y de la elección óptima de la distancia punta-muestra; ya que, a mayor distancia de separación la señal será menor y a distancias pequeñas puede darse un acople entre la información magnética y topográfica. El montaje del equipo está hecho sobre una mesa antivibratoria con colchón de aire y protegido por una carcaza metálica, para evitar cualquier tipo de ruido en la señal a medir.

A modo de ejemplo, en la fig. 3.11 se muestra la imagen topográfica y magnética de un disco duro. Del análisis de la imagen topográfica, se observa que la superficie del disco está prácticamente libre de rugosidades; mientras que, la imagen magnética muestra regiones brillantes y oscuras de forma rectangular, dispuestas de manera ordenada, de ≈ 800 nm de largo y ≈ 200 nm de ancho. En estas regiones se puede almacenar un bit.

Las imágenes de los dominios magnéticos en las películas de FePt fue hecho con un AFM/MFM Veeco Dimension 3100 con electrónica *Nanoscope* IV. Las imágenes magnéticas fueron adquiridas usando una punta de Veeco (MESP); dicha punta esta hecha de silicio recubierta de una aleación de Co [57]. Este equipo presenta una resolución espacial de: $0{,}1$ nm en altura y 20 nm de resolución lateral, aproximadamente; ambas dependientes de las características de la punta ferromagnética blanda. Para obtener una mayor sensibilidad en la medida, es recomendable orientar la magnetización de la punta magnética a lo largo de su longitud mayor, o sea, que estee magnetizada perpendicular al plano de la película antes del proceso de medición. En nuestro caso, se aplicó un campo magnético de 5 kOe, el cual es suficiente para saturar la punta magnética del MFM.

Capítulo 4

Resultados y discusión

4.1. 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. 4.1 muestra los picos correspondientes a la aleación FePt con estructura FCC químicamente desordenada (fase A_1); así como también, las reflexiones del sustrato de silicio. Se observa que hay una gran diferencia en intensidad entre el pico principal del silicio (difracción correspondiente a los planos (400)) y el de FePt (planos (111)), cuya razón de intensidades es 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 (111) y el resto de los picos observables, tanto el (311) como el (200), dan un valor mucho menor que el dato presentado en las tablas cristalográficas (*International Center for Diffraction Data* [58]), como se muestra en el cuadro 4.1, lo cual indica que las películas crecen texturadas en la dirección cristalina $[111]$ perpendicular al plano de la película. La dirección cristalográfica $[111]$ es un eje fácil magneto-cristalino (ver ref. [23] pp. $95 - 96$, [59], [60]), originado por el acople del momento magnético órbital con los ejes de simetría del cristal. Por lo tanto, debido a la textura cristalina, es razonable suponer que en estas películas la magnetización pueda presentar una componente perpendicular al plano de la película y un comportamiento magnético prácticamente isotrópico en dicho plano. La intensidad del pico (200) es notoriamente pequeña respecto a la base de datos y la calculada mediante el programa Carine [61], con número de ocupación $1/2$; mientras que, el pico (220) no puede ser observado por superposición con el pico (400) del silicio. Cabe mencionar que la relación de intensidades I_{222}/I_{111} medida experimentalmente da un valor cercano al calculado.

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 [62], cuya contribución al ancho de línea a media altura en la reflexión (111) sería de aproximadamente $16\,\%$ del ancho total.

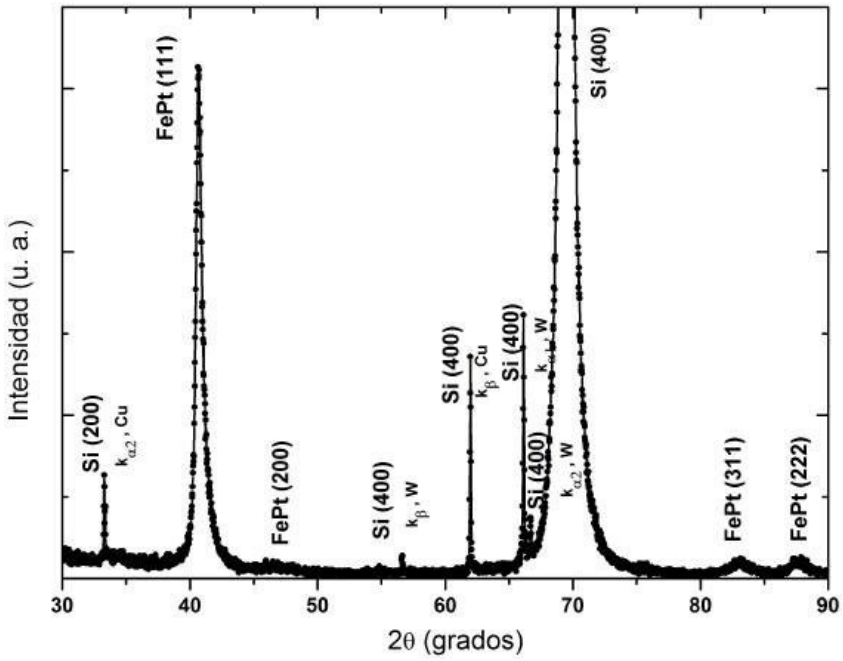

Figura 4.1: Difractograma de rayos X de la película de FePt con 94 nm de espesor depositada a temperatura ambiente.

Cuadro 4.1: Paramétros obtenidos del ajuste de los picos de difracción de la película con 94 nm de espesor, intensidades extraídas de la tabla cristalográfica [58] y la calculada usando el programa CARINE.

(h k l)	2θ	β	I medida	I (Ref. [58])	I calculada
111	$40{,}39^o(1)$	$0{,}56^o(1)$	$100(2)$	100	100
200	$46{,}35^o(7)$	$3{,}3^o(2)$	$8{,}9(3)$	80	$45{,}4$
311	$82{,}73^o(3)$	$1{,}6^o(1)$	$6{,}8(5)$	70	$22{,}1$
222	$87{,}32^o(3)$	$1{,}5^o(1)$	$7{,}9(9)$	30	$6{,}1$

En una primera aproximación, el tamaño de grano puede calcularse considerando que la mayor contribución al ensanchamiento de los picos es debido al tamaño de grano relativamente pequeño. Los picos de difracción se ajustaron 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. En el cuadro 4.1 se muestran los parámetros extraídos del ajuste, donde se removió la contribución de la radiación k_{α_2}. Los picos correspondientes a las reflexiones (311) y (222) presentan menor error sistemático; por ello, se usaron los datos del ajuste de estas reflexiones para el cálculo del tamaño de grano. El tamaño promedio de grano obtenido a partir de la fórmula de Sherrer (ecuación 3.2) fue de $7{,}5(7)$ nm. Para dicho cálculo se consideró que los granos tienen

forma esférica ($K = 0{,}94$) y se usó la longitud de onda de la radiación $k_{\alpha 1}$ del Cu ($\lambda = 1{,}54056$ Å). Para corregir el ancho debido a la contribución instrumental se usó la siguiente relación:

$$\beta_{\text{total}} = \beta_{\text{inst}} + \beta_{\text{grano}}, \tag{4.1}$$

donde β_{total} es el ancho a media altura del pico de difracción y β_{grano} es la contribución al ancho de línea del tamaño de grano. Esta relación es útil sólo para perfiles de difracción lorentzianos. Asimismo, la corrección instrumental se extrajo del ancho a media altura del pico de Si (400) usando el método de ajuste, el cual dió un valor de $0{,}05$ grados en 2θ.

Si separamos la contribución de las micro-tensiones en el ancho de línea a media altura, obtendriamos un tamaño de grano mayor en aproximadamente $20\,\%$ del valor mencionado anteriormente.

A modo de comparación, en la figura 4.2 se muestran los parámetros de red de las películas de FePt reportados por Barmak y colaboradores [63] en el rango de $45{,}6$ a $52{,}5$ en porcentaje atómico de Pt, depositadas a temperatura ambiente y preparadas por magnetrón *cosputtering* DC a partir blancos elementales de Fe y Pt, junto con nuestras medidas para una película de 94 nm de espesor depositada a temperatura ambiente y otra de 100 nm depositada a 250 ^{o}C. Como se puede observar en la figura 4.2, la película depositada a temperatura ambiente presenta un parámetro de red ($a = 3{,}866(2)$ Å) mayor al extrapolado de los datos reportados por Barmak y a su correspondiente en *bulk* ($a = 3{,}816$ Å[58]), el cual se reduce en la película tratada a 250 ^{o}C ($a = 3{,}840(2)$ Å). Esto indica que las películas crecidas a temperatura ambiente están sometidas a tensiones de compresión en el plano de la película, posiblemente generadas durante el proceso de fabricación de las mismas. También, se observó una fuerte disminución en la textura en las películas tratadas térmicamente (fig. 4.3). En resumen, el parámetro de red de las películas FePt es sensible al método de preparación y a la relación de los porcentajes atómicos de sus constituyentes.

La magnitud de la tensión en el plano de la película puede ser calculada mediante la siguiente ecuación:

$$\sigma_x = Y \epsilon_x \tag{4.2}$$

donde σ_x representa la tensión en el plano de la película, Y es el módulo de Young del material en estudio (para el FePt, con estructura cúbica tipo A_1, $Y = 180$ GPa [64]) y ϵ_x es la deformación en la dirección de la tensión. Considerando que las tensiones se relajan completamente para la película depositada a 250 ^{o}C, podemos saber la deformación promedio a lo largo de la dirección perpendicular al plano comparando el parámetro de red de la película sin ningún tratamiento térmico ($a = 3{,}866$ Å) y la depositada a 250 ^{o}C ($a = 3{,}840$ Å), obteniéndose $\epsilon_\perp = 0{,}0067$. El valor de ϵ_x puede calcularse usando las relaciones de Poisson ($\epsilon_x = -v\epsilon_\perp$ con $v = 0{,}3$ [62]), de donde se obtiene que $\epsilon_x = -0{,}0020$. Reemplazando los datos antes mencionados en la ecuación 4.2, se obtuvo una tensión de compresión de aproximadamente $-0{,}4$ GPa. Este valor es del mismo orden de magnitud que el reportado por Spada y colaboradores [62] en películas de FePt depositadas sobre MgO.

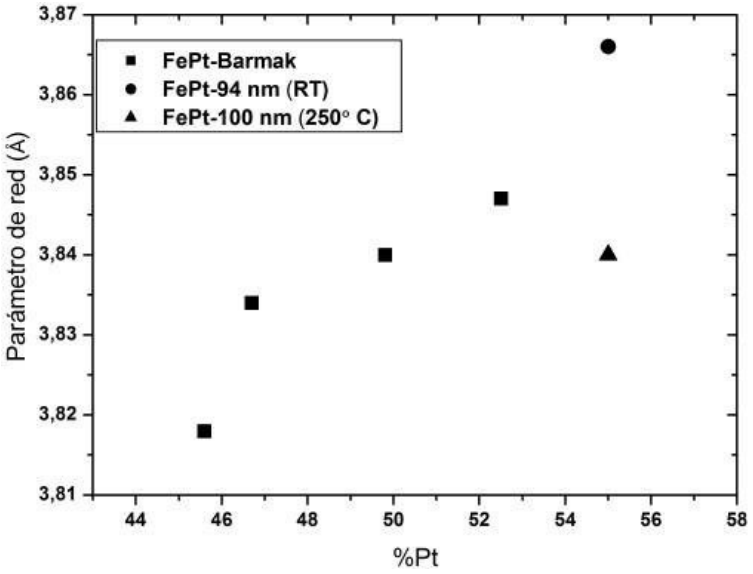

Figura 4.2: Parámetro de red de la película de FePt en función del porcentaje atómico de Pt. Se muestra el parámetro de red de la película con 94 nm de espesor depositada a temperatura ambiente (RT), la de la película con 100 nm de espesor depositada a 250 ^{o}C y los reportados por Barmak [63].

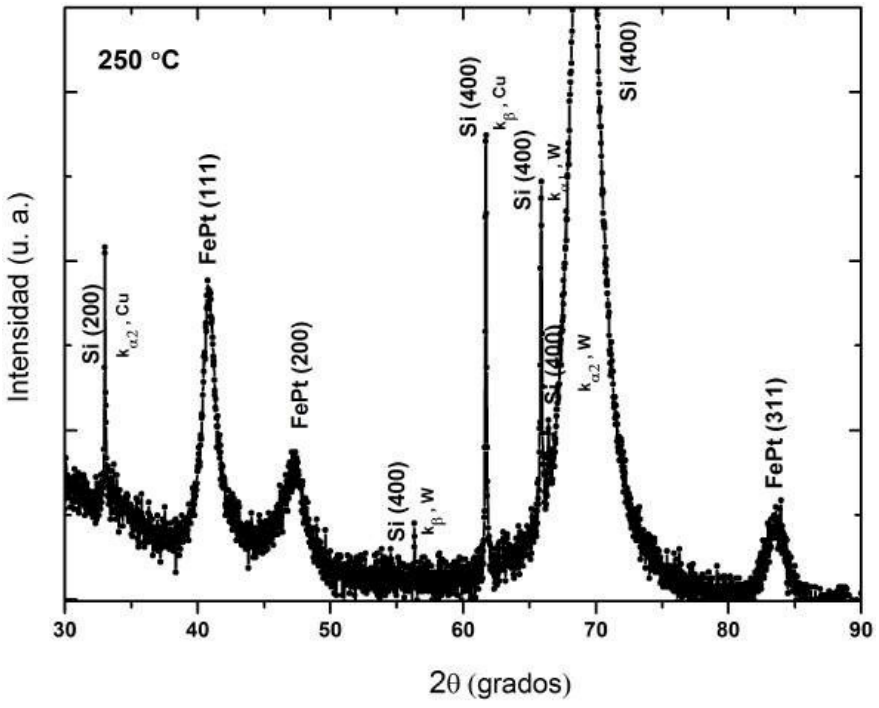

Figura 4.3: Difractograma de rayos X de una película de FePt con 100 nm de espesor depositada a 250 ^{o}C.

Las tensiones de compresión en el plano de la película inducen una anisotropía perpendicular a la misma, favoreciendo a que la magnetización presente una componente fuera de dicho plano.

La anisotropía perpendicular inducida por efectos magneto-elásticos (K_{me}) puede ser calculada con la siguiente expresión:

$$K_{\mathrm{me}} = -\frac{3}{2}\lambda_{\mathrm{me}}\sigma_x \tag{4.3}$$

donde λ_{me} es el coeficiente de magnetostricción del material. Aboaf y colaboradores [65] muestran medidas de la constante de magnetostricción en función de la composición, para películas de FePt preparadas por sputtering RF, de donde se deduce un valor máximo de $\lambda_{\mathrm{me}} \approx 70 \times 10^{-6}$ para la composición equiatómica. Este valor es muy cercano al reportado por Shima y colaboradores [66] para películas de $Fe_{48}Pd_{52}$-FCC en la dirección $[001]$. Reemplazando σ_x y λ_{me} en la ecuación 4.3 se obtuvo que $K_{\mathrm{me}} = 0{,}42 \times 10^6$ erg/cm^3.

La fig. 4.4 muestra una imagen TEM de campo claro de una película de FePt con 30 nm de espesor, donde se observan regiones brillantes y oscuras. En general, en una medida TEM los electrones interaccionan con la muestra mediante procesos de dispersión elástico, inelástico, 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 y el resto se observa como granos claros.

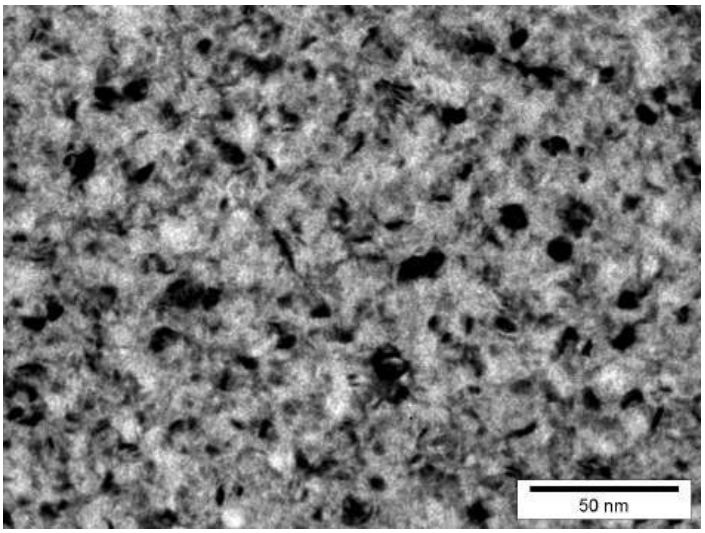

Figura 4.4: Imagen TEM a campo claro de una película de FePt con 30 nm de espesor depositada sobre una grilla de Cu recubierta de carbono amorfo.

Del análisis de las imágenes TEM (fig. 4.4) se obtuvo la distribución de tamaños de grano mostrada en la fig. 4.5, la cual 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 distribuición $\sigma_D = 1{,}9$. Este valor es aproximadamente la mitad de lo estimado en las medidas de DRX.

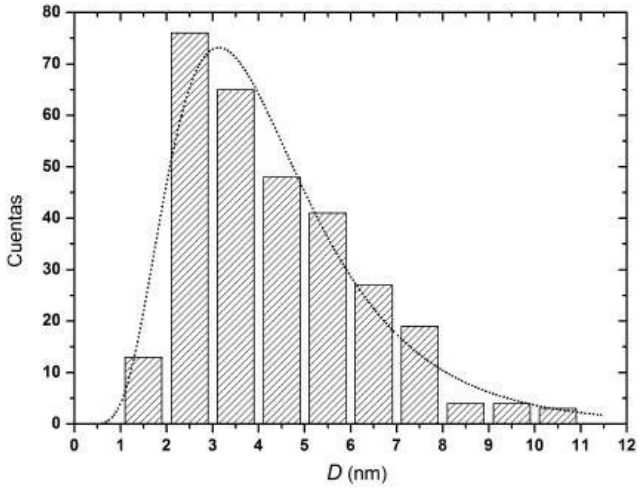

Figura 4.5: Distribución de diámetros de los granos cristalinos en una película de FePt con 30 nm de espesor. El ajuste corresponde a una distribución del tipo log-normal.

Ello es debido a que los granos de mayor tamaño contribuyen más en las medidas de DRX; mientras que, el valor promedio del grano obtenido de las medidas de TEM corresponde a la media aritmética y considera de igual forma todos los tamaños. Por ello, para poder comparar ambas cantidades fue necesario realizar un promedio ponderado de los diámetros obtenidos por TEM usando la distribución de volúmenes, tal como se muestra en la siguiente ecuación:

$$< D_w >= \frac{\sum D\frac{V}{<V>}}{\sum \frac{V}{<V>}} \tag{4.4}$$

donde:

- $< D_w >$ es el tamaño de grano promedio ponderado.
- D son los diámetros de la distribución log-normal.
- V es el volumen de cada grano considerandolo de forma esférica ($V = \frac{\pi D^3}{6}$)
- $< V >$ es el volumen medio extraído del ajuste ($< V >= \frac{\pi <D>^3}{6}$)

De esta forma se obtuvo un valor de tamaño de grano promedio ponderado de $< D_w >= 7{,}1$ nm ($\sigma = 3{,}5$), verificándose que los valores obtenidos por TEM y DRX están en concordancia. Ello muestra que la microestructura de películas depositadas sobre carbono amorfo no difiere demasiado de las que se depositaron sobre óxido de silicio.

4.2. Medidas magnéticas

4.2.1. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado paralelo al plano de la película

La fig. 4.6 muestra los lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado paralelo al plano de la película para los distintos espesores estudiados en este trabajo. Con el objetivo de hallar los ejes de anisotropía dentro del plano, se midieron lazos a determinadas posiciones angulares. A modo de ejemplo, se muestra como cambian los lazos de histéresis (ver fig. 4.7) con el ángulo azimutal en la película de FePt con 9 nm de espesor. Los resultados confirman la existencia de un eje de anisotropía uniaxial ($K_{\textit{in-plane}}$) en las películas con espesor $t \leq 28$ nm; por eso, en las figuras 4.6 y 4.7 es posible distinguir las medidas aplicando H a lo largo del eje fácil y perpendicular a él con las siglas EF y ED, respectivamente. Las películas de mayor espesor presentan un comportamiento relativamente isotrópico en el plano.

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

$$H_{\text{sat}} = \frac{2K_{\textit{in-plane}}}{M_{\text{S}}}, \tag{4.5}$$

donde M_{S} es la magnetización de saturación de la película.

Los valores de anisotropía calculados con la ecuación 4.5 nos indican que $K_{\textit{in-plane}}$ es del orden de 10^4 erg/cm^3 y disminuye ligéramente con el aumento del espesor (ver cuadro 4.2).

Estudios previos [10] indican que $K_{\textit{in-plane}}$ no desaparece en las películas más gruesas ($t > 28$ nm), sino que los ejes de anisotropía se destribuyen de manera más aleatoria a medida que aumenta el espesor de la película.

Cuadro 4.2: Valores de la anisotropía uniaxial en el plano para las películas de FePt con 9, 19 y 28 nm de espesor.

Espesor (nm)	H_{sat} (Oe)	$K_{\textit{in-plane}}$ (10^4 erg/cm^3)
9	54(3)	2,3(2)
19	46(3)	2,0(2)
28	42(3)	1,8(2)

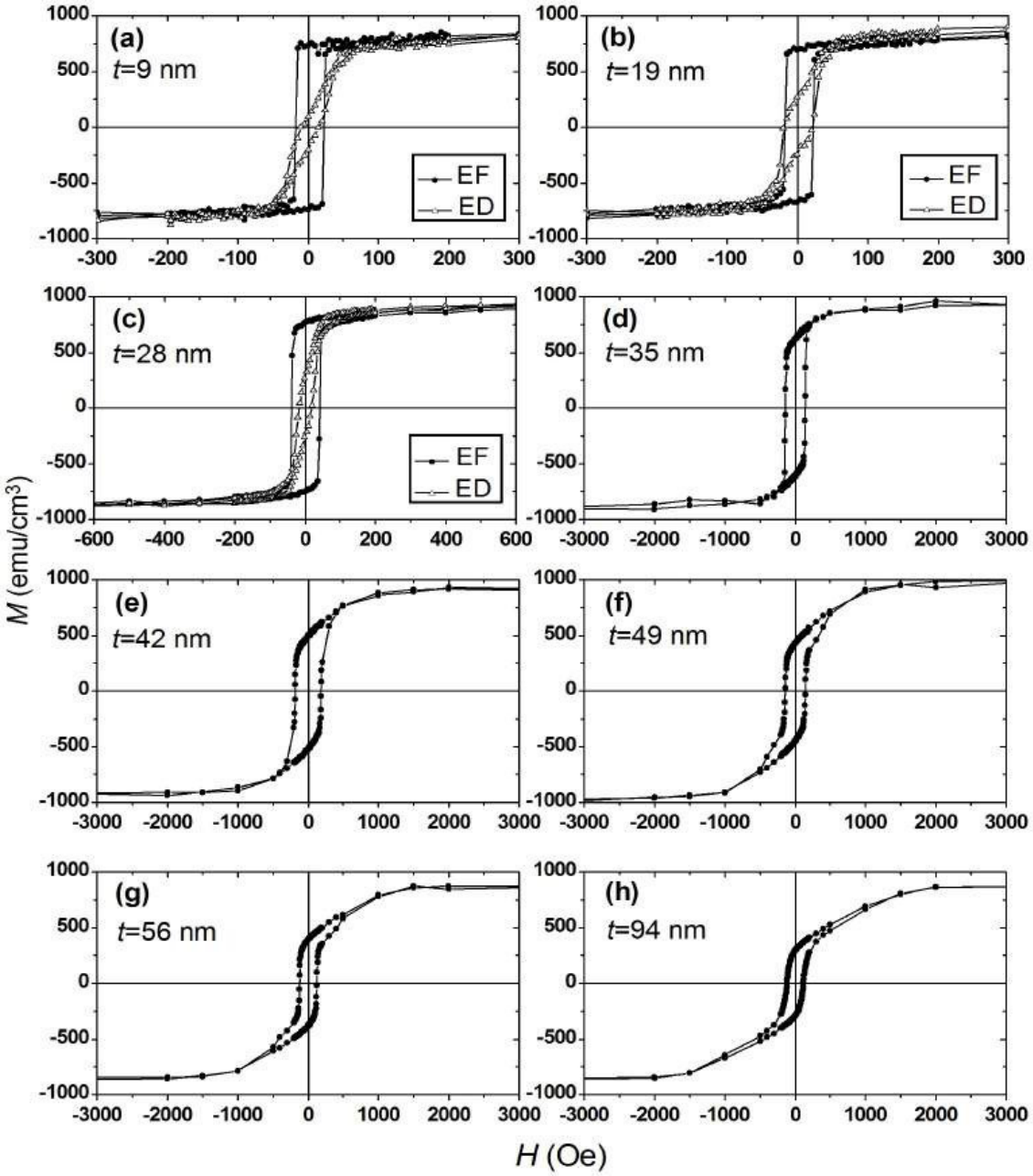

Figura 4.6: Dependencia con el espesor de las películas FePt de los lazos de histéresis con H aplicado paralelo al plano de la película. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente. Las películas más delgadas (a-c) presentan anisotropía uniaxial dentro del plano de la muestra; por eso, se distinguen las medidas aplicando H a lo largo del eje fácil y perpendicular a él con las siglas EF y ED, respectivamente.

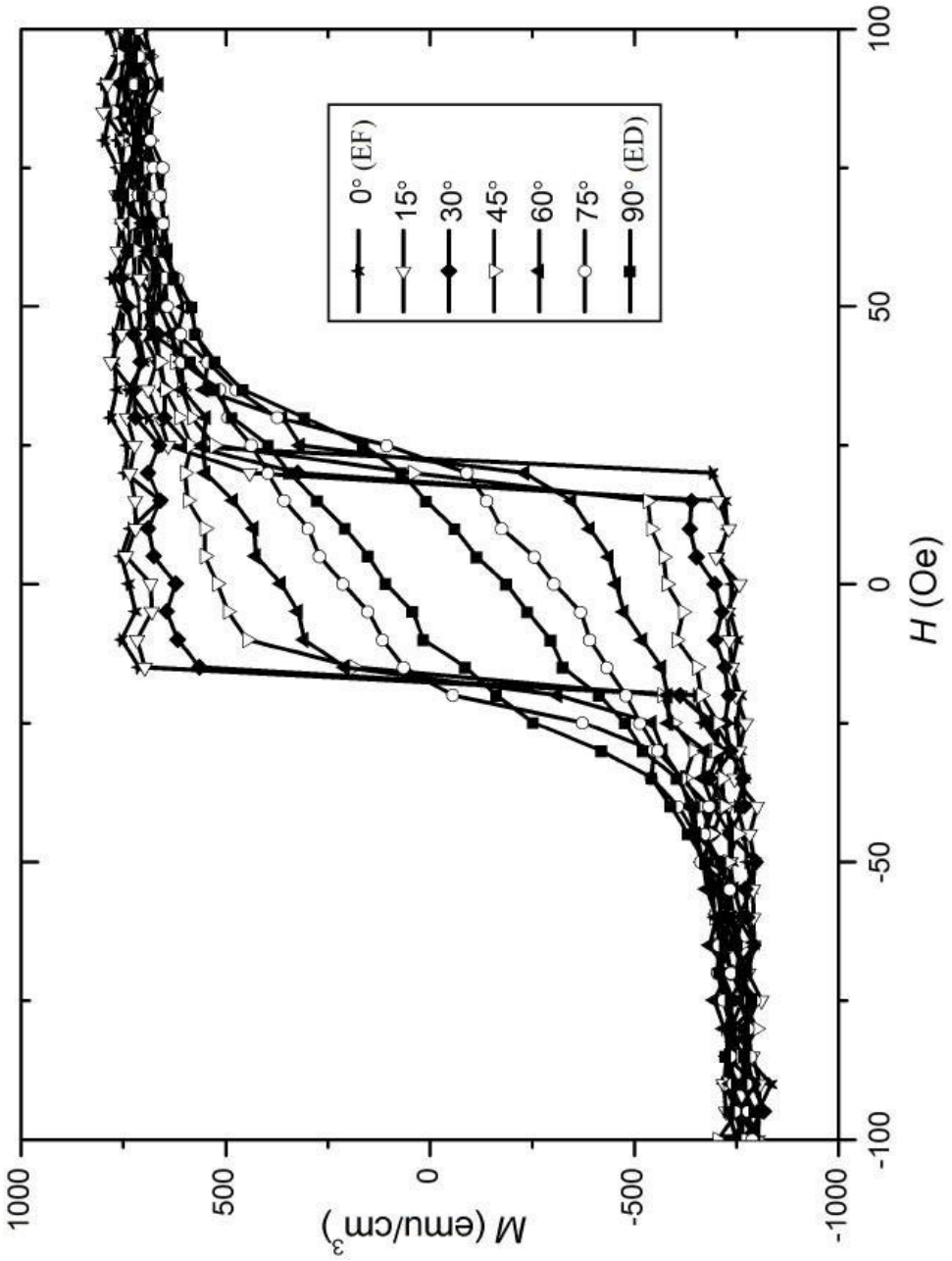

Figura 4.7: Variación del lazo de histéresis con el ángulo azimutal en el plano de la película perteneciente a la muestra de FePt con 9 nm de espesor. Las medidas hechas con campo magnético externo aplicando a lo largo del eje fácil y perpendicular a él son denotadas con las siglas EF y ED, respectivamente.

Por un lado, se observó por DRX que las películas de FePt crecen texturadas en la dirección $[111]$ perpendicular a la película, el cual induce una anisotropía de origen magneto-cristalino en esa dirección, que debería dar un comportamiento isotrópico en el plano. Ello nos sugiere que el origen de la anisotropía $K_{in\text{-}plane}$ no es magneto-cristalino. Por otro lado, las películas

en estudio están sometidas a tensiones de compresión en el plano y en el caso de tensiones no uniformes se puede inducir una anisotropía dentro de dicho plano. Entonces, es posible que la anisotropía $K_{\textit{in-plane}}$ tenga origen magneto-elástico.

Las películas con espesores mayores 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. 4.6. Dicho comportamiento es típico de sistemas que presentan estructura de dominios tipo "*stripe*" (ver ref. [25] p. 452).

En la fig. 4.8, se presenta la dependencia con el espesor del campo coercitivo (H_{c}), magnetización remanente (M_{r}) y magnetización de saturación (M_{s}) para todas las películas, donde se observó un aumento del campo coercitivo con el espesor de la película, de 20 Oe para $t = 9$ nm hasta 188 Oe para $t = 42$ nm, tendiendo a reducirse y estabilizándose a un valor de aproximadamente 130 Oe para espesores mayores. El valor promedio de la magnetización de saturación ($< M_{\mathrm{S}} >= 866(25)$ emu/cm^3) es algo menor que el reportado en muestras en *bulk* (≈ 1130 emu/cm^3), 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 interfaz [23] y capas inertes como consecuencia de 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* [9, 62]. 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.

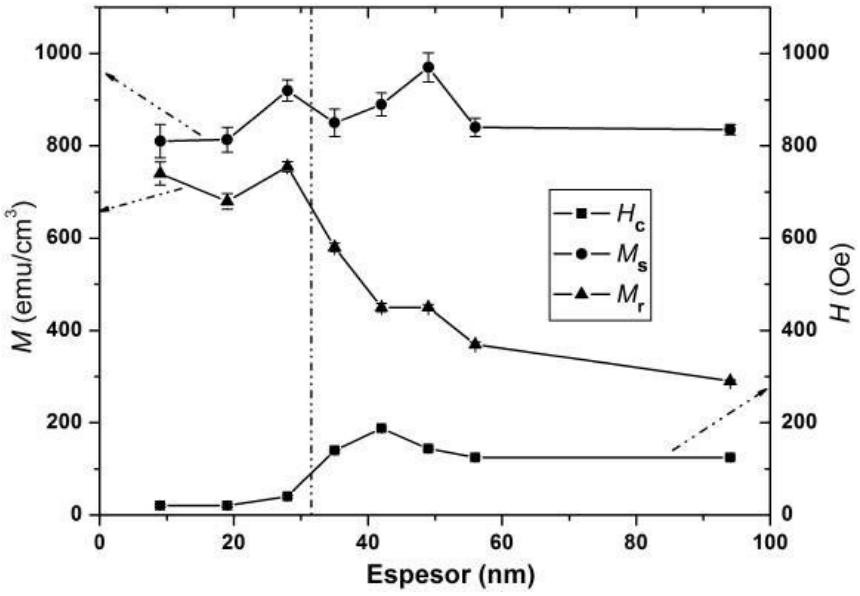

Figura 4.8: Campo coercitivo (H_{c}), magnetización remanente (M_{r}) y de saturación (M_{s}) en función del espesor de la película. La línea discontinua separa a las muestras que presentan distinto comportamiento magnético.

4.2.2. Lazos de histéresis tomados con campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película

Las medidas magnéticas con campo magnético aplicado perpendicular al plano de la película (ver fig. 4.9) muestran que la magnetización está prácticamente contenida dentro del plano de la película en todas las muestras, debido a la gran anisotropía de forma (la energía asociada es $2\pi M_S^2$). 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 la medida del área limitada por el lazo en el plano paralelo al eje fácil (EF) 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 matématica relaciona las magnitudes antes mencionadas, es decir:

$$\text{Area} = K_{eff} = 2\pi M_S^2 - K_{pp}, \tag{4.6}$$

donde K_{eff} es la anisotropía efectiva. Los valores de K_{pp} obtenidos usando la ecuación 4.6 se muestran en el cuadro 4.3, de donde se observa que K_{pp} no presenta cambios significativos con el espesor.

Entonces, de las medidas magnéticas dentro y fuera del plano de la película podemos concluir que la anisotropía perpendicular compite con la anisotropía de forma, tal que para espesores por debajo de t_{cr} la magnetización está completamente contenida dentro del plano de la película. Para espesores mayores a t_{cr} es energéticamente más favorable que presente una componente perpendicular a la película, que se alterna hacia arriba y hacia abajo, formando la estructura de dominios magnéticos tipo *stripe*.

Cuadro 4.3: Valores de la anisotropía efectiva y anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película.

Espesor (nm)	K_{eff} (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)

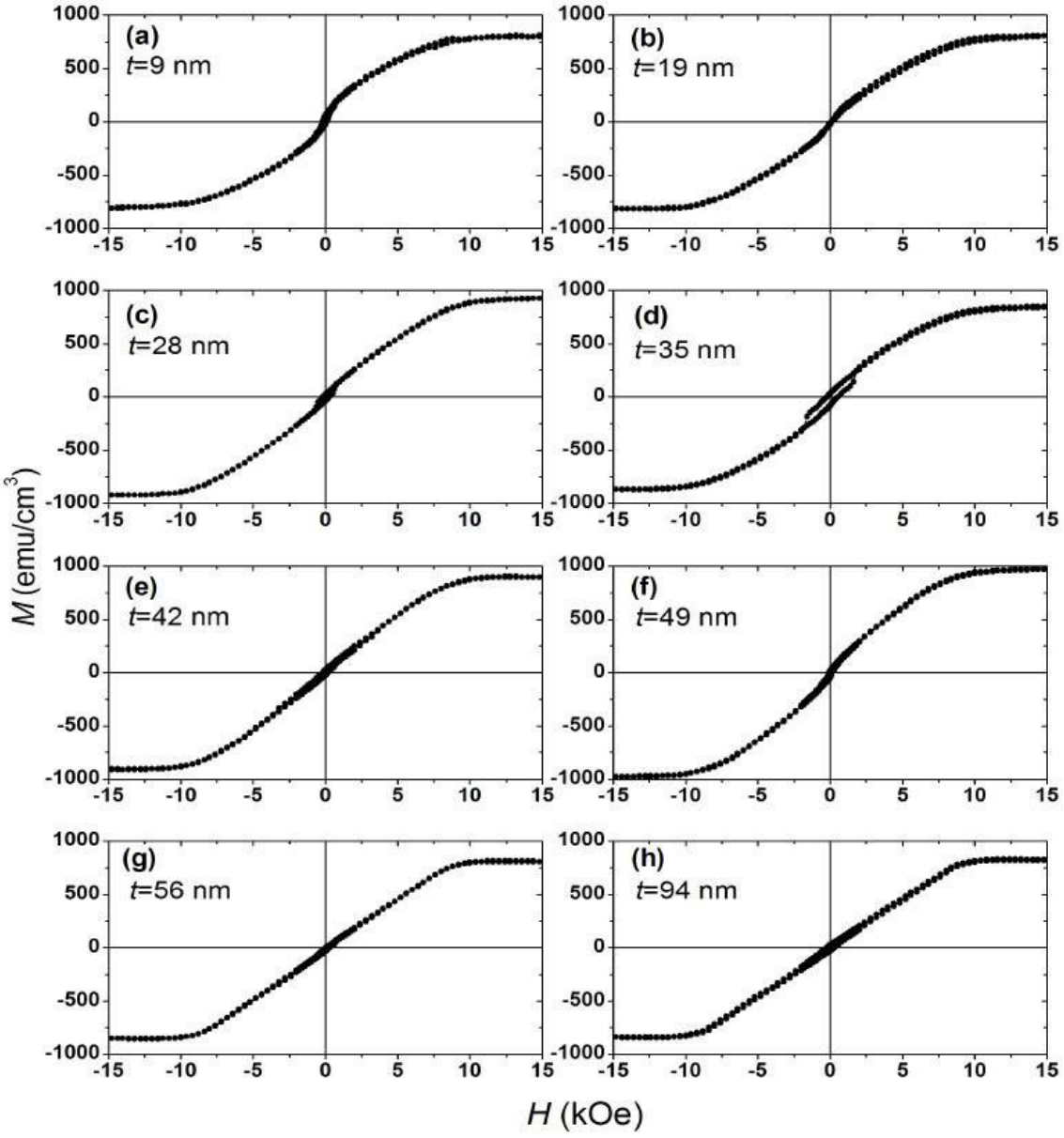

Figura 4.9: Dependencia con el espesor de las películas FePt de los lazos de histéresis con H aplicado perpendicular al plano de la película. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

La forma peculiar de los lazos de histéresis observados en la fig. 4.9 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, donde 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 magnético se acerca a H_{sat}. Este comportamiento se aleja de la dependencia lineal y es posiblemente debido a que para un determinado valor de campo magnético (campo crítico) la estructura de dominios magnéticos cambia, de un estado con magnetización en el plano a una tipo *stripe*. 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. El origen de este comportamiento puede ser debido a una pequeña desalineación del campo magnético respecto a la dirección perpendicular a la película. Cabe mencionar que efectos similares han sido reportados en películas ferromagnéticas blandas: Craus en Fe-Zr-N [32] y Spada [62] en $Fe_{51}Pt_{49}$ depositado sobre MgO.

En la realización de las medidas magnéticas se observaron en algunos casos lazos de histéresis abiertos (es decir las ramas del lazo se unían en un extremo, pero no en el otro), debido a la presencia de una deriva en la electrónica del equipo dependiente del tiempo, que estabilizaba en tiempos considerablemente largos. Para solucionar este problema se tuvo que realizar una corrección en los datos asumiendo que la dependencia de la deriva con el tiempo era lineal.

4.2.3. Medidas de remanencia

La fig. 4.10 muestra las curvas de remanencia DCD e IRM de todas las muestras en estudio, donde se observa que para espesores $t \leq 35$ nm, la curva DCD se encuentra prácticamente por debajo de la curva IRM para campos menores al campo de saturación; mientras que, para espesores mayores la curva DCD se encuentra por encima de la curva IRM.

De las medidas DCD se extrajo el denominado campo remanente coercitivo H_{rem} (intersección de la curva DCD con el eje de campo magnético), el cual se usó que como factor de normalización para facilitar los análisis posteriores. Este campo es importante; ya que, aplicando un campo magnético de esta magnitud sobre el sistema en estudio y suprimiéndolo, previa saturación con campo negativo, obtendremos al sistema en un estado con magnetización neta igual a cero. Este es el principio del método de desmagnetización DC. La figura 4.11 muestra la dependencia de H_{rem} con el aumento del espesor de la película, donde se observa que H_{rem} presenta la misma tendencia que el campo coercitivo (ver fig. 4.8) y cuyos valores son ligeramente mayores a este último.

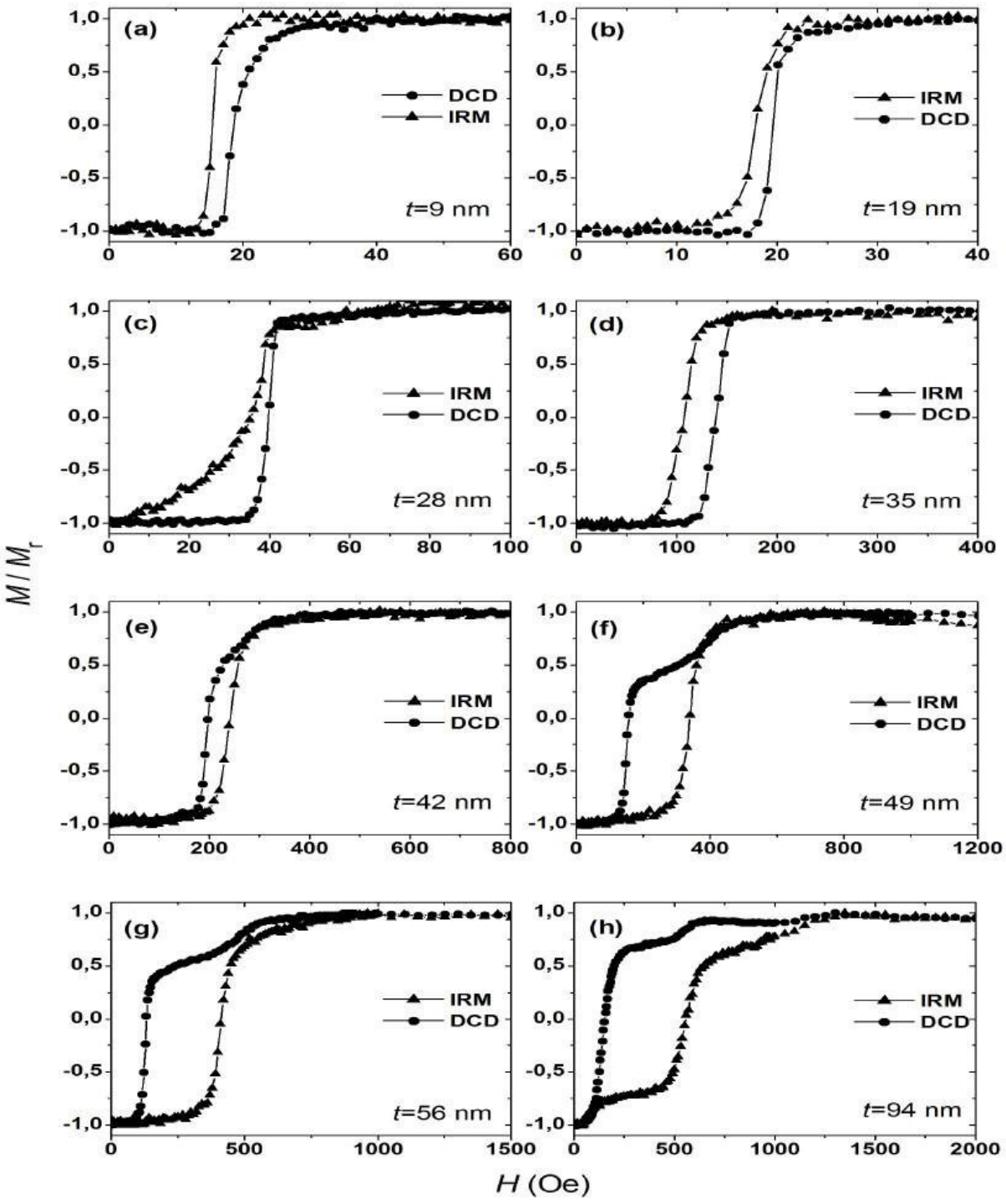

Figura 4.10: Curvas de remanencia DCD e IRM de las películas de FePt. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

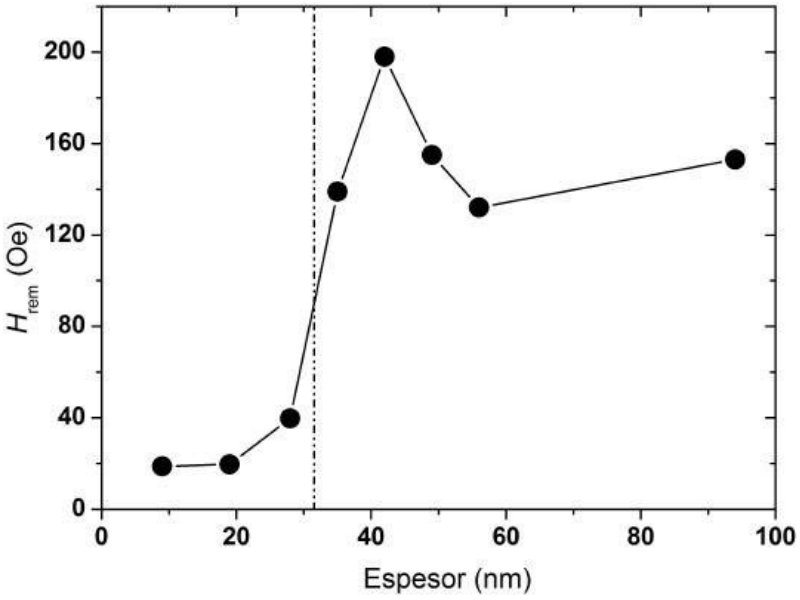

Figura 4.11: Campo remanente coercitivo en función del espesor de la película. La línea discontinua separa a las muestras que presentan distinto comportamiento magnético.

Las películas de FePt más gruesas presentan curvas de remanencia (DCD e IRM) distintas a la de las películas más delgadas. En particular, las curvas DCD correspondientes a las películas de mayor espesor ($t = 49$, 56 y 94 nm) y la curva IRM para $t = 94$ nm presentan mesetas en campos menores al de saturación (ver fig. 4.10). Este comportamiento nos indica que no ocurren procesos irreversibles en estas regiones. Es importante recalcar que, por lo general, en todo proceso de magnetización están presentes procesos reversibles e irreversibles. Para magnitudes relativamente pequeñas de campo magnético externo se esperaría que ocurran solo procesos reversibles, tales como: desplazamientos de paredes de dominio y rotación coherente. Sin embargo, el análisis de las curvas DCD e IRM de las películas de FePt se complica para campos mayores, recordemos que los contornos de grano y defectos cristalinos actuan como centros de anclaje complicando aún más el análisis; por ello, es difícil saber con certeza lo que acontece en estas regiones.

Es importante mencionar que en algunos casos hemos observado la presencia de una deriva debido a la inestabilidad en la electrónica del equipo al adquirir datos a campos altos; ya que, las curvas DCD e IRM no deben sobrepasar el valor de M_{r}, obtenido previa aplicación de un campo lo suficientemente intenso para saturar a la muestra, el cual debe permanecer invariante para campos más intensos. Asimismo, la mayor fuente de error en las medidas de remanencia IRM proviene de la dificultad de conseguir un estado de partida totalmente desmagnetizado. En nuestro caso, las películas de menor espesor presentaron considerable dificultad para ser completamente desmagnetizadas; ya que, presentan lazos con alto factor de cuadratura y un campo coercitivo de unos pocos Oersted.

Bearsley y colaboradores [67] proponen una simulación micromagnética para modelar las curvas δM, tomando como parámetros relevantes: el acoplamiento magnetostático, las interacciones de intercambio, la orientación de los ejes de anisotropía y un parámetro que caracteriza la forma de los granos, denominado razón de aspecto. Ellos estudian el efecto de estos parámetros sobre las curvas δM, de donde se deduce que los sistemas que presentan sólo acoplamiento magnetostático presentan una curva δM negativa y que al agregar interacciones de intercambio relativamente pequeñas se obtiene una curva δM positiva; mientras que, la presencia de anisotropías puede influir de distintas maneras. En particular, la presencia de una anisotropía dentro del plano de la película favorece a que la curva δM sea negativa y una anisotropía perpendicular al plano de la película favorece a que la curva δM presente una parte positiva y otra negativa.

En la fig. 4.12 se muestran las desviaciones a la relación de Stoner-Wohlfart de las películas de FePt. La magnitud de la anisotropía en el plano ($K_{\text{in-plane}}$) que se observa en las películas más delgadas ($t < 35$ nm) es del orden de 10^4 erg/cm^3 y es relativamente pequeña frente a las otras anisotropías presentes en el sistema. Por ello, sus efectos sobre la curva δM pueden ser despreciados. Por otro lado, todas las muestras presentan anisotropía perpendicular al plano de la película (K_{pp}), el cual es del orden de 10^6 erg/cm^3, y ella podría favorecer a que la curva δM tenga una parte positiva y otra negativa. Sin embargo, dicho comportamiento no es observado en nuestras películas (ver fig. 4.12). Desde nuestro punto de vista, el comportamiento de las curvas δM de las películas de FePt está influenciado por la existencia de la anisotropía perpendicular, pero las mayores contribuciones provendrán de la interacciones tipo intercambio y dipolar. Entonces, del análisis de los valores del parámetro α (fig. 4.13) se puede concluir que en las películas más delgadas ($t \leq 35$ nm) dominan las interacciones tipo intercambio ($\alpha > 0$). Asimismo, se esperaría encontrar una disminución de esta interacción con el aumento del espesor; ya que, para algún espesor en particular, α debería ser igual a cero (transición de positivo a negativo). Sin embargo, se observa sólo un leve decrecimiento de α cuando el espesor de la película aumenta de 9 a 19 nm y un ligero incremento para espesores mayores (28 y 35 nm). Ello puede ser debido a que no se partió de un estado totalmente desmagnetizado; así como también, por las limitaciones de la propia técnica en uso, porque mediante medidas macroscópicas tratamos de extraer información de lo que sucede a escala microscópica. Pese a ello, se obtiene una buena estimación de las interacciones a esa escala. En las películas de mayor espesor ($t > 35$ nm) dominan las interacciones del tipo dipolar ($\alpha < 0$), las cuales se incrementan con el aumento del espesor. Si observamos con cuidado las curvas IRM de las películas más gruesas, podemos visualizar que el rango de campos en los cuales se extiende la IRM sugiere que parte de la curva virgen cae fuera del lazo de histéresis. Para verificar dicha afirmación, se midió la curva virgen y el lazo completo de la película de 94 nm de espesor, cuyo resultado es mostrado en la figura 4.14, donde se corrobora lo deducido de la respectiva medida IRM. Generalizando este resultado, podemos concluir que las películas que presentan estructura de dominios tipo *stripe* presentan una curva virgen que cae parcialmente fuera del lazo de histéresis. Esta afirmación se basa en el siguiente hecho: al desmagnetizar las películas, la estructura de dominios tipo *stripe* se desordena. Entonces, cuando se aplica un campo magnético creciente habrá una primera etapa en la que se forman los *stripes*, pero una vez formados, el proceso de reversión sería más fácil y esto ocasionaría el fenómeno observado.

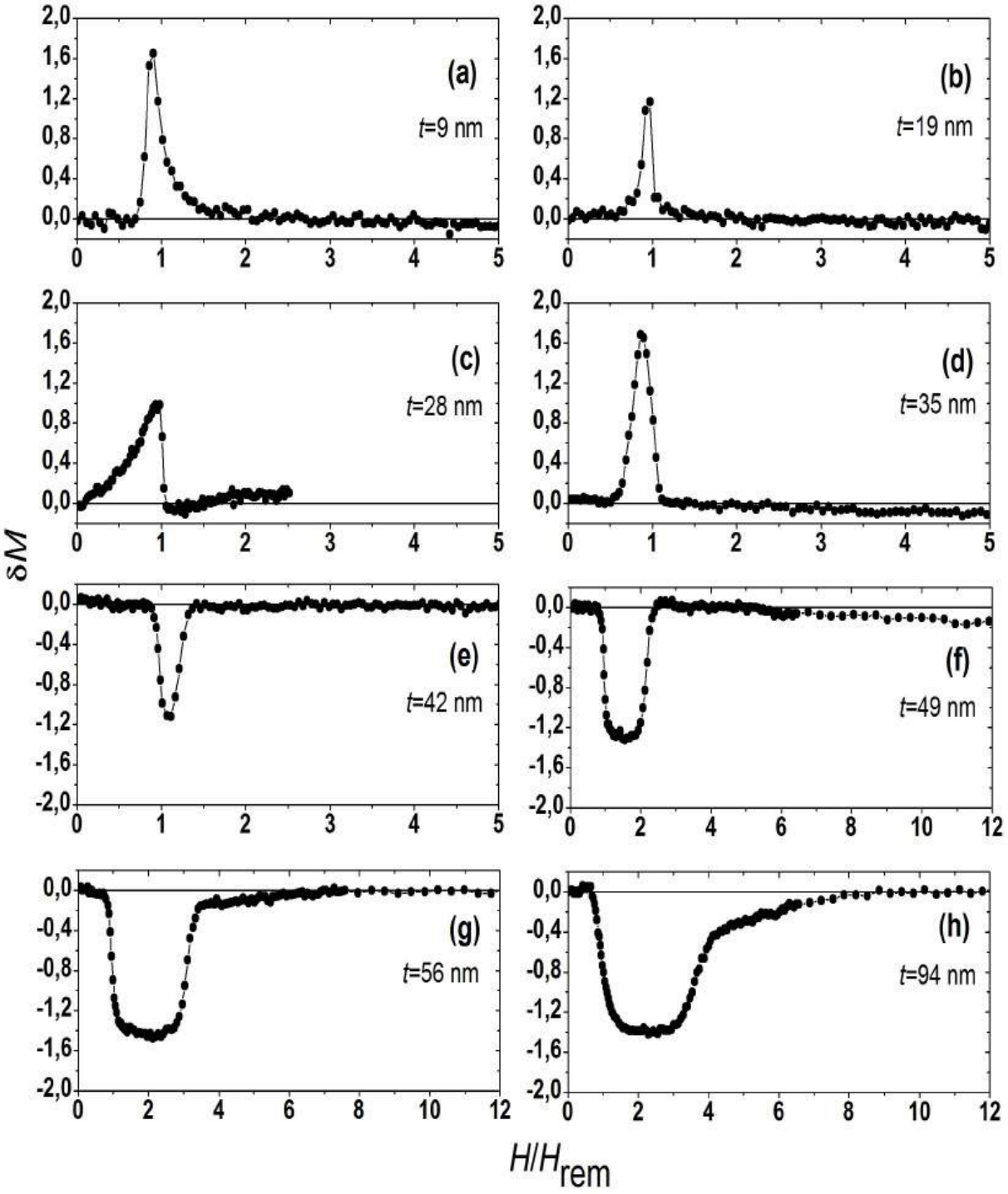

Figura 4.12: Desviación a la relación de Stoner-Worlfart en las películas de FePt. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

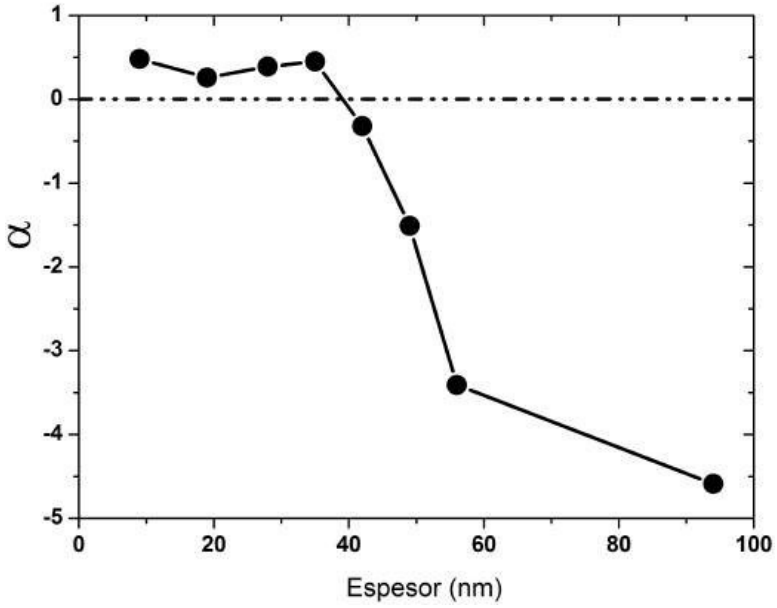

Figura 4.13: Parámetro de interacción α en función del espesor de la película de FePt.

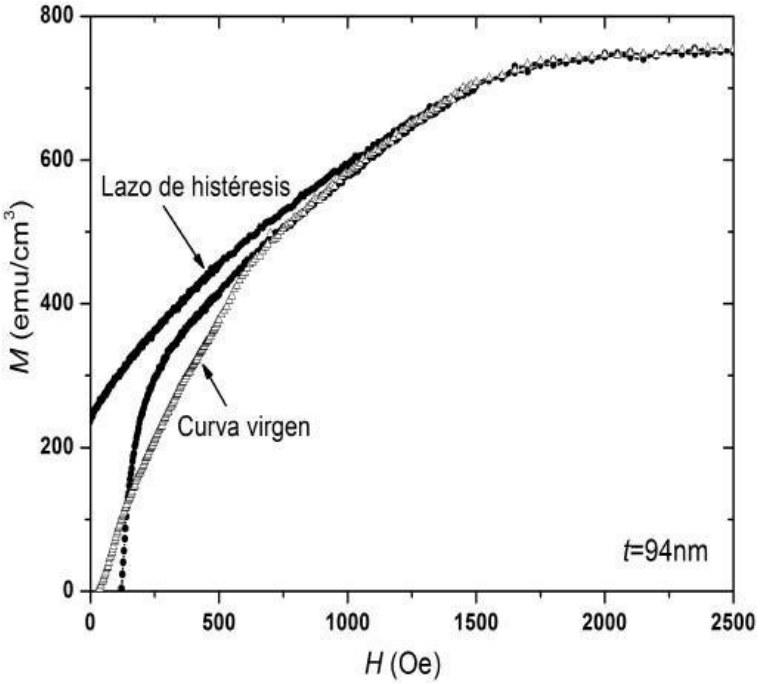

Figura 4.14: Comportamiento de la curva virgen en la película de FePt con 94 nm de espesor. Para desmagnetizar a la película se empleó el método rotatorio.

La figura 4.15 muestra las curvas de susceptibilidad irreversible para los distintos espesores investigados en este trabajo. De estas curvas es posible caracterizar la distribución de barreras de energía en el proceso de desmagnetización mediante el ancho a media altura del pico presente en ellas, el cual se conoce como SFD (*switching field distribution*) [68]. Estos picos fueron ajustados usando una función gaussiana, de donde se extrajeron los siguientes paramétros: centro del pico (H_{irr}), altura del pico ($\chi_{\text{irr}}^{\text{max}}$) y ancho a media altura (SFD), los cuales son mostrados en el cuadro 4.4.

Cuadro 4.4: Parámetros extraídos del ajuste del pico presente en las curvas de susceptibilidad irreversible: centro del pico, altura del pico y ancho a media altura.

Espesor (nm)	H_{irr} (Oe)	$\chi_{\text{irr}}^{\text{max}}$ (emu/Oe-cm^3)	SFD (Oe)
9	18,3(1)	382(65)	2,5(2)
19	19,50(2)	507(58)	1,65(4)
28	39,87(7)	370(75)	3,1(1)
35	138,8(4)	42(4)	20,2(8)
42	192,9(4)	28(4)	16,5(8)
49	148,9(4)	24(3)	17,6(6)
56	125,9(2)	20(2)	18,5(4)
94	141(1)	6(1)	63(2)

Del cuadro 4.4 se observa que las películas más delgadas ($t = 9$, 19 y 28 nm) presentan valores de SFD relativamente pequeños. Recordemos que estas películas se caracterizan por presentar lazos de histéresis con alto factor de cuadratura. Por ello, es posible que en estas películas el proceso de relajación magnética no cumpla con la ley de Arrenhius (ec. 3.8); mientras que, en las películas con SFD grande ($t = 35$, 42, 49, 56 y 94 nm), las medidas de relajación magnética estarían en concordancia con el comportamiento predicho por dicha Ley. Esta afirmación es sustentada por los estudios hechos por El-Hilo y colaboradores [52], quienes explican el origen del comportamiento no lineal en la curva de relajación magnética (excepciones a la ley de Arrenhius).

El comportamiento de $\chi_{\text{irr}}^{\text{max}}$ con el espesor puede ser visualizado en la fig. 4.16, dicho comportamiento está relacionado con la forma de los lazos de histéresis. En las películas cuyos lazos presentan un alto factor de cuadratura ($\frac{M_{\text{r}}}{M_{\text{S}}} \approx 1$) les corresponde mayores valores de $\chi_{\text{irr}}^{\text{max}}$; mientras que, en las películas que se alejan de esta forma, $\chi_{\text{irr}}^{\text{max}}$ decae a medida que disminuye el factor de cuadratura.

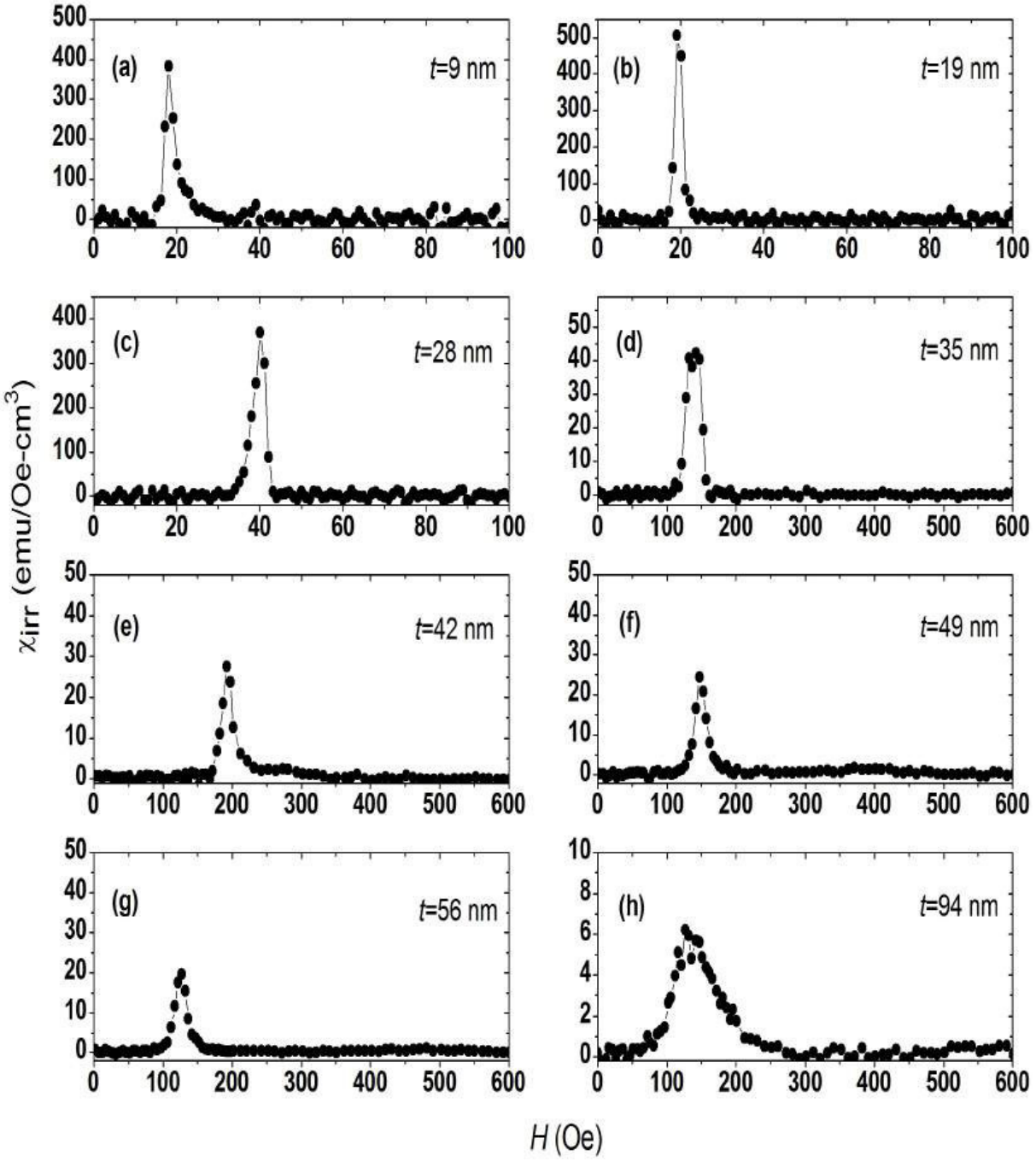

Figura 4.15: Susceptibilidad de irreversibilidad en función del campo magnético aplicado previo a la medida de las películas de FePt. Las figuras (a)-(h) corresponden a espesores de 9, 19, 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

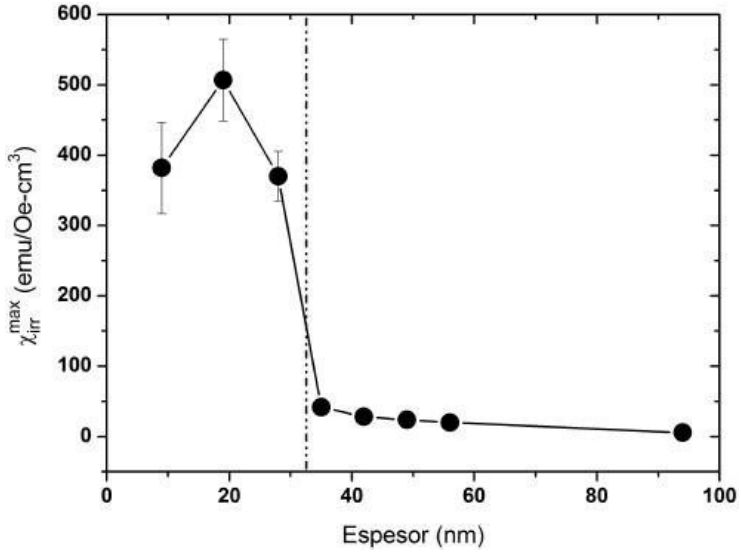

Figura 4.16: Máximo valor de la susceptibilidad irreversible en función del espesor de la película. La línea discontinua separa a las muestras que presentan distinto comportamiento magnético.

4.2.4. Viscosidad magnética

Del análisis de las medidas de relajación magnética se concluye que las películas con espesor $t \geq 28$ nm relajan siguiendo una dependencia logarítmica (ec. 3.9) para campos cercanos a H_c. A modo de ejemplo, se muestra en la fig. 4.17 la relajación magnética de la película de 49 nm de espesor tomada a un campo magnético constante de 140 Oe.

Las películas más delgadas relajan de manera distinta. En ellas, la magnetización presenta regiones donde permanece constante y discontinuidades en las que se observa un salto. Dicho comportamiento se produce sólo para campos magnéticos muy cercanos a H_c. A modo de ejemplo, se muestra la relajación magnética de una película con 9 nm de espesor a campo magnético constante de $18{,}7$ Oe (ver fig. 4.18). Puede observarse claramente el comportamiento discontinuo de la magnetización, presentando un primer salto de ≈ 430 emu/cm^3 y un segundo salto de ≈ 705 emu/cm^3.

Esta desviación a la dependencia funcional dada por la ec. 3.9 puede ser atribuida a la estrecha distribución de barreras de energía, la cual está caracterizada por los valores de SFD dados en el cuadro 4.4, en donde se observa que las películas con 9 y 19 nm de espesor presentan los valores de SFD más pequeños. No se descarta que el comportamiento observado sea debido a fluctuaciones en el campo magnético generado por el electroimán; ya que, en la medida se usó un paso de $0{,}2$ Oe y dicho valor está casi en el límite de regulación de la fuente de corriente del equipo que bajo condiciones ideales permite una estabilidad en el campo de $0{,}1$ Oe. Asimismo, las películas presentan gran factor de cuadratura y un H_c pequeño. Entonces, cualquier variación en el campo magnético cercano al coercitivo puede provocar una variación grande en la magnetización.

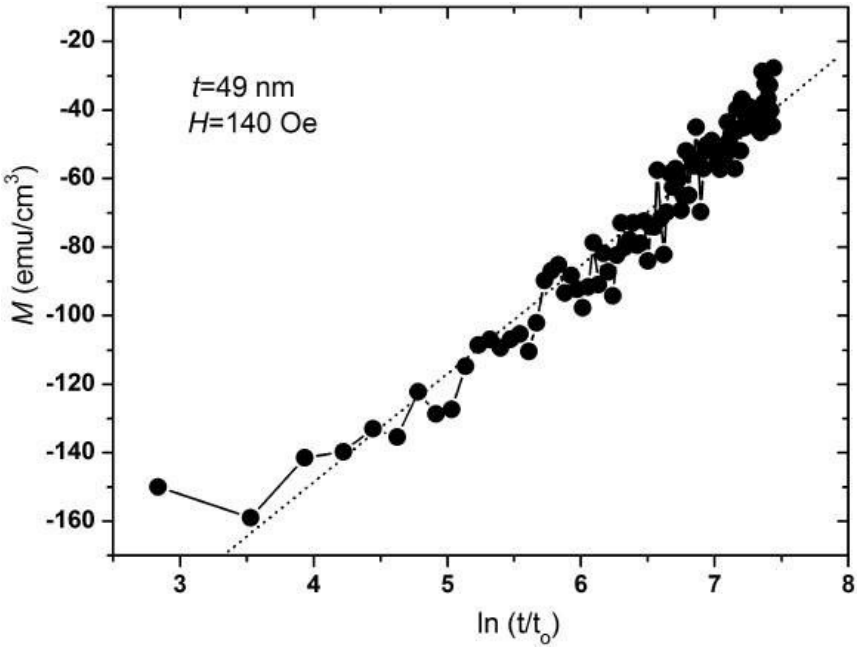

Figura 4.17: Relajación magnética de la película de FePt con 49 nm espesor. La línea punteada corresponde al ajuste de los datos con una función de la forma $M(x) = a\,\ln(x) + b$.

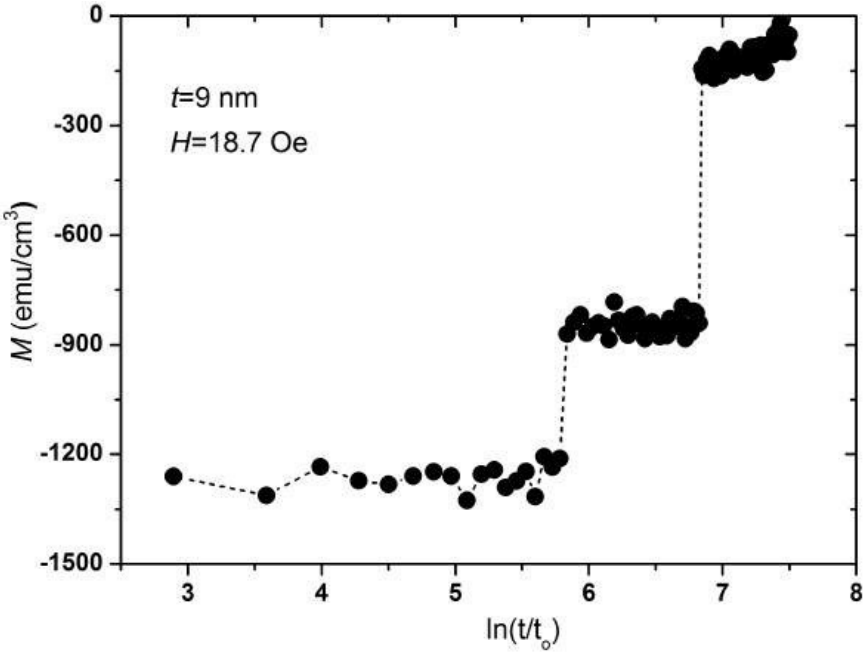

Figura 4.18: Relajación magnética de la película de FePt con 9 nm de espesor.

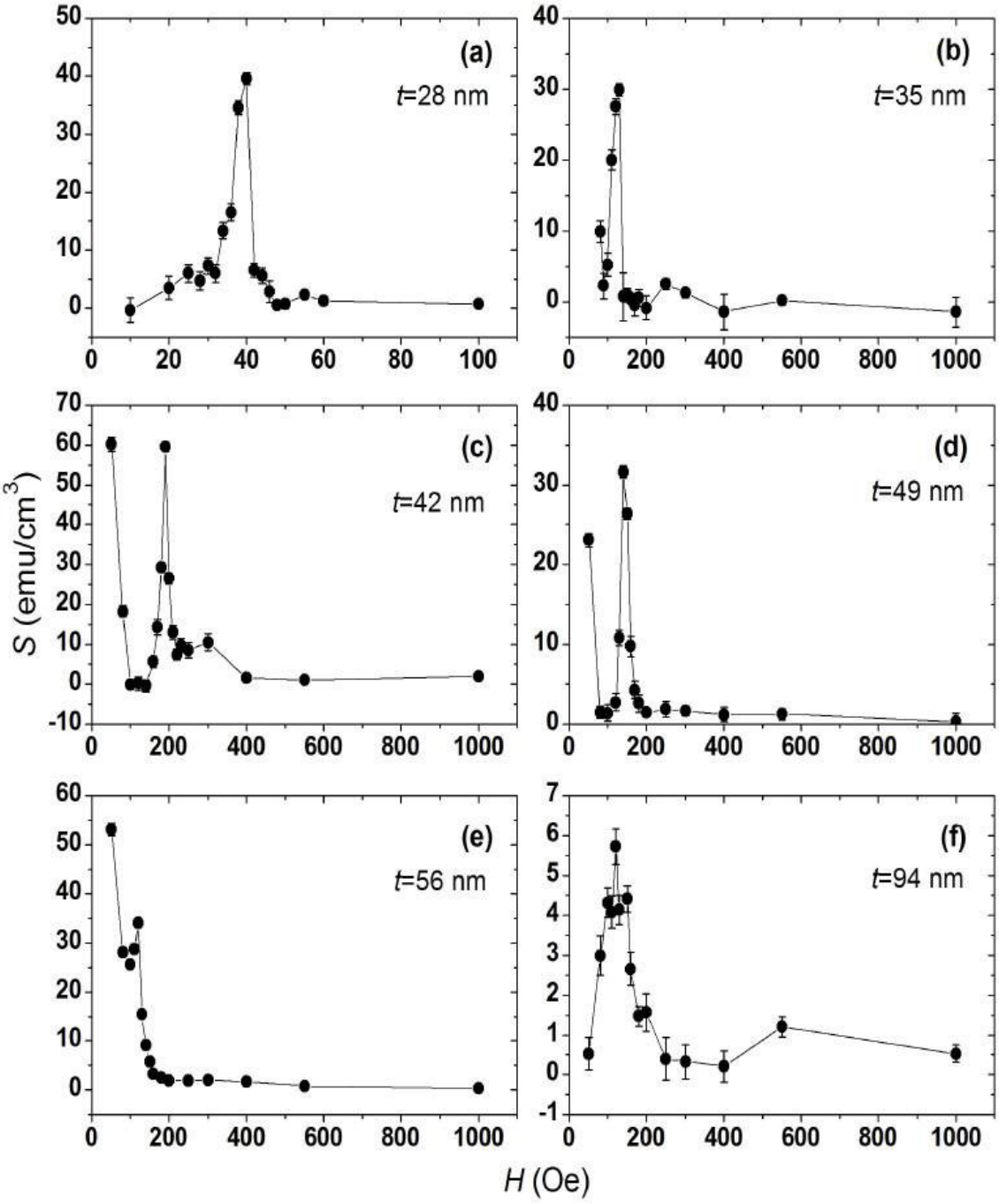

Figura 4.19: Coeficiente de viscosidad de las películas de FePt en función del campo magnético aplicado durante la medición . Las figuras (a)-(f) corresponden a espesores de 28, 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

Es importante mencionar que en el ajuste lineal de las medidas de relajación magnética no se tomaron en cuenta los primeros puntos; ya que, la electrónica del equipo necesita unos segundos para estabilizar el campo y ello puede influenciar de manera significativa en los valores de la magnetización.

La figura 4.19 muestra el comportamiento del coeficiente de viscosidad en función del campo magnético H para todas las muestras que presentaron una dependencia lineal de M con $\ln(\mathrm{t}/\mathrm{t}_o)$. En esta figura se observa que el coeficiente de viscosidad se hace máximo para campos cercanos a H_c, alcanzando su mayor valor para un determinado campo, al cual denominaremos H_s. Algunas de las medidas presentan además valores pronunciados para los primeros puntos medidos, tal es el caso de las películas de 42, 49 y 56 nm de espesor, posiblemente debido a la deriva del equipo ya mencionada en las secciones anteriores, aunque no se descarta que pueda ser un comportamiento propio de las muestras. Se observó además la existencia de picos de menor intensidad a campos mayores a H_s, siendo recomendable rehacer las medidas con una densidad de puntos mayor y ver la repetitividad del evento antes de sacar alguna conclusión al respecto. Dicha tarea no pudo realizarse por falta de tiempo (cada punto en las curvas de la figura 4.19 lleva media hora) y queda pendiente para medidas futuras. No obstante, se observa claramente un pico principal en la curva de viscosidad, el cual es de suma importancia; ya que, el valor máximo del coeficiente de viscosidad (S_max) es utilizado para calcular el respectivo volumen de activación.

Haciendo uso de las ecuaciones 3.13 y 3.14 se calcularon los correspondientes campos de fluctuación y volúmenes de activación, los cuales son mostrados en el cuadro 4.5.

Cuadro 4.5: Valores extraídos de las medidas de relajación magnética (H_s y S_max) y cantidades de interés (H_f y V_ac).

Espesor (nm)	H_s(Oe)	S_max (emu/cm^3)	H_f(Oe)	$V_\mathrm{ac}(10^{-17}\mathrm{cm}^3)$
28	40(1)	40(1)	0,29(3)	41(6)
35	130(5)	29,8(9)	0,69(4)	7(1)
42	190(5)	59(1)	1,9(2)	2,1(4)
49	140(5)	31,6(8)	1,3(1)	3,1(6)
56	120(5)	34,0(6)	1,7(1)	2,8(4)
94	120(5)	5,7(5)	1,0(3)	5,0(1)

Comparando los campos H_s, H_c y H_irr (cuadros 4.5, 4.4 y fig. 4.8, respectivamente) de las películas con $t \geq 28$ nm se observó que, en la mayoría de las películas, los campos mencionados se presentan respetando el siguiente orden: $H_\mathrm{s} < H_\mathrm{c} < H_\mathrm{irr}$. Dicho comportamiento se puede entender de la siguiente manera: el campo H_irr es prácticamente igual a H_rem, el cual es el campo que en la desmagnetización DC produce una remanencia cero y, por lo tanto, siempre será mayor o igual que H_c. Por otro lado, H_s determina el campo para el cual el sistema relaja con mayor rapidez, y los cambios más pronunciados se dan en la transición de la magnetización (negativo a positivo); por ello, dicho campo debe ser muy cercano a H_c pero menor a él. Sin embargo, en algunos casos se observan leves discrepancias debido a la falta de densidad de

puntos en las medidas para poder discernir mejor los parámetros comparados, en especial si el lazo es estrecho y con alto factor de cuadratura, como ocurre en la película de FePt con 28 nm de espesor.

La fig. 4.20 muestra el comportamiento del valor máximo del coeficiente de viscosidad en función del espesor para las películas que presentaron una relajación temporal que puede modelarse con la ley de Arrhenius. De la mencionada figura no hemos apreciado una dependencia clara de $S_{\max}$ con el espesor de la película.

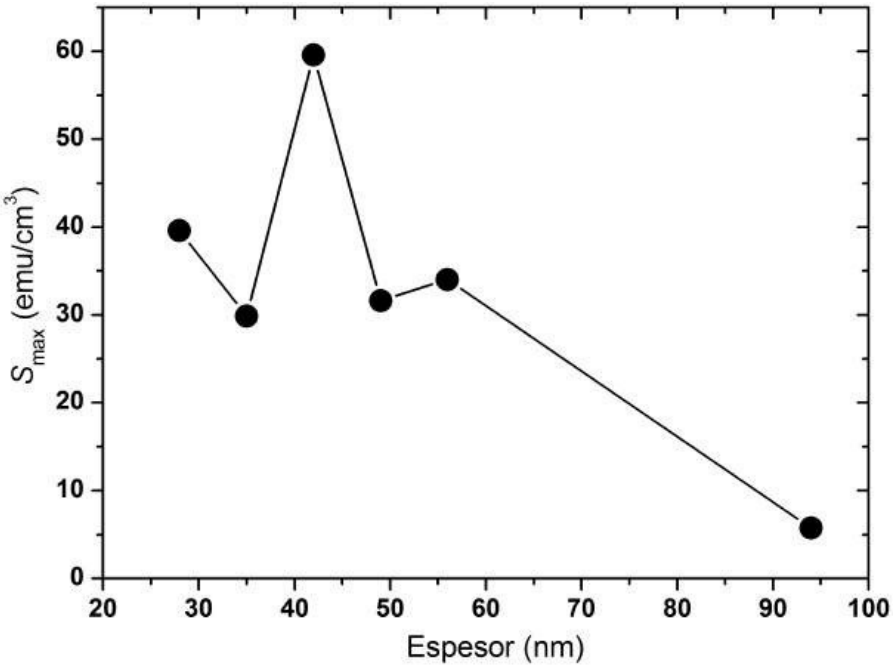

Figura 4.20: $S_{\max}$ en función del espesor de la película de FePt.

En la fig. 4.21 se observa que la película de 28 nm de espesor presenta el mayor volumen de activación, el cual disminuye rápidamente a medida que aumenta el espesor, obteniendo su valor más bajo para un espesor de 42 nm y tendiendo a aumentar levemente para espesores mayores. Observando la ecuación 3.14 se deduce que el volumen de activación y el campo de fluctuaciones son inversamente proporcionales. Esto quiere decir que mientras una cantidad crece, la otra disminuye y esta dependencia puede verse claramente en esta figura.

Las películas con 28 y 35 nm de espesor presentan volúmenes de activación de mayor tamaño respecto a las películas de mayor espesor. Este comportamiento está íntimamente ligado al tipo de interacción presente en dichas películas, el cual puede ser visualizado en la fig. 4.22, de donde se deduce que las interacciones tipo intercambio favorecen la formación de dominios grandes; mientras que, las interacciones tipo dipolares favorecen la formación de dominios más pequeños.

Es importante mencionar que la teoría de viscosidad magnética fue desarrollada para sistemas de partículas monodominio. Por esta razón, los resultados obtenidos para películas continuas deben tomarse con precaución. Una discusión más amplia del significado del V_{ac} para las películas que presentan *stripes* se pospondrá para la siguiente sección.

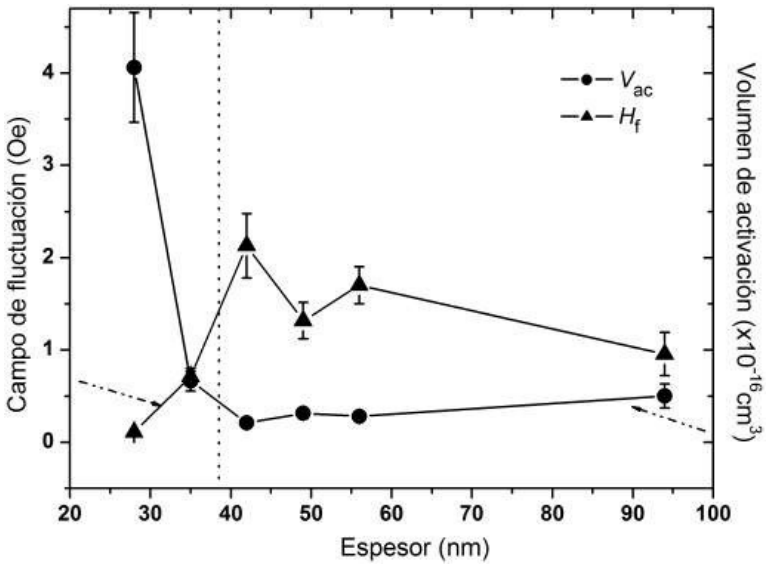

Figura 4.21: Volumen de activación y campo de fluctuaciones en función del espesor de la película de FePt. La línea punteada separa a las películas que presentan V_{ac} relativamente pequeño ($t \geq 42$ nm) de las de mayor tamaño ($t = 28$ y 35 nm).

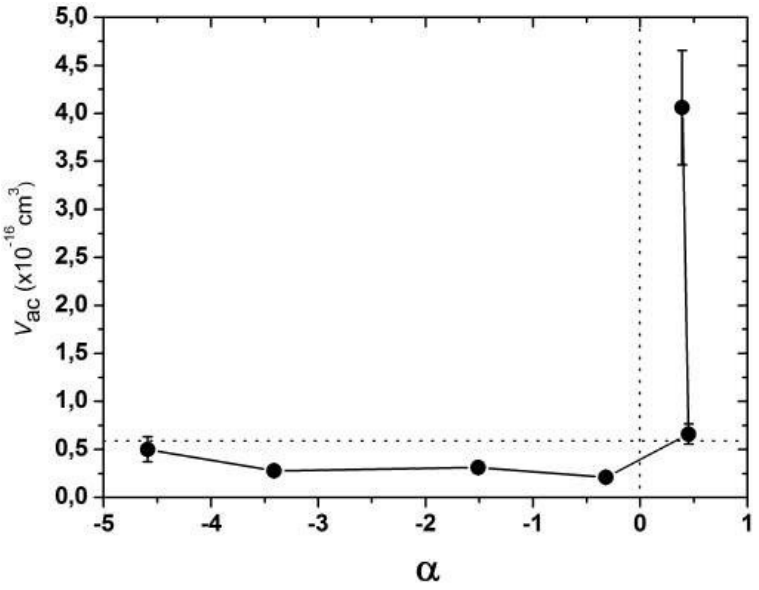

Figura 4.22: Correlación entre el volumen de activación y el parámetro α para las películas de FePt con $t \geq 28$ nm. Las líneas punteadas son una guía para los ojos.

4.2.5. Microscopía de fuerza magnética

Del análisis de las imágenes obtenidas por MFM se concluye que las películas con $t = 9$, 19 y 28 nm de espesor presentan dominios magnéticos con magnetización uniforme en el plano de la película; mientras que, las películas más gruesas presentan una configuración distinta. La figura 4.23 muestra las imágenes de la estructura de dominios magnéticos de las películas de FePt con 35, 42, 49, 56 y 94 nm de espesor, donde se observa que todas ellas presentan dominios magnéticos alargados paralelos entre sí y dispuestos de manera periódica. A esta estructura de dominios se la conoce como estructura de dominios tipo *stripe*, y se diferencia de la estructura magnética anterior (de las películas más delgadas) porque en cada dominio la magnetización presenta una pequeña componente perpendicular al plano de la película, que se alterna apuntando hacia arriba y hacia abajo en *stripes* contiguos. Del estudio por microcopía de fuerza magnética se concluye que el espesor crítico para la nucleación de dominios tipo *stripe* se encuentra entre 28 y 35 nm.

Para $Q << 1$ (dominios cerrados) y considerando nucleación a campo cero ($H_{\text{ex}} = 0$) se obtiene que el espesor crítico para la nucleación de dominios magnéticos tipo *stripe* viene dada por la siguiente expresión :

$$t_{\text{cr}} = 2\pi\sqrt{A/K_{\text{pp}}} \tag{4.7}$$

donde A es la constante de Stiffness del material magnético (para el $Fe_{45}Pt_{55}$, $A = 0{,}6 \times 10^{-6}$ erg/cm) y K_{pp} es el valor de la anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película (ver cuadro 4.3). Reemplazando el valor de A y el valor promedio de K_{pp} en la ecuación 4.7 obtenemos un espesor crítico de aproximadamente 40 nm. Asimismo, usando las ecuaciones paramétricas de Gehanno y colaboradores [16] se obtuvo un valor de aproximadamente 45 nm para un factor de calidad $Q = 0{,}34$ (correspondiente a nuestro caso). Del análisis de los valores de t_{cr} calculados teóricamente se deduce que ellos dan una estimación razonable de t_{cr} aunque algo mayor del valor obtenido experimentalmente (≈ 30 nm).

Según el modelo de paredes tipo vórtice, la magnetización debería presentar todavía una componente importante fuera del plano de la película para espesores por debajo de t_{cr}, pero dicho comportamiento no es observado experimentalmente. Por lo tanto es de interés actual desarrollar un modelo fenomenológico que explique de manera más realista dicho comportamiento, o sea, tanto por encima y por debajo del espesor crítico.

De las imágenes MFM (fig. 4.23), se extrajo el semiperíodo de los *stripes* ($\frac{\lambda}{2}$). El comportamiento de este parámetro con el espesor de la película es mostrado en la fig. 4.24, donde se observa que la longitud lateral del *stripe* se incrementa con el aumento del espesor de la misma; dicha curva se ajustó razonablemente bien con una función tipo raiz cuadrada ($\frac{\lambda}{2} = 5{,}9\ t^{0{,}55}$). Esta dependencia funcional es reportada en otros sistemas que exiben dominios *stripes* [16, 69]. Asimismo, existen modelos teóricos que predicen esta dependencia. Por ejemplo, para un caso particular ($Q \to 0$), Murayama [70] propone una relación entre el ancho del *stripe* y el espesor de la película de la forma:

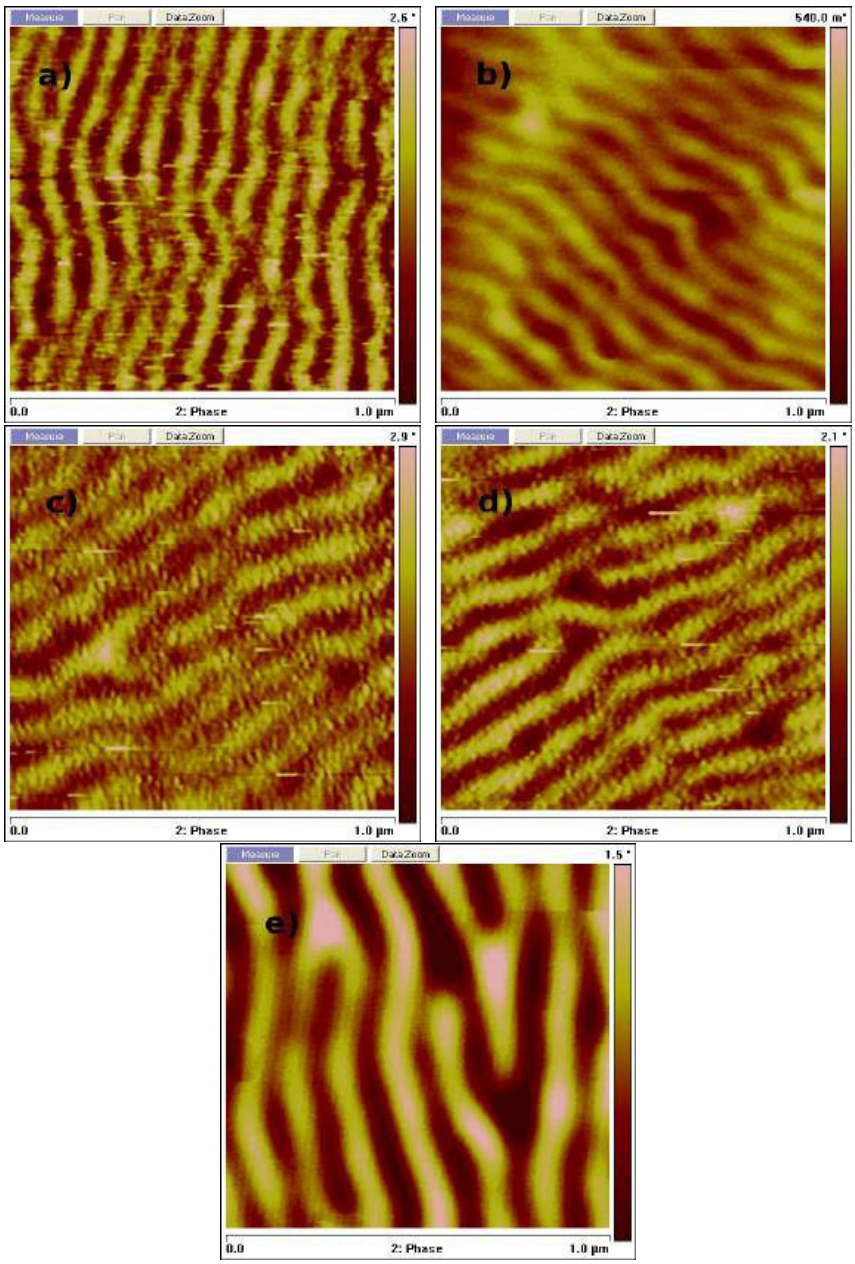

Figura 4.23: Imagen de la estructura de dominios magnéticos en las películas de FePt. Las figuras (a)-(e) corresponden a espesores de 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente.

$$\frac{\lambda}{2} = \left(\pi^2 \frac{A}{K_{\text{pp}} 2\pi M_s^2}(K_{\text{pp}} + 2\pi M_s^2)\right)^{1/4} \sqrt{t} \tag{4.8}$$

Reemplazando los datos del FePt en la ec. 4.8, obtenemos que el factor que multiplica a $\sqrt{t}$ es igual a $4{,}8$, el cual es menor al valor obtenido del ajuste. Esto puede ser debido a que la ecuación 4.8 es válida para valores pequeños de Q y en nuestro caso $Q = 0{,}34$.

Gehanno y colaboradores [16] reportan un comportamiento similar en películas de FePd ($\frac{\lambda}{2} = 5{,}44\, t^{0{,}57}$). Asimismo, ellos reportan un espesor crítico de aproximadamente 27 nm, el cual es muy cercano al que hemos encontrado en las películas de FePt. Esto es debido a que ambos sistemas poseen factores de calidad similares (para el FePd $Q \approx 0{,}4$). No obstante, algunos autores reportan una dependencia de la forma $\frac{\lambda}{2} \sim t^{1/3}$. Por ejemplo, Dozenlli y colaboradores [71] realizaron estudios en películas de Co que exiben dominios magnéticos tipo *stripe* y obtuvieron resultados que se ajustan mejor a una ley de la forma $\frac{\lambda}{2} = 25{,}5\, t^{1/3}$. Este tipo de relación es predicha por algunos modelos teóricos, en los cuales se considera que φ es función de la coordenada x (ver fig. 4.25). Murayama [70] usa el cálculo de variaciones para minimizar la energía libre del sistema y considera la periodicidad de los dominios para realizar una expansión en serie de φ con respecto a x; mientras que, N. Saito considera una función periódica $\varphi(\text{x})$ del tipo diente de sierra [72].

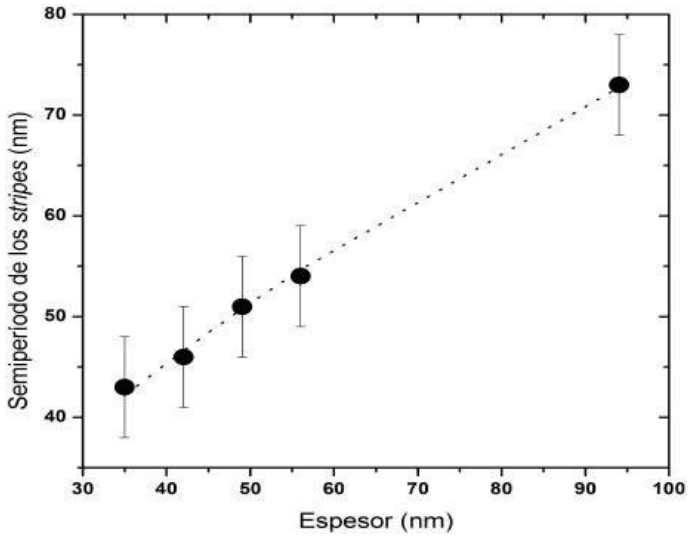

Figura 4.24: Semiperíodo del *stripe* en función del espesor de la película de FePt. La línea discontinua corresponde al ajuste de los datos usando una función de la forma $\frac{\lambda}{2} = a\, t^b$ con $b = 0{,}55$. La barra de error corresponde al error estadístico en la medida del semiperíodo del *stripe*.

Cabe mencionar que Ben Youssef y colaboradores [33] reportan un aumento progresivo del ancho de los *stripes* con el incremento del espesor en películas de $Ni_{82}Fe_{18}$, cuyo comportamiento se aproxima a una ley $\frac{\lambda}{2} \sim t^{1/2}$. Asimismo, ellos encuentran una buena correspondencia con lo obtenido por simulaciones micromagnéticas en dos dimensiones. Estos autores reportan

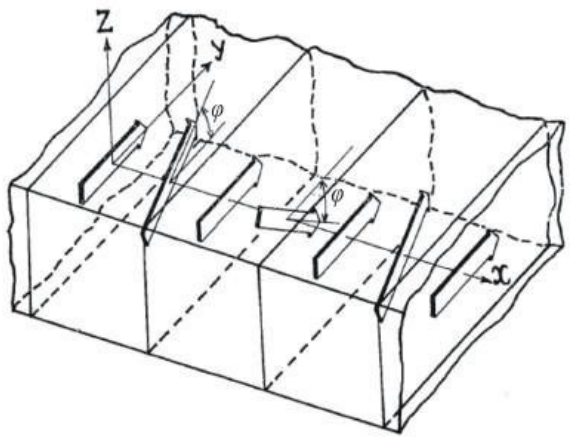

Figura 4.25: Modelo de la estructura de dominios magnéticos tipo *stripe*. El sistema coordenado esta dispuesto como sigue: el eje Y señala la dirección de orientación de los *stripes*, el eje Z es perpendicular al plano de la película y el eje X es perpendicular a las paredes de dominio [72].

un t_{cr} para el $Ni_{82}Fe_{18}$ de 280 ± 30 nm, el cual es mucho mayor al reportado para películas de FePd y FePt; ello es posiblemente debido a la débil anisotropía perpendicular presente en estas películas ($Q = 0{,}012$) y cuyo t_{cr} predicho por la ecuación 4.7 está en razonable concordancia con el resultado experimental.

De acuerdo a lo encontrado en la literatura [28, 72], el espesor crítico para la nucleación de dominios tipo *stripe* se incrementaría con la temperatura del sustrato; además, en algunos casos se menciona que t_{cr} es ligeramente menor al espesor por encima del cual la estructura de dominios exhibe el fenómeno de anisotropía rotacional. Estos estudios quedan fuera del alcance de esta tesis.

Por un lado, en la sección anterior vimos que las películas con espesor $t > 28$ nm presentan volúmenes de activación del orden de 10^{-17} cm^3. Por otro lado, de las imágenes MFM se observó que los *stripes* tienen dimensiones longitudinales de unos cuantos micrones y cuyo ancho varía con el espesor de la película (ver fig. 4.23). Considerando que el volumen que se invierte por activación térmica es un tramo del *stripe* de forma rectangular con dimensión lateral igual al ancho del *stripe*, altura igual al espesor de la película y longitud L ($L = V_{ac}/(\frac{\lambda}{2} \times t)$), deducimos que L tiende a disminuir cuando aumenta el espesor, de un valor de ≈ 44 nm (para $t = 35$ nm) a ≈ 7 nm (para $t = 94$ nm). Este resultado es coherente con la presencia de dominios más grandes en las muestras en las que prevalece la interacción del tipo intercambio.

4.2.6. Anisotropía rotacional

Las películas de FePt que presentan estructura de dominios magnéticos tipo *stripe* exhiben el fenómeno denominado anisotropía rotacional. Para un análisis cualitativo de dicho fenómeno se aplicó un campo magnético de 1 Tesla (1T) a la película con 94 nm de espesor y se visualizó la estructura de dominios remanente en su superficie mediante un MFM. Estas medidas se realizaron aplicando el campo magnético en distintas direcciones paralelas al plano de la película,

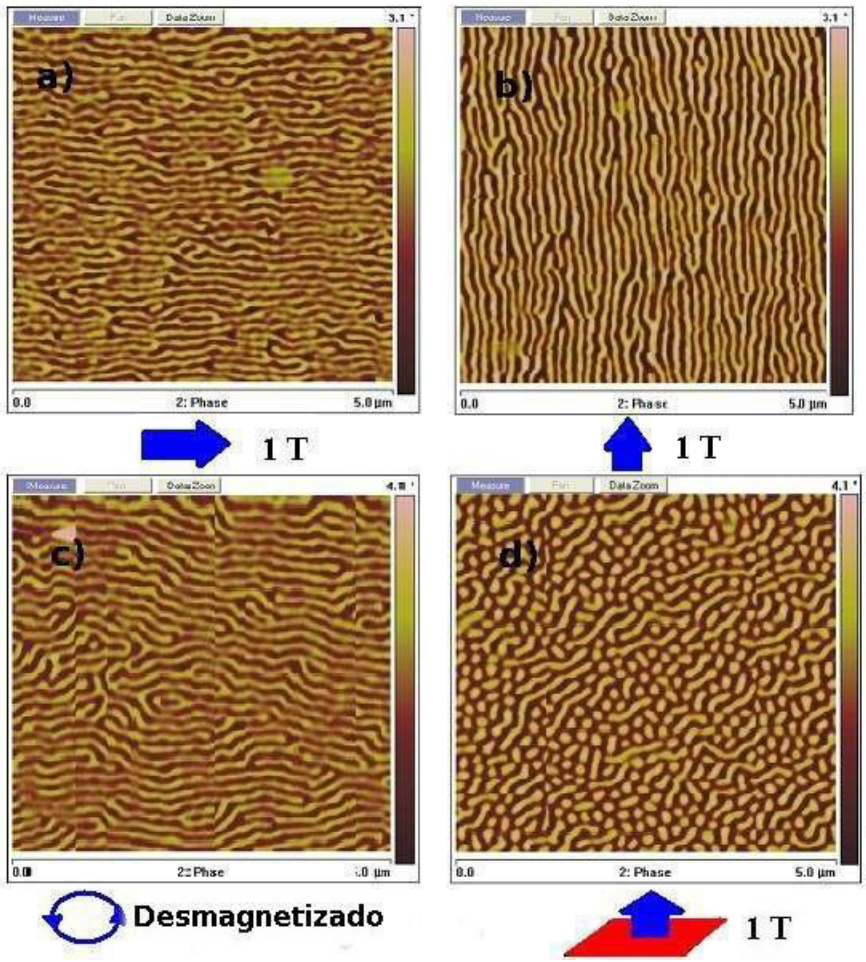

Figura 4.26: Imágenes de la estructura de dominios magnéticos remanente pertenecientes a la película de 94 nm de espesor para los siguientes casos: a) Luego de aplicar un campo magnético de 1 T paralelo al plano de la película. b) Después de aplicar un campo magnético de la misma magnitud perpendicular a la dirección de la primera saturación. c) Después de una desmagnetización AC. d) Luego de aplicar un campo magnético de 1 T perpendicular al plano de la película.

La figura 4.26 (a y b) muestra la imagen de la estructura magnética después de someter a la película a la acción de un campo de 1 T en la dirección longitudinal (a) y transversal (b), donde se observa la rotación rígida de toda la estructura de *stripes* en la dirección del campo aplicado previo a la observación. Ello daría explicación al comportamiento isotrópico observado en las películas con espesor mayor a 28 nm, deducido de la invariancia de la forma del 1azo de histéresis en distintas direcciones dentro del plano de la muestra; ya que, siempre se partió del estado saturado y el campo magnético mínimo para saturar a las películas es mayor al campo necesario para rotar a los *stripes*. La imagen 4.26c muestra la configuración de dominios magnéticos en la película de FePt después de desmagnetizarla empleando el método descrito previamente, donde se observa que los dominios tipo *stripe*, inicialmente paralelos entre sí (ver fig. 4.26a y 4.26b),

se desalinean y formando una estructura tipo "laberíntica". También, se estudió el efecto de un campo magnético de 1 T aplicado perpendicular al plano de la película previo a la medida (fig. 4.26d). En esta situación, la estructura magnética es una mezcla dominios tipo burbuja y *stripes* cortos. Los dominios magnéticos tipo burbuja son observados en películas con $Q > 1$ (películas que poseen gran anisotropía perpendicular) (ver [25] pp. $292 - 296$), pero nuestras películas presentan una débil anisotropía perpendicular ($Q < 1$). Por ello, esta configuración de dominios debe ser un estado metaestable y debería evolucionar a una estructura tipo *stripe* con perturbaciones relativamente pequeñas.

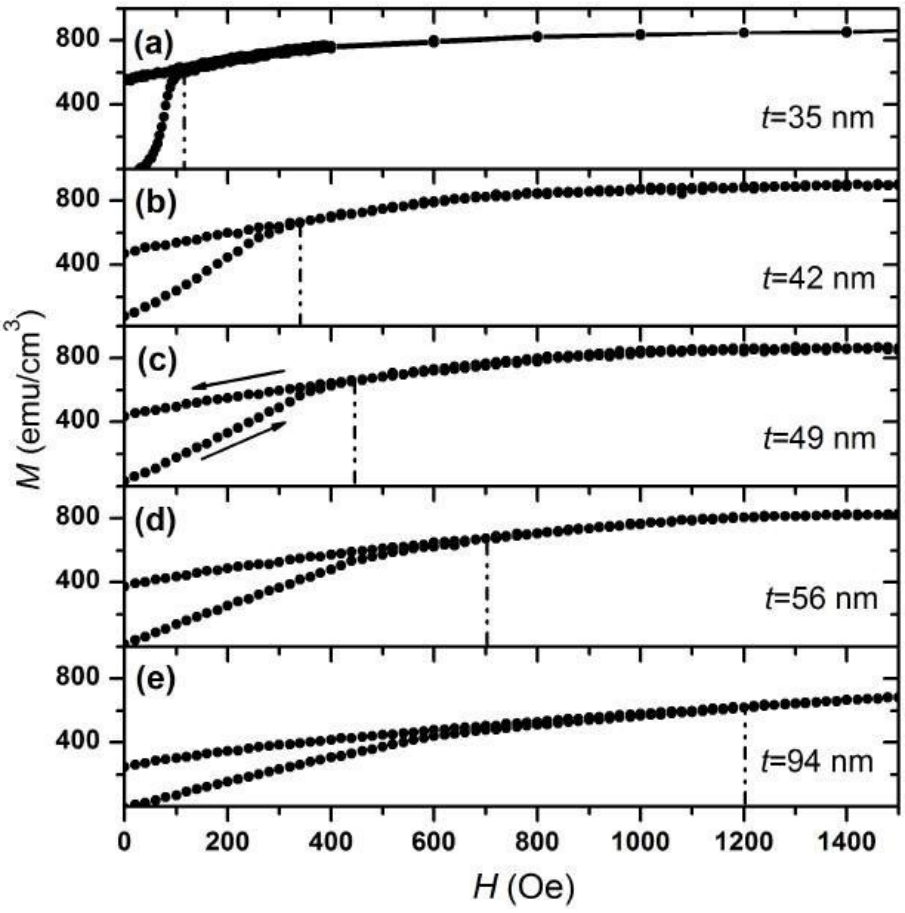

Figura 4.27: Medidas de magnetización de las películas de FePt que presentan estructura de dominios tipo *stripe*. Las figuras (a)-(e) corresponden a espesores de 35, 42, 49, 56 y 94 nm, respectivamente. Las líneas discontinuas señalan el punto a partir del cual no se observa irreversibilidad.

Asimismo, se realizó un estudio cuantitativo del fenómeno de anisotropía rotacional mediante medidas de magnetización DC. Las películas fueron saturadas con un campo de 10 kOe en una dirección paralela al plano de la película, se rotó la muestra 90 grados y se midió la magnetización en función del campo magnético empleando un magnetómetro de muestra vibrante. Se partió de

campo cero hasta 10 kOe y de regreso (ver fig. 4.27). De estas medidas se extrajo el denominado campo de rotación (H_{rot}), el cual definimos como el mínimo campo magnético necesario para rotar rígidamente la estructura de dominios *stripes* en 90 grados.

Del análisis de las medidas magnéticas (fig. 4.28a) se deduce un progresivo aumento de H_{rot} con el incremento del espesor de la película, de manera casi lineal para espesores $t \leq 56$ nm creciendo más lentamente para espesores mayores. Una dependencia similar de H_{rot} con el espesor de la película era roportado por Lehrer y colaboradores [53]. Dicho comportamiento está correlacionado con el incremento del ancho de los *stripes* con el espesor (ver fig. 4.24); ya que, los *stripes* más anchos son más difíciles de alinear con el campo magnético externo (se necesita un campo más intenso).

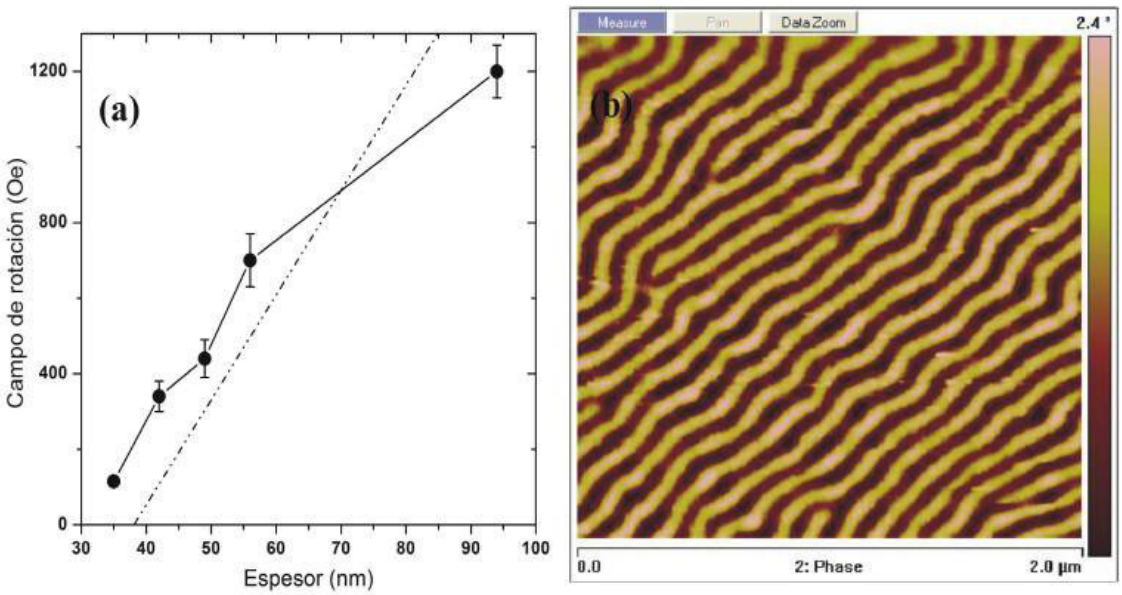

Figura 4.28: (a) Campo mínimo para rotar la estructura de dominios tipo *stripes* 90 grados en función del espesor de la película. (b) Imagen de la estructura de dominios remanente de la película con 56 nm de espesor después de aplicar un campo magnético externo de 500 Oe a lo largo de la horizontal, previa saturación con campo de 1 T en la vertical.

El aumento de H_{rot} con el incremento del espesor (ver fig. 4.28a) se puede interpretar de la siguiente manera: se sabe que las películas fabricadas por *sputtering* pueden presentar defectos ([36] p. 4) y estos defectos actuan como centros de anclaje, cuyo número aumenta con el espesor. Por ello, es necesario aplicar un campo magnético mayor para rotar los *stripes* a medida que aumenta el espesor de la película; ya que, para mover las paredes a través de los centros de anclaje debemos gastar más energía. Asimismo, una vez alineadas en la dirección del campo las paredes quedarían ancladas en esa dirección. Es importante mencionar que el movimiento de paredes a través de centros de anclaje es un proceso que presenta histéresis.

La fig. 4.28b muestra la imagen de la estructura de dominios remanente para la película de 56 nm de espesor luego de aplicar un campo de 500 Oe en la dirección perpendicular a una primera saturación en la vertical, todo ello paralelo al plano de la película. De dicha imagen se puede observar que los *stripes* rotaron ≈ 45 grados respecto a su estado inicial (vertical). Este hecho está en concordancia con las medidas de magnetización; ya que, dicho campo es menor al campo de rotación respectivo ($H_{\text{rot}} = 700$ Oe) y por ende no es suficiente para rotar los *stripes* 90 grados.

Capítulo 5

Conclusiones y perspectivas

5.1. Conclusiones

Del análisis del comportamiento magnético de las películas de FePt en función del espesor se concluye que el espesor crítico para la formación de dominios magnéticos tipo *stripe* se encuentra entre 28 nm y 35 nm. La observación directa de la estructura de dominios magnéticos mediante un MFM muestra una transición, de dominios magnetizados en el plano ($t < t_{\mathrm{cr}}$) a una tipo *stripe* ($t > t_{\mathrm{cr}}$). El cambio en la estructura de dominios está influenciado por la presencia de una anisotropía uniaxial perpendicular al plano de la película, cuya cuantificación se realizó mediante medidas magnéticas con un VSM, el cual arrojó un valor promedio de $1{,}5 \times 10^6$ erg/cm^3. Esta anisotropía se mantiene prácticamente invariante con el aumento del espesor de la película, cuyo origen es debido a la contribución de efectos magneto-cristalinos y magneto-elásticos. Esta anisotropía induce a que la magnetización presente una componente fuera del plano de la película y que es favorecida a medida que aumenta el espesor de la película. De las medidas magnéticas DC en el plano se observó que, por debajo del espesor crítico, las películas exhiben lazos de histéresis con alto factor de cuadratura y campo coercitivo bajo; presentando además, un eje de anisotropía uniaxial en el plano de la película, posiblemente debido a tensiones no uniformes en el plano. Asimismo, se observó una leve disminución de la anisotropía uniaxial en el plano con el aumento del espesor de la película, debido a que la anisotropía uniaxial se distribuye más aleatoriamente a medida que aumenta el espesor. Para $t > t_{\mathrm{cr}}$, los lazos presentan una diminución en dos pasos de su valor de saturación, el cual es típico de sistemas que exhiben una estructura de dominios tipo *stripe* y un aumento del campo coercitivo con el incremento del espesor de la película. De las medidas de remanencia, se observó una transición en el tipo de interacción dominante en las películas de FePt: intercambio para las más delgadas y dipolar para las más gruesas. Dicho comportamiento se encuentra correlacionado con la dependencia de los volúmenes de activación con el espesor de la película, observando una reducción de su tamaño con el aumento del espesor a medida que las interacciones de tipo dipolar dominan sobre las de tipo intercambio. Del análisis por MFM se observó un aumento en el ancho de los *stripes* con el incremento del espesor de la película, en correspondencia con el aumento de las interacciones dipolares. Ello indicaría que el sistema busca minimizar su energía dipolar. También, se

observó que las películas que presentan estructura de dominios tipo *stripe* exhiben el fenómeno de anisotropía rotacional, el cual fue cuantificado mediante el campo de rotación y cuyo valor aumenta a medida que se incrementa el espesor, posiblemente debido al aumento de centros de anclaje.

5.2. Perspectivas

- El modelo de pared tipo vórtice no logra explicar cabalmente el comportamiento magnético para espesores menores, pero muy cercanos a t_{cr}, donde según el modelo debería observarse aún una importante componente de la magnetización fuera del plano de la película, pero que no es observada experimentalmente, lo que indica que M está prácticamente contenida en el plano. Por ello, se preveé desarrollar un modelo fenomenológico más completo para explicar el comportamiento magnético observado experimentalmente.

- El hecho de que la curva virgen cae parcialmente fuera del lazo de histéresis es un fenómeno inusual en películas continuas y en nuestro sistema es debido al metódo de desmagnetización empleado. Queda pendiente realizar un estudio del comportamiento de la curva virgen empleando otros métodos de desmagnetización. Por ejemplo, aplicar un campo magnético en una dirección y revertirla, disminuyendo el valor del campo en cada ciclo.

Bibliografía

[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. $290 - 291$, pp. $559 - 561$, 2005.

[2] M. R. Visokay and R. Sinclair, Appl. Phys. Lett., Vol. 66, N° 13, 1995.

[3] Jhy-Chau Shih, Hsin-Hsin Hsiao, Jai-Lin Tsai, and Tsung-Shune Chin, IEEE Trans. Magn., Vol. 37, $N^o 4$, 2001.

[4] Gopinath R. Trichy, Tesis de doctorado: "*Grownth, characterization and magnetic properties of epitaxial FePt nanostructures*", Universidad del estado de Carolina del Norte, U.S.A., 2008.

[5] P. Schaaf, K. Zhang, C. Lange, A. Holz, M. Weisheit, S. Fähler, Appl. Surf. Sci., Vol. 253, pp. $8107 - 8110$, 2007.

[6] 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.

[7] T. Oikawa, Y. Ajishi, H. Uwazumi, *Fuji Electric Review*, Vol. 55, N° 1, pp. $11 - 16$, 2009.

[8] A. Martins, M. C. A. Fantini, A. D. Santos, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 265, pp. 13-22, 2003.

[9] A. Asthana, Y. K. Takahashi, Y. Matsui, K. Hono, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 320, pp. 250-256, 2008.

[10] M.Vásquez Mansilla, J.Gómez and A.Butera, IEEE Trans. Magn., Vol. 44, N°11, 2008.

[11] M. Vásquez Mansilla, J. Gómez, E. Sallica Leva, F. Castillo Gamarra, A. Asenjo Barahona, A. Butera, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 321, pp. $2941 - 2945$, 2009.

[12] J. M. Vargas, Tesis doctoral: "Procesos de magnetización en sistemas de gran anisotropía: nanopartículas de óxido de Fe y FePt", Instituto Balseiro, Argentina, 2007.

[13] Fredriksson P. and Sundman BO, Calphad , Vol. 25, pp. $535 - 548$, 2001.

[14] B. Zhang and W. A. Soffa, IEEE Trans. Mag., Vol. 26, $N^o 5$, 1990.

[15] H. L. Wang, Y. Zhang, Y. Huang, Q. Zeng, George C. Hadjipanayis, J. Magn. Magn. Mater., Vol. $272 - 276$, pp. e1279-e1280, 2004.

[16] V. Gehanno, R. Hoffmann, Y. Samson, A. Marty, and S. Auffret, The Eur. Phys. J. B, Vol. 10, pp. $457 - 464$, 1999.

[17] Y. T. Xing, A. Eljaouhari, I. Barb, R. Gerritsma, R. J. Spreeuw, and J. B. Goedkoop, Phys. Stat. Sol. (C), N° 12, pp. $3702 - 3705$, 2004.

[18] Nam Hoon Goo, Tesis de doctorado: "*Formation of hard magnetic L10-FePt/FePd monolayer from elemental multilayers*", Instituto Max-planck en investigación de metales, Stuttgart, Alemania, 2007.

[19] R. J. Spain, Appl. Phys. Lett., vol. 3, N° 11, 1963.

[20] N. Saito, H. Fujiwara and Y. Sugita, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 19, pp. $421 - 422$, 1964.

[21] R. M. Bozorth, "Ferromagnetism", IEEE press, 1993.

[22] S. Blundell, "*Magnetism in Condensed Mater*", *Oxford university press*, 2003.

[23] M. Getzlaff, "*Fundamentals of magnetism*", Springer, 2007.

[24] B. D. Cullity and C. D. Graham, "*Introduction to Magnetic Materials*", John Wiley & Songs, segunda edición, 2009.

[25] A. Hubert, R. Schäfer, "*magnetic domains*", Springer, 1998

[26] M. W. Müller, Phys. Rev., Vol. 122, N° 5, 1961.

[27] H. Fujiwara, Y. Sugita and N. Saito, Appl. Phys. Lett., Vol. 4, N° 12, 1964.

[28] Y. Sugita, H. Fujiwara and N. Saito, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 19, p. 782, 1964.

[29] Y. Sugita, H. Fujiwara and N. Saito, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 20, pp. $469 - 470$, 1965.

[30] T. koikeda, K. Suzuki and S. Chikazumi, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 4, N° 9, 1964.

[31] C. A. Ramos, E. Vasallo Brigneti, J. Gómez, A. Butera, Physica B, Vol. 404, pp. $2784 - 2786$, 2009.

[32] C. B. Craus, Tesis doctoral:"*Magnetic properties of nanocrystalline materials for high frequency applications*", Universidad de Groningen, Netherlands, 2003.

[33] J. Ben Youssef, N. Vukadinovic, D. Billet and M. Labrune, Phys. Rev. B, Vol. 69, 174402, 2004.

[34] A. L. Sukstanskii, K. I. Primak, J. Magn. Magn. Mater., vol. 169, pp. 131-38, 1997.

[35] E. A. Jagla, Phys. Rev. E, vol. 70, 046204, 2004.

[36] K. Wasa, M. Kitabatake and H. Adachi, "*Thin Film Materials Technology*", Springer, 2004.

[37] J. C. Rojas Sánchez, Tesis Doctoral: "Propiedades Magnéticas en Estructuras Híbridas Ferromagneto-Semiconductor", Instituto Balseiro, Argentina, pp. 18-19, 2004 .

[38] B. D. Cullity, "*Elements of X-ray Difraction*", Addison-Wesley, 1978.

[39] N. Ohring, "*Materials science of thin films: deposition and structure*", Academic Pr, 2001.

[40] K. O'Grady, R. W. Chantrell, I. L. Sanders, IEEE trans. Magn., Vol. 29, N°1, 1993.

[41] C. J. Curiale, Tesis Doctoral: "Nanohilos y nanotubos magnéticos", Instituto Balseiro, Argentina, pp. 42-45, 2008.

[42] M. I. Oliva, Tesis Doctoral: "Viscosidad magnética e interacciones magnéticas", Universidad Nacional de Córdoba, Argentina, pp. 47-63, 2005.

[43] G. Bottoni, D. Candolfo, and A. Cecchetti, J. Appl. Phys., Vol. 81, N° 8, 1997.

[44] C. Dean, R. W. Chantrell, A. Hart, J. J. Miles, IEEE trans. Magn., Vol. 27, N°6, 1991.

[45] M. El-Hilo, K. O'Grady, P. I. mayo and R. W- Chantrell, I. L. Sanders and J. K. Howard, IEEE trans. Magn., Vol. 28, N°5, 1992.

[46] R. Street and J. C. Woolley, Proc. Phys. Soc. A, Vol. 62, pp. $562 - 572$, 1949.

[47] A. Blas del Hoyo, Tesis doctoral: "Modelización de la histeresis magnética y su aplicación al cálculo númerico en máquinas eléctricas", Barcelona-soria, 2005.

[48] E. Vincent, J. Hammann, P. Prené and E. Tronc, J. Phys. I France, Vol. 4, pp. $273 - 282$, 1994.

[49] M. El-Hilo, K. O'Grady, R. W. Chantrell, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 248, pp. $360 - 373$, 2002.

[50] A. Butera, J. L. weston, and J. A. Barnard, J. Appl. Phys., Vol. 81, N° 11, pp. $7432 - 7436$, 1997.

[51] E. P. Wohlfarth, J. Phys. F: Met. Phys., Vol. 14, pp. L155-L159, 1984.

[52] M. El-Hilo, K. O'Grady and R. W. Chantrell, J. Magn. Magn. Mater., vol. 109, pp. L164-L168, 1992.

[53] S. S. Lehrer, J. Appl. Phys., Vol. 34, N° 4, pp. $1207 - 1208$, 1963.

[54] W. Win, E. J. Yun, and R. M. Walser, J. Appl. Phys., Vol. 79, N° 8, pp. $4933 - 4935$, 1996.

[55] U. Hartmann, Annu. Rev. Mater. Sci., Vol. 29, pp. $53 - 87$, 1999.

[56] *Magnetic Force Microscopy* (MFM), *Digital Instruments*, *Support Note* N° 229, Rev. B, p. 2, 1996.

[57] *Magnetic Force Microscopy Probes*, *Digital Instruments*, *Support Note* N° 257, Rev. C, p. 2, 2002.

[58] JCPDS, *International Centre for Diffraction Data*, $29 - 0718$, 1995.

[59] R. A. McCurrie and G. Gaunt, *Philosophical Magazine*, Vol. 13, pp. $567 - 577$, 1966.

[60] P. Zou, W. Yu, and J. A. Bain, IEEE Trans. Magn., Vol. 38, N°5, pp. $3501 - 3520$, 2002.

[61] C. Boudias and D. Monceau, Carine crystallography 3.0, *the crystallographics software for research and teaching*, Francia, 1996.

[62] F. E. Spada, J. K. Parker, C. L. Platt and J. K.Howard, J. Appl. Phys., Vol. 94, pp. 5123 − 5134, 2003.

[63] K. Barmak, J. Kim, D. C. Berry, W. N. Hanani, K. wierman, E. B. Svedberg and J. K. Howard, J. Appl. Phys., Vol. 97, 024902, 2005.

[64] S. N. Hsiao, F. T. Yuan, H. W. Chang, H. W. Huang, S. K. Chen, and H. Y. Lee, Appl. Phys. Lett., Vol. 94, 232505, 2009.

[65] J. A. Aboaf, T. R. McGuire, S. R. Herd and E. Klokholm, IEEE Trans. Magn., vol. Mag-20, N°5, 1984.

[66] H. Shima, K. Oikawa, A. Fujita, K. Fukamichi and K. Ishida, J. Magn. Magn. Mater., Vol. 272−276, pp. 2173 − 2174, 2004.

[67] I. A. Beardsley and Jian-Gang Zhu, IEEE trans. Magn., Vol. 27, N°6, 1991.

[68] P. I. Mayo, K. O'Grady, P. E. Kelly, J. Cambridge, I. L. sanders, T. Yogi, and R. W. Chantrell, J. Appl. Phys., Vol. 69, N° 8, pp. 4733-4735, 1991.

[69] M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, and J. B. Bucher, Phys. Rev. B, Vol. 54, N° 5, 1996.

[70] Y. Murayama, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 21, N° 11, 1966.

[71] O. Donzelli, M. Bassani, F. Spizzo, D. Palmeri, J. Magn. Magn. Mater., vol. 320, pp. e261-e263, 2008.

[72] N. Saito, H. Fujiwara and Y. Sugita, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 19, N° 7, 1964.

Agradecimientos

Al Dr. Víctor Peña por la confianza depositada en mi persona.

Mi más sincero agradecimiento al Dr. Alejandro Butera por enseñarme muchas cosas, tanto en el ámbito acádemico y personal, despejando muchas de mis dudas referente al magnetismo en película delgadas, las cuales me fueron muy útiles en la realización de este trabajo.

A todos los integrantes del grupo de "Resonancia Magnética" del Centro Atómico Bariloche por brindarme su amistad: Marcelo, Carlos, Martín y a todos aquellos que me tendieron la mano cuando me vieron en apuros.

Al Instituto Balseiro por facilitarme sus instalaciones y laboratorios, lugar donde se realizó gran parte del trabajo. Todo ello no hubiera sido posible sin el apoyo financiero de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA). Asimismo, agradezco al Consejo Superior de Investigación del Vicerrectorado de Investigación por el financiamiento ecónomico mediante el proyecto de tesis de pregrado Nº 101301047.

Al Mg. Chachi Rojas por realizar una revisión de la primera versión del manuscrito, sugiriendo algunos cambios en la estructura y redacción, los cuales fueron tomados en cuenta para la versión final de este trabajo.

Agradezco a mi familia por el permanente apoyo moral y económico, en especial a mis padres, quienes pese a sus limitaciones económicas hicieron todo lo posible por brindarme una buena educación.