

# Estudio de la Anisotropía de Películas Delgadas de Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ) mediante Magnetómetro de Efecto Kerr de Superficie

E. Monteblanco<sup>†</sup>, L. Avilés, C. Sotelo, L. Pauro y A. Gutarra<sup>‡</sup>  
*Laboratorio de Materiales Nanoestructurados, Facultad de Ciencias.*

*Universidad Nacional de Ingeniería;*

<sup>†</sup>*nmonteblanco@gmail.com,* <sup>‡</sup>*agutarra@uni.edu.pe*

Recibido el 18 de junio de 2010; aceptado el 1 de julio de 2010

Se construyó un magnetómetro de efecto Kerr de superficie (MEKS) para medir las propiedades magnéticas de películas delgadas de Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ) de 20 nm, 50 nm, 100 nm y 250 nm de espesor. Se encontró que el campo coercitivo de las muestras depende del espesor de las mismas y de la dirección de aplicación del campo magnético externo. Las películas más delgadas mostraron anisotropía uniaxial en el plano y se identificaron los ejes de fácil y difícil magnetización. Se midió el ángulo de Kerr para las configuraciones longitudinal y polar y la saturación magnética para diferentes ángulos de incidencia del haz de luz. Los resultados fueron comparados satisfactoriamente con los obtenidos con un magnetómetro de muestra vibrante (MMV). Se obtuvieron mediciones de microscopía de fuerza atómica (MFA) y microscopía de fuerza magnética (MFM), para calcular el espesor y apreciar la distribución de los dominios magnéticos en la superficie de las muestras respectivamente. Se encontró la presencia de paredes de dominios magnéticos del tipo Néel en las películas más delgadas y stripe en la más gruesa.

**Palabras Claves:** MEKS, permalloy, anisotropía uniaxial, curva de histéresis, efecto Kerr, películas delgadas, laser, polarización elíptica, magneto óptica.

A surface magnetic optic Kerr effect (SMOKE) magnetometer was implemented in order to measure the magnetic properties of 20 nm, 50 nm, 100 nm and 250 nm thickness Permalloy ( $Ni_{81}Fe_{19}$ ) thin films. It was found that the coercive field depends on the thickness and the direction of the magnetic field. The films shown uniaxial anisotropy in plane, as a consequence, easy and difficult axis were identified in the thin films. Kerr angle were measured for longitudinal and polar configuration and magnetic saturation for different light incidence angles were found. These results were successfully compared with those obtained by using a Vibrating Sample Magnetometer (VSM). AFM and MFM were used to obtain the thickness and appreciate the distribution of magnetic domains on the surface of the samples respectively. It was found the presence of magnetic domain walls of the Néel's type and stripe domains.

**Keywords:** SMOKE, permalloy, uniaxial anisotropy, hysteresis loops, Kerr effect, thin films, Elliptic polarization, magneto optics.

## 1. Introducción

En noviembre de 2007 Albert Fert y Peter Grunberg recibieron el Premio Nobel de Física por el descubrimiento de la Magnetorresistencia Gigante (MRG). Este comportamiento peculiar se presenta en estructuras laminares de multicapas muy delgadas y ha permitido entre otras cosas, establecer una nueva rama de investigación y de desarrollo tecnológico llamada spintrónica. Los cabezales de los discos duros así como las memorias MRAM se han diseñado en los últimos años bajo este nuevo descubrimiento y esto ha devenido en una mejoría notable en la capacidad de almacenamiento de información, velocidad de lectura, reducción de tamaño y la creciente variedad de dispositivos electrónicos de uso masivo.

En el año 1994 se empezaron a desarrollar dispositivos comerciales basados en válvulas de spin y junturas túnel magnéticas (MTJ, magnetic tunnel junction) los cuales basan su funcionamiento en la MRG. Desde entonces no ha cesado la investigación en nuevos materiales y en el desarrollo de la tecnología para la obtención y caracteri-

zación de películas delgadas magnéticas de dimensiones nanométricas.

Una de las técnicas de interés creciente para el análisis de muestras ferromagnéticas delgadas está basada en el efecto descrito por J. Kerr [1], el cual consiste en la interacción directa del estado magnético de un material, representado por su magnetización, con un haz de luz reflejado en él. Esta interacción produce un cambio de polarización de la luz reflejada. La magnitud de la rotación del vector de polarización de la luz incidente es proporcional a la magnetización  $\vec{M}$  de la muestra [2]. Mediante esta técnica óptica se pueden estudiar las propiedades magnéticas de películas delgadas tales como las curvas de histéresis (directamente relacionadas con la capacidad de almacenamiento de información y base fundamental para el desarrollo de las memorias MRAM) así como la dependencia de estas propiedades con la dirección relativa entre campo aplicado y superficie, conocida como anisotropía. La caracterización de materiales magnéticos utilizando el efecto Kerr magneto óptico de superficie (SMOKE, surface magneto-optical Kerr effect) ha evolucionado en los últimos 10 años, al punto que hoy se lo utiliza para el

estudio de nanoestructuras como por ejemplo la propagación de las paredes de dominios magnéticos en nanotubos [3].

En este trabajo se estudia la anisotropía magnética de películas delgadas de permalloy ( $P_y$ ), de composición  $Ni_{81}Fe_{19}$ , las cuales son consideradas como el prototipo de materiales magnéticos blandos y representan el sistema ideal para la investigación básica debido a que son fácilmente magnetizables y no presentan magnetostricción. Por esta razón se la eligió como una muestra confiable para ponderar la capacidad del magnetómetro construido.

## 2. Fundamento Teórico

### 2.1. Efecto Kerr magneto óptico de superficie

La expresión general de la función dieléctrica está dada por el tensor,

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

en el cual, para una estructura cristalina cúbica, solo existirán elementos en la diagonal de esta matriz y si el material fuera ópticamente isotrópico tendrían el mismo valor. El efecto de la aplicación de un campo magnético externo puede considerarse como una perturbación de los elementos de matriz del tensor dieléctrico. Matemáticamente se puede escribir,

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^0 + \Delta\epsilon_{ij}(\vec{M}) \quad (2)$$

donde  $\vec{M}$  es la magnetización del material. Aplicando propiedades matriciales y el criterio de reversibilidad temporal de la respuesta al campo, se demuestra que el tensor dieléctrico toma la siguiente forma [4],

$$\hat{\epsilon}(M) = \begin{pmatrix} \epsilon^0 + G_{12}M^2 & KM & 0 \\ -KM & \epsilon^0 + G_{12}M^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^0 + G_{11}M^2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

en donde se observa que las componentes de la diagonal dependen del cuadrado de la magnetización y en donde aparecen dos nuevos términos fuera de la diagonal diferentes de cero. Es decir, el efecto de la magnetización sobre un material ferromagnético, es producirle anisotropía óptica. Las constantes  $K$  y  $G$  del tensor dieléctrico son conocidas como componentes del vector de Voigt y son complejas [5]. La luz linealmente polarizada que incide sobre el material es reflejada y transmitida con polarización elíptica, cuya rotación queda determinada por un ángulo. Para el caso de luz transmitida es conocido como el ángulo de Faraday  $\theta_F$ , mientras que el correspondiente a la reflexión se conoce como ángulo de Kerr  $\theta_K$ . Ambos

son proporcionales a la magnetización  $M$ ,

$$\theta_F \approx -\frac{k_0 K'' M}{n'_+ + n'_-} \quad (4)$$

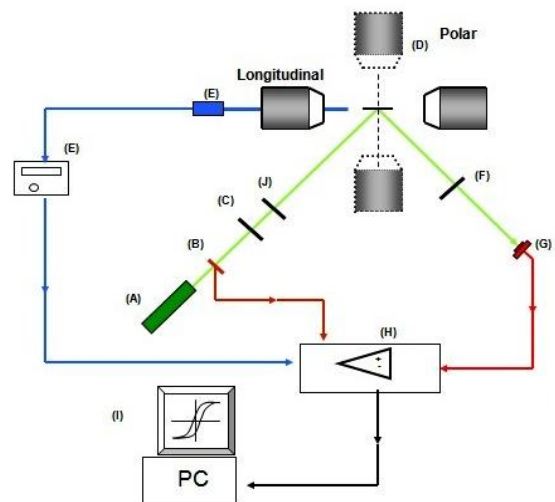
$$\theta_K \approx -\frac{K' M}{(\epsilon_{xx} - 1)\sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (5)$$

donde  $K'$  y  $K''$  indican la parte real y la parte compleja de dichas constantes respectivamente. Las constantes  $n'_+$  y  $n'_-$  representan la parte real del índice de refracción en los estados de polarización que corresponden a una polarización circular a la derecha (+) y a la izquierda (-). La componente  $\epsilon_{xx}$  del tensor dieléctrico está definida en la expresión (3).

### 2.2. Construcción del magnetómetro de efecto Kerr de superficie (MEKS)

Los componentes ópticos y electrónicos utilizados en el montaje de un magnetómetro de efecto Kerr de superficie, se muestran en la Figura 1.

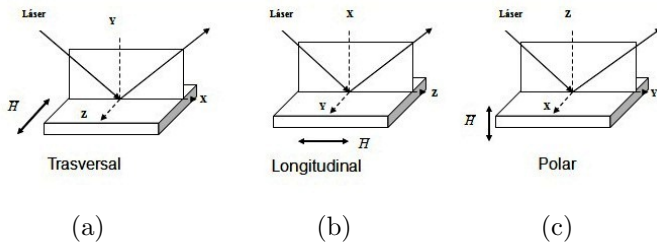
Se utilizó un láser de  $532\text{ nm}$ , cuyo haz de luz atraviesa un chopper de frecuencias entre  $190$  y  $220\text{ Hz}$  como referencia para el amplificador lock-in. La señal pulsada atraviesa un polarizador lineal y una pupila llegando a la muestra, la que se encuentra entre las bobinas de un electro magneto de hasta  $600\text{ Oe}$ . La luz reflejada elípticamente polarizada atraviesa un analizador, para luego llegar al detector conectado también al amplificador lock-in. Con la PC se realiza el control del amplificador y la adquisición de datos. Entre las bobinas del electro magneto se coloca una sonda Hall, con la cual se mide el campo magnético aplicado a la muestra. El sistema de adquisición de datos permite obtener las curvas de voltaje producido por la intensidad de luz que llega al detector versus el campo magnético aplicado.



**Figura 1.** Montaje del MEKS. A) Láser, B) Chooper, C) Polarizador, D) Electro magneto, E) Teslámetro, F) Analizador, G) Detector, H) Lock-in, I) Interfase, J) Pupila.

Según la ecuación (5), el ángulo de Kerr sufrirá una rotación máxima para un valor máximo de  $\vec{M}$ , la cual

se puede modificar bajo la aplicación de un campo magnético externo. La intensidad de luz medida por el detector tendrá un máximo y un mínimo, dependiendo del sentido de aplicación del campo magnético. Estos valores resultan constantes por la saturación de la muestra. En la figura 2 se aprecia las tres configuraciones fundamentales del MEKS, las cuales dependen de la dirección en la que se aplica el campo magnético.



**Figura 2.** Configuraciones del MEKS (a) *Transversal*, (b) *Longitudinal* y (c) *Polar*.

Una vez obtenidas las curvas se utilizó la siguiente relación para obtener el ángulo de Kerr [4],

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \frac{4\theta_K}{\tan(\phi)} \quad (6)$$

donde  $\phi$  es el ángulo que forma el eje del analizador con el plano de incidencia del haz de luz,  $I$  es el promedio de los dos valores de saturación medidos (en voltios) por el detector,  $\Delta I$  es la diferencia entre dichos valores de voltaje [4]. Una vez realizada la medición la muestra se rota un ángulo  $\alpha$  alrededor de un eje arbitrario ubicado perpendicular al plano de la muestra, de tal manera que se trazaron curvas de histéresis en diferentes direcciones en el plano del material, y de esta manera se analizó la anisotropía magnética. Por lo tanto, a cada medición se le asocia un ángulo  $\alpha$  con respecto al eje arbitrario.

### 2.3. Algunas propiedades estructurales del permalloy $Ni_{81}Fe_{19}$

El Permalloy ( $P_y$ ), de composición  $Ni_{100-x}Fe_x$  es uno de los materiales más utilizados para el almacenamiento magnético de datos. Su magnetostricción se desvanece para un índice de dopaje  $x = 20$ . La alta permeabilidad y el bajo campo coercitivo, hacen del  $P_y$  un material magnético suave, que sirve como interruptor de campo. Se usa como sensor en los cabezales de los discos duros aprovechando su magnetorresistencia anisotrópica o su magnetorresistencia gigante en películas delgadas de  $P_y/Cu/Co$  o  $P_y/Al_2O_3/P_y$ . El  $P_y$  cristalizado tiene estructura fcc, con parámetro de red de  $a = 3,55\text{Å}$ .

Mediante el tipo de deposición y el tratamiento térmico al que sea expuesta la muestra se puede favorecer un eje de anisotropía. Además pueden modificarse sus parámetros de red, según el sustrato sobre el cual haya sido crecido y producir alguna anisotropía en él debido a las tensiones internas [3].

### 2.4. Anisotropía de forma y uniaxial

La anisotropía magnética se evidencia por la existencia de direcciones de fácil o difícil magnetización. La importancia de analizar la anisotropía del material radica en que permite conocer las direcciones, para las cuales es fácil o difícil magnetizarlo hasta la saturación. La anisotropía más común es la magneto cristalina, que depende de las orientaciones cristalográficas del material. En películas delgadas la anisotropía que gobierna es la anisotropía de forma, la cual produce un campo de desmagnetización proporcional a la magnetización  $\vec{M}$ . La proporcionalidad se determina por un tensor, llamado factor desmagnetizante, cuyo valor depende de la forma del material. En películas delgadas es muy grande en la dirección perpendicular a la superficie, y casi nulo en el plano de la película. Es por ello que la magnetización se encontrará casi libremente en el plano de la muestra. Dentro del plano, también es usual encontrar direcciones de fácil y difícil magnetización. Esto ha sido reportado ampliamente, pero, aunque todavía hay discusiones al respecto [3], se conocen algunas condiciones que la producen, tales como tensiones con el sustrato, aplicaciones de campo magnético al momento de la deposición [6], creando incidencia oblicua al momento de la deposición de la muestra [8]. Se sabe además, que se puede orientar la anisotropía escogiendo sustratos de gran simetría.

### 2.5. Paredes de dominios magnéticos

Los dominios magnéticos son los elementos de la microestructura de los materiales magnéticos que enlazan algunas propiedades físicas básicas de un material con sus propiedades microscópicas y sus aplicaciones. Las paredes de dominios magnéticos (de espesor  $\delta$ ), son interfaces entre regiones dentro de un material ferromagnético, en las cuales la magnetización espontánea tiene diferentes direcciones. La energía producto de la anisotropía de forma y la energía de intercambio compiten dentro de las paredes de dominio para lograr la configuración de rotación de los momentos magnéticos que minimice la energía. Si la energía debida a la anisotropía de forma es mayor, producirá paredes de dominio conocidas como Neél, las cuales devienen en una rotación de los momentos magnéticos en el plano de la muestra. Si el espesor  $\tau$  de la película delgada no es lo suficientemente pequeño, los momentos magnéticos podrían rotar en un plano perpendicular a la muestra, esto debido a la energía de intercambio, la cual se minimiza cuando los momentos magnéticos vecinos de la película se encuentran orientados en el mismo sentido. Esta energía da lugar a paredes del tipo Bloch. La energía del sistema encuentra su valor mínimo cuando estas dos contribuciones de energía tienen la misma magnitud. La densidad de energía en una pared de dominio, debido al intercambio y a la anisotropía de forma se muestra a continuación,

$$\gamma_{intercambio} = \frac{2\pi\delta^2 M_s^2}{\tau + \delta} \quad (7)$$

$$\gamma_{forma} = \frac{2\pi\delta\tau M_s^2}{\tau + \delta} \quad (8)$$

De las ecuaciones (7) y (8), la primera, llevará al sistema a mantener los momentos magnéticos paralelos, rotando un ángulo muy pequeño y produciendo paredes de dominio de un ancho mayor. La segunda buscará tener un sistema con paredes de dominio de un ancho mínimo. Se puede apreciar que cuando  $\tau$  es mucho mayor que  $\delta$ , la energía de intercambio se hace menor que la de forma y por lo tanto el sistema trata de buscar un equilibrio, produciendo la rotación de los momentos magnéticos en un plano perpendicular a la superficie de la película (paredes de dominio del tipo Bloch). Cuando  $\tau$  es muy pequeño, la anisotropía de forma produce que la rotación de los momentos magnéticos se lleve a cabo en el plano de la película (paredes de dominio del tipo Néel). El espesor de la muestra puede llegar a producir una competencia entre estas dos energías, obteniéndose la siguiente relación,

$$\frac{\gamma_{forma}}{\gamma_{intercambio}} = \frac{\tau}{\delta} \quad (9)$$

la cual indica que el espesor de la película y la pared de dominio del tipo Bloch tienden a ser comparables para minimizar la energía total del sistema [3].

## 2.6. Preparación de las películas delgadas de $Py Ni_{81}Fe_{19}$

Las muestras utilizadas fueron  $Py Ni_{81}Fe_{19}$ , crecidas por sputtering DC, sobre sustratos de vidrio. La presión de base fue de  $3,3 \times 10^{-6} bar$  y la presión de argón fue de  $3,3 \times 10^{-3} bar$ . Se utilizó una potencia de 20W y el espesor se controló con el tiempo de deposición. Con estas condiciones se obtuvieron películas con un espesor nominal de 20 nm, 50 nm, 100 nm y 250 nm. Luego de la deposición de la película de  $Py$  se la recubrió con  $SiO_2$  para evitar desprendimientos, así como la oxidación del hierro.

## 2.7. Microscopía de fuerza atómica (MFA)

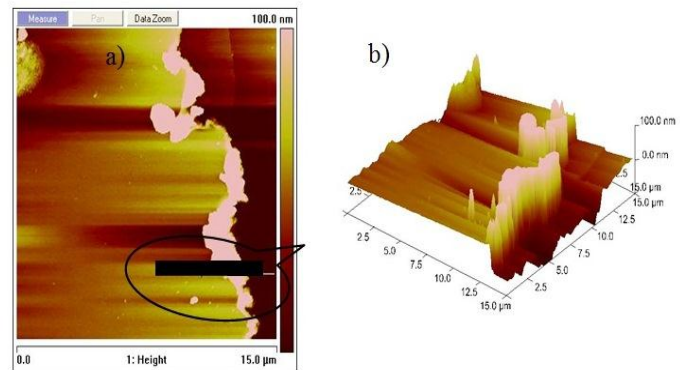
Las mediciones de MFA realizadas a las muestras de  $Py$  de 50 nm y 250 nm de espesor se muestran en las figuras 3 y 4. La figura 3a muestra el resultado de la microscopía de fuerza atómica realizada en el borde de la muestra de  $Py$  de 50 nm de espesor y en la figura 4a la misma medición para la muestra de 250 nm. El lado izquierdo de la imagen 3a y 4a corresponde al  $Py$  y el lado derecho al sustrato. El barrido se realiza en un área cuadrada de 15  $\mu m$  de lado. En la figura 3b se observa el perfil de la película de 50 nm con el cual se confirma su espesor y en la figura 4b el perfil de la película de 250 nm.

# 3. Resultados

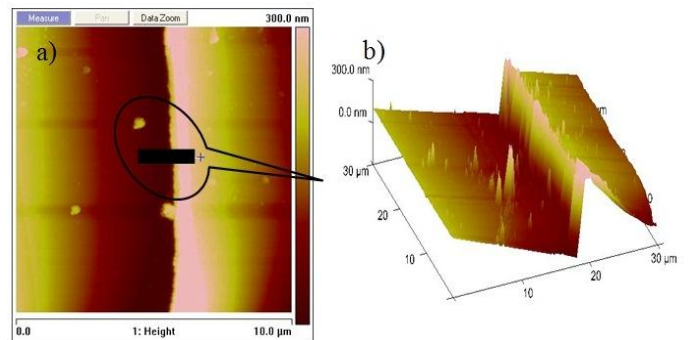
## 3.1. Anisotropía del $Py Ni_{81}Fe_{19}$

Para obtener las curvas de anisotropía en el plano de la muestra de 20 nm se realizaron mediciones con un magnetómetro de muestra vibrante (MMV). Esto fue realizado en la división de resonancias magnéticas del instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche. Las mediciones de

magnetización se hicieron girando la muestra un ángulo  $\alpha$  con respecto a un eje arbitrario contenido en el plano de la muestra, como se observa en la figura 5, en donde se aprecian la magnetización remanente mínima y máxima separadas por un ángulo de 90°.



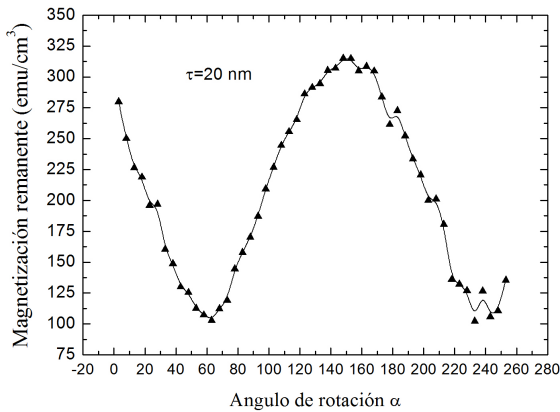
**Figura 3.** Microscopía de Fuerza Atómica (MFA) de la muestra de (a) 50 nm. La figura 3(b) muestra el perfil de la muestra.



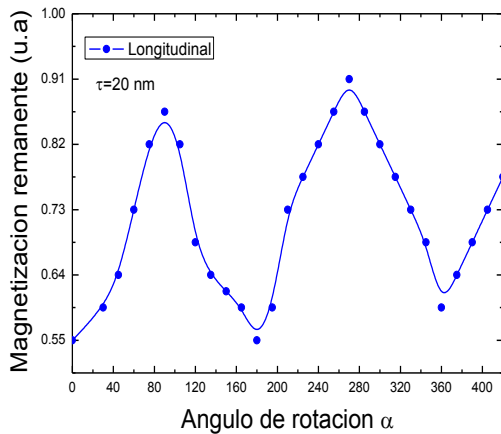
**Figura 4.** Microscopía de fuerza atómica (MFA) de la muestra de (a) 250 nm. La figura 4(b) muestra el perfil de la muestra.

Al existir una sola dirección de fácil magnetización se puede afirmar que la película de  $Py$  tiene anisotropía uniaxial [3]. En la figura 6 se aprecia la magnetización remanente, en unidades arbitrarias, para la muestra de 20 nm de espesor, medidas con el MEKS longitudinal. Se observan el máximo y el mínimo valor de magnetización separados 90°, lo cual es característico de una muestra que presenta anisotropía uniaxial, reafirmando lo obtenido con la medición realizada con el MMV.

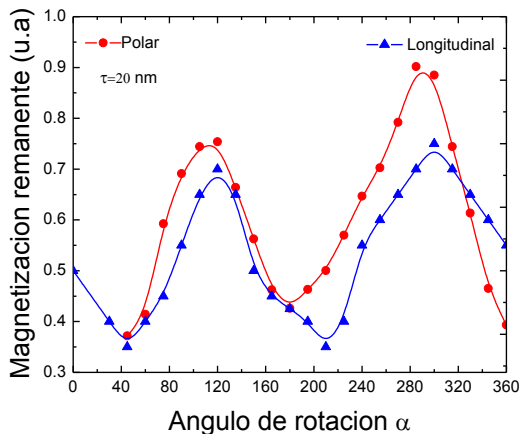
Las curvas de anisotropía medidas con el MEKS, para la muestra de 20 nm de espesor, en configuración polar y longitudinal, se muestran en la figura 7. Se aprecia que las dos curvas presentan periodicidad y los picos que indica la presencia de anisotropía uniaxial.



**Figura 5.** Variación de la magnetización remanente para diferentes direcciones de medición en el plano de la muestra medida con un MMV.



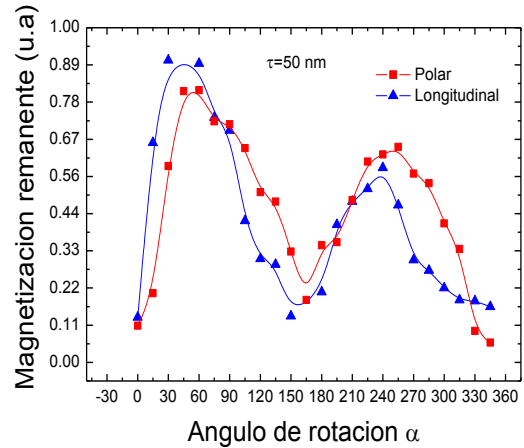
**Figura 6.** Magnetización remanente medida con el MEKS longitudinal.



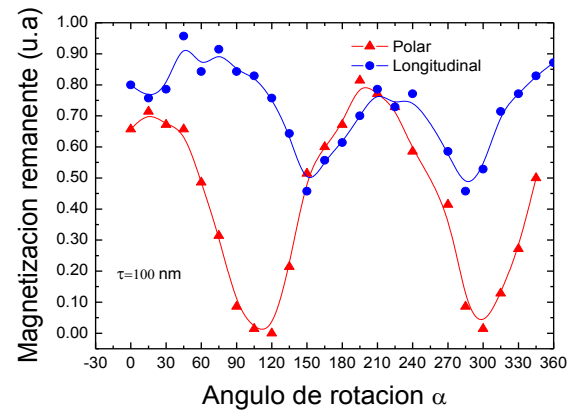
**Figura 7.** Magnetización remanente medida con MEKS longitudinal y polar, para la película de 20 nm.

En la figura 8 se presentan las mediciones realizadas para la muestra de 50 nm, en donde se puede notar que la magnitud de la magnetización remanente tiene el mismo orden de magnitud, medida en configuración longitudinal y polar, y que las dos curvas muestran el mismo comportamiento. Se observa la anisotropía uniaxial aún presente en la muestra.

Al medir la anisotropía en las películas de 100 nm se obtuvieron como resultado las curvas mostradas en la figura 9. En este caso se aprecia un desfase entre las dos mediciones y que la distancia pico a pico para la señal del MEKS longitudinal es menor que la de la señal en configuración polar. Esto último concuerda con lo indicado en la referencia [3].



**Figura 8.** Magnetización remanente medida con MEKS longitudinal y polar, para la película de 50 nm.



**Figura 9.** Magnetización remanente medida con MEKS longitudinal y polar, para la película de 100 nm.

En la figura 10, para el film de 250 nm de espesor, se observa que existen más picos que los correspondientes a la anisotropía uniaxial, por lo tanto se deduce la existencia de otras direcciones de fácil magnetización [3].

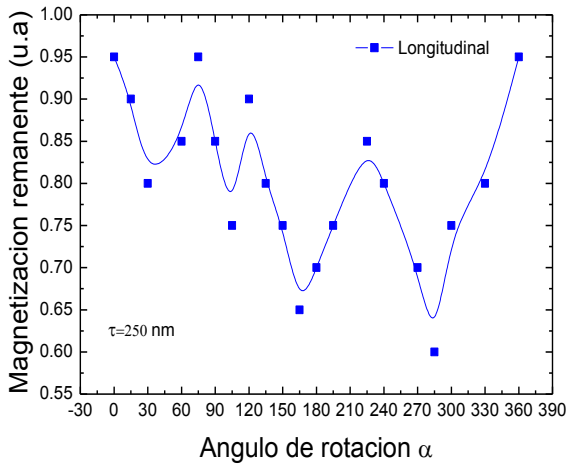
Las curvas de histéresis obtenidas en configuración polar para la película de 250nm no nos permiten obtener los datos correspondientes a la magnetización remanente.

### 3.2. Curvas de histéresis del $Py Ni_{81}Fe_{19}$

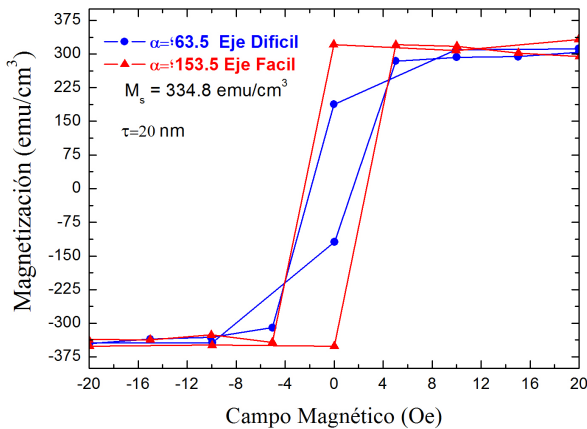
En la figura 11 se observa como la forma de la curva de histéresis dependen de la dirección en la cual se oriente la muestra con respecto del campo magnético externo. En algunas direcciones, las curvas decrecen rápidamente al cambiar el sentido de campo magnético mientras que



para un ángulo de valor complementario, lo hacen suavemente en concordancia con lo que se observó en la curva de anisotropía.



**Figura 10.** Magnetización remanente medida con MEKS longitudinal para la película de 250 nm.



**Figura 11.** Curvas de histéresis en el plano de la película de 20 nm, medidas con un MMV.

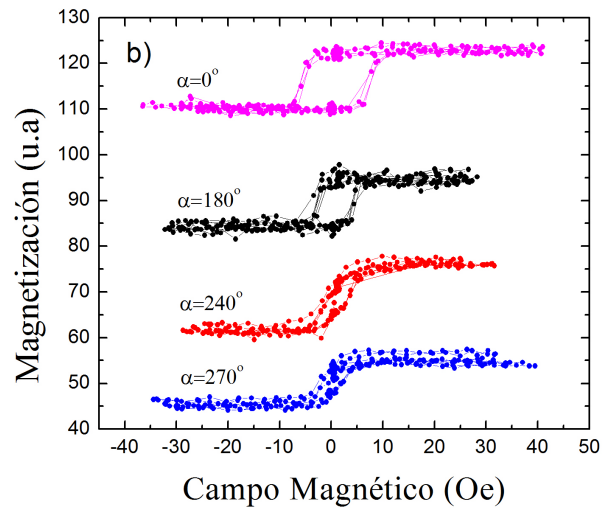
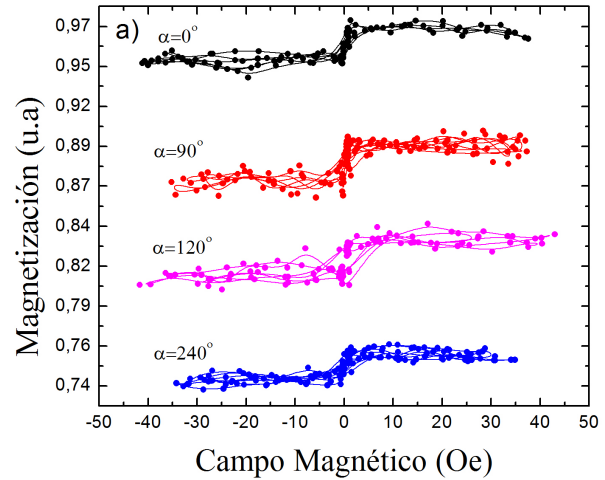
Para la muestra de 20 nm se obtuvo una magnetización de saturación  $M_S$  de 334,8  $emu/cm^3$  constante para cualquier dirección en que sea medida es decir,  $M_S$  no depende del ángulo en el cual se aplique el campo magnético externo.

Esta muestra se satura magnéticamente para valores pequeños de campo de hasta un máximo de 5 Oe. Según la literatura, el campo coercitivo para películas delgadas de  $Pt$  de 20 nm de espesor, en la dirección del eje de fácil magnetización es de aproximadamente 4 Oe mientras que para el eje de difícil magnetización es aproximadamente 15 Oe [3].

Cada medición corresponde a una dirección diferente en el plano de la muestra. Las curvas de histéresis revelan un bajo campo coercitivo, entre 1,0 y 2,5 Oe, así como forma cuadrada.

La figura 12(b) muestra las curvas de histéresis medidas con el MEKS en configuración polar, para la película

de 20 nm, en las que se observa un campo coercitivo entre 2.5 y 7 Oe, mayor al medido en configuración longitudinal en la figura 12(a).

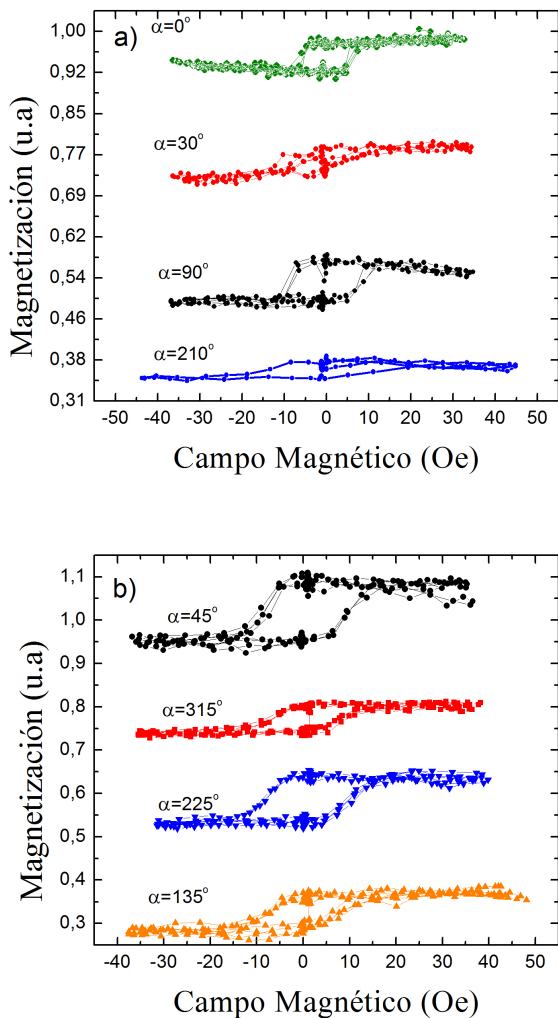


**Figura 12.** Curvas de histéresis medidas con el MEKS (a) longitudinal y (b) polar para la película de 20 nm.

Para la muestra de 50 nm, figura 13, los campos coercitivos encontrados en configuración longitudinal fueron de 6 a 10 Oe, y de 8 a 14 Oe en la configuración polar.

En la figura 14, se muestran las curvas de histéresis para la película de 100 nm. Se observa claramente en la figura 14(b) que en configuración polar, las curvas de histéresis cambian de forma, dependiendo del eje en el que se mida; el campo coercitivo también presenta una variación apreciable.

Se observa la existencia de un eje en el cual se presenta un comportamiento lineal de la intensidad de Kerr con respecto al campo magnético aplicado. Los encontrados para el campo coercitivo fueron de 2 a 4 Oe en configuración longitudinal, y de 2 a 18 Oe en configuración polar.



**Figura 13.** Curvas de histéresis medidas con el MEKS (a) longitudinal y (b) polar para la película de 50 nm.

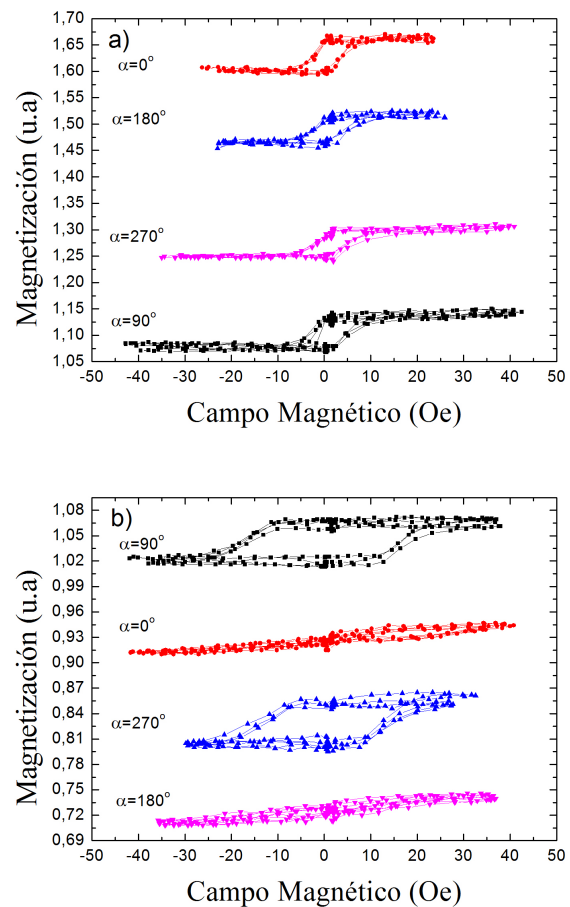
### 3.3. Microscopía de fuerza magnética (MFM)

Las mediciones con MFM fueron realizadas para las películas de 50 nm y 250 nm de espesor sin la aplicación de campo magnético externo. Se buscó el borde de la muestra, pues en los bordes es mucho más probable encontrar paredes de dominios magnéticos debido a que los momentos magnéticos tienden a rotar y cerrar las líneas de campo magnético de manera diferente que al resto de la muestra, y producen la aparición de estas paredes. En la figura 15 se aprecia el borde de la muestra de 50 nm, con una dimensión de 15  $\mu\text{m}$  de lado. Al lado izquierdo se aprecian líneas bien marcadas, correspondientes a las paredes de dominio, el lado derecho corresponde al sustrato. Se aprecia uniformidad en el color en la muestra, lo que nos indica que el gradiente de campo magnético sobre la muestra es casi uniforme.

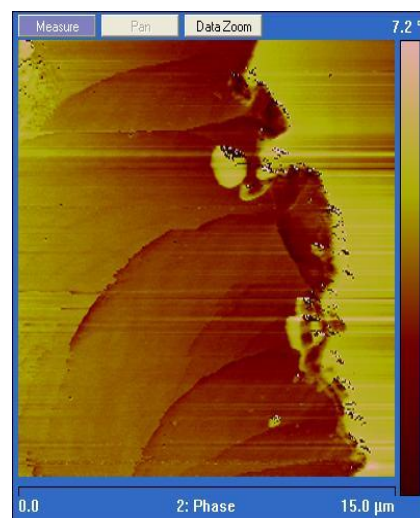
En la figura 16 se muestra una ampliación de una región de la figura 15 (ver recuadro inferior en la figura 16a), en donde se observan varias paredes de dominios magnéticos en forma de araña, del tipo Néel, figura 16a.

Posteriormente se aplicó campo magnético a la muestra, de tal manera que se observó que las paredes de dominio, en la figura 16b, sufrieron un corrimiento con respecto a la figura 16a.

En la figura 17 se observa la uniformidad en la superficie de la muestra de 100 nm de espesor.

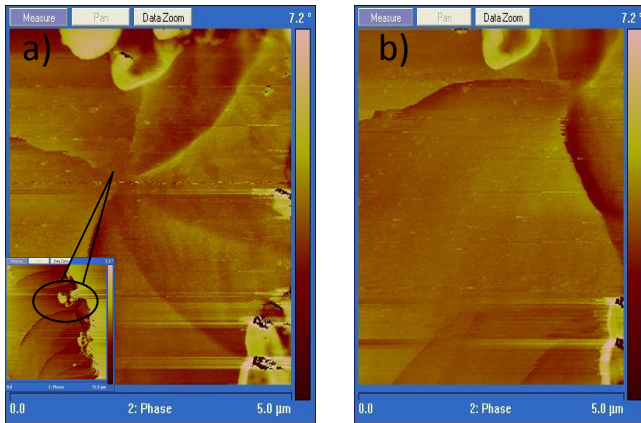


**Figura 14.** Curvas de histéresis medida con el MEKS longitudinal (a) y polar (b) para la película de 100 nm.



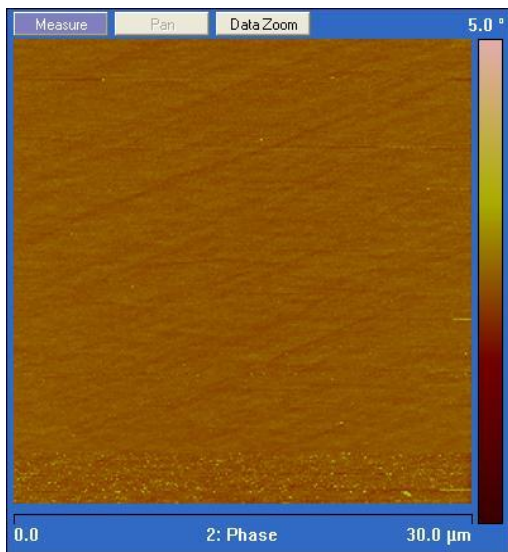
**Figura 15.** Microscopía de Fuerza Magnética de la película de 50 nm.

En la figura 18 se aprecian los dominios magnéticos, en forma de tiras (stripe domains), encontrados en la muestra de  $250\text{ nm}$  de espesor. Se ven dos fases marcadas que corresponden a un ordenamiento periódico en los dominios magnéticos. El ancho de los dominios en tiras es de  $248\text{ nm}$ , muy cercano al espesor de la muestra.



**Figura 16.** Microscopía de Fuerza Magnética de la película de  $5\text{ nm}$ . (a) Sin campo magnético aplicado, (b) Con campo magnético aplicado.

Se aplicó campo magnético en el plano de la muestra de  $250\text{ nm}$ , en dos sentidos, esperando apreciar algún cambio en los momentos magnéticos. Se ubicó el borde de la muestra para asegurar la presencia de momentos magnéticos en la muestra y no en el sustrato. Se encontró que conforme se aumenta el campo magnético aplicado en el plano de la muestra, los dominios magnéticos van cambiando de orientación, hasta que la muestra se satura (ver figura 19).



**Figura 17.** Microscopía de Fuerza Magnética de la película de  $100\text{ nm}$ .

Una vez saturada la muestra ( $200\text{ Oe}$ ), se aprecia en la figura 19 dos fases en la superficie, y otra fase en el

substrato cerca del borde. Esto es debido a las líneas de campo magnético propias de la muestra que ingresan o salen del plano de la muestra en el borde según sea saturada en uno u otro sentido. Se observa además, la desaparición de los dominios en tiras al saturar la muestra.



**Figura 18.** Microscopía de Fuerza Magnética de la película de  $250\text{ nm}$ .

## 4. Discusión

La anisotropía uniaxial en las películas de  $20\text{ nm}$  y  $50\text{ nm}$  quedaron evidenciadas por la diferencia de  $180^\circ$  entre los máximos valores de magnetización remanente, es decir, las películas presentan un eje de fácil magnetización en el plano y perpendicular al plano de la misma.

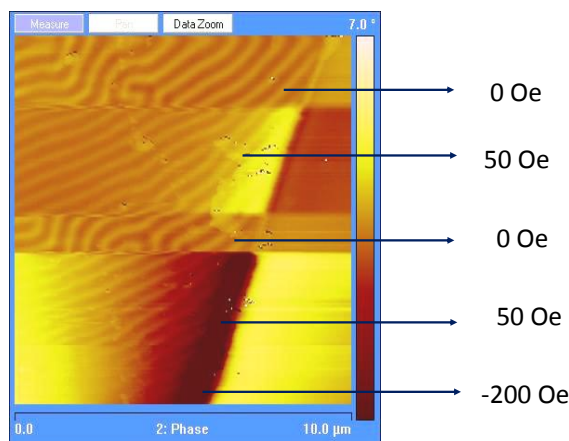
Esto se encontró realizando mediciones utilizando las dos configuraciones del MEKS y un MMV. Se espera que la intensidad medida por el MEKS para la configuración longitudinal sea menor que en la configuración polar. En la medición mostrada en la figura 7 se mantuvo el eje de rotación y el ángulo de incidencia constantes.

En la película de  $100\text{ nm}$  la anisotropía medida con el MEKS longitudinal muestra un desfase menor a  $180^\circ$  y se aprecia la formación de un nuevo valle y un nuevo pico, es decir, la pérdida de anisotropía uniaxial. Esto se espera pues existe un ordenamiento estructural que se produce al depositar películas delgadas por encima de un espesor crítico [13]. Es interesante la presencia aún de anisotropía uniaxial en configuración polar, en la película de  $100\text{ nm}$ . Al medir la anisotropía en el plano de la película de  $250\text{ nm}$ , se obtuvieron ejes de fácil magnetización.

No se pudo obtener la curva de anisotropía en configuración polar de la muestra de  $250\text{ nm}$ , pues el campo magnético aplicado no era lo suficientemente intenso para saturar la muestra. Las curvas de histéresis en las figuras 10 y 11 muestran las curvas características de películas delgadas de  $20\text{ nm}$ , bajo campo coercitivo y la forma cuadrada. En la figura 12, la película de  $100\text{ nm}$  muestra claramente su eje de fácil y difícil magnetización.



En general las películas delgadas de *Py* presentan un bajo campo coercitivo que se acrecienta con el aumento del espesor, pues esta relacionado directamente a la constante de anisotropía [11]. Un aumento en el espesor producirá que la anisotropía cristalina comience a predominar. La película de  $50\text{ nm}$  muestra un ordenamiento casi homogéneo de momentos magnéticos en su superficie. Por otro lado en la película de  $100\text{ nm}$  se observaron ciertas diagonales periódicas (figura 17).



**Figura 19.** Microscopía de fuerza magnética de la película de  $250\text{ nm}$  bajo aplicación de campo magnético externo en el plano de la muestra.

Es de esperarse un cambio en el ordenamiento magnético en la película pues la anisotropía de forma comienza a competir con la energía de intercambio, debido al aumento de espesor, de tal manera que los momentos magnéticos en el plano de la muestra se ven inducidos a perder su orientación en el plano, según el modelo teórico de paredes de dominios magnéticos de Bloch. En las figuras 18 y 19 se muestran los *stripe domains* encontrados en la película de  $250\text{ nm}$ , lo que comprueba la dependencia de la energía de anisotropía con el espesor.

Los momentos magnéticos ya no se ven orientados homogéneamente en el plano de la muestra. Según los modelos computacionales existen momentos magnéticos, dentro del material, orientados perpendicularmente en sentidos opuestos periódicamente, como se muestra en la figura 20 [12].

## 5. Conclusiones

Se diseñó y construyó un Magnetómetro de Efecto Kerr Superficial, en sus variantes polar y longitudinal. Se comprobó el funcionamiento del sistema midiendo curvas de histéresis para la muestra de *Py* de  $20\text{ nm}$  de espesor comparándolas con las obtenidas con un magnetómetro de muestra vibrante. Las curvas de anisotropía medidas en el MMV nos muestran un material magnético con anisotropía uniaxial lo cual ocurre en policristales de *Py* [3].

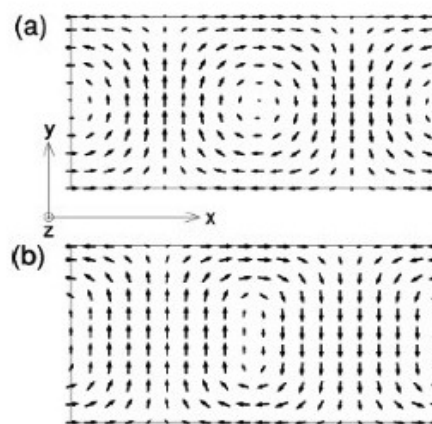
La magnetización de saturación en el plano fue de  $334,8\text{ emu/cm}^3$  en promedio, puesto que las curvas de histéresis medidas no fueron del todo simétricas. La diferen-

cia en la magnetización remanente para estos ejes fue de  $182,7\text{ emu/cm}^3$ . Se encontró, según las mediciones con MEKS longitudinal y polar, que las muestras de *Py* presentan anisotropía uniaxial en el plano para películas menores a los  $100\text{ nm}$ .

Se aprecia la aparición de un nuevo eje de fácil magnetización en la curva de anisotropía de las películas de  $100\text{ nm}$  y  $250\text{ nm}$ . La anisotropía uniaxial se pierde con el aumento del espesor. El campo coercitivo obtenido de las curvas de histéresis en el plano de la muestra depende del espesor del muestra así como también de la configuración (longitudinal o polar) que se este utilizando.

Al comparar las curvas de histéresis del MEKS polar con el longitudinal se aprecia un mayor campo coercitivo para las curvas del MEKS polar, esto es debido a la anisotropía en el plano de la muestra, es mucho más fácil magnetizar el material aplicando campo magnético en el plano que hacerlo con campo magnético perpendicular a este. El campo coercitivo para las películas de  $20\text{ nm}$  en configuración longitudinal fue de  $10\text{ Oe} \leq H_c \leq 2,50\text{ Oe}$ , mientras que el configuración polar fue de  $2,50\text{ Oe} \leq H_c \leq 7,50\text{ Oe}$ . El encontrado para la configuración longitudinal en la película de  $50\text{ nm}$  fue de  $60\text{ Oe} \leq H_c \leq 100\text{ Oe}$  y en configuración polar fue de  $80\text{ Oe} \leq H_c \leq 140\text{ Oe}$ . Para la película de  $100\text{ nm}$  se encontró que en configuración longitudinal el campo coercitivo es de  $H_c \approx 60\text{ Oe}$  y en configuración polar se encuentra entre  $10\text{ Oe}$  y  $150\text{ Oe}$ .

Se comprobaron la existencia de anisotropía de forma y paredes de dominios de Néel para las muestras de  $20\text{ nm}$  y  $50\text{ nm}$ . En la película de  $100\text{ nm}$  se aprecia la formación de dominios magnéticos en tiras o "stripe domains". Estos dominios se encontraron ya constituidos para la película de  $250\text{ nm}$ . El modelo de paredes de Bloch se aproxima a los resultados experimentales y comprueba la existencia de una competencia entre la energía debido a la anisotropía de forma y la energía de intercambio, pues el espesor promedio de los dominios magnéticos en forma de tiras es de  $248\text{ nm}$ .



**Figura 20.** Modelo computacional de la distribución de la magnetización en un corte transversal de películas de *Py*, con espesores (a) y (b) [12].

## Agradecimientos

A F. PiuZZi, R. Baptist, Y. Barjhoux de la Asociación Puya Raimondi por la donación de los equipos y compo-

nentes ópticos. Al Instituto Balseiro y a su división de Resonancias por permitir el acceso de E.Monteblanco a sus instalaciones y a Carlos Rojas por el apoyo brindado en las pasantías de investigación. A los Srs. V. Quinder y J. Farfán por el apoyo técnico.

- 
1. J .Kerr, *Philos. Mag. J. Sci.*5, 321 (1877); 5,161 (1878)
  2. S.D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater* 100, 440, (1991)
  3. Y. Lee y J.A.C. Bland, *Journal of Korean Physical Society*, Vol 39, No 4 , (October 2001), pp 661-666
  4. E. Monteblanco, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Ingeniería, 2007. Tesis de Licenciatura
  5. Z. Q. Qiu, J. Pearson, and S. D. Bader, *Phys. Rev B*, Vol 46, No 13, (1992)
  6. F Soohoo, *Magnetic Thin Films* (Harper and Raw publishers, 1965), p.119
  7. Smith. *J. Appl. Phys.* 30, 264S (1959)
  8. M.B Stearns, *J. Magn. Mater.* 5, 167 (1977).
  9. *Physics Today* - April, Why is iron magnetic?, 31-34, (1978)
  10. F. Michelini, L Ressler and J. Degauque. *Journal of Applied Physics*, Vol 92, No 12, (2002)
  11. J. Ben Youssef et al. *Phys. Rev. B* 69 (2004), 174402-1, 174402-9.
  12. A. Hubert y R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer, (2009), pag 279-286.