

## MAGNETOMETRÍA V-MOKE: ESCALEO ENTRE COMPONENTES DE LA MAGNETIZACIÓN EN EL PLANO DE LA MUESTRA

### V-MOKE MAGNETOMETRY: IN PLANE MAGNETIZATION COMPONENTS SCALING

A. Aguzín<sup>1</sup>, F. Bonetto<sup>2,3</sup>, M. Tacca<sup>2</sup>, A. Butera<sup>4</sup>, and C. J. Bonin<sup>\*2,3</sup>

<sup>1</sup>Facultad de Ingeniería Química (FIQ), Universidad Nacional del Litoral (UNL),  
Santiago del Estero 2829 (S3000AOM), Santa Fe, Argentina.

<sup>2</sup>Instituto de Física del Litoral (IFIS-Litoral), UNL – CONICET,  
Güemes 3450 (S3000GLN), Santa Fe, Argentina.

<sup>3</sup>Departamento de Física - FIQ, Universidad Nacional del Litoral (UNL),  
Santiago del Estero 2829 (S3000AOM), Santa Fe, Argentina.

<sup>4</sup>Instituto de Nanociencia y Nanotecnología, Centro Atómico Bariloche CNEA,  
Av. E. Bustillo km 9,500 (R8402AGP), Bariloche, Rio Negro, Argentina.

Recibido: 04/12/2019; Aceptado: 29/03/2020


Se presenta un procedimiento alternativo al descrito en la bibliografía para determinar el factor de escala, necesario para comparar cuantitativamente dos de las componentes coplanares de la magnetización (componentes en el plano de la superficie de la muestra) de una película magnética mediante v-MOKE (vectorial-MOKE). El procedimiento propuesto posee la ventaja de no necesitar la reorientación del electroimán generador del campo magnetizante, ya que, dependiendo de las dimensiones y peso del mismo, esta acción puede resultar dificultosa o directamente impracticable. De esta manera, el experimento que permite adquirir las dos componentes en el plano de la magnetización de manera simultánea, se ejecuta sin necesidad de modificar la disposición experimental inicial (montaje fijo). Como muestras de prueba usamos dos películas de FePt de 9 nm y 100 nm de espesor, presentando la primera anisotropía uniaxial. Todos los experimentos se realizaron a temperatura ambiente y usando un sistema MOKE construido en el Grupo de Física de Superficies del IFIS-Litoral, el cual permite detectar dos componentes de la magnetización simultáneamente (v-MOKE).

*Palabras clave:* MOKE vectorial, Nanomagnetismo, magnetización superficial, FePt; anisotropía uniaxial.

In this paper we introduce an alternative method to determine the scale factor necessary to quantitatively compare the two coplanar components of the magnetization (components in the plane of the surface of the sample) of a film using the v-MOKE technique (vectorial-MOKE). The proposed method has the advantage of not needing the reorientation of the electromagnet generating the magnetic field, since, depending on the dimensions and weight thereof, this action can be difficult or directly impracticable. In this way, the experiment that allows for the acquisition of the two components in the plane of magnetization simultaneously, is executed without the need to modify the initial experimental arrangement (fixed assembly). As test samples, two 9 nm and 100 nm thick FePt films are used, presenting the first uniaxial anisotropy. All experiments were carried out at room temperature and using a MOKE system entirely built in the Surface Physics Group of the Instituto de Física del Litoral, allowing to simultaneously measure the two magnetization components coplanar with the surface sample (v-MOKE).

*Keywords:* vectorial MOKE, Nanomagnetism, surface magnetization, FePt; uniaxial anisotropy.

<https://doi.org/10.31527/analesafa.2020.31.1.13>

 ISSN 1850-1168 (online)

## I. INTRODUCCIÓN

MOKE es el acrónimo en inglés de *Magneto-Optic Kerr Effect*, y es una de las técnicas más convenientes para estudiar fenómenos de magnetización superficial debido a su limitada penetración en el material (entre 10 y 20 nm en la mayoría de los metales [1]). Se aplica fundamentalmente en Nanomagnetismo por su gran sensibilidad y por ser relativamente simple de montar en el laboratorio [2]. La técnica es sensible a los cambios en la orientación del plano de polarización, como así también a variaciones en la intensidad de un haz de luz monocromático y linealmente polarizado; luego de ser reflejado por la superficie magnetizada de un

material. La magnetización adquirida por la película altera el tensor dieléctrico de la misma, haciéndolo ópticamente anisotrópico, modificando en consecuencia, aunque solo a primer orden, la matriz de reflexión de la superficie de la muestra. En un experimento típico, la intensidad del haz reflejado (y por ende su variación respecto del haz incidente) es adquirido a medida que se cicla un campo magnético externo  $\vec{B}$  el cual magnetiza la muestra. Es decir, se miden ciclos de histéresis de la película ya que la luz reflejada por ésta lleva información de la magnetización  $\vec{M} = (m_x, m_y, m_z)$  por  $\vec{B}$ .

Convencionalmente, según sea el estado de polarización del haz de luz incidente sobre la película en estudio, y la

\* claudio.bonin@santafe-conicet.gov.ar

geometría MOKE usada, es posible detectar o bien una rotación del plano de polarización del haz, o un cambio en la intensidad del mismo. De esta manera solo se adquiere una de las tres componentes de la magnetización de la película durante un experimento.

La técnica suele montarse en el laboratorio en una de las tres geometrías siguientes (ver Fig. 1): LONGITUDINAL, TRANSVERSAL o POLAR. En las dos primeras se detectan las componentes  $m_x$  y  $m_y$  (es decir, componentes de la magnetización que yacen en el mismo plano de la superficie-muestra donde se refleja el haz) provenientes de un cambio del estado de polarización y de una variación en la intensidad de la luz incidente, respectivamente (es decir, corresponden a dos efectos Kerr diferentes). Por otro lado, en la POLAR se detecta la componente transversal a la superficie ( $m_z$ ) proveniente de un cambio del estado de polarización del haz incidente.

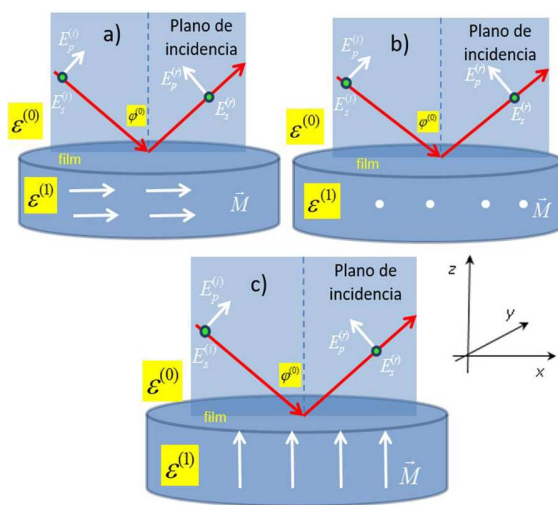


FIG. 1: Geometrías MOKE: (a) LONGITUDINAL: la magnetización es paralela al plano de la muestra XY y al plano de incidencia XZ. (b) TRANSVERSAL: la magnetización es paralela al plano de la muestra pero perpendicular al plano de incidencia. Aquí  $p$  y  $s$  hacen referencia a onda polarizada  $p$  (campo eléctrico  $\vec{E}$  paralelo al plano de incidencia) y onda polarizada  $s$ , cuyo campo  $\vec{E}$  es perpendicular al plano de incidencia. (c) POLAR: la magnetización es perpendicular al plano de la muestra y paralela al plano de incidencia. También se indica la elección de los ejes coordenados.

De las tres geometrías, usualmente la POLAR da una señal que es un orden de magnitud mayor a las otras dos, siendo la TRANSVERSAL la de señal más débil [2].

Es menester aclarar que la magnetización de la muestra no necesariamente sigue de manera estricta al campo externo  $\vec{B}$  cuando éste se cicla en el tiempo, en consecuencia, la señal MOKE puede ser una mezcla de las tres geometrías (con información de las tres componentes de  $\vec{M}$ , con diferentes pesos). Si la película es suficientemente delgada, es de esperar que la componente transversal a la misma se anule ( $m_z \approx 0$ ) ya que de esta forma el sistema minimizaría su energía magnética.

Jiménez *et al.* [3] describen un método para medir de manera simultánea y cuantitativa (es decir, componentes escaladas) dos de las tres componentes de la magnetización, componentes paralelas al plano de la muestra  $m_x$  y  $m_y$ ; usando el efecto Kerr superficial. A este procedimiento lo de-

nominan v-MOKE (acrónimo en inglés de *vectorial MOKE*), cuya característica más sobresaliente es la de permitir la adquisición de estas dos componentes de la magnetización de manera simultánea. Para la descripción teórica del experimento utilizan el formalismo clásico de Jones [4-13], el cual permite determinar de manera precisa los cambios en el estado de polarización de la luz, luego de reflejarse en la superficie de la muestra y después de atravesar los diferentes componentes ópticos del dispositivo experimental. De este modo, la técnica v-MOKE permite estudiar la dependencia de los fenómenos de histéresis, remanencias, campos críticos, procesos de reversión de la magnetización, determinación de las direcciones de los ejes fáciles y duro de magnetización, orientación de paredes de dominio, y anisotropías magnéticas, entre otros; de manera más precisa que con cualquiera de las disposiciones MOKE convencionales, ya que puede obtenerse información de dos componentes de la magnetización simultáneamente.

Distintos grupos de investigación han propuesto diferentes procedimientos para medir las dos componentes de  $\vec{M}$  en el plano de la película. Estos involucran medir muchos ciclos de histéresis en diferentes condiciones [14-22]: cambiando componentes ópticos, variando la dirección del campo magnético, o modificando ambos. Esto tiene el inconveniente práctico de que cada vez que se modifica la disposición experimental hay que recalibrar todo el sistema. Teixeira *et al.* [23] describen una técnica similar, pero no diseñan un montaje experimental que permita determinar las componentes de manera cuantitativa. Por lo tanto, no puede usarse para seguir la trayectoria de la magnetización de la película durante la reversión del campo externo.

Por otro lado, Jiménez *et al.* [3] proponen reorientar el electroimán (de pequeñas dimensiones) por única vez al comienzo del experimento para obtener el factor de escala entre las componentes de la magnetización en el plano de la película, y asumen que el mismo vale para el resto del experimento donde hacen un estudio angular de la película magnética (donde la superficie de reflexión permanece fija ante la rotación).

El pequeño electroimán genera un campo  $\vec{B}$  paralelo a la película, y es solidario a una montura que posibilita su rotación alrededor de un eje transversal a la superficie de la muestra, permitiendo alternar entre las geometrías LONGITUDINAL Y TRANSVERSAL, necesario para determinar experimentalmente el factor de escala entre las señales provenientes de las componentes  $m_x$  y  $m_y$  de la magnetización (ver Ref. [3] para más detalles).

Si bien este método es perfectamente aplicable y apropiado para el dispositivo experimental descrito en la Ref. [3], presenta el inconveniente de tener que rotar el electroimán generador del campo magnético que, dependiendo de las dimensiones y peso del mismo y del montaje experimental, puede resultar compleja o directamente imposible de ejecutar en la práctica.

En nuestro trabajo presentamos un procedimiento alternativo al reportado en la Ref. [3] para determinar el factor de escala entre las señales provenientes de dos efectos magneto-ópticos diferentes, los cuales son proporcionales a las componentes de la magnetización en el plano de la pelí-

cula:  $m_x$  y  $m_y$ , respectivamente. Nuestro procedimiento evita tener que mover el electroimán o algún otro componente óptico, resultando muy conveniente si éste es de dimensiones y peso considerables. Por todo lo demás, el procedimiento experimental es similar al de la Ref. [3], utilizando otras muestras para la prueba del método.

## II. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

En la descripción macroscópica clásica del efecto magneto-óptico, la magnetización rompe la simetría óptica de la muestra, haciendo anisotrópico el tensor dieléctrico de la misma. Si la anisotropía inducida por la magnetización de la película es pequeña, algunos componentes del tensor dieléctrico (elementos no diagonales) dependerán de manera lineal (a primer orden) con la magnetización. Este es el fundamento que usaremos para describir la señal MOKE y su conexión con las propiedades magnéticas de la muestra.

Consideramos que el haz incide sobre la muestra con polarización lineal  $p$ , el cual luego de reflejarse en su superficie magnetizada, pasa por una lámina retardadora de media onda ( $\lambda/2$ ) rotada convenientemente ( $\pi/8$ ) respecto de la dirección transversal al plano de incidencia (correspondiente a la dirección  $s$  o dirección de polarización de la onda- $s$ ). Luego, el haz mezcla de estados de polarización  $s$  y  $p$  es separado en dos haces por un prisma Wollaston, el cual direcciona cada una de las proyecciones paralelas a sus ejes ópticos (orientados en las direcciones  $s$  y  $p$ , respectivamente) hacia dos fotodetectores separados espacialmente. Estos miden la intensidad de luz que les llega (de manera simultánea), la cual contiene información del estado magnético de la película. El detector (formado en parte por los dos fotodetectores) tiene tres salidas independientes: la salida A contiene la componente constante (no varía con el campo  $\vec{B}$ ) de la suma de las señales que llegan a cada fotodiodo ( $I_{\Sigma}^{DC}$ ); la salida B contiene la componente que varía con el campo  $\vec{B}$  de la suma ( $I_{\Sigma}^{AC}$ ), y la salida C arroja la resta de las señales que llegan a los fotodetectores ( $I_{\Delta}$ ). Las señales de las salidas B y C tienen información de las componentes de la magnetización en el plano de la muestra, mientras que la salida A se usa para normalizar las señales de los otros dos canales.

Usando el formalismo de Jones [4-13] para describir el experimento, se tiene que los coeficientes de Fresnel generalizados:

$$r_{ss} \equiv \frac{E_s^{(r)}}{E_s^{(i)}}; \quad r_{ps} \equiv \frac{E_p^{(r)}}{E_s^{(i)}}; \quad r_{sp} \equiv \frac{E_s^{(r)}}{E_p^{(i)}}; \quad r_{pp} \equiv \frac{E_p^{(r)}}{E_p^{(i)}}, \quad (1)$$

son linealmente dependientes de la magnetización (perturbación a primer orden). El campo eléctrico de la luz, polarizada linealmente, está dado por

$$\vec{E}^i(\vec{r}, t) = E_0 \begin{bmatrix} \cos(\delta) \\ \sin(\delta) \end{bmatrix} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (2)$$

Donde  $\delta$  es el ángulo formado por el vector  $\vec{E}$  y la normal al plano de incidencia. Si el haz incidente atraviesa un polarizador que deja pasar solo la componente paralela a dicho

plano se tiene:

$$\vec{E}^i(\vec{r}, t) = \begin{bmatrix} 0 \\ E_p^{(i)} \end{bmatrix} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}.$$

Los subíndices  $s$  y  $p$  indican onda polarizada  $s$  y  $p$ , respectivamente; y los supraíndices  $i$  y  $r$  indican haz incidente y reflejado, respectivamente. Explícitamente se tiene (ver Apéndice de Ref. [3]):

$$\begin{aligned} r_{ss} &\approx a; & r_{pp} &\approx c + d * m_y; \\ r_{sp} &\approx b_1 * m_x + b_2 * m_z; \\ r_{ps} &\approx -b_1 * m_x + b_2 * m_z; \end{aligned} \quad (3)$$

Para hallar estas expresiones deben resolverse las ecuaciones de Maxwell en la interface. La Ec. (3) muestra la dependencia explícita de los coeficientes de la matriz de reflexión con las componentes de la magnetización  $\vec{M} = (m_x, m_y, m_z)$ . Si bien los coeficientes  $a$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $b_1$ , y  $b_2$  son independientes de  $\vec{M}$ , dependen de varios parámetros, entre ellos los índices de refracción de los medios de la interface, la longitud de onda del haz incidente, de los ángulos de incidencia, etc. A su vez, las componentes de  $\vec{M}$  son dependientes del campo  $\vec{B}$ , es decir,  $m_{\alpha}(B)$  con  $\alpha = x, y, z$ .

Para poder medir simultáneamente dos componentes de la magnetización en el plano de la película ( $m_x$  y  $m_y$ ), es necesario que el haz incidente tenga polarización  $p$  (onda- $p$ ). Luego, considerando que no hay errores de alineamiento de los componentes ópticos y teniendo en mente la configuración esquematizada en la Fig. 1(a), las salidas del fotoamplificador (sistema de detección) son:

$$I_{\Delta} \equiv I_s - I_p \approx 2 * I_0 [Re\{b_1 c^*\} m_x + Re\{b_2 c^*\} m_z + Re\{b_1 d^*\} m_x * m_y + Re\{db_2^*\} m_z * m_y]; \quad (4)$$

$$I_{\Sigma}^{DC} \equiv (I_s + I_p)^{DC} \approx I_0 |c|^2; \quad (5)$$

$$I_{\Sigma}^{AC} \equiv (I_s + I_p)^{AC} \approx I_0 [2Re\{dc^*\} m_y + 2Re\{b_1 b_2^*\} m_x * m_z + |b_1|^2 m_x^2 + |b_2|^2 m_z^2 + |d|^2 m_y^2]. \quad (6)$$

Donde  $I_s$  e  $I_p$  son las señales detectadas por los fotodiodos del fotoamplificador provenientes de las componentes  $s$  y  $p$  del haz luego de pasar por el prisma Wollaston:  $I \equiv \langle |\vec{S}| \rangle_t = \frac{c \epsilon_0}{2} \vec{E} * \vec{E}^*$  (irradiancia) e  $I_0 \propto |E_p^{(i)}|^2$ . Los subíndices  $\Delta$  y  $\Sigma$  hacen referencia a la resta y suma de las señales, y los supraíndices DC y AC indican la componente continua de la señal suma y la alterna (varía con el ciclado de  $\vec{B}$ ), respectivamente. La electrónica interna del fotoamplificador filtra la componente continua mediante un capacitor en serie en la señal AC.

Si bien en este trabajo hacemos la suposición usual para películas delgadas:  $m_z \approx 0$ , es decir, la magnetización permanece siempre en el plano de la película, por completitud hemos conservado los términos que contienen esta componente en las Ecs. (4) y (6). Como los términos que contienen componentes al cuadrado de la magnetización suelen

ser pequeños respecto de los términos lineales, se ve que la Ec. (4) es lineal con  $m_x$ , mientras que la Ec. (6) es lineal con  $m_y$ . Notar que los términos lineales son los únicos que pueden dar lugar a un ciclo de histéresis, y el hecho de que efectivamente se miden estos ciclos respalda las suposiciones realizadas.

Es importante notar que la magnetización no siempre es colineal con el campo  $\vec{B}$  aplicado durante todo el proceso de reversión. Por ende, la señal Kerr será, en general, una mezcla de diferentes efectos Kerr, dados por los distintos términos de las Ecs. (4) y (6) que dependen de las diferentes componentes de  $\vec{M}$ .

Entonces, si despreciamos la componente  $z$  y aquellos términos de segundo orden en  $\vec{M}$ , la señal  $I_\Delta$  será proporcional a la componente paralela de la magnetización ( $m_x \equiv M_\parallel$ ), mientras que la señal  $I_{\Sigma}^{AC}$  será proporcional a la componentes perpendicular ( $m_y \equiv M_\perp$ ). Es decir,

$$I_\Delta \approx 2I_0 \text{Re}\{b_1 c^*\} m_x \equiv 2I_0 \text{Re}\{b_1 c^*\} M_\parallel$$

$$I_{\Sigma}^{AC} = 2I_0 \text{Re}\{d c^*\} m_y \equiv 2I_0 \text{Re}\{d c^*\} M_\perp.$$

La señal  $I_{\Sigma}^{DC}$  se usa para normalizar las dos señales anteriores, ya que da cuenta de la reflectividad total de la superficie, independientemente de la magnetización de la misma. Luego:

$$I_\Delta^N \approx \frac{2\text{Re}\{b_1 c^*\}}{|c|^2} M_\parallel = \alpha M_\parallel; \quad \alpha \equiv \frac{2\text{Re}\{b_1 c^*\}}{|c|^2};$$

$$I_{\Sigma N}^{AC} \approx \frac{2\text{Re}\{d c^*\}}{|c|^2} M_\perp = \beta M_\perp; \quad \beta \equiv \frac{2\text{Re}\{d c^*\}}{|c|^2};$$
(7)

donde  $I_\Delta^N$  y  $I_{\Sigma N}^{AC}$  son las correspondientes señales normalizadas. En el set de Ecs. (7) introducimos las constantes  $\alpha$  y  $\beta$  que no dependen del campo  $\vec{B}$  ni del ángulo azimutal  $\theta$  de la muestra respecto de la dirección del campo magnético, pero dependen de las características de la muestra y de ciertas condiciones experimentales como la longitud de onda del haz y del ángulo de incidencia utilizado.

A partir de (7), se tiene que:

$$I_{\Sigma N}^{AC} = \beta M_\perp = \alpha \frac{\beta}{\alpha} M_\perp = \alpha M'_\perp;$$

$$M'_\perp \equiv \frac{\beta}{\alpha} M_\perp \quad \text{ó} \quad M_\perp = \frac{\alpha}{\beta} M'_\perp \equiv sf * M'_\perp.$$
(8)

En (8) introducimos el factor de escala  $sf \equiv \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\text{Re}\{b_1 c^*\}}{\text{Re}\{d c^*\}}$ , que nos permite vincular la magnetización transversal auténtica  $M_\perp$  con la magnetización transversal medida no escalada  $M'_\perp$ . De este modo la constante de proporcionalidad  $\alpha$  vincula tanto la magnetización  $M'_\perp$  como  $M_\parallel$  con las señales  $I_{\Sigma N}^{AC}$  e  $I_\Delta^N$ , respectivamente. El origen de la necesidad de vincular ambas magnetizaciones a través de un factor de escala radica en que en la configuración que se usa se tiene que  $I_\Delta^N$  es proporcional al ángulo de rotación del plano de polarización del haz incidente (ver Apéndice), mientras que su contraparte  $I_{\Sigma N}^{AC}$  da cuenta del cambio de reflectividad. Este factor de escala, en principio, tiene valores distintos para diferentes muestras en estudio. Volveremos a discutir este factor en la Sec. IV(iii).

### III. MÉTODO EXPERIMENTAL

Para todas nuestras experiencias usaremos un sistema v-MOKE construido en el Laboratorio de Superficies e Interfaces del Instituto de Física del Litoral.

En todos los casos, para la obtención de los lazos de histéresis se cicló el campo  $\vec{B}$  mediante una señal tipo rampa de forma triangular, con fase inicial de  $90^\circ$ , es decir  $B(t=0) = +100$  mT [Fig. 2(a)] y frecuencia de 1 Hz.

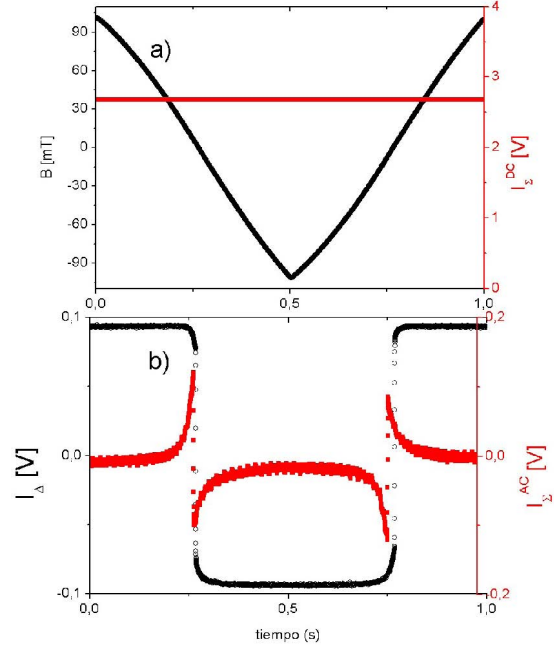


FIG. 2: (a) Señales crudas adquiridas del campo magnético y componente DC de la señal MOKE. Aquí se ve claramente que esta componente no depende de la magnetización de la muestra. (b) Señales MOKE promediadas (y corregidas por el offset) de las magnetizaciones paralela (escala izquierda, en negro) y perpendicular (escala derecha, en rojo). Las señales no están corregidas por el factor de escala. Los datos corresponden a la muestra FePt (9 nm) y ángulo azimutal  $\theta = 0^\circ$  (elegido arbitrariamente al posicionar la muestra).

El campo B máximo para las muestras de FePt de 9 nm y 100 nm fue de 100 mT para asegurar que las mismas alcanzan la saturación para todos los ángulos. El campo magnético fue medido *in situ* por un teslámetro con salida analógica de la marca Trovintek [24], modelo MT500A y sonda Hall transversal. El sensor Hall se ubica dentro del gap del electroimán y cerca de la posición de la muestra (ver Fig. 3).

La muestra de 9 nm se rotó (alrededor de un eje paralelo a la normal a la superficie) un ángulo azimutal  $\theta$  desde  $0^\circ$  hasta cerca de  $350^\circ$  en pasos del orden de  $10^\circ$ , mientras que la de 100 nm entre  $0^\circ$  y  $300^\circ$  en pasos de  $30^\circ$ , permaneciendo fija la dirección del campo  $\vec{B}$ . Para cada ángulo se ajustó la inclinación del posicionador de la muestra, de manera de corregir defectos de alabeos en el mecanismo de rotación.

Se sintonizó finamente la lámina retardadora (corrigiendo la orientación de su eje óptico alrededor de su posición fija a  $\pi/8$  respecto del eje-s) de manera que  $I_\Delta \approx 0$  para  $B = 0$  (y  $M = 0$ ). Una vez ajustados todos estos parámetros se tomaron alrededor de 300 señales para cada ángulo para mejorar la relación señal-ruido.

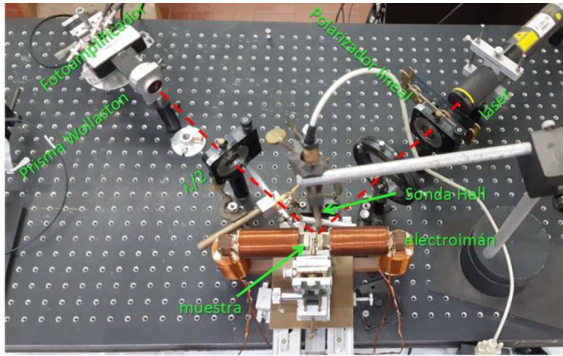


FIG. 3: Configuración experimental actual del v-MOKE. La línea entrecortada roja indica el camino del haz de luz.

El haz, generado por un láser de HeNe de 632 nm, 15 mW de potencia y spot de  $\sim 1$  mm de diámetro (determina el área de sensado), incide en la muestra mayoritariamente con polarización lineal tipo  $p$  (onda- $p$ ). Esto se logra orientando adecuadamente un prisma Glan-Taylor ubicado entre la fuente láser y la muestra el cual actúa como polarizador lineal (ver Fig. 3).

Las muestras usadas en nuestro trabajo forman películas policristalinas ferromagnéticas relativamente blandas, de composición equiatómicas (50/50), depositadas sobre un sustrato de Si monocristalino (100) con óxido nativo. Presentan estructura FCC metaestable químicamente desordenada [25]. La película de 9 nm de espesor presenta anisotropía uniaxial en el plano (con dominios de magnetización uniforme dentro del mismo), dando ciclos de histéresis cuadrados cuando el campo  $\vec{B}$  es ciclado en la dirección del eje fácil, paralelo a la película. Si el campo  $\vec{B}$  es aplicado perpendicular al plano de la misma revela una anisotropía uniaxial relativamente débil, la cual se suma a la anisotropía del plano fácil. Esta anisotropía es responsable del cambio en la estructura de dominios cuando el espesor de la película supera un valor crítico ( $\sim 30$  nm). Entonces, en la película de 9 nm de espesor, la magnetización es mayormente paralela al plano ( $m_z \approx 0$ ); pero la película de 100 nm de espesor (mayor al espesor crítico) revierte su magnetización en un proceso de dos pasos, característico de sistemas que muestran dominios magnéticos tipo-tiras (*stripe-like*) [26]. En este caso aparece una pequeña componente de la magnetización transversal al plano de la película (es decir  $m_z \neq 0$ ) la cual alterna entre regiones tipo-tiras con sentido “hacia arriba” y “hacia abajo”; dando una contribución neta nula a la señal ya que  $m_z \approx 0$  (ver Ec. (4)) como consecuencia del gran tamaño del área de sensado.

### Tratamiento inicial de los datos

Debido a inestabilidades temporales propias en la intensidad del láser utilizado, cada una de las señales  $I_{\Sigma}^{DC}$  fue ajustada y reemplazada por una función con dependencia temporal lineal, con el fin de obtener la señal referencia  $I_0$  con mínimo aporte de ruido (ya que solo nos interesa la intensidad durante el ciclado de  $B$  para usarla como referencia y normalización para cada ángulo). Estas señales se usaron para dividir cada señal de los canales  $I_{\Delta}$  e  $I_{\Sigma}^{AC}$  punto a punto, dando  $I_{\Delta}/I_{\Sigma}^{DC} \propto M_{\parallel}$  y  $I_{\Sigma}^{AC}/I_{\Sigma}^{DC} \propto M'_{\perp}$ , con la misma constante de proporcionalidad. Donde  $M_{\parallel}$  y  $M'_{\perp}$  denotan las

componentes de la magnetización paralela y perpendicular al campo  $\vec{B}$  aplicado. De esta manera se corrige por posibles variaciones en la intensidad del haz incidente durante el ciclo de histéresis y para todos los ángulos. Notar que la componente transversal de la magnetización  $M'_{\perp}$  es diferente de la magnetización real  $M_{\perp}$ . Como se expuso anteriormente, entre ambas hay un factor de escala  $sf$ , es decir:  $M_{\perp} = sf * M'_{\perp}$  cuya forma de determinarlo se detallará en la Sec. IV(iii).

Una vez normalizadas todas las señales de los dos canales mencionados, se promediaron las mismas para cada ángulo. Al mismo tiempo se promediaron las señales provenientes del teslámetro (campo  $B$ ) y se determinó el campo en mT. Luego, a las señales promediadas se les restó el *offset* respectivo de manera que el ciclo de histéresis quede centrado alrededor de  $(M, B) = (0, 0)$ . Se asume que el *offset* proviene mayoritariamente de un desajuste mínimo de la lámina retardadora y de la electrónica del sistema de adquisición.

## IV. RESULTADOS

### i. Curvas de histéresis

En las Figs. 4 y 5 se muestran curvas de histéresis de la magnetización paralela  $M_{\parallel}$  y transversal  $M'_{\perp}$ , medidas para la muestra de FePt (9 nm) para algunos ángulos de rotación  $\theta$  de la misma. Para comparar cuantitativamente las curvas de magnetización paralela y transversal es necesario multiplicar la componente transversal por un factor de escala  $sf$ , el cual será determinado más adelante en esta sección.

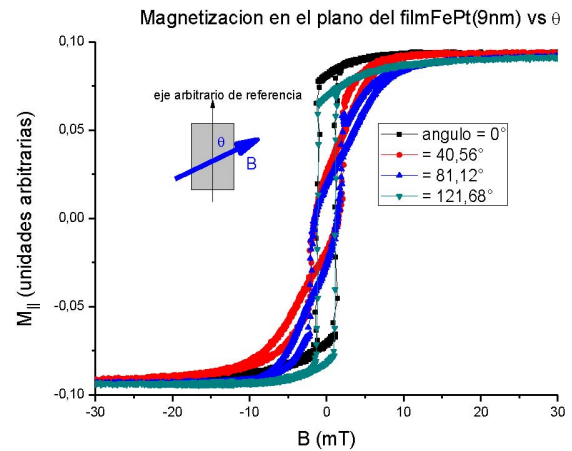


FIG. 4: Curvas de histéresis correspondientes a  $M_{\parallel}$ , para la muestra de FePt (9 nm) sin normalizar para algunos ángulos de rotación.

Estas gráficas muestran claramente ciclos de histéresis diferentes dados por las respectivas componentes de  $\vec{M}$  en el plano. Ambas componentes aportan información complementaria, la cual puede usarse para obtener información sobre los procesos de magnetización de la película.

También, es posible inferir que la componente transversal (ver Fig. 5) es una señal más débil (a pesar de que tiene una escala mayor que la componente paralela) con una relación señal-ruido más pobre que la componente paralela.

En la Fig. 6 se muestran las curvas de histéresis de la muestra FePt de 100 nm correspondientes a la magnetización paralela  $M_{\parallel}$ . Para esta muestra no se distingue, dentro del ruido experimental, la presencia de una componente

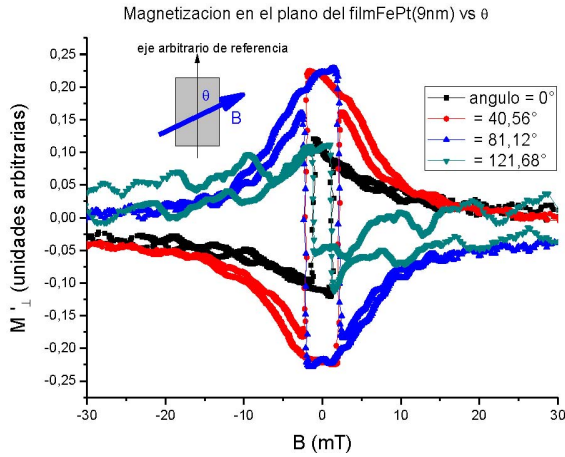


FIG. 5: Curvas de histéresis correspondientes a  $M'_\perp$ , para la muestra de FePt (9 nm), sin normalizar y para algunos ángulos de rotación.

transversal de  $\vec{M}$ . Estas curvas no muestran evidencia de anisotropía magnética en el plano para los ángulos medidos.

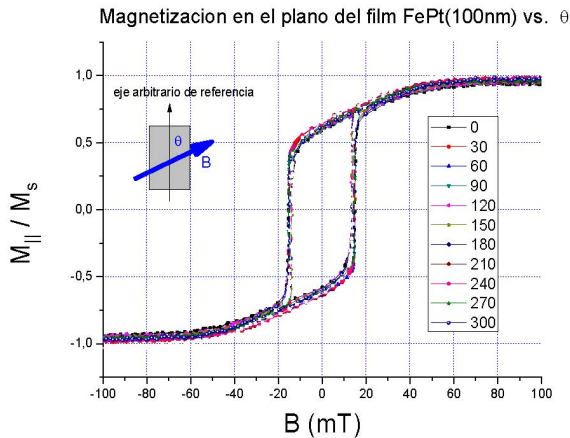


FIG. 6: Curvas de histéresis correspondientes a  $M_{||}$  para la muestra de FePt (100 nm), normalizadas al valor máximo de  $M_s$ , para varios ángulos de rotación.

## ii. Construcción de las señales v-MOKE

Para el tratamiento de los datos se siguió el procedimiento de la Ref. [3]. Aquí se explicará el tratamiento hecho sobre los datos medidos para la muestra de FePt (9 nm).

En la Fig. 2 se muestran algunas señales típicas obtenidas para la muestra de FePt de 9 nm de espesor, y para el ángulo (elegido arbitrariamente al posicionar la muestra en el portamuestra)  $0^\circ$ . En la Fig. 2(a) se muestra la dependencia temporal del campo  $\vec{B}$  durante un ciclo. En esta figura también se observa la estabilidad temporal de la señal de normalización  $I_\Sigma^{DC}$  durante un ciclo. En ambos casos, los datos mostrados corresponden a una de las 300 señales obtenidas, es decir, antes de efectuar el promedio. Por otro lado, en la Fig. 2(b) las señales mostradas,  $I_\Delta$  e  $I_\Sigma^{AC}$  ya han sido promediadas y corregidas en offset por software. Estas últimas no están corregidas aun por el factor de escala, lo cual queda en evidencia por las dos escalas diferentes de la gráfica. Las curvas de histéresis mostradas en las Figs. 4 y 5 se obtienen graficando el eje-y de los datos de la Fig. 2(b)

(ya sea para la componente paralela o transversal de la magnetización) vs. el eje-y de los datos de la Fig. 2(a) (campo magnético aplicado). Notar que la componente DC de la señal suma [Fig. 2(a)] es prácticamente constante durante la toma de datos para este ángulo, aunque varían levemente en amplitud para los diferentes ángulos.

Para el resto se observa un comportamiento similar. En estos datos puede apreciarse una componente alterna, aunque muy pequeña, montada sobre la componente continua. Esto es consecuencia del circuito electrónico de filtrado del fotoamplificador. Para eliminar esta variación se reemplazan los datos medidos por un ajuste lineal, realizado por software, usando todos los puntos adquiridos (y para cada una de las señales). Aunque no se muestra, visualmente se observa que el ajuste lineal pasa por el centro de la distribución de datos.

En la Fig. 7 se muestran las curvas de histéresis para la muestra de FePt (9 nm) de las componentes paralela y transversal de la magnetización, normalizadas a un mismo valor de saturación  $M_s$  (valor medio del valor de saturación de la componente paralela de  $\vec{M}$  para todos los ángulos de rotación de la muestra), obtenidas como se indica más arriba. La componente transversal de  $\vec{M}$  no ha sido corregida aun por el factor de escala.

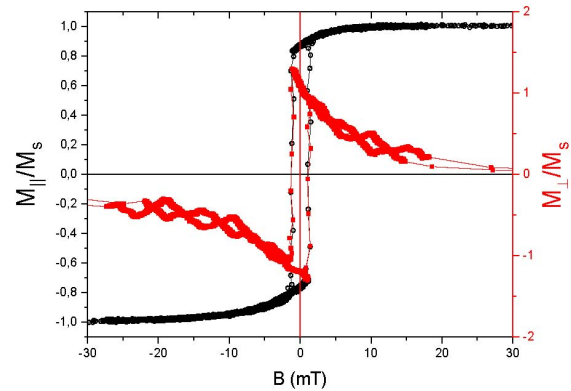


FIG. 7: Curvas de histéresis para la muestra de FePt (9 nm) y ángulo  $0^\circ$ . Las componentes paralela y transversal no han sido corregidas por el factor de escala.

## iii. Determinación del factor de escala $sf$ entre $M_{||}$ y $M_\perp$

Considerando que  $m_z = 0$  y que ambas componentes en el plano de la muestra son complementarias cuando esta exhibe un ciclo cuadrado, siendo el campo  $\vec{B}$  paralelo a un eje fácil, se tiene que:

$$M_s^2 = M_{r||}^2 + M_{r\perp}^2, \quad (9)$$

donde el subíndice  $r$  indica remanencia. Las magnetizaciones de remanencia, tanto para la componente paralela como la perpendicular, se determinan de las curvas de histéresis normalizadas al valor  $M_s$  para el valor de campo  $B = 0$ , y para cada ángulo. Asumimos que la relación dada por la Ec. (9) vale para todos los ángulos.

Para reducir los posibles desajustes en el offset de las curvas se tomó el valor promedio entre la magnetización de

remanencia positiva y negativa, es decir,

$$M_{r\parallel} = \frac{M_{\parallel}^{+}(B=0) - M_{\parallel}^{-}(B=0)}{2}.$$

Para la magnetización de remanencia de la componente transversal de la magnetización se sigue un cálculo similar.

De las señales medidas (Figs. 2, 4 y 5) y del conjunto de Ecs. (7) se tiene que:

$$I_{\Delta}^N(B_{max}) = \alpha M_s; \quad I_{\Sigma N}^{AC}(B_{max}) \approx 0; \quad (10)$$

y que

$$\begin{aligned} I_{\Delta}^N(B=0) &= \alpha M_{r\parallel}; \\ I_{\Sigma N}^{AC}(B=0) &= \alpha M'_{r\perp} = \frac{\alpha}{sf} M_{r\perp}. \end{aligned} \quad (11)$$

Insertando (10) y (11) en (9) se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{(I_{\Delta}^N(B_{max}))^2}{\alpha^2} &= \frac{(I_{\Delta}^N(B=0))^2}{\alpha^2} + sf^2 \frac{(I_{\Sigma N}^{AC}(B=0))^2}{\alpha^2} \\ 1 &= \frac{(I_{\Delta}^N(B=0))^2}{(I_{\Delta}^N(B_{max}))^2} + sf^2 \frac{(I_{\Sigma N}^{AC}(B=0))^2}{(I_{\Delta}^N(B_{max}))^2}. \end{aligned}$$

O, de manera equivalente:

$$1 = \frac{M_{r\parallel}^2}{M_s^2} + sf^2 \frac{M_{r\perp}^2}{M_s^2}. \quad (12)$$

La Ec. (12) implica que, de un ajuste lineal de  $\frac{M_{r\parallel}^2}{M_s^2}$  vs.  $\frac{M_{r\perp}^2}{M_s^2}$ , medidos para distintas orientaciones de la muestra, se puede obtener el factor de escala  $sf$ . La Fig. 8 muestra precisamente este gráfico conjuntamente con el ajuste. Cada punto del gráfico corresponde a una posición angular de la muestra (ángulo subtendido por el eje de anisotropía y el campo  $\vec{B}$ ).

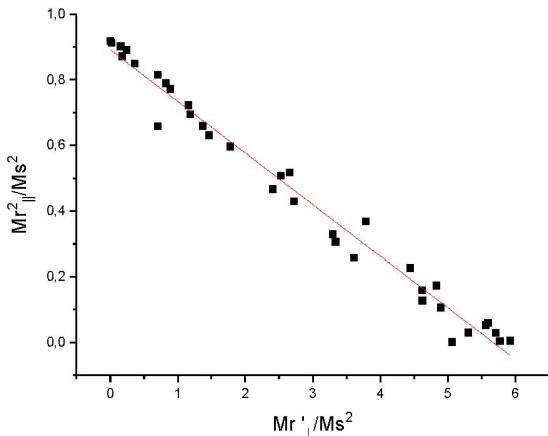


FIG. 8: Magnetización de remanencia paralela al cuadrado (normalizada) vs. magnetización de remanencia perpendicular al cuadrado (normalizada) y ajuste lineal para la obtención del factor de escala  $sf$ .

El ajuste arrojó como ordenada al origen el valor  $(0,89 \pm 0,01)$  y pendiente  $(-0,157 \pm 0,003)$ , con un factor de correlación  $R \approx 0,98$ . De aquí se obtiene el factor de escala

$sf$  junto con el error estadístico

$$sf = 0,40 \pm 0,01. \quad (13)$$

Resulta llamativo que el valor del factor de escala obtenido es igual al reportado en la Ref. [3], siendo que, *a priori*, este factor depende tanto de la muestra utilizada como de algunas condiciones experimentales, ambas distintas en los dos trabajos. Un análisis más profundo de los coeficientes  $b_1$ ,  $d$  y  $c$  resulta necesario para dilucidar si este hecho se debe a razones físicas profundas o solo es producto de una coincidencia fortuita.

#### iv. Dependencia angular de los parámetros

En la Fig. 9 se muestran curvas de histéresis para la muestra de FePt (9 nm) de magnetización paralela y transversal, normalizadas al valor promedio de  $M_s$  y escaleadas por el factor  $sf$  determinado más arriba, para tres ángulos de rotación de la muestra respecto a la dirección del campo magnético externo.

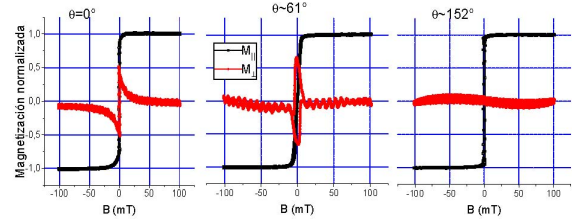


FIG. 9: Curvas de magnetización paralela y transversal para la muestra de FePt (9 nm) vs. campo magnético  $B$  para algunos ángulos de rotación. Las señales han sido normalizadas y escaleadas.

Los ángulos fueron seleccionados para mostrar la variedad de curvas de histéresis y, en consecuencia, de los procesos de reversión de la magnetización que presenta la muestra. Las correspondientes curvas representadas en un gráfico polar son mostradas en la Fig. 10.

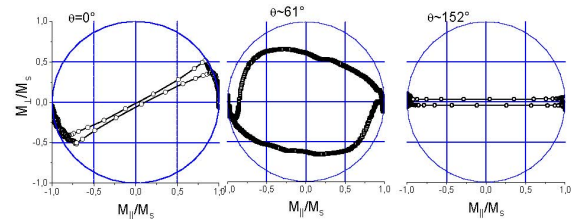


FIG. 10: Gráficos polares representando la magnetización transversal (normalizada y escaleada) vs. la magnetización paralela (normalizada) para tres ángulos diferentes para la muestra de FePt (9 nm). También se grafica el círculo unidad.

Estas gráficas permiten identificar propiedades magnéticas relevantes, como por ejemplo revelan distintos caminos de reversión de  $\vec{M}$  para ángulos diferentes. De este modo, es posible identificar rápidamente el eje fácil (e.a. por *easy axis*) de magnetización el cual se encuentra cerca del ángulo  $\theta = 152^\circ$  (ver también Fig. 9). Para el e.a., la magnetización está alineada en la dirección del campo  $\vec{B}$ . Permanece relativamente constante durante la inversión del mismo ( $M_{\perp}/M_s$  vs.  $M_{\parallel}/M_s$  cae sobre el círculo unidad, tal como lo indica la Ec. (12)) hasta el valor del campo coercitivo  $B_c$ . Para este campo la magnetización se invierte de manera abrupta e

irreversible, casi a su mínimo valor. En otras palabras, la película se encuentra magnéticamente saturada en un sentido de la dirección de  $B$  y “salta” a su valor máximo, pero en el sentido opuesto al que tenía antes del “salto”. Los dominios magnéticos son invertidos fácilmente para esta dirección (e.a.). Para otros ángulos, por ejemplo  $0^\circ$  (ver también Fig. 9), la magnetización no se alinea estrictamente con el campo (apareciendo una componente transversal), y rota en el plano cuando el mismo es ciclado.

Además, de los gráficos polares de la Fig. 10 puede obtenerse información de la presencia de dominios magnéticos, y de cómo contribuyen a la inversión de la magnetización con el ciclado del campo. Por ejemplo, para aquellos valores del campo  $B$ , para los cuales los datos  $M_\perp/M_s$  vs.  $M_\parallel/M_s$  caen sobre el círculo unidad se tiene que la magnetización rota de manera clásica y reversible; mientras que para aquellos valores de  $B$  para los cuales los datos caen dentro del círculo unidad se tienen mecanismos de inversión de dominios magnéticos (ver Ref. [3] para más detalles).

En la Fig. 11 se grafican los valores de magnetización de remanencia (normalizada y escaleada) en función del ángulo de rotación, tanto para la componente paralela como la perpendicular. Se comparan las muestras de FePt de 9 y 100 nm de espesor.

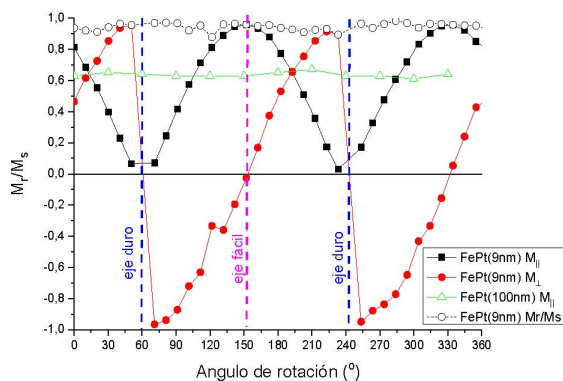


FIG. 11: Magnetización remanente normalizada de la componente paralela para las muestras de FePt de 9 y 100 nm de espesor y magnetización remanente normalizada y escaleada de la componente transversal. Variación con el ángulo de rotación de la película. También se grafica  $M_r/M_s$  como la raíz cuadrada de la suma de las componentes normalizadas de la magnetización paralela y perpendicular (círculos abiertos). Los ángulos de rotación correspondientes al eje fácil (magenta) y ejes duros (azul) están indicados.

La muestra más delgada (FePt 9 nm) presenta una clara anisotropía magnética uniaxial, puesta en evidencia por los abruptos cambios de la componente transversal de la magnetización, en función del ángulo de orientación de la muestra. Al disponer de dos componentes de la magnetización en el plano,  $m_x$  y  $m_y$ , es posible identificar de manera más precisa los ejes fáciles y duros de la película. La componente paralela de la magnetización de remanencia presenta mínimos para ángulos cercanos al eje duro (indicado en la Fig. 11) y máximos para el eje fácil. Por otro lado, la magnetización transversal presenta cambios abruptos para el eje duro y se anula suavemente para el eje fácil magnético. La determinación de los ejes fácil y duro se hace simple mediante este método, obteniéndose un valor cercano a  $150^\circ$

para el primero (e.a.) y de  $60^\circ$  (a  $90^\circ$  del primero) el eje duro (h.a.). También es importante destacar la simetría de rotación de  $180^\circ$  que muestran ambas componentes de la magnetización, indicando una clara anisotropía magnética uniaxial.

Por otro lado, y contrariamente a lo que ocurre con la muestra de película más delgada de FePt, la magnetización de remanencia en la muestra de 100 nm prácticamente no depende del ángulo de rotación, indicando una clara isotropía magnética en el plano de la película.

Finalmente, en la Fig. 12 se muestran los valores obtenidos para el campo coercitivo  $B_c$  en función del ángulo de rotación de la película para las muestras de FePt de 9 y 100 nm de espesor (tanto para la componente paralela como la transversal de la magnetización).

Las curvas no muestran una variación marcada con el ángulo entre el eje de anisotropía de la muestra y el campo  $\vec{B}$ , dando el mismo valor para ambas componentes, salvo pa-

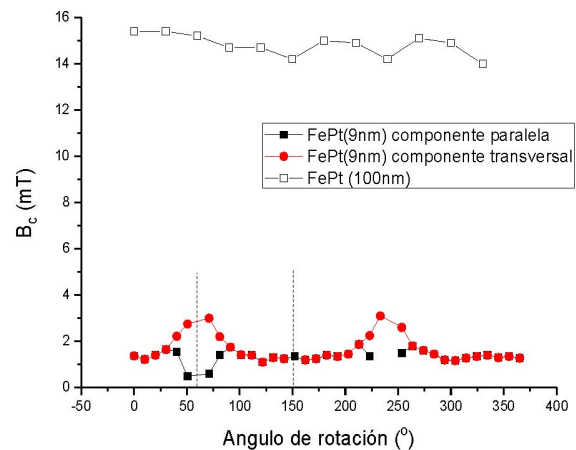


FIG. 12: Valores del campo coercitivo en función del ángulo de rotación para las muestras de FePt de 9 y 100 nm de espesor. Las líneas entrecortadas marcan las posiciones de los ejes – duro ( $\sim 60^\circ$ ) y –fácil ( $\sim 150^\circ$ ).

ra aquellos ángulos donde el eje fácil es perpendicular al campo  $\vec{B}$ . La muestra de 100 nm tiene un campo coercitivo mayor a la de 9 nm, aproximadamente diez veces mayor. Esto está en concordancia con los resultados mostrados en las Refs. [25, 26], al ser una muestra magnéticamente más dura.

## V. CONCLUSIONES

Con el procedimiento descrito para determinar el factor de escala y el dispositivo experimental v-MOKE montado, fue posible reproducir el análisis desarrollado en la Ref. [3], pudiéndose determinar la proyección de la magnetización en el plano de la película a través de las curvas de histéresis. Al disponer de más de una componente de la magnetización, es posible determinar de manera más precisa y directa la presencia de anisotropías magnéticas y los ejes fáciles y duros respectivos.

Las muestras usadas de FePt 9 nm y 100 nm de espesor de película, mostraron comportamientos magnéticos diferentes. Las curvas de histéresis obtenidas para ambas muestras de FePt son consistentes con las reportadas en las Refs. [25] (Fig. 4) y [26] (Fig. 1). Los resultados confirman la



existencia de un eje de anisotropía uniaxial para la película de 9 nm de espesor, en concordancia con la Ref. [25], dando ciclos de histéresis rectangulares. Para esta muestra, el eje duro está a  $90^\circ$  de la dirección del eje fácil (orientado en la dirección cristalográfica [111] según Ref. [25]). Para la película de 100 nm no se observó ningún eje de anisotropía en el plano, indicando una distribución aleatoria de éstos en el plano de la película (ver Ref. [26]).

Para la película de 9 nm se obtuvo un campo coercitivo de alrededor de 1,5 mT para casi todos los ángulos, y de la misma manera, para la muestra de 100 nm se obtuvo un valor alrededor de 15 mT. Estos valores están en concordancia con los reportados en las Refs. [25, 26], respectivamente.

Para el campo orientado en la dirección del eje fácil de la película de 9 nm se obtuvo un valor de magnetización de remanencia, normalizado a  $M_s$ , superior al valor constante de la película de 100 nm, lo cual también concuerda con lo reportado en la Ref. [25].

El procedimiento experimental mostrado permite vincular las componentes de la magnetización paralela y transversal al campo magnético externo (paralelas a la superficie de la muestra), mediante un factor de escala determinado sin necesidad de rotar el electroimán generador del campo magnético (diferencia fundamental con el procedimiento propuesto en la bibliografía). De este modo, se evita el inconveniente técnico de tener que rotar el electroimán, lo cual sería muy poco práctico si el mismo es grande y pesado. Se encontró una expresión analítica para este factor de escala en término de distintos coeficientes que dependen tanto de distintas propiedades físicas de la muestra (índice de refracción, reflectividad) como de parámetros experimentales (longitud de onda del láser utilizado, ángulo de incidencia). El factor de escala hallado en el presente trabajo fue de 0,4 con un 3% de error, curiosamente igual al reportado en la bibliografía. Profundizar en el entendimiento de la influencia de cada uno de los parámetros físicos que determinan el factor de escala permitirá entender el origen de esta llamativa similitud. Debido a que la longitud de onda y el ángulo de incidencia usados en el presente trabajo son iguales a los utilizados por otros autores, nos hace especular que quizá, la longitud de onda del haz y el ángulo de incidencia sean las variables con mayor peso en este factor (más que los de la propia muestra estudiada). En caso de que esta conclusión sea válida, el procedimiento descrito sería de mayor utilidad, ya que el factor de escala se obtendría por única vez y valdría para cualquier muestra que se quiera estudiar.

## APÉNDICE

### Sensibilidad de la señal MOKE en la configuración experimental usada

Los efectos magneto-ópticos son pequeños, con ángulos de rotación Kerr típicos menores al grado. Esto hace que sea necesario maximizar la sensibilidad del magnetómetro Kerr.

Tanto para las geometrías POLAR como LONGITUDINAL, se obtiene mayor sensibilidad en la rotación Kerr del plano de polarización de la luz si se realiza una medición diferencial de las componentes  $s$  y  $p$  del campo eléctrico

del haz reflejado por la película, y si se incorpora una lámina retardadora de media onda, rotada en  $\pi/8$  respecto de la dirección  $s$ , tal como sugieren en la Ref. [3]. Esto se puede ver haciendo el siguiente análisis (ver Ref. [23]). El campo eléctrico del haz reflejado se puede escribir como

$$\vec{E}_r = E_r^{(s)} \hat{s} + E_r^{(p)} \hat{p}, \quad (\text{A.1})$$

donde

$$\begin{aligned} E_r^{(s)} &= |\vec{E}_r| \cos(\theta_{Kerr}); \\ E_r^{(p)} &= |\vec{E}_r| \sin(\theta_{Kerr}). \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Luego, la señal adquirida por cada fotodiodo, luego de pasar por el prisma Wollaston es:

$$\begin{aligned} I^{(s)} &= |\vec{E}_r|^2 \cos^2(\theta_{Kerr}); \\ I^{(p)} &= |\vec{E}_r|^2 \sin^2(\theta_{Kerr}). \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

La diferencia entre estas señales será

$$\begin{aligned} I_{\Delta}^{(p)} &\equiv I_s^{(p)} - I_p^{(p)} \\ &= |\vec{E}_r|^2 [\cos^2(\theta_{Kerr}) - \sin^2(\theta_{Kerr})] \\ &= |\vec{E}_r|^2 \cos(2\theta_{Kerr}). \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Por otro lado, la suma de las señales da (el supraíndice  $(p)$  indica que el haz incidente está polarizado  $p$ ):

$$I_{\Sigma}^{(p)} \equiv I_{\Sigma}^{(p)DC} + I_{\Sigma}^{(p)AC} \equiv I_s^{(p)} + I_p^{(p)} = |\vec{E}_r|^2. \quad (\text{A.5})$$

La señal suma no es sensible a la rotación del plano de polarización, sino a la intensidad de la luz reflejada.

La sensibilidad estará dada por cómo es afectada la señal ante un pequeño cambio en el ángulo de rotación Kerr, es decir,

$$\frac{dI_{\Delta}^{(p)}}{d\theta_{Kerr}} = -2|\vec{E}_r|^2 \sin(2\theta_{Kerr}), \quad (\text{A.6})$$

mientras que para la suma

$$\frac{dI_{\Sigma}^{(p)}}{d\theta_{Kerr}} = 0. \quad (\text{A.7})$$

Por lo tanto, de la Ec. (A.6) vemos que la sensibilidad será máxima cuando  $\theta_{Kerr} = 45^\circ$ , y experimentalmente se logra con la lámina retardadora de media onda rotada en  $\pi/8$  respecto de la dirección  $s$ . Ubicando la lámina retardadora de esta manera, se tiene

$$I_{\Delta}^{(p)} = -|\vec{E}_r|^2 \sin(2\theta_{Kerr}) = -I_{\Sigma}^{(p)} \sin(2\theta_{Kerr}); \quad (\text{A.8})$$

y de aquí puede verse que:

$$\theta_{Kerr} = -\frac{1}{2} \sin^{-1} \left( \frac{I_{\Delta}^{(p)}}{I_{\Sigma}^{(p)}} \right)$$

Para ángulos pequeños, como son los ángulos de rotación Kerr, se puede hacer un desarrollo en serie de Taylor de la

Ec. (A.8), dando

$$I_{\Delta}^{(p)} \approx -I_{\Sigma}^{(p)} \left[ 2\theta_{Kerr} - \frac{(2\theta_{Kerr})^3}{3!} + \dots \right] \\ \approx -2I_{\Sigma}^{(p)} \theta_{Kerr}. \quad (A.9)$$

De (A.9) podemos ver que  $I_{\Delta}^{(p)}/I_{\Sigma}^{(p)} \propto \theta_{Kerr}$ .

Notar, por otro lado, que si se midiera solo una componente del haz reflejado (en lugar de en modo diferencial), por ejemplo, la componente  $p$ , la sensibilidad sería:

$$\frac{dI^{(p)}}{d\theta_{Kerr}} = \frac{d(|\vec{E}_r|^2 \sin^2(\theta_{Kerr}))}{d\theta_{Kerr}} \\ = |\vec{E}_r|^2 \sin(2\theta_{Kerr}) = \frac{1}{2} \frac{dI_{\Delta}^{(p)}}{d\theta_{Kerr}}. \quad (A.10)$$

Es decir, tendríamos la mitad de sensibilidad que para el caso de adquisición diferencial.

### Contribuciones de los Autores

A. A. participó en las mediciones; F. B. participó en la escritura del manuscrito, preparación de las figuras y en la discusión; M. T. contribuyó con la idea del procedimiento descripto; A. B. preparó las muestras; C. B. montó el v-MOKE actual, participó en las mediciones, preparó las figuras, realizó la descripción teórica y desarrolló el procedimiento descripto; además participó en la escritura del manuscrito y en la discusión.

### REFERENCIAS

- [1] J. A. C. Bland, M. J. Padgett, R. J. Butcher y N. Bett. An intensity-stabilised He-Ne laser for measuring small magneto-optic Kerr rotations from thin ferromagnetic films. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **22**, 308 (1989).
- [2] Z. Q. Qiu y S. D. Bader. Surface magneto-optic Kerr effect. *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1243 (2000).
- [3] E. Jiménez, N. Mikuszeit, J. L. F. Cuñado, P. Perna, J. Pedrosa, D. Maccariello, C. Rodrigo, M. A. Niño, A. Bolle-ro, J. Camarero y R. Miranda. Vectorial Kerr magnetometer for simultaneous and quantitative measurements of the in-plane magnetization components. *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 053904 (2014).
- [4] H. Hurwitz y R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems II. Proof of Three General Equivalence Theorems. *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 493 (1941).
- [5] H. Hurwitz y R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I. Description and Discussion of the Calculus. *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488 (1941).
- [6] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems III. The Sohncke Theory of Optical Activity. *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 500 (1941).
- [7] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems IV. *J. Opt. Soc. Am.* **32**, 486 (1942).
- [8] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems V. A More General Formulation, and Description of Another Calculus. *J. Opt. Soc. Am.* **37**, 107 (1947).
- [9] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems VI. Experimental Determination of the Matrix. *J. Opt. Soc. Am.* **37**, 110 (1947).
- [10] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems VII. Properties of the N-Matrices. *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 671 (1948).
- [11] C. D. West y R. C. Jones. On the Properties of Polarization Elements as used in Optical Instruments I. Fundamental Considerations. *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 976 (1951).
- [12] R. C. Jones. A New Calculus for the Treatment of Optical Systems VIII. Electromagnetic Theory. *J. Opt. Soc. Am.* **46**, 126 (1956).
- [13] R. C. Jones. Transmittance of a Train of Three Polarizers. *J. Opt. Soc. Am.* **46**, 528 (1956).
- [14] J. M. Florczak y E. D. Dahlberg. Detecting two magnetization components by the magneto-optical kerr effect. *J. Appl. Phys.* **67**, 7520 (1990).
- [15] C. Daboo, J. A. C. Bland, R. J. Hicken, A. J. R. Ives, M. J. Baird y M. J. Walker. Vectorial magnetometry with the magneto-optic Kerr effect applied to Co/Cu/Co trilayer structures. *Phys. Rev. B* **47**, 11852 (1993).
- [16] R. P. Cowburn, S. J. Gray, J. Ferré, J. A. C. Bland y J. Mil-tat. Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultra thin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films. *J. Appl. Phys.* **78**, 7210 (1995).
- [17] R. M. Osgood, B. M. Clemens y R. L. White. Asymmetric magneto-optic response in anisotropic thin films. *Phys. Rev. B* **55**, 8990 (1997).
- [18] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen y J. Kirschner. Experimental method for separating longitudinal and polar Kerr signals. *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, 5 (2000).
- [19] P. Vavassori. Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1605 (2000).
- [20] R. Morales, J. I. Martín, M. Vélez y J. M. Alameda. Magnetization reversal measurements in mesoscopic amorphous magnets by magneto-optical Kerr effect. *Eur. Phys. J. B* **40**, 463 (2004).
- [21] Q. F. Zhan, S. Vandezande, K. Temst y C. V. Haesendonck. Magnetic anisotropies of epitaxial Fe/MgO(001) films with varying thickness and grown under different conditions. *New J. Phys.* **11**, 063003 (2009).
- [22] T. Kuschel, H. Bardenhagen, H. Wilkens, R. Schubert, J. Hamrle, J. Pištora y J. Wollschläger. Vectorial magnetometry using magneto-optic Kerr effect including first- and second-order contributions for thin ferromagnetic films. *J. Phys.D: Appl.Phys.* **44**, 265003 (2011).
- [23] J. M. Teixeira, R. Lusche, J. Ventura, R. Fermento, F. Carpinteiro, J. P. Araujo, J. B. Sousa, S. Cardoso y P. P. Freitas. Versatile, high sensitivity, and automatized angular dependent vectorial Kerr magnetometer for the analysis of nano-structured materials. *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 043902 (2011).
- [24] <http://trovintek.com.ar>.
- [25] V. Sallica, V. A. P. Rodriguez, M. V. Mansilla y A. Butera. Dependencia de las propiedades magnéticas con el espesor en películas delgadas de FePt. *Revista de Investigación de Física* **12**, 22 (2009).
- [26] M. V. Mansilla, J. Gomez y A. Butera. Ferromagnetic Resonance of Disordered FePt Thin Films. *IEEE Transactions on Magnetics* **44**, 2883 (2008).