

Estudio de la rotación de patrones magnéticos en láminas delgadas de $\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}$

Mauricio Toribio

Física Experimental IV - Instituto Balseiro - Bariloche, Argentina

26 de Mayo del 2016

Se estudió en una muestra de $\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}$ el proceso de rotación de dominios magnéticos en forma de franjas que se produce cuando se le aplica un campo magnético desalineado con la dirección de los mismos. Para esto se recurrió a las técnicas de Magnetometría de Muestra Vibrante y Microscopía por Fuerza Magnética. Además se identificó la influencia de la anisotropía de la muestra en este fenómeno y se realizó una comparación de los datos obtenidos a través de las dos técnicas experimentales anteriormente mencionadas. Para determinar la contribución de esta anisotropía a la energía libre del sistema se realizaron mediciones de Resonancia Ferromagnética. Por último se compararon los datos medidos con los obtenidos a través de un modelo propuesto en un trabajo previo y se propusieron correcciones al mismo.

I. Introducción

Los sectores de igual orientación de los momentos magnéticos en un material son conocidos como dominios. La aparición de estos puede ser comprendida como la competencia entre interacciones de corto alcance que tienden a mantener un misma dirección de los momentos magnéticos y de largo alcance que tienden a que estos tomen direcciones opuestas^[1].

Para ciertos materiales estos dominios aparecen en forma de franjas conocidas como stripes. Tal es el caso del $\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}$ en el que los momentos magnéticos fuera del plano de la muestra se distribuyen en forma de dominios como se muestra en la figura 1a. En esta imagen se encuentra graficado el momento magnético en forma de vectores donde se puede apreciar que estos tienen una componente en el plano orientada en la dirección de los stripes y una componente en la dirección perpendicular al plano. El ángulo $\theta(x)$ es el que forman los momentos magnéticos respecto al plano y se puede ver que es una función de periodicidad λ . En la figura 1b se muestra una imagen obtenida por Microscopía de Fuerza Magnética (MFM) donde los colores claros y oscuros representan distintas orientaciones de los momentos magnéticos perpendiculares al plano.

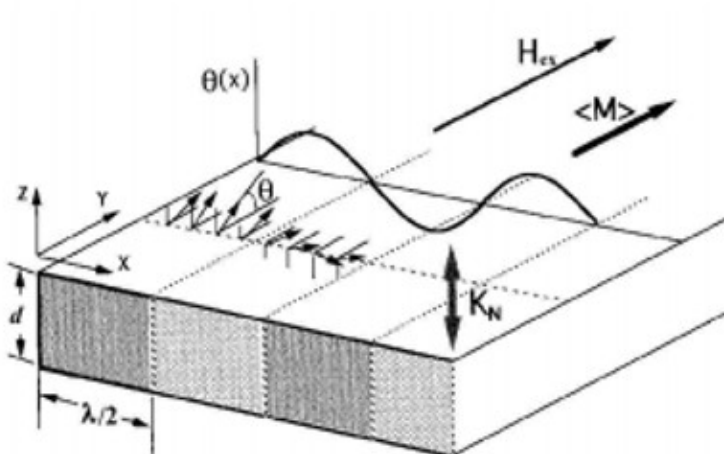


Figura 1a: Los vectores que se encuentran modulados por un ángulo θ representan los momentos magnéticos que tienen una componente en el plano y una componente perpendicular al plano que varía con una periodicidad λ ^[5].

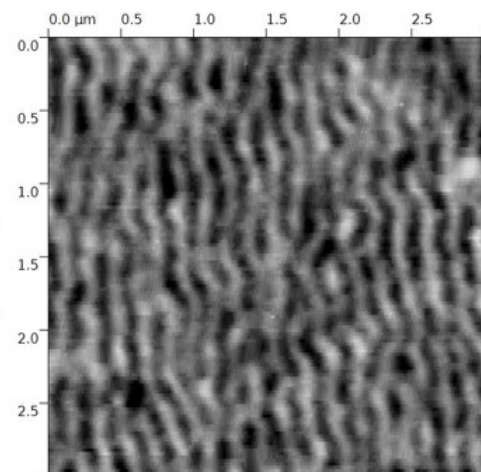


Figura 1b: Medición realizada con MFM donde se muestra la formación de dominios con distintas orientaciones del momento magnético fuera del plano.

La orientación de los stripes en el plano de la muestra se debe a que fue saturada en esta dirección. En los últimos años ha sido motivo de estudio^[2,3] la rotación de los stripes que se da cuando la muestra es saturada en una dirección y luego se le aplica un campo en una dirección distinta obligando a los stripes a reorientarse en esta nueva dirección. En la referencia [3] se muestra una simulación para el proceso de rotación basada en micromagnetismo. Esta forma de plantear el modelo pone fuertes limitaciones en el tamaño de la muestra simulada. Es por esto que en otro trabajo^[4] se ha presentado una forma alternativa de modelar el sistema con la intención de subsanar esta falencia. Siguiendo con esta línea de trabajo^[4] se plantearon correcciones al modelo con el objetivo de obtener mayor correspondencia con lo observado experimentalmente.

Para la caracterización de la rotación de los dominios se utilizaron las técnicas de Magnetometría de Muestra Vibrante (VSM, por sus siglas en inglés) y MFM. Además recurrimos a la técnica de Resonancia Ferromagnética (FMR, por sus siglas en inglés) para la medición de la contribución de las anisotropías propias de la estructura cristalina del material a la energía libre del sistema.

II. La Muestra

La muestra fue crecida a través de la técnica Molecular Beam Epitaxy que consiste en la lenta deposición de las partículas de los materiales de interés (Fe y Ga) sobre una delgada capa de ZnSe que se encontraba a su vez sobre un sustrato GaAs. En este proceso las partículas son transportadas en forma de haces colimados que inciden sobre el ZnSe. El espesor de la capa de $\text{Fe}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}$ es de (73 ± 4) nm.

A temperatura ambiente el Fe tiene una estructura cúbica centrada en el cuerpo. Sin embargo, al ser dopada por Ga, cuando la película depositada es lo suficientemente delgada, dicha estructura sufre una elongación en la dirección de crecimiento, es decir en la dirección perpendicular al plano del sustrato^[5]. Esta deformación de la estructura cristalina es la que induce a la aparición de una componente de los momentos magnéticos fuera del plano, debido a que las anisotropías producidas por esta deformación presentan un eje fácil de magnetización en esta dirección^[5].

III. MFM - Análisis por Transformada de Fourier

Para la caracterización experimental de la rotación de los stripes en la muestra se recurrió a la técnica de MFM con la cual se puede medir el campo disperso producido por los momentos magnéticos fuera del plano, lo cual permite obtener la orientación de los mismos.

En la figura 2 se encuentra un esquema del funcionamiento del MFM. La medición es realizada a través de una punta vibrante que en contacto directo con la muestra recrea la topografía de la misma. Hecho esto la punta se desplaza alejándose de la muestra y contando con la información de la topografía de la misma se la mantiene a una distancia fija respecto a la muestra midiendo ahora el defasaje producido por la interacción magnética de los dominios de la muestra con la punta. Cabe destacar que la punta se encuentra vibrando y debe ser previamente magnetizada para realizar la medición.

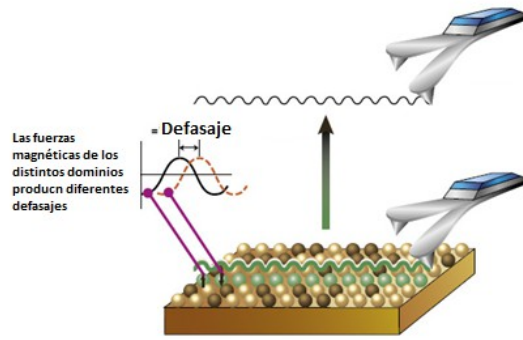


Figura 2: Esquema que representa el mecanismo de medición de la técnica de MFM

El protocolo de medición consistió en saturar magnéticamente la muestra obligando a los stripes a alinearse en la dirección del campo magnético que produjo la saturación. Una vez hecho esto se colocó la muestra dentro del MFM inmersa en un campo magnético, cuya dirección se encontraba a aproximadamente 80° respecto a la de los stripes. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3. Se puede ver que la rotación comienza a ser evidente a partir de los 80 Gauss.

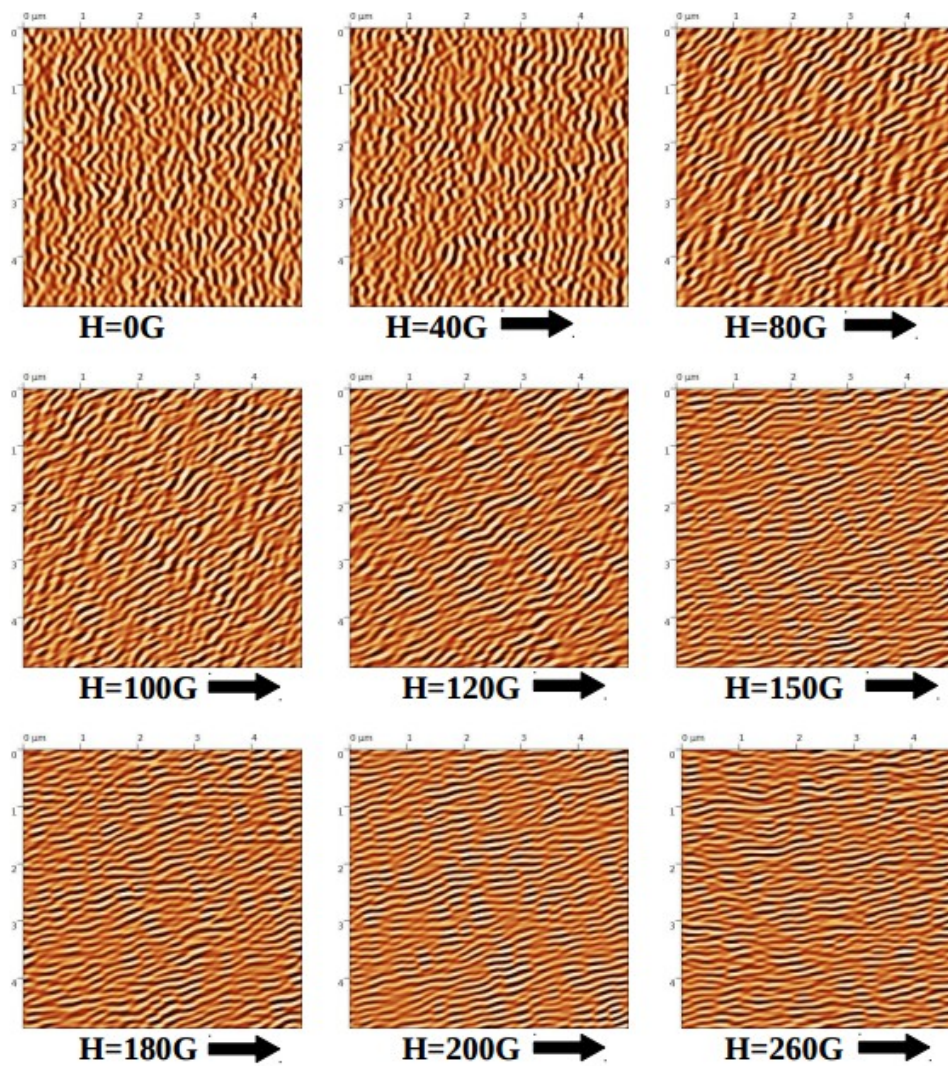


Figura 3: Mediciones realizadas con MFM. En estas se encuentra graficada la fase para cada punto de la región observada de la muestra. La muestra fue inicialmente saturada en la dirección vertical y en cada una de la imágenes se aplicó un campo en la dirección horizontal con intensidad creciente haciendo rotar los stripes para alinearse en la dirección del campo.

Con el objetivo de poder realizar un análisis más detallado del proceso de rotación se calcularon las transformadas de Fourier de las configuraciones de stripes medidas a cada campo, obteniendo para cada uno de estos casos resultados como los que se muestran en la figura 4, donde se encuentra graficado el factor de estructura, $S(k_x, k_y)$, definido como el módulo cuadrado de la transformada de Fourier. En esta figura se pueden identificar dos sectores de mayor valor del factor de estructura cuyos centros se encuentran a una distancia $2\pi/\lambda$ del origen, donde λ es el período de los stripes. Teniendo en cuenta esto se tomó un camino circular centrado en el 0 y de radio $2\pi/\lambda$ y para cada ángulo se promediaron los valores comprendidos en un intervalo Δk . De esta forma se obtiene el factor de estructura en función de α sobre el camino circular anteriormente mencionado, $S(|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda, \alpha)$, como se muestran en la figura 5 para cada valor de campo aplicado.

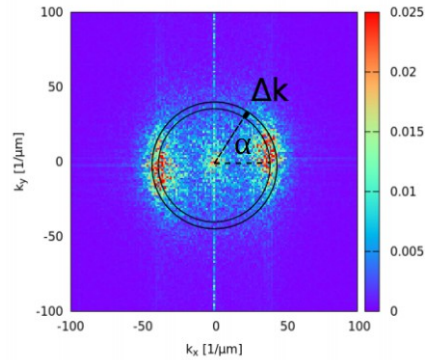


Figura 4: Factor de estructura $S(k_x, k_y)$ en el espacio de Fourier. Se muestra en la imagen el camino para el cual se obtuvo el perfil del factor de estructura promediando sobre un intervalo Δk para cada valor de ángulo α ^[4].

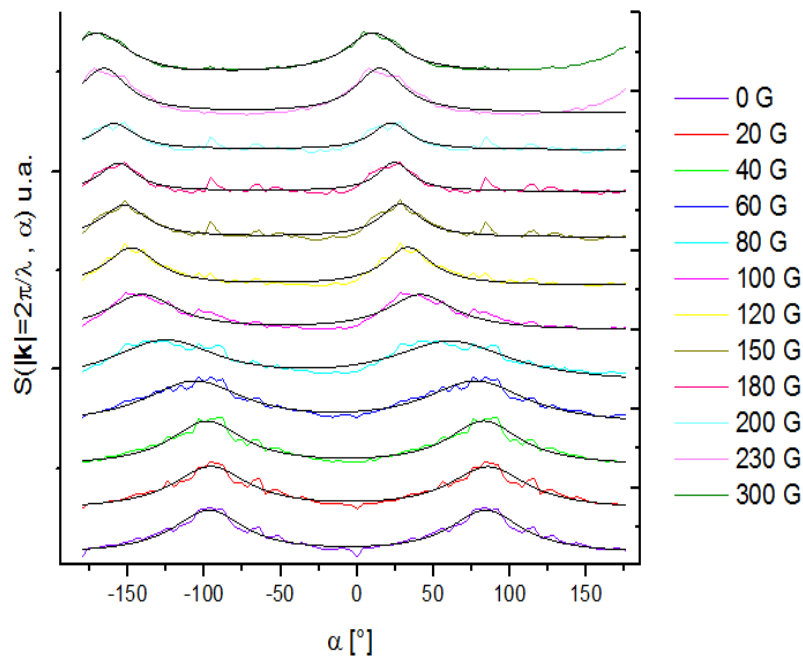


Figura 5: Factor de estructura $S(|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda, \alpha)$ obtenido de las transformadas de Fourier para un camino como el mostrado en la figura 3 en función del ángulo α . Cada curva representa distintos valores de campo aplicado. Los máximos representan los ángulos de orientación de los stripes.

Los valores de ángulos para los cuales se pudo identificar un máximo en el factor de estructura corresponden a los ángulos α para los cuales los stripes se encuentran preferentemente orientados. Estas curvas fueron ajustadas por dos Lorentzianas con el objetivo de encontrar dichos valores de ángulos. Debido a que a 300 G los stripes ya están rotados el ángulo de orientación de estos coincide con la orientación del campo. Esto nos permite obtener el ángulo de los stripes respecto al campo, siendo el inicial de $73^\circ \pm 8^\circ$. En la sección V haremos un análisis más detallado basado en estos resultados.

IV. Magnetometría en el plano: rotación y anisotropías.

De las mediciones realizadas con el MFM no es posible obtener de forma directa, información sobre el comportamiento del momento magnético en el plano. Es por esto que se realizaron mediciones en el magnetómetro de muestra vibrante. El principio de funcionamiento de éste se basa en hacer vibrar la muestra produciendo una variación del flujo magnético, el cual atraviesa una bobina generando una tensión proporcional al momento magnético de la muestra. Éste se utilizó en una modalidad conocida como vectorial. De este modo es posible la obtención de las componentes del momento magnético paralelas y perpendiculares a la dirección del campo aplicado ya que se cuenta con dos pares de bobinas ubicadas en direcciones ortogonales.

Para la caracterización de la rotación a través del VSM se recurrió a un protocolo que consistía en: i) saturar la muestra en una dirección a la que vamos a llamar dirección inicial de saturación, ii) luego la muestra era girada un determinado ángulo φ respecto a la dirección en la que se aplica el campo magnético (esta rotación es realizada sin campo aplicado), iii) hecho esto se comienza a aumentar el módulo del campo magnético, midiendo las componentes vectoriales del momento magnéticos, hasta que se llega a la saturación, iv) con la muestra ya saturada se vuelve a medir el momento magnético de la muestra pero ahora disminuyendo el campo hasta llegar a campo 0 G. La dirección inicial de saturación era la misma para todos los φ medidos

En la figura 6 se puede ver la medición realizada para un ángulo φ de 90° . Como era de esperar se ve un crecimiento del momento magnético paralelo a la dirección del campo magnético, M_x , así como un decrecimiento de la componente en la dirección perpendicular, M_y , siendo 0 esta última cuando la componente en la dirección paralela llega a saturación. Tanto en esta figura como en las posteriores se trabajó con el valor del momento magnético normalizado por el momento magnético de saturación de la muestra. En las figuras 7a y 7b se pueden ver las mediciones realizadas para distintos valores del ángulo φ .

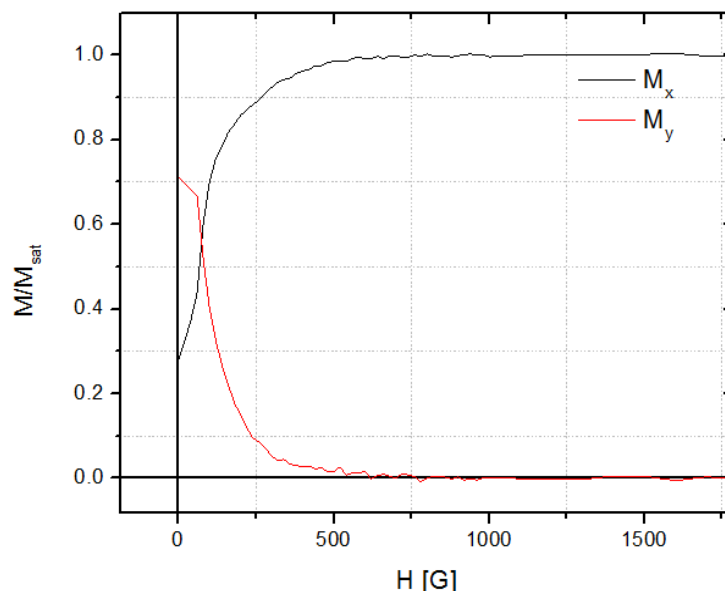


Figura 6: Momento magnético en función del campo, donde M_x está medido en la dirección del campo aplicado y M_y en la dirección perpendicular a este.

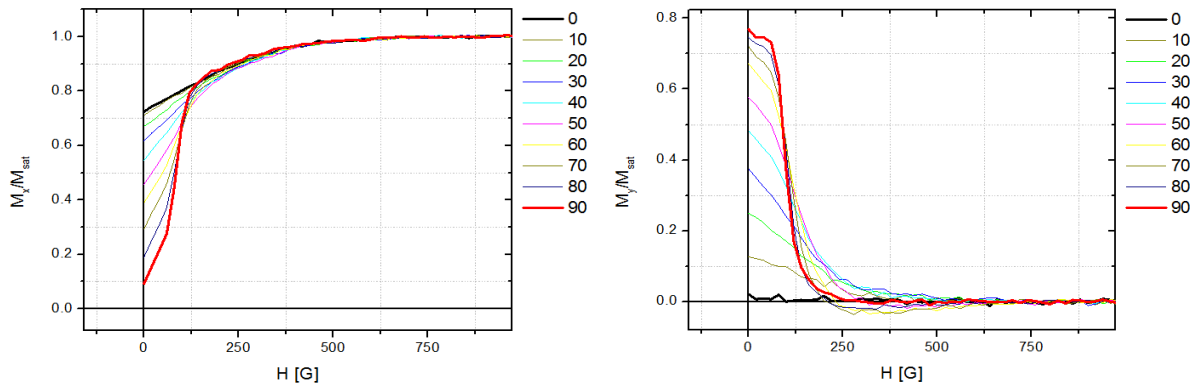


Figura 7a : Graficos de los momentos magnéticos M_x en función del campo magnético aplicado para distintos ángulos φ entre 0° y 90° . **Figura 7b :** Graficos de los momentos magnéticos M_y en función del campo magnético aplicado para distintos ángulos φ entre 0° y 90° .

IV.i. Saturación – rotación

En la figura 8 se muestra el gráfico del momento magnético M_y y de $1-M_x$ en función del campo para una medición hecha con un ángulo φ de 60° . A partir de esta figura se pueden definir 2 campos característicos. El primero cuando M_y se va a cero al que vamos a llamar H_{rot} . Debido a que no hay una componente del momento magnético M_y es de esperarse que los stripes ya hayan rotado para este valor de campo. El segundo, H_{sat} , es el campo para el cual $1-M_x$ se va a cero, es decir cuando M_x llega a la saturación.

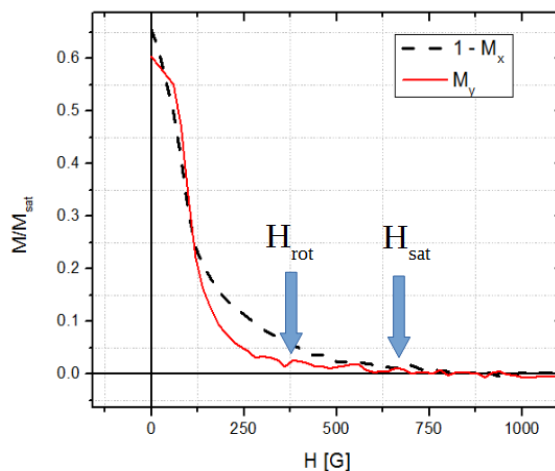


Figura 8: M_y y $1-M_x$ en función del campo. El valor de campo para el cual $M_y=0$ lo llamaremos H_{rot} , y H_{sat} al campo para el cual $1-M_x$ se hace 0.

Si graficamos estos 2 campos para cada φ se obtiene un gráfico como el que se muestra en la figura 8, en el que se puede ver una tendencia a que los stripes se roten antes de llegar a la saturación; es decir H_{rot} es menor H_{sat} . Además en la figura 9 se puede ver que hay una diferencia apreciable en H_{rot} para cada ángulo es decir que el campo al cual los stripes se rotan depende del ángulo inicial de los mismos respecto al campo magnético. Cabe destacar que los menores valores del campo de rotación corresponden a los ángulos φ cercanos a 90° y -90° .

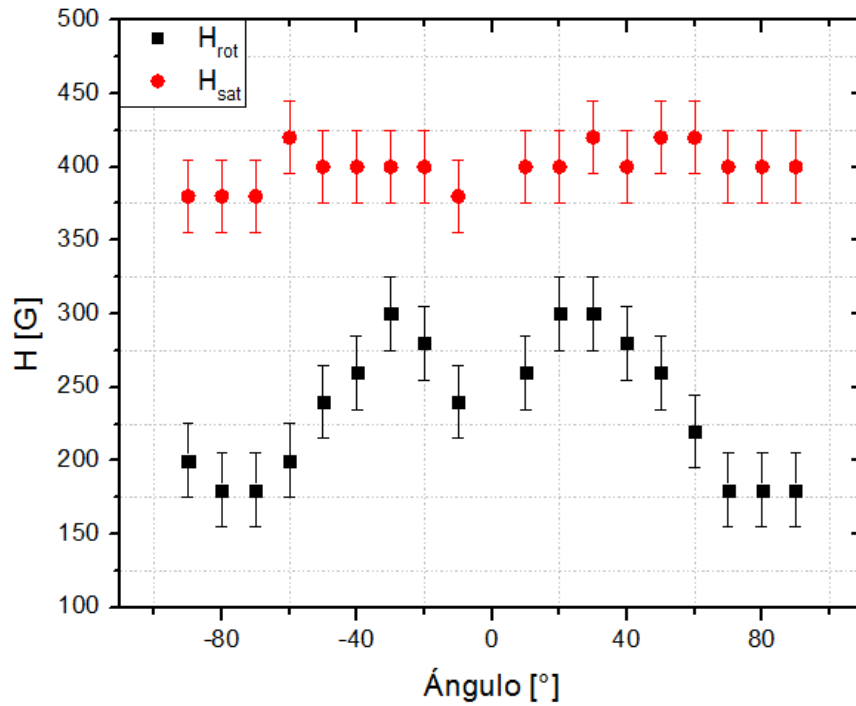


Figura 9: Grafico de H_{rot} , y H_{sat} para cada valor de ϕ . Se puede apreciar una variación de H_{rot} dependiendo de cada valor de ϕ .

IV.ii. Anisotropías

En la figura 10a) se muestran las curvas correspondientes al momento magnético en función del campo para la componente perpendicular a la dirección del campo aplicado. Estas fueron medidas con campo decreciente luego de que el momento magnético en la dirección de campo haya llegado a saturación. Se puede observar que el momento magnético de remanencia es distinto de 0 y varía dependiendo del ángulo de medición. Si se grafica el momento magnético de remanencia para cada ángulo en el cual se realizó la medición se obtiene una curva como la que se muestra en la figura 10b). Este fenómeno es atribuido a la anisotropía propia de la forma cuadrada, en el plano, de la estructura cristalina del $Fe_{0,8}Ga_{0,2}$ ^[5]. Esto será estudiado con mas detalle en la sección VI.

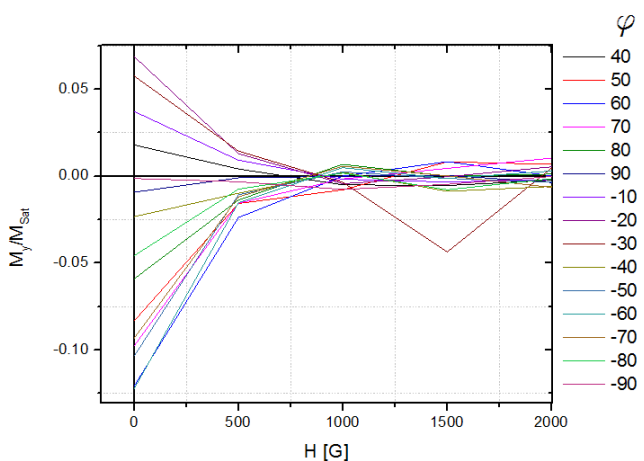


Figura 10a: M_y en función del campo aplicado para distintos ángulos ϕ . Estas mediciones se realizaron variando al campo en forma decreciente luego de saturar la muestra en la dirección perpendicular.

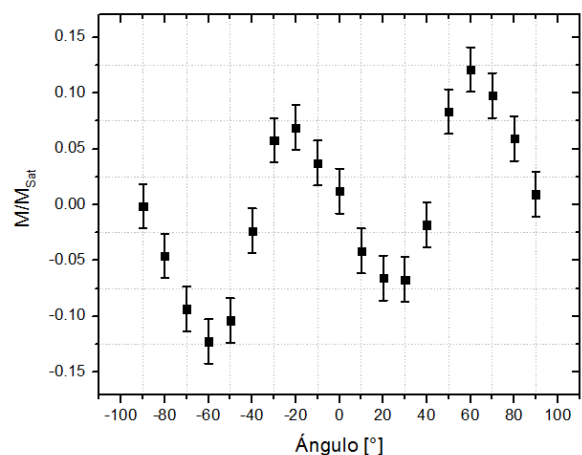


Figura 10b: Valores de magnetización de remanencia de M_y mostrados en la figura 9a para cada ángulo medido.

V. Comparación entre VSM y MFM

A partir de las mediciones realizadas a través de VSM que se muestran en la figura 7 es posible calcular para cada valor de φ el módulo cuadrado del momento magnético en el plano en función del campo magnético, es decir:

$$\mathbf{M}_{xy}^\varphi(H) = (M_x^\varphi(H))^2 + (M_y^\varphi(H))^2 \quad \text{Ec. (1)}$$

donde $M_x^\varphi(H)$ y $M_y^\varphi(H)$ son los momentos magnéticos en función de x y de y para algún ángulo φ en función del campo magnético. En la figura 11 se muestra el resultado de este cálculo para cada valor de φ medido donde se puede ver que estas curvas coinciden dentro del error. Esto motiva a la proposición de que el momento magnético en el plano tiene la siguiente dependencia funcional con el campo:

$$\mathbf{M}_{xy}^\varphi = M_x^0(H) \cdot (\cos(\theta_\varphi(H)), \sin(\theta_\varphi(H))) \quad \text{Ec. (2)}$$

donde $\theta_\varphi(H)$ es alguna función del campo magnético para un dado φ y $M_x^0(H)$ es la curva del momento magnético para un ángulo de 0° en la dirección x, es decir cuando no hay rotación.

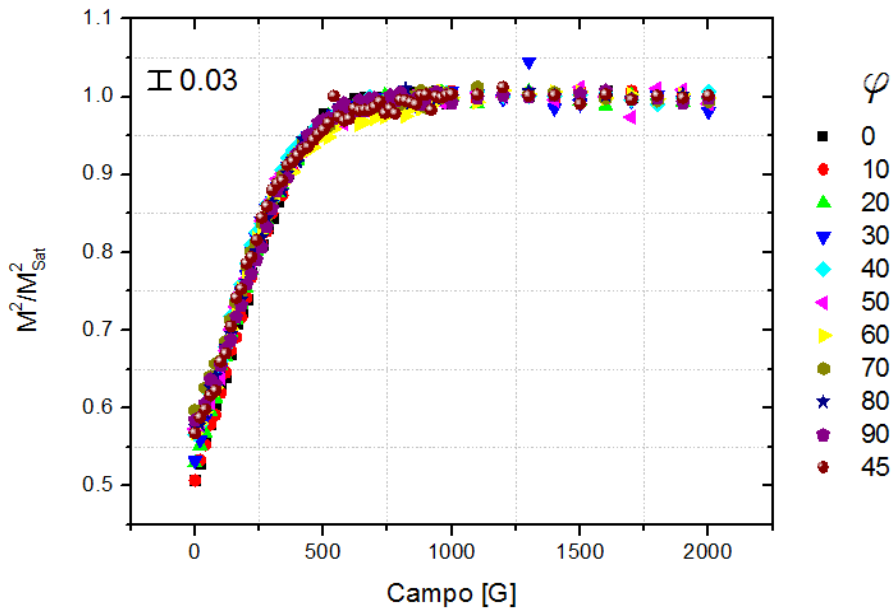


Figura 11: Valor de $(M^\varphi)^2 = (M_x^\varphi)^2 + (M_y^\varphi)^2$ en función del campo para cada ángulo medido. Se puede ver que las curvas obtenidas para distintos ángulos coinciden dentro del error.

Esta forma propuesta para el momento magnético motiva a pensar en una correspondencia entre los ángulo obtenidos a través del análisis por Fourier y los valores de $\theta_\varphi(H)$ para algún valor de φ , donde dicho valor de φ dependerá del ángulo inicial de las mediciones hechas a través de MFM.

Con el objetivo de hacer este análisis se graficó en la figura 12, con puntos negros, los ángulos que dan la orientación de los stripes respecto al campo obtenidos a partir de las curvas mostradas en la figura 5. Estos datos corresponden a mediciones hechas con MFM. Hecho esto se obtuvo $\theta_\varphi(H)$ a partir de las mediciones realizada con VSM haciendo el siguiente cálculo, basado en la Ec. (2), para cada valor de campo:

$$\theta_{\varphi}(H) = \sin^{-1}\left(\frac{M_y^{\varphi}(H)}{M_x^0(H)}\right) \quad \text{Ec. (3)}.$$

La curva obtenida se muestra en la figura 12, con puntos rojos. Para estos datos se utilizó la medición de $M_y(H)$ con un ángulo $\varphi = 70^\circ$ ya que con esta curva se obtenían la mayor correspondencia entre los ángulos a $H = 0$ G, medidos con MFM y VSM.

A bajos valores de campo se puede advertir la rotación a través de las mediciones en el VSM aunque no se puede apreciar la rotación en las mediciones de MFM. Esto es atribuido al hecho de que la rotación observada en el VSM se debe al cambio de orientación de los momentos magnéticos dentro de los stripes sin que se produzca un cambio en la orientación de estos. Este fenómeno no puede ser apreciado por el MFM ya que este método de medición solo permite obtener el momento magnético fuera del plano. A valores de campo magnético mayores hay una mayor correspondencia entre las dos curvas.

Es muy apreciable en las dos curvas de la figura 12 que para valores de campo cercanos a los 80 G el proceso de rotación es mucho más pronunciado.

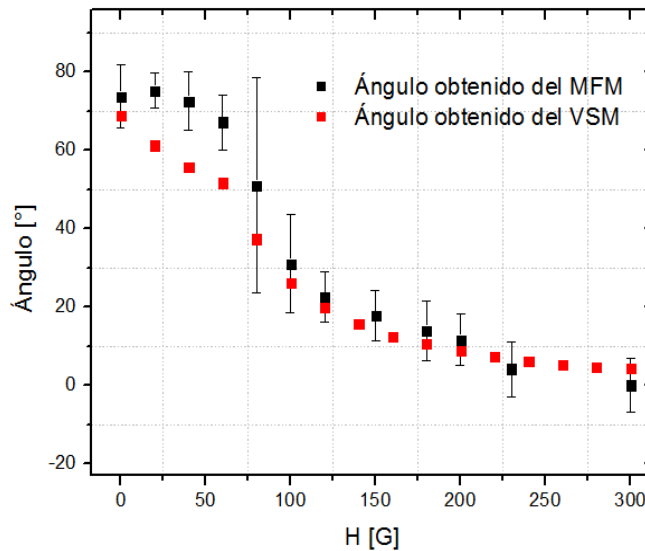


Figura 12: Grafico de los ángulos obtenidos a través de las mediciones de MFM y de los obtenidos a través de VSM.

VI. Resonancia Ferromagnética.

Como se pudo ver en la sección IV.ii. las anisotropías presentes en el plano de la muestra tienen una incidencia apreciable en el momento magnético medido siendo este más significativo a campos bajos. La contribución de estas anisotropías a la energía libre del sistema se puede expresar de la siguiente forma:

$$U = K^{(z)} \cdot \cos^2[\theta] + \frac{1}{4} \cdot K^{(x,y)} \cdot (\sin^4[\theta] \cdot \sin^2[2\varphi]) + K_u \cdot (\sin^2[\theta] \cdot \cos^2[\varphi - \alpha]) \quad \text{Ec. (4)}$$

siendo $K^{(z)}$, $K^{(x,y)}$, K_u y α constantes y θ y φ los ángulos correspondientes a la dirección del momento

magnético en coordenadas esféricas. El primer término corresponde a la anisotropía debida a la deformación tetragonal de la estructura cristalina. El segundo término se debe a la forma cuadrada que tiene la estructura cristalina en el plano de la muestra. Y por último el tercer término surge por un efecto de borde debido a la interfaz del FeGa y el sustrato de ZnSe.

Con el objetivo de determinar las constantes $K^{(z)}$, $K^{(x,y)}$ y K_u se realizaron mediciones de resonancia ferromagnética. Para esto se colocó a la muestra inmersa en un campo magnético lo suficientemente intenso para que la muestra se encuentre saturada en la dirección de este campo. Cabe destacar que dicha intensidad no permite la aparición de los stripes ya que como todo el momento magnético se encuentra en la dirección del campo no hay una componente de este en la dirección perpendicular. A través de una onda electromagnética que incidía sobre la muestra se excitaron los momentos magnéticos haciéndolos precesar. De esta forma parte de la energía de la onda incidente es absorbida. Contando con un diodo detector que mide la energía de la onda reflejada y teniendo la información de la energía de la onda incidente es posible encontrar el campo magnético para el cual se encuentra una resonancia siendo esta la condición de máxima absorción de energía. Estas mediciones se realizaron para distintos ángulos del campo magnético aplicado respecto a la orientación de la muestra, obteniendo de esta forma el campo magnético de resonancia en función del ángulo. En la figura 13 se puede ver una de las mediciones realizadas en las que se muestra la derivada de la energía absorbida en función del campo magnético. En este gráfico se puede observar que la curva representa la derivada de dos picos por lo que se identificaron dos campos de resonancia. La aparición de estos 2 modos de resonancia está asociada a la presencia de regiones con anisotropías levemente distintas. Para el siguiente análisis se tomaron los campos asociados al modo de resonancia que se encontraban mejor definido.

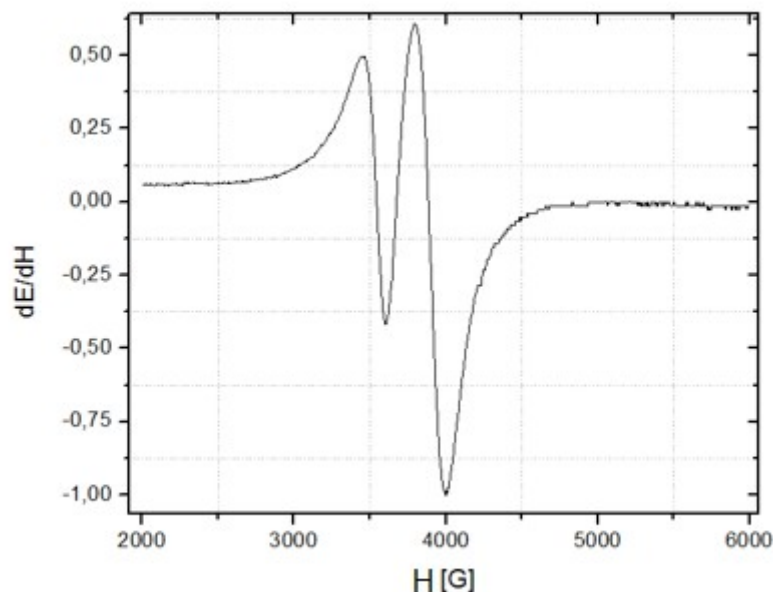


Figura 13: Medición obtenida a través de la técnica FMR de la derivada de la energía absorbida por el sistema en función del campo magnético aplicado. A partir de estas mediciones se obtienen los campos de resonancia identificando a partir de esta derivada los máximos de absorción.

Resolviendo las ecuaciones del micromagnetismo bajo una aproximación de pequeñas oscilaciones, J. Smit y H. G. Beljers obtuvieron en 1955 un modelo^[6] con el cual es posible obtener el campo magnético de resonancia en función del ángulo donde las constantes de la energía de anisotropía se toman como parámetros. Ajustando estos parámetros con los datos medidos a través de FMR es posible obtener una curva como la que se muestra en la figura 14. Los resultados del ajuste se encuentran en la tabla 1.

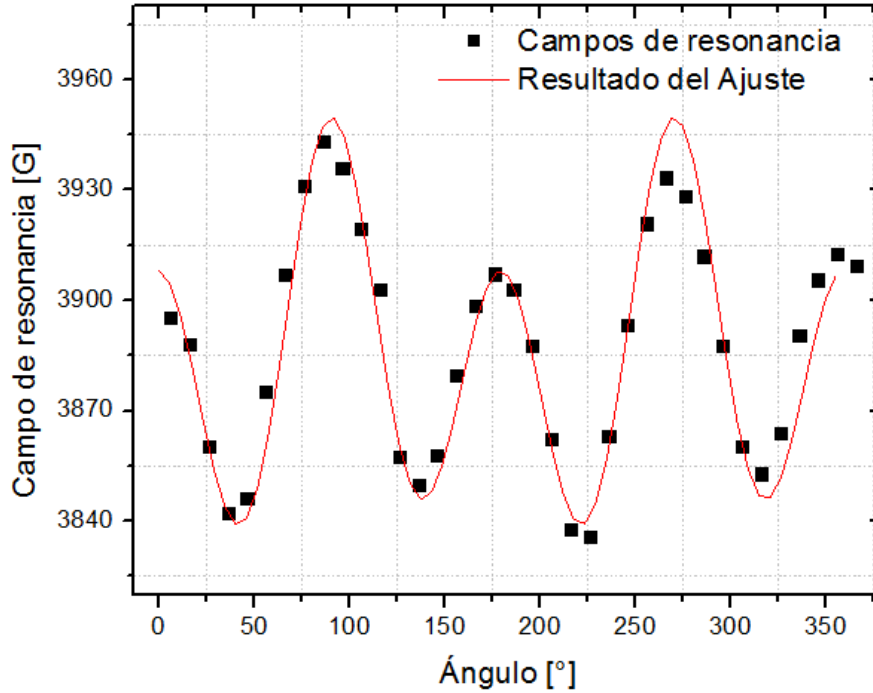


Figura 14: Campos de resonancia para cada uno de los ángulos medidos. En rojo se muestra el ajuste realizado a partir del modelo de Smit-Beljers.

	Resultados del Ajuste
$K^{(z)}$ (10^3 J/m^3)	(174±1)
$K^{(x,y)}$ (10^3 J/m^3)	(-1,7±0,1)
K_u (10^3 J/m^3)	(0,8±0,1)

Tabla 1: Resultados del ajuste de los datos experimentales a través del modelo de Smit-Beljers.

De la observación de estos datos se puede ver que entre la contribución de las anisotropías en el plano dadas por $K^{(x,y)}$, K_u y la anisotropía fuera del plano $K^{(z)}$ hay una diferencia de 2 órdenes de magnitud. Por esta razón cuando se planteó un modelo efectivo para la energía libre del sistema no se van a tener en cuenta las energías de anisotropía en el plano.

VII. Modelo de Landau-Ginzburg

Para el modelado vamos a basarnos en trabajos previos^[1,4] en los que se proponen sistemas que solo consideran explícitamente el momento magnético fuera del plano. Además se considera a la muestra simulada como un plano, es decir se desprecian los efectos del espesor de la muestra.

El modelo utilizado se basa en la determinación de la evolución del sistema a través de la ecuación de Ginzburg-Landau:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t}(\vec{r}, t) = -\eta \frac{\delta F[\psi]}{\delta \psi} \quad \text{Ec. (5)}$$

donde η es una constante, ψ representa el momento magnético perpendicular al plano de la muestra, $\frac{\delta}{\delta\psi}$ es la derivada funcional respecto a ψ y $F[\psi]$ es la energía libre del sistema.

El modelo utilizado es conocido como ψ^4 debido a la presencia en la energía de un potencial de Landau de la forma:

$$F_{\psi^4} = \frac{\mu}{2} \int d^2\mathbf{r} \left(-\frac{\psi^2}{2} + \frac{\psi^4}{4} \right) \quad \text{Ec. (6)}$$

Esta contribución a la energía libre corresponde a un doble pozo con mínimos en ± 1 . Esta es la energía debida a la anisotropía de la muestra fuera del plano.

El siguiente término se debe a una “interacción de origen cuántico”. Se la conoce como energía de intercambio y se puede modelar como:

$$F_{\text{int}} = \frac{\beta}{2} \int d^2\mathbf{r} (\nabla\psi)^2 \quad \text{Ec. (7)}$$

donde β es una constante. Se puede advertir que esta energía se minimiza para una distribución constante de ψ .

Ahora vamos a considerar la interacción de cada momento magnético con el campo generado por el resto de los momentos presentes en la muestra. A este término se lo conoce como energía dipolar y tiene una expresión de la forma:

$$F_{\text{dip}} = \frac{\gamma}{2} \int \int d^2\mathbf{r} d^2\mathbf{r}' \frac{\psi(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad \text{Ec. (8)}$$

donde γ es una constante. Este término fomenta la configuración anti paralela de momentos magnéticos.

La competencia entre la energía de intercambio, que prevalece a corto alcance, y la dipolar, que a largo alcance es más significativa, es la que induce a la formación de los dominios en una configuración de franjas u otras formas^[1].

Para poder inducir las rotaciones de la configuración de stripes es necesario introducir un término que contenga la dependencia con el campo magnético. Basándonos en el trabajo [4] se agregó a la energía libre un término de la forma:

$$F_{\text{dir}} = \frac{\delta}{2} \int d^2\mathbf{r} (\mathbf{H}_{xy} \cdot \nabla\psi)^2 \quad \text{Ec. (9)}$$

donde δ es una constante.

Teniendo ya expresada la energía libre es posible obtener la ecuación de la evolución del momento magnético fuera del plano a partir de la ecuación de Ginzburg-Landau.

VII.i. Resultados de las Simulaciones

El resultado de las simulaciones se puede ver en la figura 15 donde esta evolución del momento magnético tuvo en cuenta un campo de la forma:

$$\begin{aligned} H_x(t < t_1) &= 0, & H_y(t < t_1) &= H_0; \\ H_x(t_1 < t < t_2) &= (t - t_1) \cdot r, & H_y(t_1 < t < t_2) &= 0; \\ H_x(t > t_2) &= 0, & H_y(t > t_2) &= 0 \end{aligned} \quad \text{Ec. (10)}$$

donde H_x y H_y son las componentes del campo magnético y r controla la variación del campo con el tiempo. A un tiempo $t < t_1$ el campo está orientado en la dirección y haciendo que los stripes se alineen en esta dirección. Luego para un tiempo $t_1 < t < t_2$ la componente y del campo se hace nula y se hace crecer linealmente en la dirección x . Cuando $t > t_2$ el campo en el plano se hace nulo.

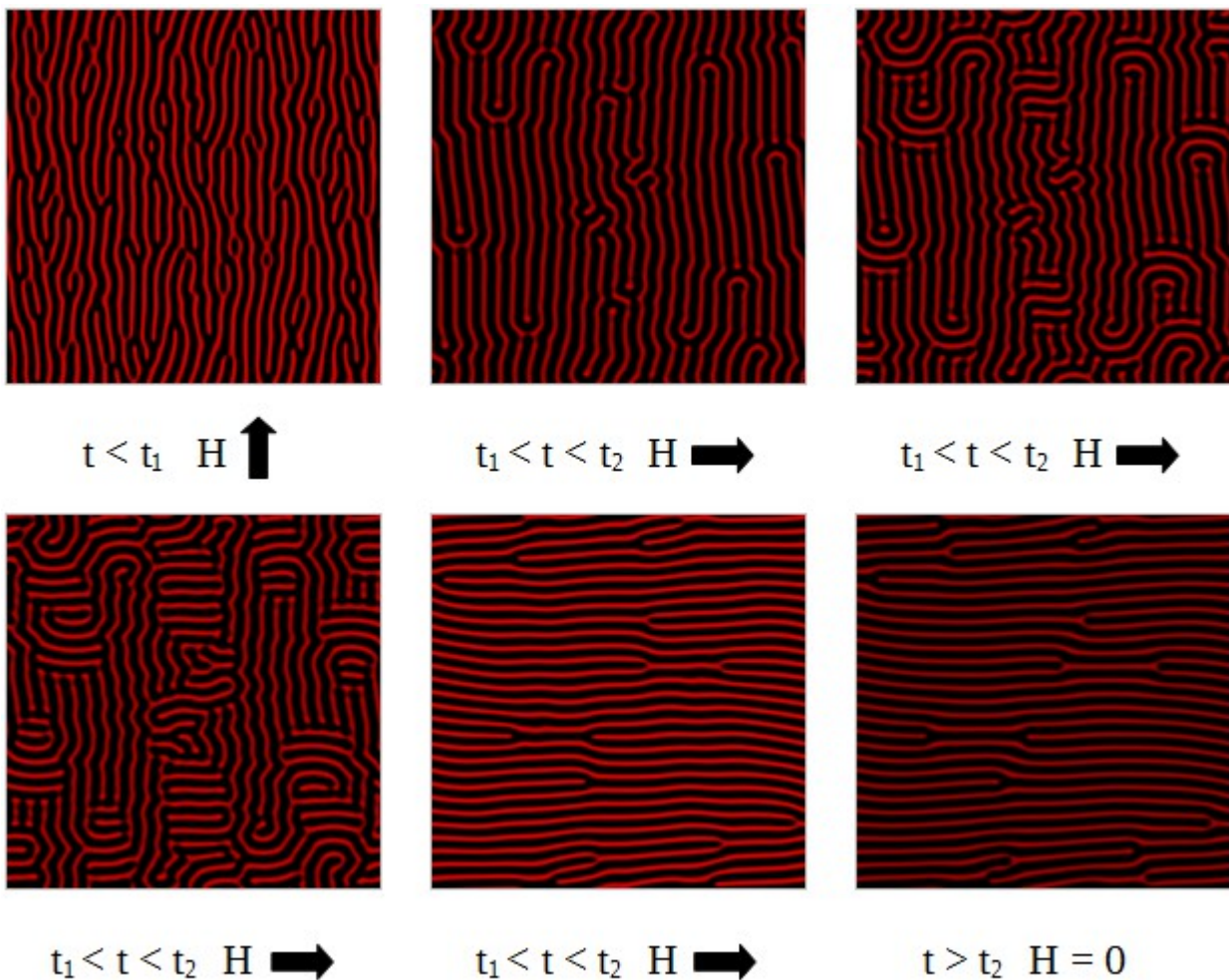


Figura 15: Las figuras muestran en rojo y negro las distintas orientaciones de la magnetización fuera del plano. Estos resultados fueron obtenidos a partir de simulaciones con un campo aplicado como el que se muestra en las Ecs. 10.

Se puede ver que estos datos no coinciden con los observados en el MFM que se muestran en la figura 3. En las simulaciones el proceso de rotación consiste en el quiebre de los stripes y la posterior orientación de los sectores donde se produjo el quiebre en la dirección del campo aplicado. Mientras que lo observado en las mediciones muestra que a pesar de que se pueden identificar sectores con distinta orientación del momento magnético, el cambio de dirección de estos es un proceso mas suave en el cual van tomando orientaciones intermedias hasta llegar a la del campo aplicado.

VII.ii. Propuestas para el modelo

Sin duda una de las principales falencias del modelo a la que puede ser atribuida las discrepancias con lo observado experimentalmente es el hecho de que no estamos considerando el momento magnético en el plano. Es de esperarse que al considerar la energía de intercambio y la energía dipolar para el momento magnético en el plano se produzcan cambios apreciables en la rotación ya que este proceso se basa en el acoplamiento del momento magnético en el plano con un campo

externo.

Con el objetivo de abordar esta falencia primero centrémonos en el término de la energía libre que produce la rotación (Ec. 9). Este fue propuesto en el trabajo [4] y se basa en que el gradiente del momento magnético en un punto es ortogonal a la dirección de los stripes en ese punto como se ve en la figura 16. Teniendo en cuenta esto se puede ver que el término de rotación se minimiza, cuando el gradiente de ψ es ortogonal al campo magnético, o sea cuando la dirección de los stripes se alinea con el campo.

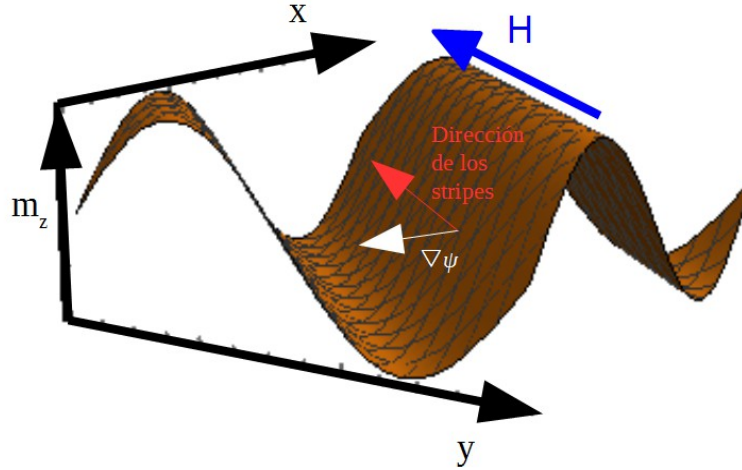


Figura 16: Gráfico esquemático del momento magnético en función de la posición. La flecha blanca representa la dirección del gradiente y la roja la dirección de los stripes que es la que se busca alinear con el campo magnético.

Debido a que, como dijimos anteriormente, el proceso de rotación se basa en el acoplamiento del momento magnético en el plano con el campo aplicado es de esperarse que en este término haya implícita una definición de la componente del momento magnético en el plano a partir del momento magnético en la dirección perpendicular al plano. Es decir este término puede contener una definición de la forma:

$$\mathbf{m}_{xy} = f[\psi] \quad \text{Ec. (11)}$$

donde \mathbf{m}_{xy} es el momento magnético en el plano y $f[\psi]$ una función de ψ .

Teniendo en cuenta, que por lo visto anteriormente, el término de rotación tiende a alinear la dirección de los stripes con el campo magnético, este puede ser interpretado como una energía “de tipo Zeeman” que tiende a alinear \mathbf{H}_{xy} con \mathbf{m}_{xy} . Bajo esta interpretación, \mathbf{m}_{xy} debe estar orientada en la dirección de los stripes o lo que es equivalente ortogonal al gradiente de ψ . En otras palabras, lo dicho anteriormente se basa en que pedir que el gradiente de ψ sea ortogonal al campo, como lo hace la energía de rotación del modelo, es equivalente a pedir que una \mathbf{m}_{xy} , que es ortogonal al gradiente de ψ , esté alineada con el campo \mathbf{H}_{xy} (ver figura 16). Esto motiva a la propuesta de un momento magnético en el plano como aquel cuya dirección es ortogonal al gradiente de ψ , lo que nos lleva a proponer la siguiente expresión:

$$\mathbf{m}_{xy} = g[\psi] \cdot (\nabla \times \boldsymbol{\psi}) = g[\psi] \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial x}, 0 \right) \quad \text{Ec. (12)}$$

donde $\boldsymbol{\psi} = (0, 0, \psi)$ y $g[\psi]$ es una función de ψ que se encuentra determinada por la conservación de la norma del momento magnético:

$$\mathbf{m}_{xy}^2 + \psi^2 = 1 \quad \text{Ec. (13)}$$

obteniendo de esta forma:

$$\mathbf{m}_{xy} = \frac{(1-\psi^2)^{\frac{1}{2}}}{|\nabla \times \boldsymbol{\psi}|} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{\psi}) \quad \text{Ec. (14)}$$

Es importante aclarar que esto es solo una aproximación formulada a partir del trabajo [4] que es equivalente a pedir que el momento magnético en el plano se encuentre orientado en la dirección de los stripes. Con el objetivo de estudiar el rango de validez de esta aproximación vemos la figura 12 donde las mediciones realizadas a partir del MFM me dan una idea de la dirección de los stripes mientras que los ángulos obtenidos a partir del VSM me dan una idea de la dirección del momento magnético de la muestra. El rango en el cual estos ángulos coinciden constituye el rango de validez de esta aproximación.

Con el objetivo de simplificar esta expresión vamos a proponer la siguiente aproximación:

$$\psi \approx A \cdot \sin[\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}] \quad \text{Ec. (15)}$$

donde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ con λ igual al período de los stripes. Bajo esta aproximación:

$$|\nabla \times \boldsymbol{\psi}| \approx \frac{A2\pi}{\lambda} \cdot (1-\psi^2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Ec. (16)}$$

Reemplazando esta expresión en la Ec. (14) obtenemos:

$$\mathbf{m}_{xy} \approx \left(\frac{A2\pi}{\lambda}\right) \cdot (\nabla \times \boldsymbol{\psi}) \quad \text{Ec. (17)}$$

La validez de la expresión de la Ec. (15) se basa en suponer que los picos observados en las transformadas de Fourier de las imágenes obtenidas del MFM son de la forma de una función δ -Dirac.

VII.iii. Propuesta de corrección para la energía libre

Ahora que contamos con una expresión para el momento magnético en el plano es posible agregarle a la energía libre los términos correspondientes a la energía de intercambio y la dipolar de estos momentos magnéticos. Una propuesta preliminar que nos permite introducir este tipo de consideraciones energéticas en la energía libre, es la siguiente:

$$F_{ip} = F_{dip} + F_{int} \quad \text{Ec. (18)}$$

donde F_{dip} [6] y F_{int} se pueden expresar de la siguiente forma:

$$F_{dip} = \frac{\gamma'}{2} \int d^3 \mathbf{r} \mathbf{m}_{xy}(\mathbf{r}) \cdot \int d^3 \mathbf{r}' \left(\frac{3\mathbf{m}_{xy}(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} (\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \frac{\mathbf{m}_{xy}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right) \quad \text{Ec. (19)}$$

$$F_{int} = \frac{\beta'}{2} \int d^3 \mathbf{r} \left[\left(\nabla \frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left(\nabla \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \right] \quad \text{Ec. (20)}$$

donde $\gamma' = \gamma \cdot \left(\frac{A2\pi}{\lambda}\right)^2$ y $\beta' = \beta \cdot \left(\frac{A2\pi}{\lambda}\right)^2$. Hecho esto es posible a través de la ecuación de Ginzburg-Landau obtener una nueva ecuación de la evolución del sistema que ahora considera la energía debida a las interacciones de los momentos magnéticos en el plano.

VIII. Conclusiones

Se caracterizó el proceso de rotación de los stripes a través de mediciones realizadas por MFM que permite una visualización directa de los dominios y por VSM con la que se midió el momento magnético en el plano. Se analizaron las rotaciones a través de estas dos técnicas de medición pudiendo obtener de ambos un ángulo que caracterizaba el estado de la rotación.

A través de las mediciones realizadas por VSM se pudo determinar que la rotación es un proceso que se produce antes que la saturación y que hay una dependencia del campo de rotación con el ángulo ϕ . A partir de las mediciones realizadas en el VSM se pudo identificar el efecto anisotrópico de la forma cuadrada de la estructura cristalina en el plano. Con el objetivo de cuantificar la contribución de las energías de anisotropías a la energía libre se realizaron mediciones de FMR con las que se obtuvieron las constantes de anisotropías de la Ec. (4). La observación de los efectos de la energía de anisotropía en las mediciones del momento magnético permite plantear la posibilidad de determinar dichas constantes a través de las mediciones hechas por VSM.

Por último se compararon los datos obtenidos experimentalmente con los resultados de un modelo propuesto en el trabajo [4]. Se observaron discrepancias que se atribuyeron al hecho de no estar considerando en este modelo el momento magnético en el plano. Teniendo en cuenta esto se propuso una aproximación que relaciona el momento magnético perpendicular al plano con el momento magnético en el plano y se propuso una corrección a la energía libre considerando esta aproximación.

Referencias

- [1] E. A Jagla,. Numerical simulations of two-dimensional magnetic domain patterns. *Physical Review E*, 70, 046204, 2004.
- [2] S. Fin, *et al.* In-plane rotation of magnetic stripe domains in $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ thin films. *Physical Review B* 92, 224411, 2015.
- [3] S. A. Cannas, *et al.* Inverse transition in a two-dimensional dipolar frustrated ferromagnet. *Physical Review B* 84, 014404, 2011.
- [4] M. D. P. Martínez, Anisotropía magnética rotacional en películas delgadas de $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$, TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS. Instituto Balseiro. Universidad Nacional de Cuyo. 2014.
- [5] M. Barturen,, Anisotropía magnética y acople magneto-elástico en películas delgadas de $\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x$ crecidas epitaxialmente sobre $\text{ZnSe/GaAs}(001)$, TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN FÍSICA. Instituto Balseiro. Universidad Nacional de Cuyo. 2014.
- [6] I. Fabre, Formación de patrones magnéticos en películas delgadas de FeGa , Física Experimental IV, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, 2014.