

GRADO EN FÍSICA · FACULTAD DE CIENCIAS

---

---

---

# MAGNETOTRANSPORTE Y DEFECTOS TOPOLÓGICOS EN MULTICAPAS MAGNÉTICAS

---

*Autora:* Victoria Vega Fernández Rodríguez

*Tutores:* María Vélez Fraga y Aurelio Hierro Rodríguez



Universidad de Oviedo

Trabajo Fin de Grado

Curso 2020/2021



# Agradecimientos

A mis tutores, María Vélez y Aurelio Hierro por su inestimable apoyo, su dedicación y el estupendo ambiente de trabajo durante la realización de este proyecto.

A la Real Sociedad Española de Física, y en particular a la división de Física de la Materia Condensada, por la concesión del Premio de Investigación para estudiantes, gracias al cual he podido colaborar con el grupo de investigación de Nanociencia de la Universidad de Oviedo.

A mi familia y amigos.

Victoria Vega

# Índice general

<b>Introducción</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>1. <u>Magnetismo en materiales ferromagnéticos</u></b>	<b>5</b>
1.1. Energía de canje . . . . .	6
1.2. Energía Zeeman . . . . .	7
1.3. Energía de anisotropía magnética . . . . .	7
1.4. Energía desimanadora . . . . .	9
1.5. Dominios magnéticos . . . . .	11
1.6. Paredes de dominio . . . . .	13
1.6.1. Paredes de Bloch . . . . .	14
1.6.2. Paredes de Néel . . . . .	16
<b>2. <u>Texturas magnéticas</u></b>	<b>17</b>
2.1. Configuración micromagnética en láminas delgadas . . . . .	17
2.2. Defectos topológicos . . . . .	19
2.3. Campo emergente y carga topológica . . . . .	23
2.4. Carga skyrmionica . . . . .	28
<b>3. <u>Fabricación de muestras</u></b>	<b>34</b>
3.1. Sputtering . . . . .	34
3.1.1. Dispositivo utilizado . . . . .	36

---

3.2. Crecimiento de multicapas . . . . .	38
3.2.1. Calibración del ritmo de depósito . . . . .	38
3.2.2. Estructura de las multicapas creadas . . . . .	41
3.3. Microscopía de fuerza magnética . . . . .	42
<b>4. <u>Magnetotransporte</u></b> . . . . .	<b>44</b>
4.1. Método de 4 puntas . . . . .	44
4.2. Cálculo de la resistividad . . . . .	47
4.3. Magnetorresistencia . . . . .	49
4.3.1. Sistema de medida . . . . .	50
4.3.2. Resultados obtenidos . . . . .	52
<b>Conclusiones</b> . . . . .	<b>60</b>
<b>Bibliografía</b> . . . . .	<b>62</b>

# Introducción

Desde el inicio del siglo XXI, el aumento exponencial de la información generada hace complicado tanto su almacenamiento como su procesamiento. Por ello, nuevas tecnologías que permitan una mayor rapidez en la codificación de bits de datos o proporcionen nuevas formas de transporte de la información, son siempre temas de actualidad en investigación. En los discos duros magnéticos de los ordenadores, son las cabezas de lectura/escritura las que se encargan de grabar y almacenar la información. Para la lectura, se utiliza una propiedad llamada magnetorresistencia. La magnetorresistencia permite la fabricación de sensores mediante los cuales se transforma una magnitud física en un voltaje, i.e. se utilizan para convertir los dominios magnéticos escritos en los discos en señales de voltaje. Dicha propiedad está relacionada con el cambio en la resistividad de un material cuando se aplica un campo magnético. Por otro lado, desde el descubrimiento de unas texturas magnéticas denominadas skyrmiones, encontradas en láminas ferromagnéticas con imanación perpendicular, la topología ha pasado a jugar un papel principal en la tecnología de hoy en día.<sup>1</sup> La búsqueda de nuevas formas de estructuras topológicas en distintos sistemas magnéticos se ha vuelto esencial, y recientemente, se ha desarrollado un método experimental de tomografía para obtener la configuración de la imanación en tres dimensiones en multicapas magnéticas.<sup>2</sup> Debido a esto, se inició el proyecto en el que se está trabajando actualmente en el grupo de investigación de Nanociencia de la Universidad de Oviedo, “*Interacción y manipulación de defectos topológicos: nanoestructuras y multicapas magnéticas*”, y en el que he tenido el enorme placer de colaborar.

Este trabajo se basa en el estudio de las configuraciones de imanación en materiales ferromagnéticos. En el primer capítulo, se realiza una introducción teórica de la teoría del micromagnetismo en láminas delgadas. El micromagnetismo es una teoría efectiva, no atomística, que permite calcular configuraciones de imanación en base a las interacciones magnéticas presentes en los sistemas magnéticos. Estas interacciones, actúan sobre los momentos magnéticos del sistema y engloban la interacción de canje, la acción de la anisotropía magnética, la interacción con el campo externo y la interacción desimanadora, entre otras.<sup>3</sup> El objetivo es introducir los principios de la teoría del micromagnetismo y mostrar sus aplicaciones en problemas estáticos y dinámicos de materiales ferromagnéticos.

En un segundo capítulo, se presenta un método en el que se utilizan los conceptos de carga topológica y campo magnético emergente para analizar texturas magnéticas obtenidas a partir de simulaciones micromagnéticas de la configuración de dominios a bandas. La carga topológica,

es útil para estudiar defectos topológicos tridimensionales como por ejemplo los puntos de Bloch. En cambio, para obtener información de los defectos bidimensionales se utilizará un enfoque basado en superficies, para lo cual se introduce la carga skyrmionica. Este método, proporciona resultados más concluyentes y más claros que el análisis tradicional de la configuración de momentos magnéticos alrededor de cada estructura topológica, de ahí la importancia de la topología en el estudio de las multicapas magnéticas. Además, permite identificar defectos que no es posible estudiar solo con la imanación, y ayudará también a la comprensión del comportamiento de los defectos cerca de las fronteras entre capas.

La segunda parte del trabajo que engloba los capítulos 3 y 4, consiste en la fabricación y el estudio de varias multicapas magnéticas de distintas estructuras, que están formadas por permalloy, NdCo<sub>5</sub> y/o aluminio. Se utiliza la técnica de *sputtering* para realizar el depósito y se realiza una primera caracterización de las muestras con el microscopio de fuerza magnética. Por último, se estudia el magnetotransporte de cada multicapa. Se obtendrá la magnetorresistencia en cada caso, permitiendo obtener características de cada uno de los materiales y de como la capa central de NdCo<sub>5</sub> afecta a las capas superficiales.

Para la realización del Trabajo Fin de Grado se han utilizado diversos instrumentos de medida del grupo de investigación de Nanociencia de la Universidad de Oviedo, y se han requerido conocimientos teóricos de las siguientes asignaturas cursadas durante el grado: Física del Estado Sólido, Electromagnetismo, Física de los Materiales Funcionales y Métodos Numéricos Aplicados a la Física. Además de las competencias experimentales adquiridas durante los tres años de Técnicas Experimentales.

# Capítulo 1

## Magnetismo en materiales ferromagnéticos

La descripción de un material magnético se lleva a cabo utilizando el magnetismo a escala microscópica. La teoría del magnetismo a escala microscópica supone la unión entre la teoría cuántica, que trata con la escala atómica, y las ecuaciones de Maxwell, que involucran dimensiones macroscópicas, dando lugar a una teoría semi-clásica. El magnetismo a escala microscópica, o micromagnetismo, extiende la teoría clásica del campo electromagnético teniendo en cuenta efectos como la energía de interacción de canje. Describe el comportamiento de la imanación en presencia de las interacciones magnéticas asociadas tanto a propiedades intrínsecas de los materiales, como a la acción de efectos externos, conformando una teoría efectiva completa. Esta teoría fue desarrollada entre 1930 y 1940, tras la explicación del ferromagnetismo realizada por Heisenberg y Dirac. La primera explicación la llevo a cabo Bloch, quien expuso la existencia de las paredes entre los dominios magnéticos, pero el mayor avance se produjo en 1935 cuando Landau y Lifshitz dieron la primera interpretación de las configuraciones de dominios, entre otras cosas. Más tarde, Brown (1940-41) estableció las denominadas ecuaciones micromagnéticas de Brown, y desde entonces, el micromagnetismo se ha convertido en un instrumento fundamental para la descripción de la configuración de dominios magnéticos, el estudio de los procesos de imanación, y el análisis de las interacciones magnéticas.<sup>4,5</sup>

Los materiales magnéticos están formados por momentos magnéticos (dipolos) que se corresponden con espines y momentos angulares en el nivel atómico, y cuyas disposiciones afectan a las propiedades magnéticas macroscópicas de los materiales. Se asume que los materiales tienen una densidad homogénea de momentos magnéticos, de forma que la distribución discreta de estos se puede aproximar a una densidad continua denominada imanación,  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ .



La imanación se puede escribir en función de la imanación de saturación,  $M_s$ , de la siguiente forma:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_s \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

Donde  $|\mathbf{m}(\mathbf{r})| = 1$ , siendo  $\mathbf{m}(\mathbf{r})$  la denominada imanación reducida, que indica únicamente la dirección de la imanación.<sup>6</sup>

Al igual que en todos los sistemas físicos, la configuración estable de nuestro sistema magnético está definida por un mínimo de su función de energía. En el micromagnetismo, los diferentes términos que entran en dicha función de energía van desde el término de canje, que está asociado a la naturaleza ferromagnética de los sistemas, hasta el término desimanador que describe la interacción a largo alcance entre todos los momentos magnéticos presentes. Además, puede incluir términos asociados a fenómenos magnetoestrictivos, o a interacciones de canje no colineales.<sup>7,8</sup> Para el estudio realizado, las interacciones que se han considerado son: el canje, la anisotropía magnética, la desimanadora y la interacción con el campo magnético externo, dada por la energía de Zeeman.

## 1.1. Energía de canje

La **energía de canje** depende del ángulo entre momentos magnéticos vecinos y se deriva de la interacción entre dos espines contiguos. La electrodinámica clásica establece que dos espines vecinos se sitúan antiparalelamente, ya que esta es la configuración que minimiza la energía del sistema. Extrapolando a sistemas macroscópicos, se esperaría que los momentos magnéticos vecinos se colocaran también antiparalelamente, de forma que la imanación neta es cero. Para comprender la configuración de los materiales ferromagnéticos, es necesario tener en cuenta la energía de canje, ya que se deben considerar las interacciones entre los momentos magnéticos.

La energía de canje se obtiene a partir de la expresión de la energía de Coulomb para dos partículas indistinguibles con funciones de onda superpuestas. Se debe redefinir esta expresión teniendo en cuenta la imanación y los momentos magnéticos, para poder aplicarla a microestructuras. Dentro de la teoría del micromagnetismo se define la energía de canje para un material magnético como se muestra en la expresión (1.2), donde se han sumado las interacciones entre parejas de momentos y se ha integrado sobre todo el volumen de la muestra.<sup>6</sup>

$$E_{canje} = \int_V \sum_i A_i \mathbf{m}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}_i) d\mathbf{r} \quad (1.2)$$

En esta expresión,  $\Delta\mathbf{r}$  es la distancia entre dos vectores de momento magnético contiguos y el sumatorio se realiza generalmente solo a primeros vecinos, tomando un momento magnético,  $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ , como referencia. La energía de canje es por tanto proporcional al ángulo entre dos momentos vecinos y está escalada por la rigidez de canje ( $A$ ), que es un parámetro intrínseco del material magnético y depende del valor de la integral de intercambio.

Desarrollando el producto escalar mostrado en la expresión (1.2), se concluye que esta energía se minimiza cuando los momentos magnéticos vecinos se sitúan paralela o antiparalelamente. Si la rigidez de canje es positiva, lo que ocurre en los materiales ferromagnéticos, la energía se minimizará al colocarse paralelos los momentos magnéticos vecinos, dando lugar a configuraciones uniformes de la imanación. En cambio, si  $A$  es negativo, los espines tienden a colocarse antiparalelamente, lo que da lugar a un sistema antiferromagnético que en general, no se simula con el micromagnetismo convencional.

## 1.2. Energía Zeeman

La **energía Zeeman** depende de la interacción de los momentos magnéticos con un campo magnético externo aplicado. Es la energía potencial de un material magnético cuando se le aplica un campo magnético externo,  $H_{ext}$ , es decir, es la energía magnetostática del campo externo. Al aplicar un  $H_{ext}$ , la energía de Zeeman de cada momento magnético se puede considerar como proporcional a  $\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{ext}$ . La expresión general para esta energía es el promedio estadístico de la relación anterior, o lo que es lo mismo, es la suma de la energía de interacción entre los momentos magnéticos locales y la densidad de flujo magnético externo. De esta forma, la energía de Zeeman se expresa como se muestra en la ecuación (1.3), realizando una integral sobre el volumen del material a estudiar.

$$E_{Zeeman} = -\mu_0 \int_V M_s \mathbf{m}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{ext} dV \quad (1.3)$$

Para un campo externo uniforme, esta energía depende únicamente de la distribución promedio de la imanación ( $\mathbf{M}$ ), y no de la estructura particular de los dominios o de la forma de la muestra.<sup>9</sup>

En este caso, la energía también depende de un producto escalar, pero entre la imanación y el campo externo. Al aplicar un campo magnético externo la imanación tenderá a colocarse en su dirección, de forma que se minimice la expresión (1.3).

## 1.3. Energía de anisotropía magnética

La **anisotropía magnética**, provoca la existencia de direcciones preferentes en la orientación de la imanación en el sistema de estudio. Teniendo en cuenta este efecto, la energía variará según la dirección de la imanación, y el término de energía que contabiliza estas variaciones se denomina energía de anisotropía magnética. En general, este término describe fenomenológicamente un comportamiento de orientación preferente de la imanación, independientemente de su origen. Un ejemplo particular, es la anisotropía magnetocristalina, cuyo origen está en las interacciones espín-órbita.

Dependiendo de la estructura cristalina de los sólidos, se alcanza la imanación de saturación para campos magnéticos mayores o menores, lo que se debe a la existencia de la anisotropía. Por ello, se diferencia entre *ejes fáciles*, que se corresponden con las direcciones preferentes de la imanación, y *ejes difíciles*, que son las direcciones en las que se debe aplicar un mayor campo para alcanzar la saturación. Dependiendo del tipo de red de cada material, se tendrán uno o varios ejes fáciles, siendo el caso de un eje fácil el más simple y que se da en estructuras de tipo hexagonal compacta (HCP). En este caso la energía se denomina de anisotropía uniáxica y se define como:<sup>6</sup>

$$E_{anis}^{uniax} = - \int_V [K_{u_1} \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^2 + K_{u_2} \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^4] \cdot d\mathbf{r} \quad (1.4)$$

Donde  $\mathbf{u}$  señala la dirección del eje de anisotropía, el eje fácil, y  $K_{u_1}$  y  $K_{u_2}$  son las denominadas constantes de anisotropía o densidades de energía de anisotropía. En el caso de la estructura HCP, el eje favorecido energéticamente o eje fácil, es el que se corresponde con la dirección de  $c$  (figura 1.1a). Como se muestra en la figura 1.1a, se tiene también un único eje difícil para los materiales con estructura HCP, como por ejemplo el cobalto.

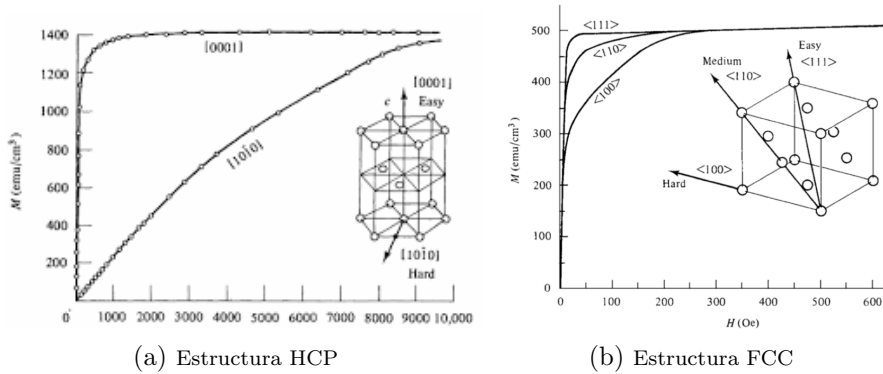


Figura 1.1: Curvas de imanación en función de los ejes de anisotropía.<sup>10</sup>

La dependencia angular de la energía magnetocristalina fue establecida por primera vez por Akulov en 1931 para los cristales cúbicos. En los materiales con estructuras cúbicas, se observan tres ejes fáciles ( $\mathbf{c}_1$ ,  $\mathbf{c}_2$  y  $\mathbf{c}_3$ ), que se corresponden con las direcciones  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$  y  $\langle 001 \rangle$ , tal y como se muestra en la figura 1.1b. La energía de anisotropía para las estructuras cúbicas se expresa teniendo en cuenta la simetría cúbica, de forma que solo se tienen en cuenta aquellas contribuciones que son constantes bajo permutaciones de los momentos magnéticos, obteniendo la expresión (1.5). Los materiales con este tipo de anisotropía, son por ejemplo el hierro (estructura BCC) y el níquel (estructura FCC).

$$E_{anis} = \int_V (K_1 \cdot [(\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})^2 \cdot (\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})^2 + (\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})^2 \cdot (\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})^2 + (\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})^2 \cdot (\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})^2] + K_2 \cdot (\mathbf{c}_1 \cdot \mathbf{m})^2 \cdot (\mathbf{c}_2 \cdot \mathbf{m})^2 \cdot (\mathbf{c}_3 \cdot \mathbf{m})^2) \cdot d\mathbf{r} \quad (1.5)$$

Donde  $K_1$  y  $K_2$  son de nuevo las constantes de anisotropía que se ajustan empíricamente por comparación con los ciclos de histéresis.

Las expresiones de la energía de anisotropía se basan únicamente en resultados experimentales, por lo que describen comportamientos, y se pueden aplicar fenomenológicamente a materiales independientemente del origen de la interacción. Las expresiones mostradas, describen los efectos de la anisotropía de manera exacta y generalmente se simplifican al término de orden más bajo.

## 1.4. Energía desimanadora

La **energía desimanadora** es de largo alcance y está asociada a la interacción de todo el sistema magnético con un determinado momento magnético a estudiar. El origen de la energía desimanadora es el campo magnético creado por cada uno de los momentos de nuestro sistema, y su expresión general es la mostrada en (1.6), donde  $N_x$ ,  $N_y$  y  $N_z$  son los factores de desimanación relativos a los ejes x, y, z.

$$E_{demag} = \frac{\mu_0 \cdot M_s^2}{2} \int_V (N_x \cdot m_x^2 + N_y \cdot m_y^2 + N_z \cdot m_z^2) dV \quad (1.6)$$

El cálculo de esta energía que relaciona la imanación del material con la forma macroscópica del mismo, fue desarrollado por Aharoni en 1996. Aharoni expresó la energía desimanadora como función de la interacción entre la imanación del material,  $\mathbf{M}$ , y el campo desimanador,  $\mathbf{H}_d$ , aplicando las ecuaciones de Maxwell clásicas del electromagnetismo. Finalmente, se obtuvo que la energía desimanadora se expresa como:

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V M_s \mathbf{m}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_d dV \quad (1.7)$$

Donde el factor  $\frac{1}{2}$  tiene en cuenta que el campo se genera por la imanación del propio material. Basándose en lo establecido por el cálculo vectorial, el campo desimanador se puede escribir a partir del gradiente de un potencial escalar que está definido por la imanación del sistema. Se obtiene, por tanto, a partir del potencial escalar ( $\phi$ ), concretamente será menos el gradiente del potencial escalar con respecto a r, como se muestra en la expresión (1.8). Aplicando las ecuaciones de Maxwell se llega a la relación entre la imanación total del material y el potencial escalar, como se muestra en la expresión (1.9).

$$\mathbf{H}_d = -\nabla\phi \quad (1.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{B} = \mu_0 (-\nabla\phi + \mathbf{M}) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \Delta\phi = \nabla \cdot \mathbf{M} \quad (1.9)$$

Analizando el efecto del término desimanador en un sistema de lámina continua, se obtiene que la energía desimanadora es proporcional a un coeficiente  $K_d = \frac{\mu_0 \cdot M_s^2}{2}$ , que es la densidad de energía desimanadora en una lámina con imanación uniforme perpendicular a su superficie. Este coeficiente se utilizará para comparar el efecto de la energía desimanadora con el de la energía de anisotropía, y establecer así si alguno de los términos domina.

La energía desimanadora se minimizará si la imanación se coloca paralela a las intercaras o bordes del material, es decir, se minimiza siempre que la cantidad de cargas magnéticas superficiales sea lo menor posible. En la figura 1.2 se muestran dos ejemplos de una misma lámina, pero con la imanación en distintas direcciones. Se generan menos cargas magnetostáticas en la figura 1.2a, por lo que esta configuración posee una energía desimanadora menor.

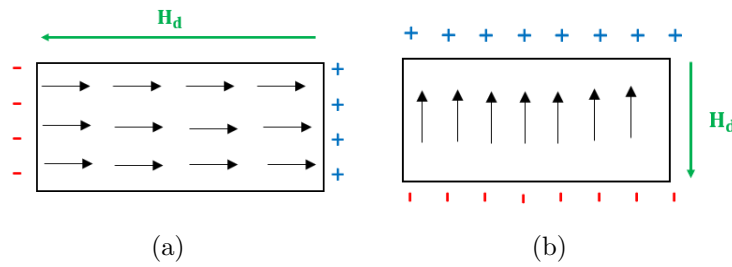


Figura 1.2: Generación de cargas magnetostáticas en función de la dirección de la imanación.

El porqué se denomina campo desimanador, se debe a las cargas superficiales mostradas en la figura 1.2. Las cargas superficiales generan un campo magnético en el interior del material que se opone a la orientación actual de la imanación ( $\mathbf{H}_d$ ) y que se ha representado en la figura anterior. En general, para conseguir el menor número de cargas los momentos magnéticos rotarán, provocando que el material se rompa en distintos dominios con orientaciones opuestas de la imanación.

Una vez que se han descrito los cuatro términos de energía que se considerarán en este trabajo, se define la configuración de imanación estable como aquella que para unas ciertas condiciones minimiza la energía total del sistema. La energía total del sistema se denomina energía libre de Landau-Lifshitz y es la suma de los 4 términos de energía descritos, como se muestra en la expresión (1.10).

$$E_{total} = E_{canje} + E_{Zeeman} + E_{anis} + E_{demag} \quad (1.10)$$

La resolución de este funcional de energía en función de la imanación,  $\mathbf{M}$ , es un problema muy complejo y en general no se puede resolver analíticamente. El micromagnetismo numérico emplea el formalismo de Landau-Lifshitz-Gilbert para resolver este problema permitiendo, además, acceder a la evolución temporal de la imanación, i.e, resolviendo la ecuación de movimiento de un momento magnético. Este formalismo, propuesto originalmente por Landau y Lifshitz en 1935, es de gran importancia ya que supone el paso del formalismo energético a

la dinámica. Permite analizar no solo las configuraciones estables relajadas, sino también los procesos dinámicos de transición entre diferentes configuraciones estables. En el trabajo inicial de 1935, el movimiento de la imanación se describía con un término de precesión y un término de amortiguación. Pero, el término de amortiguación tenía un origen puramente fenomenológico, y fue Gilbert quien en 1955 definió este término de manera más exacta. Se obtuvo así la ecuación general del micromagnetismo dinámico dada en la expresión (1.11).<sup>6</sup>

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma' \cdot (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) - \alpha' \cdot \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (1.11)$$

Este formalismo emplea las energías antes mencionadas, transformándolas en términos de campo efectivo asociados a cada una de ellas. Finalmente, aplicando el principio de superposición, permite exponer a cada uno de los momentos magnéticos del sistema a un campo efectivo derivado de todas las interacciones anteriores:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{eff}^{canje} + \mathbf{H}_{eff}^{Zeeman} + \mathbf{H}_{eff}^{anis} + \mathbf{H}_{eff}^{demag} \quad (1.12)$$

## 1.5. Dominios magnéticos

Los dominios magnéticos son regiones con imanación homogénea en su interior. El origen de su formación está asociado al balance energético del sistema teniendo en cuenta todas las interacciones presentes. Aún así, basándose en las interacciones que se han considerado en este trabajo y que dan lugar a la energía total de la expresión (1.10), el único término que puede dar lugar a orientaciones diversas de la imanación en las muestras, es el término desimanador ( $E_{demag}$ ). De esta forma, se generan regiones cada una con una orientación de la imanación, se generan dominios. El resto de términos no favorecen las orientaciones no homogéneas de la imanación en la muestra, ya que tanto la anisotropía como el canje se minimizan al tener toda la imanación alineada, y el término Zeeman será menor si la imanación se encuentra alineada con el campo externo.

Cabe destacar que los dominios magnéticos fueron descubiertos de forma teórica, y el primer paso hacia su descubrimiento se dio a principios del siglo XIX, cuando se comenzó a establecer que los materiales magnéticos estaban formados por *imanes elementales*. Este concepto explica la imposibilidad de separar los polos norte y sur magnéticos, y la existencia de la saturación, configuración en la cual todos los imanes elementales están orientados en la misma dirección. No fue hasta 1905 cuando Langevin desarrolló la teoría del paramagnetismo usando la termodinámica estadística, y concluyó que los fenómenos magnéticos se deben a interacciones entre los imanes elementales. Poco después, Weiss introdujo un *campo molecular* que describía el efecto de la interacción magnética, y más tarde se estableció que el origen de este campo era la interacción de canje. Con el modelo de Weiss se establece la magnitud de la imanación en un material, pero no su dirección. Aún así, si se remarcó la posibilidad de que en un mismo

cristal una parte tuviera una imanación en un sentido y otra en sentido opuesto. Se dio así la primera explicación para lo que actualmente se conoce como estructura de dominios, es decir, para la subdivisión de una muestra en regiones con imanación uniforme. Finalmente, fue en 1935 cuando Landau y Lifshitz, al describir la energía total de un sistema, establecieron que la estructura de dominios magnéticos es la que permite que se minimice la energía total. Se comprobó que si la imanación sigue un camino cerrado a lo largo de toda la muestra, la energía desimanadora es cero, probando así por primera vez que una estructura de dominios como la de la figura 1.3, llamada configuración de dominios de cierre de Landau, tiene una energía menor que la de un estado con imanación uniforme.<sup>3,11</sup>

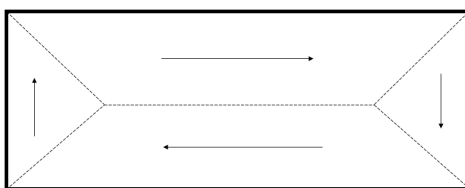


Figura 1.3: Primer modelo de una estructura de dominios dado por Landau y Lifshitz.

Para la resolución de la mayoría de los problemas relacionados con la imanación, se debe aplicar la teoría de dominios, que combina los dominios con imanación uniforme con los resultados de las interacciones micromagnéticas entre las paredes que unen los dominios.

En este trabajo se han estudiado láminas delgadas, por lo que veremos las distintas configuraciones de dominios que se pueden dar en estas estructuras. Las primeras configuraciones de dominios en láminas delgadas, fueron descubiertas teóricamente en muestras con una anisotropía perpendicular pequeña (eje fácil perpendicular al plano), y tenían la forma de bandas estrechas juntas.<sup>3</sup> Esta disposición de los dominios se denomina configuración de dominios a bandas, concretamente dominios a bandas débiles. Se denominan débiles, ya que en los estudios experimentales realizados se encontró un segundo tipo de dominios a bandas que no se forma espontáneamente como los débiles, y que son característicos de láminas más gruesas.

Centrándose en el caso de dominios a bandas débiles, se analizan estructuras con una anisotropía perpendicular pequeña. Que la anisotropía sea pequeña implica que domina el campo desimanador, es decir, si se define un cociente entre la constante de anisotropía ( $K_u$ ) y el coeficiente del campo desimanador ( $K_d$ ), este sería menor que 1 ( $q = \frac{K_u}{K_d} < 1$ ). El término de energía desimanadora se minimiza al colocarse la imanación paralela a la superficie del material, por lo que la imanación se coloca de forma espontánea paralela a las superficies de la muestra. A partir de un valor crítico del espesor de la muestra, la imanación comienza a oscilar fuera del plano de forma periódica para minimizar la energía de anisotropía.<sup>3</sup> El espesor crítico está asociado al valor de  $q$ , ya que al separar la cara inferior y superior de la lámina magnética, se disminuye la acción del término desimanador, y con ello la tendencia de la imanación a vivir confinada en el plano.

En la figura 1.4, se muestra como oscila la imanación en una lámina delgada y como, debido a esto, se genera la estructura de dominios a bandas cuando  $q \approx 1$ .

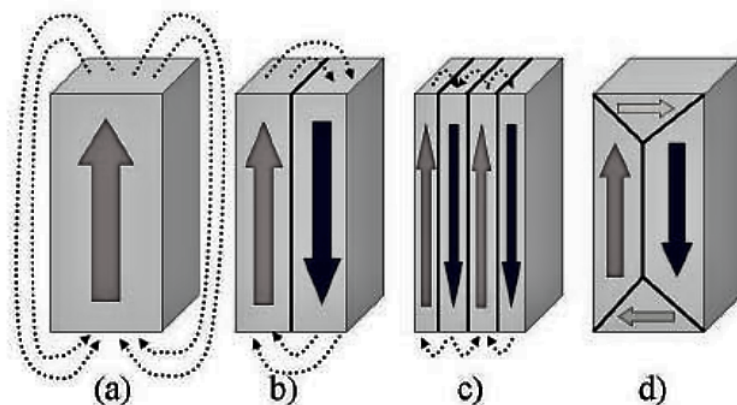


Figura 1.4: Proceso de formación de la estructura de dominios a bandas al ir cambiando el valor de  $q = \frac{K_u}{K_d}$ . Se comienza por un monodominio (a), a partir del cual se generan las bandas (b y c). Por último, se muestra una configuración de dominios de cierre en la propia banda (d).<sup>10</sup>

Además, para minimizar la  $E_{demag}$  los momentos magnéticos rotan de forma que se generen el número mínimo de cargas magnéticas sobre la superficie. El movimiento y recolocación de los momentos, provoca que el material se divida en diferentes dominios con orientación opuesta, como se muestra en la figura 1.4. De esta manera, las cargas magnéticas formadas por un cierto dominio cancelarán las cargas de los dominios adyacentes.

Entre cada uno de los dominios magnéticos dentro del material, es decir, entre las regiones de discontinuidad de la imanación, se forman las denominadas paredes de dominio.

## 1.6. Paredes de dominio

Durante la primera mitad del siglo XX, se realizaron un gran número de experimentos para intentar comprender los procesos de inversión de la imanación en sistemas con dominios a bandas.<sup>3</sup> Las hipótesis sobre la existencia de un borde o pared entre los dominios con imanación opuesta, fueron las que llevaron a Bloch a analizar teóricamente la transición entre dominios. Bloch concluyó que estas paredes deben tener un ancho de unas cien veces la constante de red del material, debido a la interacción de intercambio de Heisenberg, que se opone a las transiciones abruptas. Una transición abrupta conllevaría un aumento de la energía de canje, y como se quiere encontrar el mínimo de la energía total, se generan paredes de un determinado ancho para disminuir el efecto de la energía de canje. Actualmente, las paredes de dominio se definen como las superficies de contacto entre regiones en las que la imanación tiene diferentes direcciones, es decir, separan a los distintos dominios magnéticos. Sus propiedades están ligadas a los parámetros magnéticos intrínsecos del material ( $A$ ,  $K_u$  y  $M_s$ ), ya que la minimización de



la energía de canje provoca que las paredes sean anchas, pero la anisotropía favorece que sean más delgadas para que la imanación se alinee con los ejes fáciles.

Se pueden clasificar las paredes según el ángulo de rotación de la imanación. Inicialmente, solo se propuso la existencia de paredes de  $90^\circ$ , en las cuales la imanación rota  $90^\circ$  de un dominio a otro. Que la imanación solo pudiera rotar  $90^\circ$  entre los dominios impedía explicar los valores de permeabilidad observados experimentalmente, por lo que se planteó y más tarde comprobó, la existencia de paredes de  $180^\circ$ . Estas paredes son compatibles con la anisotropía. La rotación de la imanación  $180^\circ$  es la que se observa entre las bandas de la configuración de dominios a bandas. Además, existen paredes en las que la imanación gira  $360^\circ$  o  $720^\circ$ , y por ejemplo en sistemas helicoidales, las paredes pueden ser de  $360^\circ \cdot n$ , con  $n$  el número de vueltas que da la imanación.

En este trabajo, se diferencian dos tipos de paredes que dependerán de la geometría y de las propiedades intrínsecas del sistema magnético: paredes de Bloch y paredes de Néel.

### 1.6.1. Paredes de Bloch

El primer tipo de paredes descubiertas fueron las paredes de Bloch, que se caracterizan por la rotación de la imanación en un plano perpendicular al plano que contiene la imanación en sus dominios adyacentes (figura 1.5).

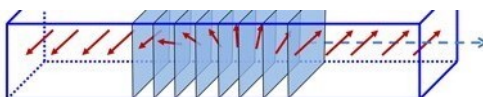


Figura 1.5: Esquema de la rotación de la imanación en una pared de Bloch.<sup>12</sup>

Una de las características principales, y de mayor importancia de las paredes, es su anchura, ya que según sea mayor o menor, se verá favorecido el término de energía de canje o el de anisotropía. La suma de estos dos términos de energía domina, en las paredes de Bloch, frente al efecto de la energía desimanadora, ya que al rotar la imanación en un plano perpendicular a la dirección de inversión no se generan polos a lo largo del espesor. La anchura de las paredes de Bloch se obtiene a partir de las constante de anisotropía y de la rigidez de canje (expresión (1.13)). Aunque existen varios criterios para definir la anchura de una pared, este es uno de los más usados, y en el se considera como anchura de la pared el tamaño de la región sobre la que giraría la imanación, si la tasa de variación en el centro de la pared se mantuviese a lo largo de toda ella. Siendo la tasa de variación, cuanto gira la imanación respecto de la posición de la pared.<sup>10</sup>

$$\delta_{DW} = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (1.13)$$

En la figura 1.6a, se muestra como giran los momentos magnéticos en el interior de una pared de Bloch, comprobando que en este caso se produce un giro de  $180^\circ$  de la imanación rotando en un plano perpendicular al plano que contiene la imanación de los dominios que forman la pared. Por otro lado en la figura 1.6b, se presenta una gráfica en la que se comprueba que la mayoría de la rotación se produce en el interior de la pared, siendo  $\delta_{DW}$  la anchura de la misma.

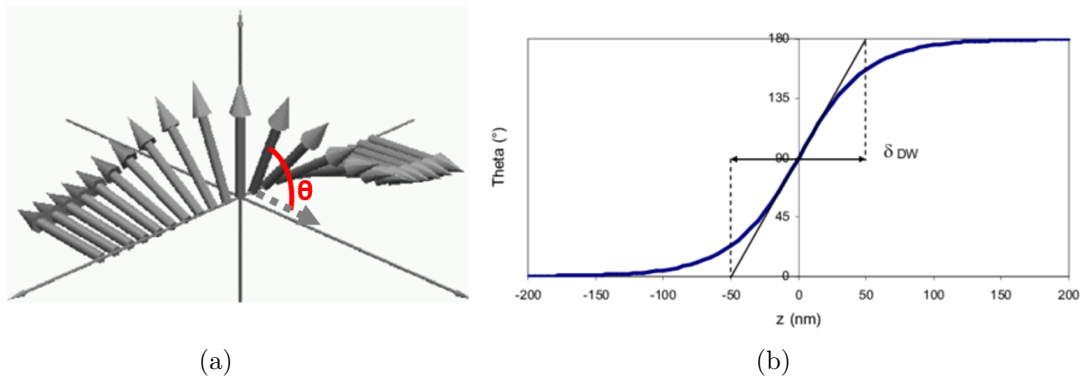


Figura 1.6: Rotación de la imanación en una pared de Bloch (a) y variación de la orientación de la imanación en función de la anchura de la pared (b).<sup>13</sup>

Como se ha indicado anteriormente, en las paredes de Bloch no se generan polos en su interior. En cambio, si se generan polos magnéticos en las superficies de la muestra debido a la colocación de la imanación en el interior de la pared (figura 1.7a). Si se trabaja con láminas de gran espesor en las que estas superficies se encuentran muy separadas, la existencia de cargas magnetostáticas en las mismas no sería un problema, ya que la separación entre ellas minimiza la interacción. Si por el contrario, se estudian láminas delgadas como en este trabajo, la creación de polos en las superficies de la muestra es desfavorable, ya que en comparación con el espesor, las superficies son mucho mayores. Además, en sistemas de lámina delgada el término desimanador se minimiza si la imanación se coloca en el plano. Por ello, en sistemas delgados y con baja anisotropía, son características las denominadas paredes de Néel. En la figura 1.7b, se muestra como para láminas lo suficientemente delgadas, es más favorable la creación de una pared de Néel, ya que la energía por unidad de área es menor.

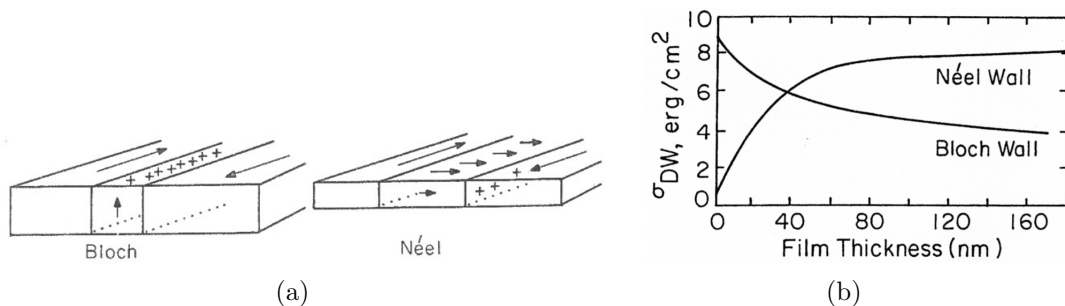


Figura 1.7: Generación de cargas en paredes de Bloch y Néel (a) y energía por unidad de área en ambas paredes en función del espesor de la lámina (b).<sup>13</sup>

### 1.6.2. Paredes de Néel

Las paredes de Néel se caracterizan porque la imanación rota en un plano que contiene a la línea de inversión de la imanación (figura 1.8). La línea de inversión de la imanación es perpendicular a la pared, y el plano de rotación debe ser paralelo a la línea de inversión y a las imanaciones. Las paredes de Néel tienen quiralidad, es decir, se puede definir el sentido de rotación de la imanación en el plano. Aunque, para las muestras que se ha estudiado, es igualmente probable obtener una quiralidad u otra, por lo que esta característica no será de especial importancia.

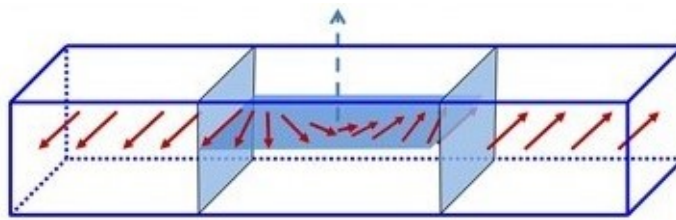


Figura 1.8: Rotación de la imanación en una pared de Néel.<sup>12</sup>

La principal diferencia con las paredes de Bloch, es que las de Néel son paredes que llevan cargas magnetostáticas asociadas. Néel, demostró que al tener en cuenta el término desimanador se modifica la distribución de la imanación en la pared, ya que este término es menor si la imanación rota en un mismo plano, evitando la formación de cargas en las superficies de la muestra. En la figura 1.7a, se muestra como para las paredes de Néel la generación de cargas se produce en la propia pared, en el interior de la muestra, y no en las superficies. Las paredes de Néel son las características de las láminas delgadas, ya que en ellas la generación local de carga es preferible a la creación de polos en las superficies de la muestra.

## Capítulo 2

# Texturas magnéticas

En esta segunda sección se introducirán los conceptos de texturas magnéticas y carga topológica. En una muestra magnética formada por una estructura de dominios a bandas, generalmente las bandas no son uniformes a lo largo de toda la muestra. Se debe a que se puede entender una red de bandas como un cristal magnético bidimensional, por lo que como todo cristal, es susceptible de tener defectos en su estructura. Los defectos se producen por variaciones en la configuración de los momentos magnéticos. Una vez visto, en la sección anterior, cuales son las estructuras principales de las láminas delgadas, se procede a un estudio más detallado de las texturas magnéticas localizadas que se generan tanto en el interior como en la superficie de los materiales magnéticos.

Actualmente se conocen distintos tipos de texturas magnéticas, pero la búsqueda de nuevas estructuras continúa siendo esencial en el ámbito de la física experimental.<sup>14,15</sup> El interés en analizar y comprender la formación y estructura de estas texturas, se debe al descubrimiento de los llamados skyrmiones estables, encontrados en láminas ferromagnéticas con imanación perpendicular al plano. Son de especial interés en el ámbito de la espintrónica, ya que la búsqueda de nuevas tecnologías que permitan la codificación de bits de datos y proporcionen nuevas formas de transporte de la información son temas de gran importancia actualmente.<sup>1</sup>

### 2.1. Configuración micromagnética en láminas delgadas

A lo largo de este trabajo se han analizado varias muestras de láminas delgadas con diversas configuraciones, con el objetivo de estudiar sus texturas magnéticas. A partir de simulaciones micromagnéticas realizadas previamente,<sup>2</sup> se ha analizado la configuración de los momentos magnéticos de un tipo de multicapas, y con ello la estructura de dominios y sus posibles defectos. En las simulaciones, para generar multicapas se deben introducir la rigidez de canje ( $A$ ), la constante de anisotropía ( $K_u$ ) y la imanación de saturación ( $M_s$ ) características de

cada material, así como el espesor que tendrá cada capa. La estructura de las láminas de la simulación es la mostrada en la figura 2.1, donde la capa central de NdCo está recubierta por una capa de GdCo y por una capa de permalloy, una aleación de níquel y hierro. La aleación de neodimio-cobalto presenta una anisotropía orientada fuera del plano, mientras que las capas inferior y superior (GdCo y permalloy), se caracterizan por presentar anisotropía en el plano de la muestra. Los valores introducidos en la simulación, y que caracterizan a estos materiales, son los que se muestran en la tabla 2.1.

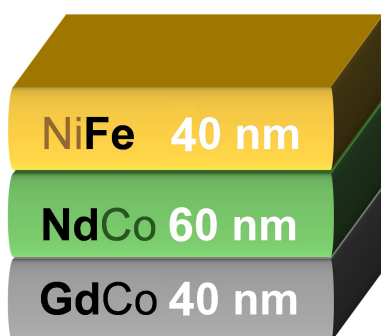


Figura 2.1: Estructura que poseen las multicapas de las simulaciones micromagnéticas.

	NdCo <sub>5</sub>	NiFe	GdCo
$M_s$ ( $10^3 \frac{kA}{m}$ )	751	846	619
$A$ ( $10^{-12} \frac{J}{m}$ )	7	12	7
$K_u$ ( $\frac{kJ}{m^3}$ )	140	11	4,46

Tabla 2.1: Constantes características que describen cada material en las simulaciones.

Con ayuda del programa de visualización *Paraview*, se han obtenido diversas imágenes de la configuración de los momentos magnéticos en la multicapa, que se irán mostrando de ahora en adelante. Las primeras texturas magnéticas observadas han sido los dominios magnéticos a bandas, presentados en las imágenes de la figura 2.2. En la figura 2.2a, se muestra la multicapa vista desde arriba, observando una estructura a bandas de dos colores. Los colores dependen de la dirección de la imanación, de forma que el rojo señala zonas en las que la imanación se encuentra perpendicular al plano y saliente (sentido positivo del eje Z). Mientras que en las bandas azules, la imanación es perpendicular al plano pero entrante (sentido negativo del eje Z). La figura 2.2b, se obtiene tras realizar un corte transversal a lo largo de la línea señalada en la imagen 2.2a. En ella, se observa claramente la variación en el sentido de la imanación de una banda a otra, permitiendo diferenciar los dominios magnéticos e identificar una estructura de dominios a bandas. Además, se observa que las bandas no son uniformes a lo largo de toda la muestra, dando lugar a bifurcaciones producidas por variaciones en la configuración de los momentos magnéticos.

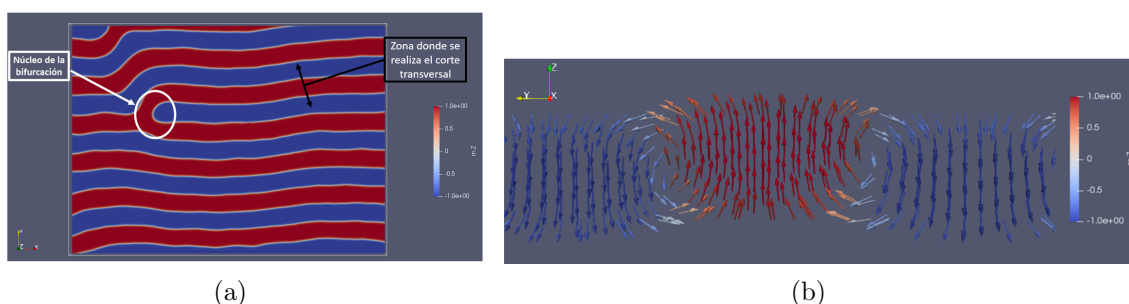


Figura 2.2: Configuración de dominios a bandas vista desde arriba (a) o tras realizar un corte transversal en la zona señalada para observar el sentido de la imanación en cada banda (b).

## 2.2. Defectos topológicos

Un caso particular de texturas magnéticas son los defectos topológicos, que se caracterizan por ser configuraciones particulares localizadas de los momentos magnéticos. Los defectos topológicos se consideran singularidades en la configuración de la imanación. Una singularidad es un sistema magnético topológicamente no trivial, definido como una estructura de momentos magnéticos que no se puede deformar a una configuración de imanación uniforme mediante transformaciones continuas, por lo que son estructuras estables. Por esta razón la topología es importante, ya que permite que configuraciones de imanación específicas sean más estables que otras frente a excitaciones y efectos externos, lo que se conoce como protección topológica.

Un ejemplo de la diferencia entre un sistema magnético topológicamente trivial y uno no trivial, se muestra en la figura 2.3. La configuración de momentos dada en la imagen 2.3b, sí puede pasar a ser un estado uniformemente imanado debido a la dirección de circulación de la imanación, y la colocación de los momentos que separan los semicírculos de imanación (señalados en rojo en la figura). En cambio, la textura mostrada en la figura 2.3a no permite esta transformación continua.<sup>16</sup> Se denomina skyrmion, y se corresponde junto con los vórtices y los puntos de Bloch, con uno de los defectos topológicos más conocidos.

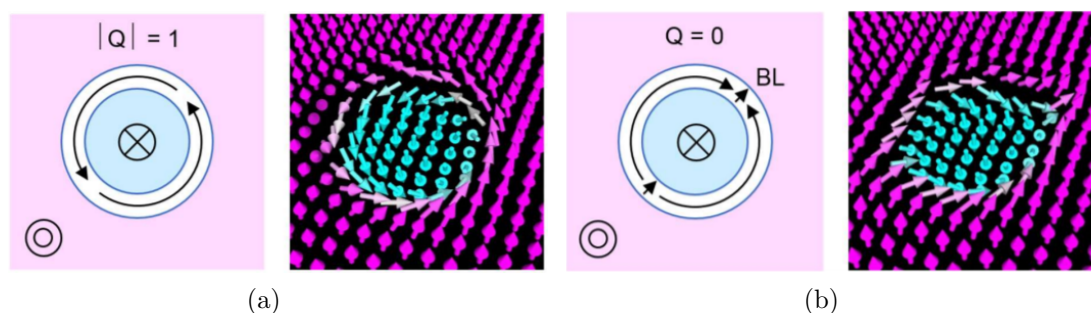


Figura 2.3: Esquema y configuración de la imanación en un sistema topológicamente no trivial (a) y uno trivial (b).<sup>16</sup>

- Vórtices

Los vórtices son defectos topológicos en dos dimensiones, es decir, son defectos inicialmente asociados a configuraciones de imanación confinadas al plano. Este tipo de singularidades se caracteriza por la circulación de la imanación entorno a un punto, el centro, y se utiliza el *winding number* (expresión (2.1)) para caracterizarlos.

$$n = -\frac{1}{2\pi} \int_{\delta\Omega} \nabla\phi \cdot \tau \, dr \quad (2.1)$$

En ellos, la orientación de la imanación rota un ángulo de  $2\pi$  radianes, por lo que el *winding number* podrá ser 1 o -1, según como se realiza el giro. Debido a esto, se diferencia entre vórtice o antivórtice. En las imágenes de la figura 2.4, obtenidas a partir del análisis de las simulaciones micromagnéticas, se muestran las configuraciones de la imanación en un vórtice y un antivórtice. Además, también se muestra un esquema simplificado con las características principales de la circulación de la imanación en cada caso.

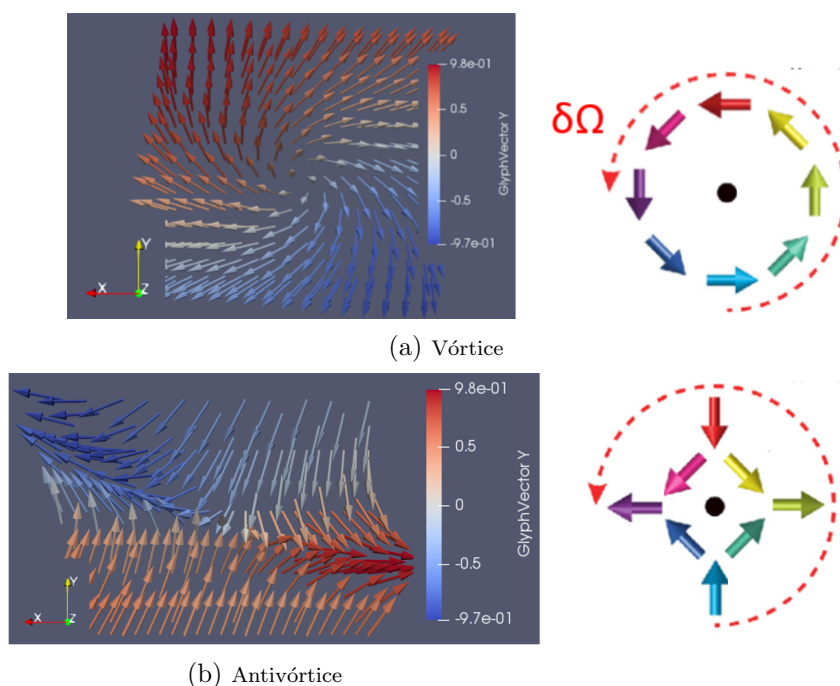


Figura 2.4: Representación de la disposición de los momentos magnéticos en un vórtice (a) y un antivórtice (b). Así como un esquema de la circulación de la imanación en cada caso.

Este tipo de singularidades se caracteriza por tener la mayoría de su imanación contenida en un mismo plano (figura 2.5). El único punto en el que la imanación se sale del plano es en el centro del vórtice o antivórtice, donde el momento magnético es perpendicular al plano de la singularidad. La existencia de este núcleo, en el que la imanación sale del plano, se debe a la imposición de la continuidad en la teoría micromagnética. Es una propiedad característica de los vórtices magnéticos, que hace que tengan diversas aplicaciones interesantes, una de las cuales es el almacenamiento de información.



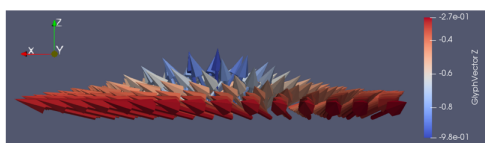


Figura 2.5: Representación de la configuración de los momentos magnéticos en un vórtice. Se muestra esta singularidad desde un ángulo que permite comprobar que se encuentra contenida en un plano, y solo en su centro los momentos salen del plano.

#### ■ Merones

Un tipo de defectos topológicos bidimensionales son los merones. Inicialmente se describieron como la mitad de un skyrmion, con la mayoría de la imanación contenida en un plano, al tratarse de singularidades bidimensionales. Los vórtices son un tipo particular de merones, pero se describen a parte ya que se han estudiado más extensamente. Otro ejemplo de meron, es un giro de la imanación de  $180^\circ$  con una determinada quiralidad y donde, además, se produce un cambio en la polaridad. El cambio en la polaridad supone que en el centro, donde la imanación se sitúa perpendicular al plano, se produce un cambio de sentido en la imanación. Los merones aparecen en las bifurcaciones de los sistemas de dominios a bandas, y en el centro de la lámina. Con diversas simulaciones micromagnéticas se ha confirmado que juegan un papel importante en el proceso de inversión de la imanación en el plano de configuraciones de dominios a bandas.<sup>17</sup>

Dependiendo de la configuración de la imanación, también se puede diferenciar entre merones y antimerones. En la figura 2.6 se muestra un ejemplo de cada uno de estos defectos, siendo la imagen de la figura (b) una de las imágenes obtenidas a partir del análisis de las simulaciones micromagnéticas. Cabe destacar que los merones, o equivalentemente los antimerones, suelen encontrarse en el núcleo de las bifurcaciones.<sup>17</sup>

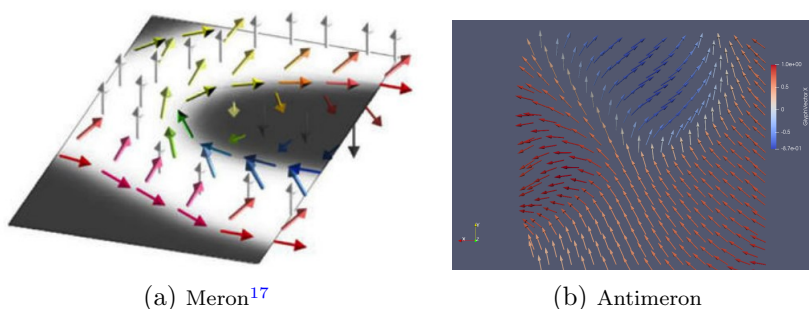


Figura 2.6: Representación de la disposición de los momentos magnéticos en un meron y un antimeron.



- Skyrmiones

Los skyrmiones son texturas magnéticas de tamaño nanométrico y que se caracterizan por tener un tiempo de vida largo y estabilidad debido a la protección topológica. Son por tanto estructuras magnéticamente estables, y que se presentan en diversas configuraciones, algunas de las cuales se muestran en la figura 2.7. Además su estructura no coplanar, hace que sea posible utilizarlos como portadores de información en sistemas de almacenamiento magnéticos, y también se está investigando su aplicación para dispositivos de procesamiento de información. Más concretamente, uno de los usos para los cuales son candidatos son las técnicas de almacenamiento magnético de alta densidad.<sup>18</sup> Los skyrmiones tienen una gran variedad de propiedades, y todas ellas se pueden comprender desde el punto de vista del electromagnetismo emergente, que se introducirá en el siguiente apartado.

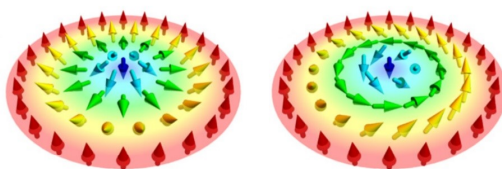


Figura 2.7: Diversas configuraciones de un skyrmion.<sup>19</sup>

- Puntos de Bloch

Uno de los defectos topológicos más estudiados son los puntos de Bloch, cuya existencia fue inicialmente propuesta por Feldtkeller y Döring en 1965.<sup>20</sup> Un punto de Bloch es una singularidad en la cual la imanación local se hace cero, y tienen forma de defectos puntuales. Actualmente, el proceso de nucleación de los puntos de Bloch no es totalmente conocido, lo que afecta a la comprensión de su naturaleza y comportamiento dinámico.<sup>20</sup>

Existen diversas configuraciones en las que se puede presentar un punto de Bloch, siempre que la imanación cubra todas las direcciones de una esfera unidad. En la figura 2.8, se muestran algunas de las posibles distribuciones de la imanación en estos defectos, y se puede comprobar que la imanación va en todas las direcciones, de forma que la suma de todas las componentes provoca que la imanación local sea cero.

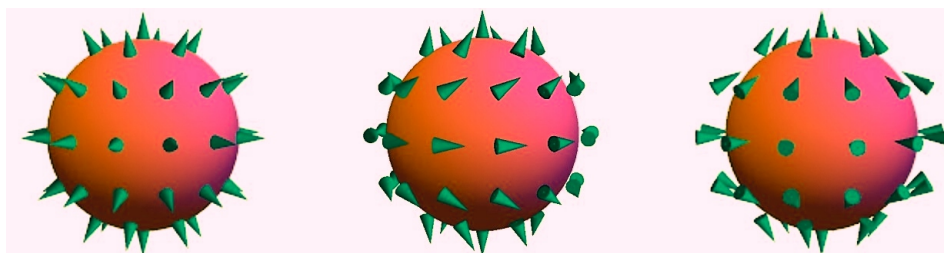


Figura 2.8: Posibles configuraciones de un punto de Bloch.<sup>21</sup>

Las imágenes de la figura anterior representan un esquema de lo que se esperaría, y de como es un punto de Bloch desde el punto de vista teórico. Por otro lado, la figura 2.9, muestra las imágenes obtenidas de este tipo de singularidades a partir de las simulaciones micromagnéticas. La imanación sigue cubriendo todas las direcciones de la esfera unidad, pero la observación de estos defectos no es trivial. Por ello, en los siguientes apartados de este trabajo se introducirá un nuevo método de análisis de las multicapas magnéticas y de sus texturas, utilizando los conceptos de carga topológica y campo magnético emergente.

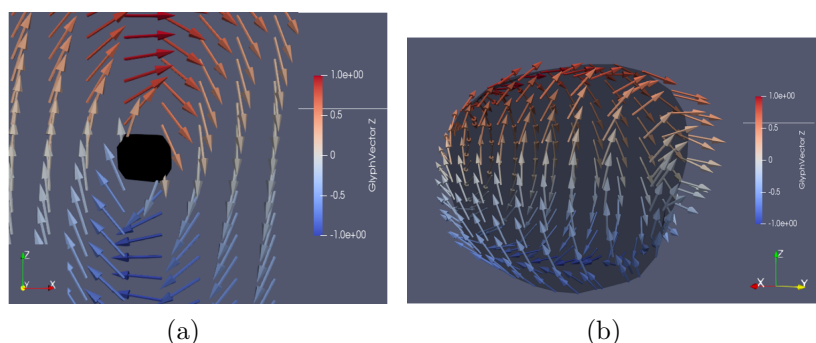


Figura 2.9: Configuraciones de un punto de Bloch. La figura (a) muestra una imagen tras haber realizado un corte en el plano XY, mientras que en la figura (b) se muestra la representación en 3D.

### 2.3. Campo emergente y carga topológica

Los defectos topológicos están caracterizados por un parámetro denominado carga topológica, la cual está relacionada con un campo magnético emergente que tienen asociado todas las singularidades. El desarrollo teórico del campo magnético emergente se obtuvo a partir del descubrimiento de la fase de Berry, introducida por Pancharatnam en 1956, pero que no fue importante en el ámbito de la física del estado sólido hasta 1984, cuando Michael Berry la describió como una característica de los sistemas cuánticos. Berry descubrió que el factor de fase adquirido por una función de onda de un sistema cuántico cuando se varía su Hamiltoniano, no es solamente una fase dinámica, sino que se adquiere otra fase de origen puramente geométrico, la llamada fase de Berry.

La fase de Berry es un fenómeno en el que los parámetros de un sistema físico se alteran continuamente, pero en el que al final, algunos de ellos vuelven a sus valores iniciales. También se denomina fase geométrica, y está relacionada con el efecto Aharonov-Bohm. Es relevante en sistemas cuánticos regidos por la electrodinámica cuántica, como la propagación de luz polarizada e incluso en sistemas plenamente clásicos como el péndulo de Foucault. A continuación se introducirán las ideas principales de Berry, explicando como se llega a la fase geométrica en sistemas cuánticos.

Comenzamos considerando un sistema cuántico descrito por un Hamiltoniano independiente del tiempo. Si no se tiene en cuenta ninguna perturbación externa, el sistema se mantendrá en el

mismo estado de energía, pero la fase de la función de onda del sistema oscilará periódicamente. Suponiendo ahora que en un intervalo de tiempo algunos de los parámetros del sistema varíen, es decir, dependan del tiempo, el sistema pasará a ser descrito por la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo (expresión (2.2)). La variación de los parámetros con el tiempo debe ser lo suficientemente lenta para que no sea posible la transición entre dos estados con distintas energías, lo que se cumple para procesos adiabáticos.<sup>22,23</sup>

$$H\Psi = E_n(t)\Psi = i\hbar\partial_t\Psi \quad (2.2)$$

Al variar los parámetros con respecto al tiempo, la fase de la función de onda ya no dependerá únicamente de la llamada fase dinámica, como ocurre en el caso de la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo, donde la fase es proporcional a la energía. Se debe añadir una fase que depende solo del camino descrito por los parámetros al variar con el tiempo, siendo este factor extra de la forma  $e^{i\gamma(t)}$ . Esta fase tiene en cuenta el efecto de la teoría de campo de gauge, según la cual se puede establecer una fase distinta a la función de onda en cada punto. La teoría de campo de gauge se basa en el uso de transformaciones de gauge, que son transformaciones de algún grado de libertad interno sin que se modifiquen las propiedades físicas observables. La función de onda del sistema tendrá por tanto la forma mostrada en la expresión (2.3).

$$\Psi(t) = e^{i\gamma(t)} e^{-\frac{i}{\hbar} \int E_n(t) dt} \psi_n(t) \quad (2.3)$$

Si se introduce en la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo, se obtiene una expresión para la fase geométrica conocida como fase de Berry,  $\gamma$ :<sup>23</sup>

$$\gamma = i \oint \langle \psi_n | \nabla_{\mathbf{R}} | \psi_n \rangle \cdot d\mathbf{R} \quad (2.4)$$

Redefiniendo la expresión de la fase de Berry, se puede establecer una conexión con el electromagnetismo. Para ello, se define un potencial magnético vector efectivo (expresión (2.5)), de forma que la fase de Berry sea la integral de este potencial vector.<sup>23</sup>

$$\mathbf{A}_e = i \langle \psi | \nabla_{\mathbf{R}} | \psi \rangle \quad (2.5)$$

Los parámetros que varían en el tiempo se han agrupado dentro del vector  $\mathbf{R}$ , y por tanto  $\nabla_{\mathbf{R}}$  es el gradiente sobre el espacio de los parámetros. Si por ejemplo se toma como espacio de parámetros la superficie de una esfera, el vector  $\mathbf{R}$  representaría los ángulos que definen a la esfera. Finalmente, utilizando el teorema de Stokes, se escribe la fase de Berry en función de un campo magnético emergente,  $\mathbf{B}_e$ .<sup>23</sup>

$$\gamma = \oint \mathbf{A}_e \cdot d\mathbf{R} = \int_S \nabla_{\mathbf{R}} \times \mathbf{A}_{eff} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{B}_e \cdot d\mathbf{S} \quad (2.6)$$

El campo magnético emergente es una cantidad invariante bajo transformaciones de gauge y que se corresponde con el rotacional del potencial vector efectivo, tal y como se puede ver en

la expresión (2.6). Para el estudio de las texturas magnéticas,  $\mathbf{B}_e$  se debe expresar en términos de los momentos magnéticos, es decir, en términos de un vector unitario correspondiente al momento magnético  $\mathbf{m}$ , que va en la dirección de la imanación. Para ello, se tiene en cuenta que el hamiltoniano específico del magnetismo es el mostrado en la expresión (2.7), es decir, el hamiltoniano de un electrón que se mueve en un sólido.

$$\mathcal{H} = \frac{p^2}{2m} - J \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m} \quad (2.7)$$

Se estudiarán por tanto las variaciones de  $\mathbf{m}$ , estableciéndose que el campo magnético emergente, también llamado curvatura de Berry es:<sup>2</sup>

$$\mathbf{B}_e = \frac{\hbar}{2} \epsilon_{ijk} \cdot \mathbf{m} \cdot (\partial_j \mathbf{m} \times \partial_k \mathbf{m}) \quad (2.8)$$

Donde  $\epsilon_{ijk}$  es el tensor antisimétrico Levi-Civita y los índices i,j,k se refieren a los ejes de coordenadas x,y,z.

Por último, se define la carga topológica como el flujo a través de una superficie que rodee a la textura magnética que se quiere estudiar. El flujo es debido al campo magnético emergente alrededor de la singularidad. Aplicando entonces el teorema de Gauss se obtiene la expresión para la carga topológica:<sup>2,21</sup>

$$Q = \frac{1}{4\pi} \oint \mathbf{B}_e \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{8\pi} \int \epsilon_{i,j,k} \mathbf{m} \cdot (\partial_j \mathbf{m} \times \partial_k \mathbf{m}) dS_i \quad (2.9)$$

La integral se debe extender a una superficie cerrada que contenga a la singularidad. Las cargas topológicas tienen similitudes con las cargas eléctricas, ya que una carga eléctrica puntual genera un campo eléctrico cuya divergencia es distinta de cero solo donde está colocada la carga. Lo mismo ocurre con el campo magnético emergente generado por una carga topológica. En ambos casos se pueden obtener las magnitudes de la carga calculando el flujo a través de una superficie que contenga a las cargas.

Como se ha introducido en el apartado anterior, un ejemplo de defecto topológico en tres dimensiones es un punto de Bloch. Si consideramos el caso más simple de un punto de Bloch, en el que toda la imanación sale de la esfera (primera configuración de la figura 2.8), se puede obtener el valor de la carga topológica de este tipo de singularidades. Para esta configuración de un punto de Bloch la imanación a su alrededor tiene una distribución con simetría esférica, y se puede expresar como se muestra en la ecuación (2.10).<sup>21</sup>

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \pm \frac{M_S \mathbf{r}}{r} \quad (2.10)$$

La carga topológica depende del vector unitario de la imanación,  $\mathbf{m}$ :

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{M_S} = \pm \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (2.11)$$

Debido a que la distribución de un punto de Bloch se asemeja a una esfera, se realiza el cálculo de su carga topológica en coordenadas esféricas, es decir, la superficie que contiene a la singularidad será esférica. Aún así, también es posible obtener la carga alrededor de esta singularidad conteniéndola en un cubo y calculando la carga sobre cada una de las seis superficies del mismo. Escribiendo el vector unitario de la imanación en coordenadas esféricas (expresión (2.12)), se obtiene la carga topológica de un punto de Bloch aplicando la expresión (2.9).

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \pm(\text{sen}\theta\text{cos}\phi\hat{u}_r + \text{sen}\theta\text{sen}\phi\hat{u}_\phi + \text{cos}\theta\hat{u}_\theta) \quad (2.12)$$

La única contribución a la integral distinta de cero, se obtiene tomando  $i = r$  y  $j, k = \theta, \phi$ . La carga topológica será por tanto:

$$Q = \pm \frac{1}{8\pi} \int dS_r \cdot [\epsilon_{r\phi\theta} \mathbf{m} \cdot (\partial_\phi \mathbf{m} \times \partial_\theta \mathbf{m}) + \epsilon_{r\theta\phi} \mathbf{m} \cdot (\partial_\theta \mathbf{m} \times \partial_\phi \mathbf{m})] \quad (2.13)$$

Calculando ambos productos vectoriales se obtiene que:

$$\partial_\theta \mathbf{m} \times \partial_\phi \mathbf{m} = -\partial_\phi \mathbf{m} \times \partial_\theta \mathbf{m}$$

De forma que la expresión de la carga topológica pasa depender de un único producto vectorial, como se muestra en la expresión (2.14).

$$Q = \pm \frac{1}{4\pi} \int d\theta \int d\phi \cdot \mathbf{m} \cdot (\partial_\phi \mathbf{m} \times \partial_\theta \mathbf{m}) \quad (2.14)$$

Finalmente, sabiendo que  $\phi \in [0, 2\pi]$  y  $\theta \in [\pi, 0]$ , se obtiene que la carga topológica esperada para un punto de Bloch es  $Q = \pm 1$ .

$$Q = \pm \frac{1}{4\pi} \int_\pi^0 d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \cdot (-\text{sen}\theta) = \mp \frac{1}{2} \int_\pi^0 \text{sen}\theta d\theta = \pm 1 \quad (2.15)$$

A partir de las simulaciones micromagnéticas y de las expresiones del campo magnético emergente (2.8) y la carga topológica (2.9), se ha podido observar un punto de Bloch y el campo magnético emergente a su alrededor.<sup>24</sup> Para identificar los puntos de Bloch u otras singularidades, se realiza un análisis de la densidad de carga topológica en la muestra, señalando aquellas zonas donde la divergencia sea mayor. De esta forma, y tal y como se muestra en la figura 2.10, se ha observado un punto de Bloch, que está representado como una esfera negra. Además, se ha calculado el campo magnético emergente a su alrededor, ya que este ayuda a entender los defectos topológicos. Esta representación, permite también analizar la relación del campo con la carga topológica. En la figura 2.10a se muestra el campo emergente tras

realizar un corte sobre el plano XZ, representado con flechas hacia fuera. La figura 2.10b es más completa al ser una representación en 3D, pero en ambos casos se observa claramente como alrededor del punto de Bloch,  $\mathbf{B}_e$  emerge de la singularidad. Dicho de otra manera, el punto de Bloch actúa como una fuente de campo magnético emergente.

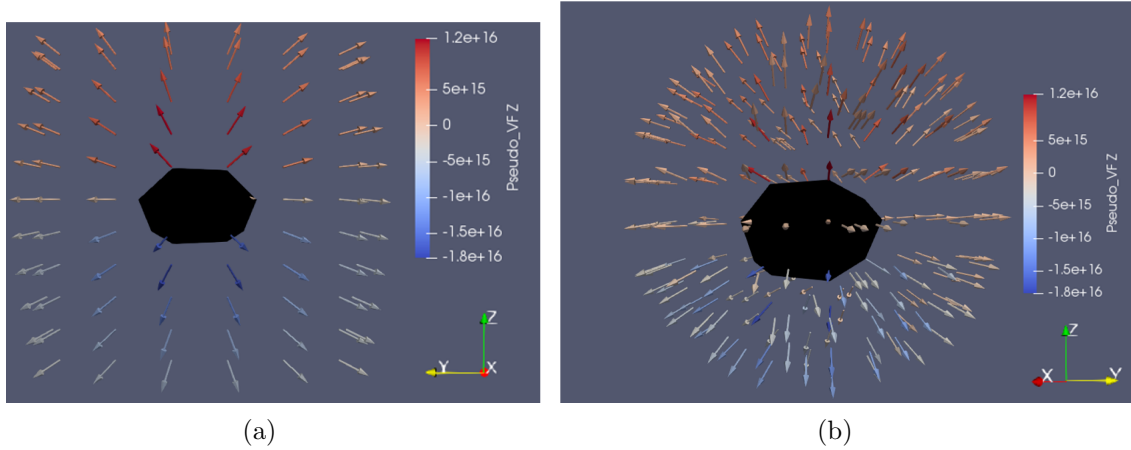


Figura 2.10: Campo emergente y densidad de carga topológica en un punto de Bloch.

El hecho de que las líneas de  $\mathbf{B}_e$  emerjan del punto de Bloch, está relacionado con el valor de la carga topológica del mismo. Para obtener la carga topológica alrededor de la singularidad en las simulaciones, se utiliza un enfoque volumétrico en el que la carga total es la suma de la carga en las seis caras de un cubo que contiene al punto de Bloch. Esto se debe a que el punto de Bloch no está contenido en una superficie, como ocurre por ejemplo en los vórtices. En nuestras simulaciones, se ha encontrado la singularidad hacia la mitad de la muestra, y seleccionando un cubo que la contenga completamente, la carga topológica es  $Q = 1,07$ . Es decir, el punto de Bloch actúa como una fuente de  $\mathbf{B}_e$  debido a que su carga topológica es positiva. Es de esperar que el  $\mathbf{B}_e$  generado se dirija a algún sitio, y se comprobará más adelante que el campo es absorbido por los vórtices, que actuarán de sumideros.

Para llegar a alguna conclusión completa sobre la relación de la carga con el campo emergente, primero es necesario introducir un nuevo enfoque para analizar las texturas magnéticas en dos dimensiones. Si se utiliza con las texturas en 2D el mismo método que el aplicado para el punto de Bloch, la carga volumétrica que se obtiene es casi cero. Concretamente, escogiendo zonas que contengan un vórtice y un antivórtice, se ha encontrado para nuestra muestra que la carga topológica volumétrica alrededor de un vórtice es  $Q = -0.03$ , y para un antivórtice es  $Q = -0.02$ . Por tanto, la carga topológica no proporciona un análisis completo de las texturas magnéticas en dos dimensiones, y se debe definir la carga skyrmionica,  $Q_z$ .

## 2.4. Carga skyrmionica

La carga skyrmionica es una simplificación de la carga topológica ( $Q$ ) para los casos bidimensionales. Algunas de las singularidades magnéticas más estudiadas son los skyrmiones, los merones y los vórtices, todas estructuras bidimensionales. Para obtener la carga skyrmionica de cada una, se escogerán superficies paralelas al plano XY, debido a que la definición de los ejes fija el eje z en la dirección del espesor de la muestra. La imanación de estas singularidades está por tanto contenida en el plano XY, de forma que  $\partial_z \mathbf{m} = 0$ . Debido a esto la carga topológica volumétrica dada en (2.9) y que se utiliza para analizar defectos topológicos tridimensionales, se simplifica a la expresión dada en (2.16) y que define la carga skyrmionica,  $Q_z$ .

$$Q_z = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}) dS_z \quad (2.16)$$

Basándose en las simulaciones micromagnéticas de la tricapa de NiFe, NdCo<sub>5</sub> y GdCo, se ha obtenido la carga skyrmionica en dos regiones diferentes pero ambas contenidas en la superficie inferior de la capa de GdCo, la primera contiene al vórtice y la segunda al antivórtice. Teóricamente, estos defectos topológicos deberían tener una  $Q_z = \pm 0,5$ , pero los resultados obtenidos difieren ligeramente. Para el vórtice se encuentra una carga skyrmionica de  $-0,37$ , mientras que para el antivórtice el valor se acerca más a lo esperado, siendo  $-0,41$ . En ambos casos, este resultado se mantiene igual a medida que se aumenta el área de integración, comprobándose así que la contribución a la carga topológica procede únicamente del defecto topológico. En cambio, si se reduce el área de integración el valor de  $Q_z$  varía, ya que la región escogida ya no contiene totalmente a la singularidad. Por ello, la elección de la región de integración es de gran importancia y afecta directamente a la obtención de resultados coherentes. La figura 2.11 muestra las regiones escogidas en este caso, y la diferencia de carga topológica entre las singularidades (azul) y su alrededor (rojo) se muestra con un cambio de color.

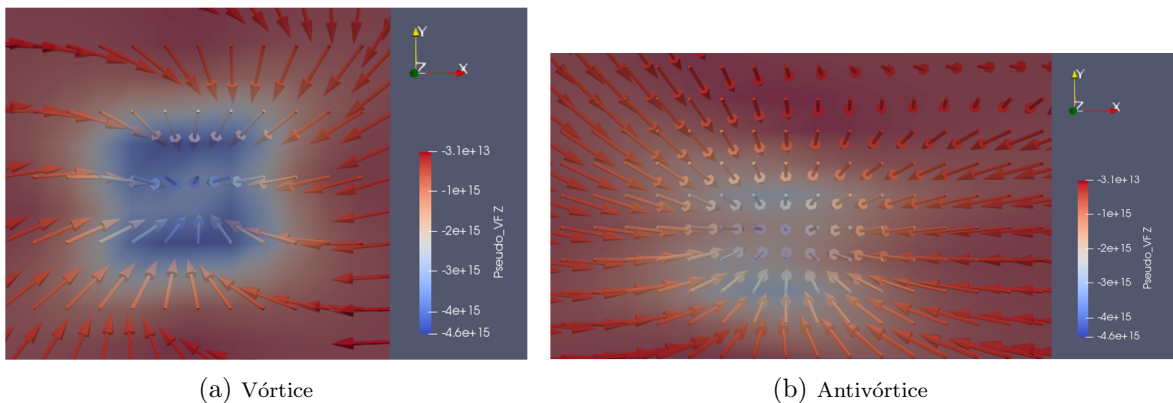


Figura 2.11: Representación del campo emergente y la densidad de carga skyrmionica en dos singularidades.

Además, en la figura anterior también se ha representado el campo emergente con flechas, observándose que está siendo “absorbido” por ambos defectos topológicos.



Tras analizar el comportamiento del campo emergente alrededor de un punto de Bloch (figura 2.10), de un vórtice, y de un antivórtice (figura 2.11), se ha llegado a la conclusión que el punto de Bloch actúa como fuente del campo emergente, mientras que los vórtices actúan como sumideros del mismo. En la figura 2.12 se observa la relación entre el punto de Bloch y un vórtice o un antivórtice, estableciéndose que una gran parte del campo magnético emergente “generado” por el punto de Bloch, que está situado hacia la mitad de la multicapa, es absorbido por el vórtice y el antivórtice, los cuales se sitúan en la capa inferior de GdCo.

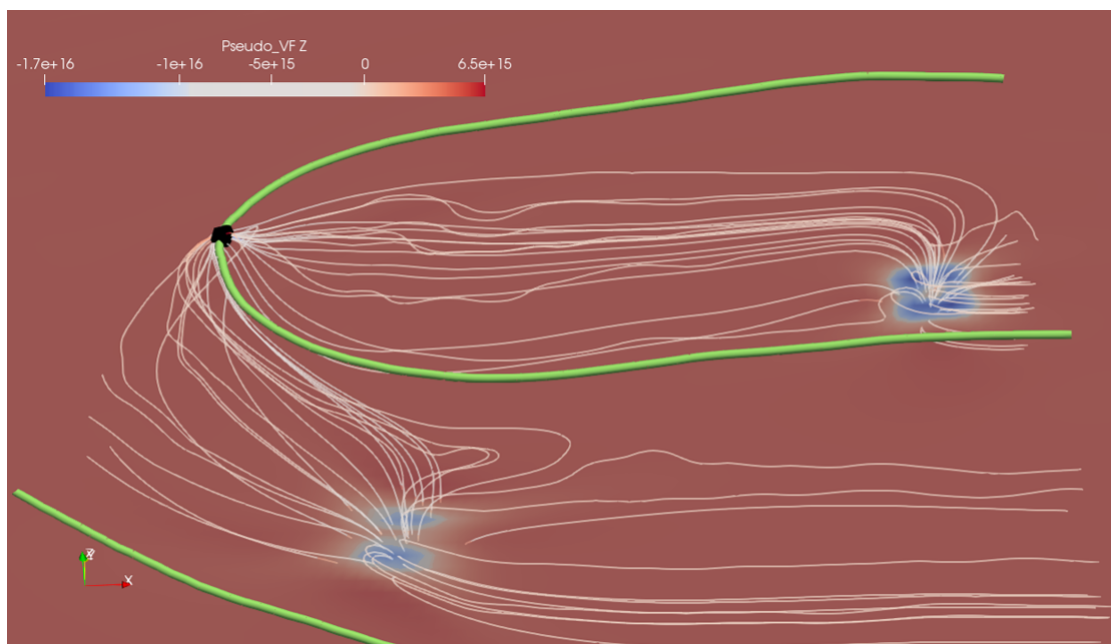


Figura 2.12: Relación entre el campo magnético emergente, el punto de Bloch, el vórtice y el antivórtice. Se ha representado el  $\mathbf{B}_e$  con líneas, observando la conexión entre los vórtices y el BP. Además, se marcan en verde las paredes de Bloch que separan los dominios, mostrando que el  $\mathbf{B}_e$  va por los dominios.

Existe una relación entre el campo magnético emergente y el signo relativo de las cargas topológicas, ya se trate de carga volumétrica ( $Q$ ) o de carga skyrmionica ( $Q_z$ ). Teniendo en cuenta que la carga obtenida en el punto de Bloch es positiva y la obtenida en los vórtices, siguiendo el mismo criterio de signos, es negativa, se establece que la diferencia entre los signos de las cargas se debe a que el campo emerge o es absorbido por las singularidades, relacionando así los defectos topológicos entre ellos.

Las existencia de las singularidades mencionadas anteriormente era esperable ya que el vórtice y el antivórtice se generan en parejas, sin embargo analizando las simulaciones micro-magnéticas se ha encontrado otro defecto en la capa de GdCo. La configuración de momentos magnéticos a su alrededor indica que se trata de un meron, aunque como se indicó en el apartado 2.2, este tipo de singularidades son más difíciles de identificar analizando solamente su configuración de dominios magnéticos. Por ello, para identificar este defecto se ha calculado su carga topológica. La carga topológica volumétrica a su alrededor es  $Q = 0,0012$ , práctica-



mente cero, lo que indica que se trata de una estructura magnética bidimensional, por lo que su correcta descripción se realiza con la carga skyrmionica. Los efectos de esta singularidad se observan en la capa inferior de nuestra muestra, pero para comprender donde se localiza se debe realizar un estudio de la variación de la carga skyrmionica en función de la profundidad a la que se calcula. A continuación, se mostrará un estudio realizado de la carga skyrmionica en función de la profundidad para el vórtice, el antivórtice, el punto de Bloch y el meron. Se comienza calculando la carga skyrmionica en la superficie inferior de nuestra muestra, alrededor de cada defecto, y a medida que la superficie de integración (área en la que se calcula  $Q_z$ ) se va moviendo hacia el interior de la muestra, se observa como la carga skyrmionica varía (figura 2.13).

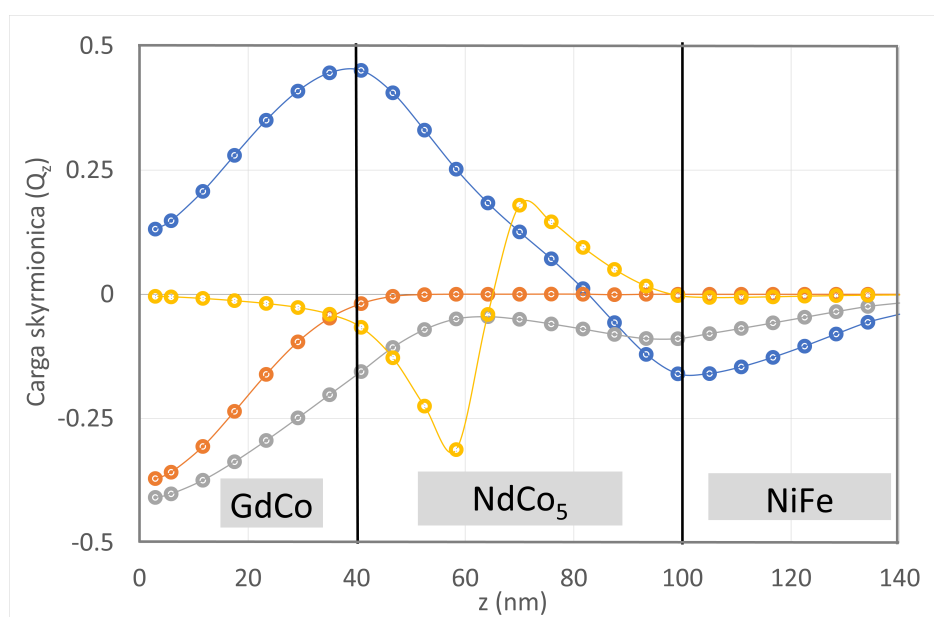


Figura 2.13: Carga skyrmionica frente a la posición en el eje Z en la multicapa de Permaloy/NdCo<sub>5</sub>/GdCo en nanómetros, en el caso en el que no hay campo magnético aplicado. El vórtice (naranja) y el antivórtice (gris) alcanzan el máximo de  $Q_z$  en la superficie inferior del GdCo. En amarillo se representa la variación de una superficie que contiene al punto de Bloch y se observa que  $Q_z$  no alcanza  $\pm 1$ . La variación en el meron se muestra en azul y su máximo se encuentra en la frontera entre las capas de GdCo y NdCo<sub>5</sub>.

El análisis de la figura anterior, ayuda a entender como los defectos progresan y más importante, donde se localizan. Debido a la configuración bidimensional del vórtice y el antivórtice, el valor absoluto de la carga skyrmionica a su alrededor decrece a medida que la superficie de integración se mueve hacia el centro de la muestra. El máximo se encuentra, para ambos casos, en la superficie inferior del GdCo, donde su carga es cercana a -0,5. Se concluye por tanto, que el vórtice y el antivórtice están localizados en la parte inferior de la capa de GdCo. Además, en el vórtice se observa claramente como la carga se hace cero una vez se alcanza la capa central de NdCo<sub>5</sub>. Esto se debe a que el vórtice y el antivórtice están localizados en regiones con anisotropía en el plano, la capa de GdCo en este caso, y al alcanzar la capa central la cual tiene

anisotropía perpendicular al plano, la carga skyrmionica y con ello las singularidades, dejan de existir. El caso del antivórtice (curva en gris en la figura 2.13), no es tan claro ya que la carga skyrmionica no se hace totalmente cero y se observa un aumento de su valor entre las capas de  $\text{NdCo}_5$  y  $\text{NiFe}$ . La diferencia se debe a que el antivórtice está colocado muy cerca de las paredes de dominio, las cuales pueden hacer que la carga skyrmionica aumente en valor absoluto, pero también está muy cerca del punto de Bloch. Para comprobar si estos factores están afectando al resultado, se ha realizado el mismo estudio de la carga skyrmionica en función de la profundidad pero, cuando se aplica un campo magnético de 5 mT. De esta forma, el vórtice y el antivórtice están más separados entre sí, y más separados del punto de Bloch. En la figura 2.14, se observa como la dependencia de la carga skyrmionica en la región que contiene al vórtice o al antivórtice es igual que en el caso anterior, pero ahora ambas curvas se van a cero tras alcanzar la capa central, por lo que se concluye que la cercanía de las singularidades entre sí provoca pequeñas variaciones en los valores de la carga skyrmionica.

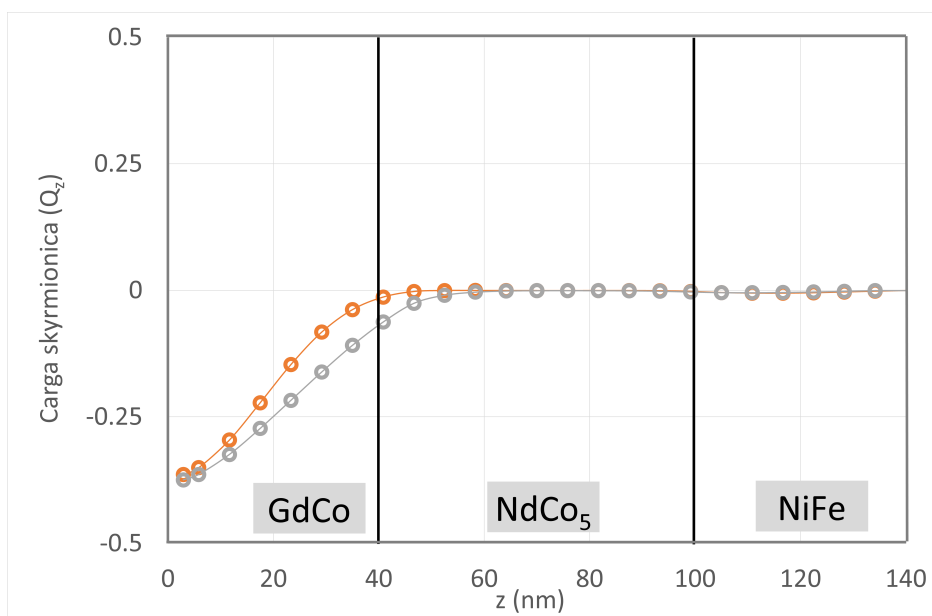


Figura 2.14: Carga skyrmionica frente a la posición en el eje Z en la multicapa de Permaloy/ $\text{NdCo}_5$ / $\text{GdCo}$  en nanómetros cuando el campo aplicado es de 5 mT. La carga en una superficie que contiene al vórtice se muestra con la curva naranja y para el antivórtice con la curva gris.

Por otro lado, la curva correspondiente al punto de Bloch (amarillo en la figura 2.13) tiene dos extremos y la carga  $Q_z$  es principalmente cero en las capas inferior ( $\text{GdCo}$ ) y superior ( $\text{NiFe}$ ). Así, se infiere que el punto de Bloch está localizado en la capa central, lo que coincide con lo observado anteriormente. En cambio, la carga topológica de esta singularidad es  $Q = 1$ , y los extremos de la curva no superan 0,4 en valor absoluto. Al trabajar con la carga skyrmionica, se ha obtenido la carga en una de las caras del cubo, o en dos de ellas si consideramos el máximo y el mínimo, de forma que para obtener la carga topológica volumétrica se deben sumar las integrales en las otras cuatro caras del cubo. El valor de estas cuatro integrales no se denomina

carga skyrmionica, ya que la hemos definido como la carga sobre una superficie paralela al plano XY y en la que  $\partial_z \mathbf{m} = 0$ , y el resto de caras del cubo son paralelas al plano XZ o YZ de forma que se hacen cero  $\partial_y \mathbf{m}$  y  $\partial_x \mathbf{m}$ , respectivamente. En la tabla 2.2 se muestran los resultados obtenidos de la carga en cada una de las caras del cubo. Los valores de la carga en las caras 1 y 2 son los valores mínimo y máximo, respectivamente, de la curva de carga skyrmionica del punto de Bloch representada en la figura 2.13.

Cara	1	2	3	4	5	6	Suma
Carga	-0,33	0,20	0,0008	0,05	-0,17	0,13	0,88

Tabla 2.2: Calculo de la integral que da lugar a la carga en cada cara del cubo que contiene al punto de Bloch.

Realizando la suma del valor de la carga en cada cara, se obtiene el valor de carga topológica del punto de Bloch, que difiere del obtenido con el cálculo de la carga topológica volumétrica, pero sigue siendo similar al valor esperado teóricamente, que es 1. Al realizar la suma se debe tener en cuenta el criterio de signos utilizado, el cual depende del vector de superficie en cada una de las caras, ya que en tres de ellas es positivo y en tres negativo. Se está realizando exactamente el mismo cálculo que al obtener  $Q = 1,07$ , aunque ahora el cubo se ha escogido a partir de la localización del punto de Bloch dada por la figura 2.13, lo que produce la diferencia en el resultado. Se establecen las caras superior e inferior del cubo, o más correctamente del paralelepípedo, en las posiciones en las que la carga skyrmionica alcanza el máximo y el mínimo, respectivamente. El tamaño del cubo a lo largo de los ejes X e Y se mantiene igual que cuando se obtuvo  $Q = 1,07$ , pero ahora el tamaño en el eje Z es menor, se han pasado de 23,3 nm a 11,7 nm. El valor de carga obtenido es 0,88, menor de lo esperado, por lo que se puede intuir que el paralelepípedo escogido, no contiene totalmente al punto de Bloch. En realidad, lo que estos datos nos indican es la resolución de la simulación, es decir, el margen de error a la hora de localizar el punto de Bloch, ya que la singularidad debería ser puntual y por tanto carecer de tamaño. El tamaño más pequeño de paralelepípedo que se puede tomar es aquel con tamaño 11,7 nm en el eje Z, ya que entre los valores de carga skyrmionica en cada una de sus superficies (máximo y mínimo de la curva amarilla en la figura 2.13), hay únicamente un valor de  $Q_z$ . El máximo y el mínimo están separados dos celdas, que es la separación mínima requerida para poder realizar las derivadas. El punto de Bloch estará contenido en un paralelepípedo de 23,3 nm en el eje Z, con una resolución de 11,7 nm. Se toma este tamaño, ya que si se sigue aumentando la altura del paralelepípedo en el eje Z, no aumenta la carga, y es para el que se obtiene que  $Q = 1,07$ . El estudio de la carga skyrmionica en profundidad para esta singularidad solo nos indica en que capa está localizada, que será aquella en donde  $Q_z$  sea distinto de cero, pero no sirve para establecer el tamaño del punto de Bloch.

Por último, volviendo a la representación de la carga skyrmionica en función de la profundidad (figura 2.13), analizamos la última singularidad representada. Inicialmente, se había definido como un meron a partir de la configuración de los momentos magnéticos, pero para identificarla correctamente se realiza el estudio de la carga skyrmionica. Como se muestra en la curva azul de la figura 2.13, la carga skyrmionica varía de forma muy distinta al resto de defectos. Su valor absoluto aumenta mientras nos encontramos en la capa con anisotropía magnética perpendicular ( $\text{NdCo}_5$ ) y decrece tendiendo a cero una vez se alcanzan las capas con anisotropía en el plano ( $\text{GdCo}$  y  $\text{NiFe}$ ). El máximo, situado en la frontera entre las capas de  $\text{GdCo}$  y  $\text{NdCo}_5$ , indica donde está localizado el defecto. La diferencia en anisotropía entre las capas, permite obtener la máxima imanación en ambas direcciones, en el plano y perpendicular, en la frontera. La carga skyrmionica obtenida en la zona en la que está localizada esta singularidad, es  $Q_z = 0,45$ . Normalmente, todo defecto topológico con carga  $Q_z = \pm 0,5$  se denomina meron, incluidos el vórtice y el antivórtice. Concretamente, se ha denominado un anti-meron debido a la disposición de la imanación en el mismo.

Resumiendo, las cargas topológicas proporcionan una herramienta muy útil para la caracterización de defectos magnéticos, ya que es más fácil identificar cada singularidad en comparación con el análisis de la disposición de los dominios. Los resultados obtenidos son claros y muestran importantes diferencias entre cada defecto, y aunque para los vórtices  $Q_z < -0,5$ , su disposición a lo largo del espesor de la muestra verifica su configuración bidimensional. Centrándonos en la localización de los defectos, se ha establecido que las fronteras entre las capas y sus diferencias en anisotropía, tienen un papel importante en el confinamiento de las texturas magnéticas, siendo su análisis posible solo si se utiliza la carga skyrmionica.

## Capítulo 3

# Fabricación de muestras

En este capítulo, se estudiará el proceso de crecimiento o fabricación de láminas delgadas, dando lugar a multicapas magnéticas similares a las estudiadas en los dos capítulos anteriores. Existen una gran variedad de técnicas de depósito, y se pueden dividir en físicas y químicas. Las técnicas de depósito físicas (PVD) se basan en la fabricación de láminas a partir de un gas de átomos. En ellas, se arrancan los átomos de un material, los cuales después se condensan sobre un sustrato en el que se deposita la lámina. Dos de los procesos más utilizados son el *sputtering* y la evaporación térmica. Por otro lado, las técnicas químicas están basadas en procesos químicos asistidos térmica o eléctricamente de tal forma que un remanente de la reacción queda depositado sobre un sustrato conformando la lámina de material. Existen técnicas de evaporación (CVD) como por ejemplo el ALD (atomic layer deposition), pero las reacciones también pueden tener lugar en disoluciones acuosas como es el caso del electrodepósito.

La técnica de crecimiento aquí utilizada para fabricar las láminas delgadas es el *sputtering* o *pulverización catódica*, un proceso físico en el cual se produce la evaporación de los átomos de un material sólido.

### 3.1. Sputtering

El método utilizado para el crecimiento de láminas delgadas, es el *sputtering*, ya que es la técnica utilizada en el grupo de investigación de Nanociencia de la Universidad de Oviedo, y es una técnica muy limpia. Aunque para la generación de multicapas magnéticas he utilizado únicamente sustratos de silicio, esta técnica permite el depósito en todo tipo de sustratos, como por ejemplo metales y materiales plásticos sensibles a las temperaturas.

El proceso de *sputtering* consiste en la producción de un gas de átomos del material a depositar. El proceso se lleva a cabo en el interior de una cámara de alto vacío que alcanza una presión alrededor de  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar. En ella, no hay ningún gas residual que altere la pureza

de la muestra, debido a que se extrae el aire y otras partículas mediante bombas de vacío. Concretamente, se utilizan una bomba rotatoria y una turbomolecular, acopladas. Es necesario el uso de ambas, ya que la bomba rotatoria permite pasar de presión atmosférica hasta presiones de  $10^{-3}$  mbar, y es necesaria la turbomolecular para alcanzar los  $10^{-8}$  mbar de presión necesarios para el alto vacío. No se puede conectar directamente la bomba turbomolecular al sistema cuando este está a presiones altas ya que, debido al mecanismo de funcionamiento de la bomba, el aumento en las moléculas de gas que pasan por la misma produciría un aumento en la temperatura de la bomba, llegando incluso a quemarla, pero también puede provocar que las paletas de las turbinas se doblen.

La pulverización catódica se basa en el bombardeo de un gas ionizado contra la superficie del sólido, denominado blanco, lo que permite arrancar átomos del material. Cerca de los blancos se coloca un sustrato de silicio sobre el cual se depositan los átomos dando lugar a láminas delgadas. El gas necesario para llevar a cabo el proceso de sputtering, se introduce tras alcanzar el alto vacío en la cámara. En nuestro caso, se utiliza gas argón, ya que debe introducirse un gas inerte que no interaccione con otros materiales y, a partir del cual, se obtenga el plasma (gas argón ionizado). La introducción del gas permite crear una presión estacionaria controlable tras alcanzar el vacío, la cual depende del flujo de argón que se introduce pero que estará alrededor de  $3,8 \cdot 10^{-3}$  mbar. Para ionizar y confinar el gas se utilizan magnetrones, los cuales transforman la energía eléctrica en energía electromagnética. El funcionamiento se basa en la existencia de una diferencia de potencial de cientos de voltios entre el ánodo (campana de vacío que está conectada a tierra) y el blanco situado sobre el cátodo del magnetrón, generando un campo eléctrico alto que ioniza al gas y da lugar al plasma. Una vez hecho esto, se utilizan imanes que generan campo magnético y confinan el plasma haciendo que el gas argón ionizado se concentre en una región circular próxima al blanco. Los iones chocan con el blanco, y la transferencia de energía de los mismos a los átomos del blanco, provoca que algunos de los átomos se desprendan de la superficie del blanco. El bombardeo de iones contra las superficies de los materiales ocurre de forma continuada, por lo que se utiliza agua para refrigerarlos evitando el sobrecalentamiento del blanco. La figura 3.1 muestra un esquema de la estructura de los magnetrones que se acaba de describir.

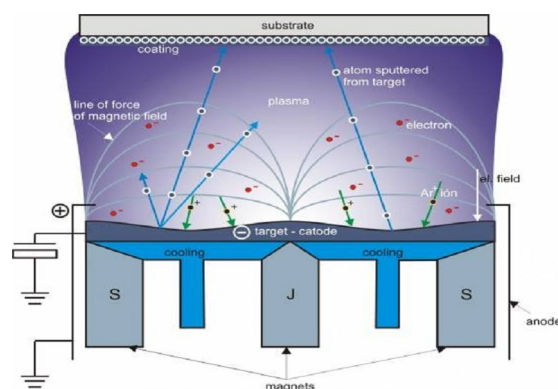


Figura 3.1: Esquema de la estructura y funcionamiento del *sputtering* y de los magnetrones del mismo.<sup>25</sup>

### 3.1.1. Dispositivo utilizado

La cámara de sputtering utilizada es la que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Oviedo. Consta de tres blancos situados como se muestra en la figura 3.2, y cuya disposición permite la generación de aleaciones, haciendo posible fabricar por ejemplo, una capa de  $NdCo_5$ . Esto se debe a que el sustrato está a la misma distancia de los tres magnetrones, de los tres blancos, y todos están orientados hacia él, lo que facilita la generación de una aleación haciendo que se depositen los materiales de cada blanco de forma uniforme sobre el sustrato.

En la figura 3.2, se indica también la existencia de un *shutter*, que protegerá a la muestra y evitará que se deposite material no deseado. Las fuentes que alimentan cada uno de los blancos tardan unos segundos en estabilizarse y llegar a los valores de potencia requerido, por ello, pero también para poder controlar más exactamente el tiempo de depósito, el shutter se mantiene cerrado mientras se enciende el blanco, y se abre a la vez que se empieza a contar el tiempo de depósito.

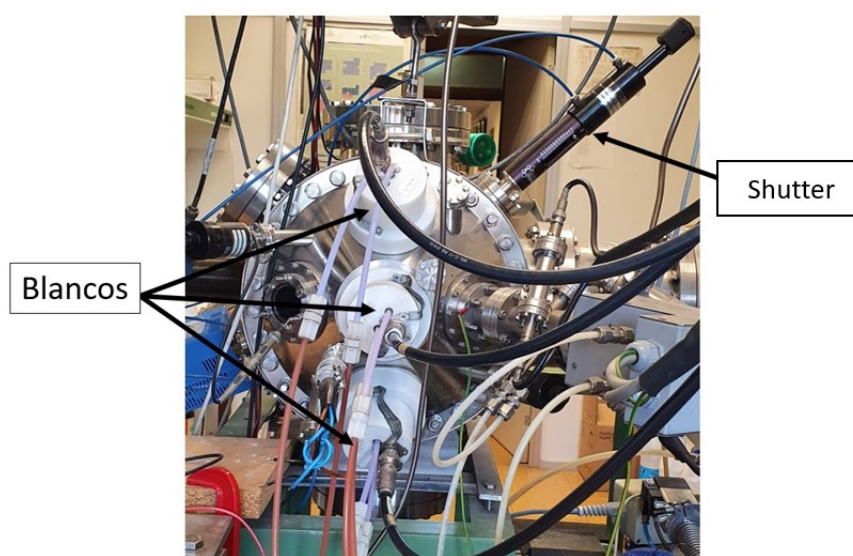


Figura 3.2: Colocación de los blancos en la cámara de sputtering utilizada.

Una de las características principales de este dispositivo de sputtering, son sus cámaras de vacío. Cuenta con una cámara principal en la que se coloca el sustrato y donde están los blancos, pero también cuenta con un sistema de cámaras más pequeñas, un sistema de esclusas, y que permiten introducir y extraer la muestra sin necesidad de romper el alto vacío en la cámara principal, e impidiendo que se introduzcan gases o partículas que la contaminen. En la figura 3.3, se muestra el dispositivo de sputtering al completo, señalando las partes más características del mismo.

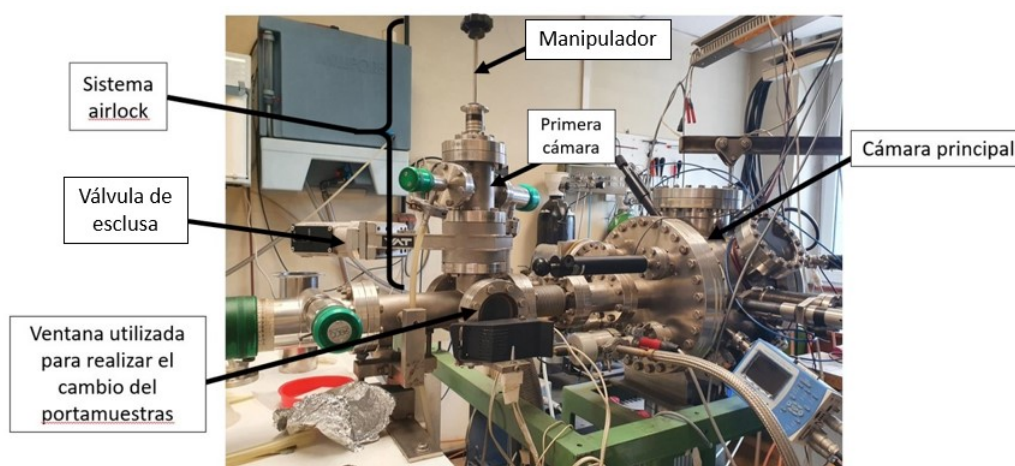


Figura 3.3: Esquema del dispositivo de sputtering utilizado para el crecimiento de las muestras.

Para comenzar el proceso de sputtering, se deben colocar los sustratos en el interior de la cámara principal. Para ello, se fijan con grasa de vacío en los portamuestras, los cuales se introducen en la cámara de vacío principal con la ayuda del denominado sistema airlock en la figura 3.3. El sistema airlock, consiste en un conjunto de cámaras de transferencia separadas por válvulas, permitiendo que cada cámara tenga una presión diferente a la de sus cámaras contiguas. El portamuestras se introduce por la parte superior del sistema airlock de la figura, con la ayuda de un manipulador que lo sujeta, y que moveremos hacia abajo. Una vez colocado el portamuestras en el soporte del manipulador, se cierra y se sella la primera cámara, en la que se encuentra el portamuestras y que está separada de una cámara inferior por una válvula. Se comienza entonces a reducir la presión en esta cámara con la ayuda de una bomba de vacío. Este es el proceso más lento ya que se debe dejar pasar un tiempo para que se alcance una presión del orden de  $10^{-3}$  y posteriormente el alto vacío, pero es más rápido que si se quisiera pasar de presión atmosférica a alto vacío en la cámara principal, ya que es mucho mayor. Cuando se alcanza el vacío requerido, se abre la válvula de esclusa y se baja el manipulador con el portamuestras. Para saber cuando el manipulador está en la posición correcta se utiliza una ventana, señalada en la figura 3.3, y la cual es necesaria para realizar correctamente el cambio del portamuestras. Se debe trasladar el portamuestras del manipulador en el que se ha colocado inicialmente, al brazo que lo introduce en la cámara principal. Finalizado el traslado, se extrae el manipulador y se cierra de nuevo la válvula de esclusa. Finalmente, se puede ya mover el brazo con el sustrato hasta la posición en la que se realizará el depósito.

El proceso de extracción de la muestra es similar, pero en vez de disminuir la presión de la primera cámara hasta llegar al vacío, se coloca el portamuestras en la misma, se cierra la válvula de esclusa y se aumenta la presión con ayuda de gas nitrógeno, para poder abrirla.



## 3.2. Crecimiento de multicapas

Se han fabricado varias láminas delgadas con el dispositivo descrito en el apartado anterior y que se muestra en la figura 3.3. Concretamente, se han creado multicapas magnéticas formadas por uno o varios de los siguientes materiales: permalloy,  $\text{NdCo}_5$  y aluminio. El permalloy es una aleación magnética compuesta por níquel y hierro, siendo su fórmula  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Este material tiene una alta permeabilidad magnética, baja coercitividad y magnetorresistencia anisótropa, como comprobaremos en el siguiente capítulo.

Debido a que el dispositivo utilizado cuenta con 3 blancos, primero se han realizado las muestras con permalloy y con la aleación de neodimio y cobalto, y posteriormente se ha abierto la cámara de vacío para sustituir el blanco de permalloy por uno de aluminio, y generar el último tipo de multicapas. Una vez colocados los blancos correctos, antes de comenzar la fabricación, se realiza un proceso de pre-sputtering eliminando así la posible oxidación de la superficie de los blancos. Consiste en encender los tres blancos y dejarlos depositando unos tres minutos, de forma que se retira una pequeña capa de óxido que se crea si los blancos han estado expuestos a posibles contaminantes provenientes de la apertura del airlock.

Las multicapas magnéticas fabricadas tienen varias capas con distintos espesores, los cuales se controlan calibrando el ritmo de depósito. Además, en algunas de las láminas se utiliza la aleación de  $\text{NdCo}_5$ , por lo que se debe también calibrar el sistema para obtener la proporción de 1 átomo de neodimio por cada 5 de cobalto que nos interesa.

### 3.2.1. Calibración del ritmo de depósito

La calibración del ritmo de depósito se realiza con la ayuda de una balanza de cuarzo que se encuentra en el interior de la cámara de vacío, y que se coloca en la misma posición en la que estará el sustrato posteriormente. La balanza está formada por un cristal de cuarzo piezoeléctrico, que mide la masa del material que se está depositando mediante los cambios en la frecuencia de resonancia que se producen en el mismo al añadirse una masa pequeña. Para el correcto funcionamiento de la balanza, se debe indicar el tipo de material que se va a pesar, introduciendo antes de comenzar los valores de densidad e impedancia del material.

El ritmo de depósito es el grosor de la lámina de material que se deposita sobre el sustrato por unidad de tiempo, y es proporcional a la potencia utilizada. Para el blanco de aluminio y el de permalloy, se ha escogido un valor de potencia a partir del cual se obtienen dos medidas del grosor depositado, al cabo de 1 y 2 minutos.

En las tablas 3.1 y 3.2 se muestran los valores obtenidos para el caso del permalloy y para el aluminio, respectivamente. Las medidas realizadas para estos dos materiales son las más simples, ya que solo se enciende uno de los blancos en cada caso y a partir de los datos obtenidos se obtiene directamente el ritmo de depósito,  $\tau$ .

P(kW)	Espesor ( $\text{\AA}$ )	Tiempo (s)	$\tau_{Py}$ ( $\text{\AA}/s$ )
0,10	66	60	1,10
	133	120	

Tabla 3.1: Medidas del espesor y ritmo de depósito del permalloy para una potencia de 0,10 kW.

P(kW)	Espesor ( $\text{\AA}$ )	Tiempo (s)	$\tau_{Al}$ ( $\text{\AA}/s$ )
0,10	39	60	0,66
	80	120	

Tabla 3.2: Medidas del espesor y ritmo de depósito del aluminio para una potencia de 0,10 kW.

En cambio, para la aleación de  $\text{NdCo}_5$  se han realizado medidas del espesor en función del tiempo para distintos valores de la potencia, de forma que se puede escoger la pareja de potencias (la que se aplica al blanco de neodimio y la del blanco de cobalto), que dan lugar a nuestra aleación. Las tablas 3.3 y 3.4 recogen las medidas realizadas al depositar cobalto o neodimio, respectivamente. Para cada valor de potencia se ha obtenido el ritmo de depósito como la media entre el que se obtiene si se dejan pasar 60 y 120 segundos.

P (kW)	Espesor ( $\text{\AA}$ )	Tiempo (s)	$\tau_{Co}$ ( $\text{\AA}/s$ )
0,13	108	60	1,8
	216	120	
0,14	118	60	1,95
	234	120	
0,15	126	60	2,09
	251	120	
0,16	135	60	2,25
	270	120	

Tabla 3.3: Medidas del espesor y ritmo de depósito del cobalto en función de la potencia.

P (kW)	Espesor ( $\text{\AA}$ )	Tiempo (s)	$\tau_{Nd}$ ( $\text{\AA}/s$ )
0,03	61	60	1,025
	123	120	
0,04	82	60	1,375
	165	120	

Tabla 3.4: Medidas del espesor y ritmo de depósito del neodimio en función de la potencia.

La relación entre dos elementos de una aleación, es decir, la proporción entre los átomos de cada uno, se obtiene conociendo el ritmo de depósito de cada material, aplicando la siguiente relación:

$$\frac{x_A}{x_B} = \frac{\tau_A}{\tau_B} \cdot \left[ \frac{\rho_A}{\rho_B} \cdot \frac{M_B^{at}}{M_A^{at}} \right] = \alpha_{A/B} \quad (3.1)$$

El número de átomos de cada material ( $x_i$  con  $i = A, B$ ) depende de la densidad del mismo, de su masa atómica y del ritmo de depósito. Conociendo las masas atómicas del neodimio ( $M_{Nd}^{at} = 144,2$  u) y del cobalto ( $M_{Co}^{at} = 58,9$  u), y a partir de la relación (3.1), se escoge la pareja de ritmos de depósito, y equivalentemente la pareja de potencias, más adecuada para que el factor  $\alpha$  sea  $\frac{1}{5}$ . Se ha tomado el neodimio como el material A y el cobalto como el B, por lo que al quererse una proporción de 1 a 5,  $\frac{x_A}{x_B} = \frac{1}{5}$ .

En la tabla 3.5, se han analizado las posibles combinaciones de potencias de los blancos de neodimio y cobalto, y a partir de los ritmos de depósito para cada caso se obtiene el factor  $\alpha_{A/B}$ . El inverso de  $\alpha$  indica la proporción entre los átomos de cobalto y los de neodimio, que deberá ser lo más cercana a 5 posible. El valor que más se acerca es el obtenido aplicando una potencia de 0,16 kW al blanco de cobalto y 0,04 kW al blanco de neodimio, siendo estos los valores de potencia que se aplicarán a cada blanco para generar capas de la aleación  $NdCo_5$ .

P (kW)	$\alpha_{A/B}$	$x_B/x_A$	$\rho_m$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\tau_m$ (Å/s)
0,13-0,03	0,18	5,51	8,42	2,69
0,13-0,04	0,24	4,10	8,34	3,00
0,14-0,03	0,17	5,95	8,44	2,84
0,14-0,04	0,23	4,45	8,36	3,15
0,15-0,03	0,16	6,40	8,45	2,98
0,15-0,04	0,21	4,77	8,38	3,29
0,16-0,03	0,15	6,88	8,47	3,14
<b>0,16-0,04</b>	<b>0,20</b>	<b>5,13</b>	<b>8,40</b>	<b>3,45</b>

Tabla 3.5: Datos para la obtención del tiempo de depósito medio de la aleación  $NdCo_5$ , en función de la potencia.

Las multicapas creadas tienen un espesor específico, por lo que se debe obtener el ritmo de depósito medio ( $\tau_m$ ) de la aleación  $NdCo_5$ . Los resultados obtenidos se recogen en la tabla 3.5, ya que dependen de la densidad media que tendrá la capa formada por este material, la cual depende del número de átomos de cada material como se muestra en la expresión (3.2).

$$\rho_m = x_A \cdot \rho_A + x_B \cdot \rho_B \quad (3.2)$$

Siendo,  $x_A = \frac{\alpha_{A/B}}{1+\alpha_{A/B}}$  el número de átomos de neodimio y  $x_B = 1 - x_A$  los átomos de cobalto.

Se tienen, por tanto, diferentes valores del ritmo de depósito medio en función de las potencias aplicadas, que se obtienen siguiendo la expresión 3.3. Finalmente, el valor del ritmo de depósito medio para nuestra aleación es  $\tau_m = 3,45 \text{ \AA/s}$ .

$$\tau_m = \frac{\rho_A \cdot \tau_A + \rho_B \cdot \tau_B}{\rho_m} \quad (3.3)$$

### 3.2.2. Estructura de las multicapas creadas

Una vez colocados los tres blancos correspondientes en cada caso y realizada la calibración, se introduce el sustrato de silicio sobre el que se formará la multicapa. Lo primero es cerrar y sellar el compartimento en el que se introduce el sustrato, tras lo que se obtiene el vacío en el mismo y se traslada el portamuestras al brazo que lo introduce en la cámara principal. Conociendo el ritmo de depósito de cada material, se calcula el tiempo que deberá estar depositando su blanco en función del espesor requerido. Las muestras fabricadas tienen cuatro estructuras, con capas de distintos espesores. En la figura 3.4 se muestra un esquema de cada una de las muestras fabricadas.

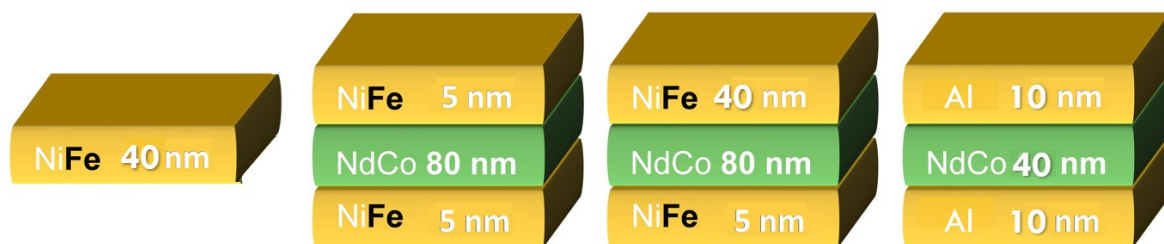


Figura 3.4: Esquema de la estructura de las láminas creadas.

En todos los casos se mantiene una presión constante dentro de la campana, alrededor de  $3,8 \cdot 10^{-3}$  mbar. Se consigue controlando el flujo de gas argón que se introduce, ya que al aumentarlo, la presión en el interior aumentará. Una vez se establece la presión y se introducen los valores de potencia indicados para cada blanco (apartado 3.2.1), se procede al crecimiento de las muestras.

### 3.3. Microscopía de fuerza magnética

La primera caracterización de las muestras fabricadas se ha realizado empleando la técnica de microscopía de fuerza magnética (MFM), para observar los dominios magnéticos en las láminas delgadas. La microscopía de fuerza magnética es una variedad de la microscopía de fuerza atómica (AFM), que permite escanear y analizar una muestra magnética a través de interacciones con una punta imanada. En el MFM nunca se alcanza el contacto entre la punta y la muestra, ya que se dañaría la punta, por lo que su funcionamiento se asemeja más al modo dinámico del AFM, el cual tiene una mayor sensibilidad en la medida de fuerzas débiles.<sup>26</sup>

Las muestras ferromagnéticas son de especial interés, no solo por su disposición formando estructuras de dominios, sino también por la intensidad de la interacción con la punta del microscopio MFM. Las interacciones magnéticas punta-muestra se detectan colocando la punta a la distancia adecuada (*retrace* de 25 nm), y se utilizan para reconstruir la estructura magnética de la superficie de la muestra. La intensidad de esta interacción en nuestras muestras, pone al descubierto su orden magnético en una imagen MFM de gran contraste. La técnica de microscopía de fuerza magnética, permite estudiar el campo de fugas que generan los polos magnéticos existentes en nuestras muestras. El campo de fugas atrae o repele a la punta magnética, de forma que se observan las zonas en las que existen polos magnéticos, los cuales pueden ser debidos a imanación fuera del plano, pero también pueden deberse a paredes de Néel en las cuales se generan polos aunque la imanación este contenida en el plano.

Se han analizado las muestras formadas por NdCo<sub>5</sub> y permalloy, cuyas estructuras se indican en el segundo y tercer esquema de la figura 3.4. En la figura 3.5, se presentan dos de las imágenes obtenidas para los casos con NdCo<sub>5</sub> y 5 nm o 40 nm de permalloy.

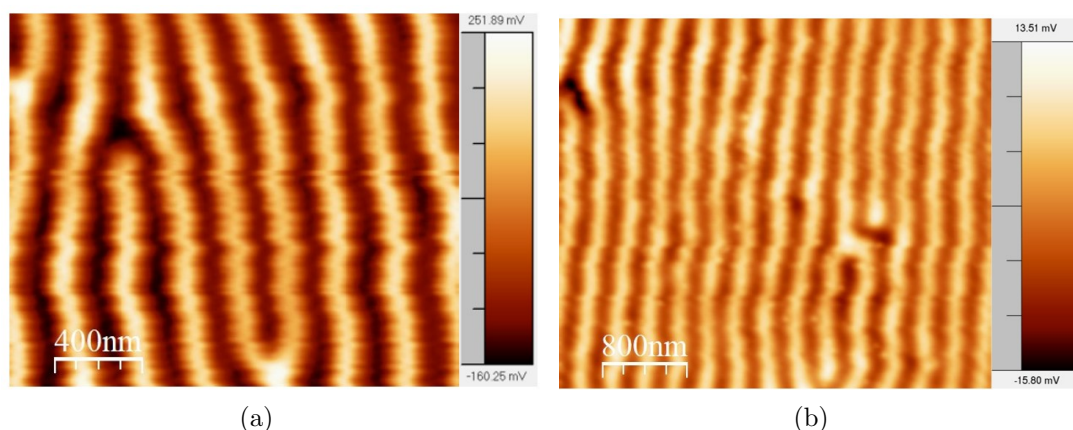


Figura 3.5: Visualización de dominios a bandas con MFM para una muestra con 80 nm de NdCo<sub>5</sub> y 5 nm de permalloy (a), y una muestra con 80 nm de NdCo<sub>5</sub> y 40 nm de permalloy (b).

La aleación de  $\text{NdCo}_5$  presenta anisotropía perpendicular, lo que da lugar a una estructura de dominios que favorece el contraste en la imagen obtenida por MFM, al colocarse la imanación fuera del plano generando polos magnéticos. Por ello, en las muestras con una capa de esta aleación, se observa claramente la estructura de dominios a bandas (figura 3.5). Para poder asociar cada uno de los colores (oscuro y claro), es decir, el patrón del contraste, con un estado de imanación perpendicular *up* o *down* de un dominio, es necesario conocer el estado de imanación de la punta. El estado de imanación es *a priori* desconocido, aunque se aproxima su orientación magnética a un único momento magnético que determinará si las interacciones son repulsivas o atractivas. Es decir, no se puede establecer que color indica imanación *up* y cual *down*, pero sí que la diferencia de los colores se debe a este giro de  $180^\circ$  de la imanación.

A partir de las imágenes obtenidas, y manteniendo en todos los casos condiciones de medida comparables, se observan los dominios magnéticos a bandas con menor intensidad en el caso de la multicapa con 40 nm de permalloy. Los dominios se observan con menor intensidad debido a que el campo de fugas es menor, lo que se observa en la imagen 3.5b al presentarse un menor contraste entre las bandas claras y oscuras. Que el campo de fugas tenga mayor o menor intensidad se debe al efecto del permalloy, ya que se trata de un material con anisotropía en el plano, de forma que la imanación tiende a colocarse paralela al plano y se generan dominios de cierre. En las muestras analizadas en la figura 3.5, la capa superior es de permalloy, ya sea de 5 nm o 40 nm de espesor. La muestra de la imagen (b) se corresponde con la de 40 nm de espesor, por lo que es lógico que las bandas se observen con menor intensidad, ya que en su superficie hay más imanación en el plano y el contraste se debe fundamentalmente al campo de fugas según la componente perpendicular. Aunque las paredes de Néel con imanación en el plano generen también polos y con ellos, campo de fugas, su contribución es mucho menor. Por otro lado, en ambos casos se observa un aumento de la señal en las bifurcaciones, lo que indica una variación del campo de fugas perpendicular. Esto implica que se producen cambios en la imanación asociada a las bifurcaciones de la red de bandas.

## Capítulo 4

# Magnetotransporte

En el cuarto y último capítulo, se estudiarán las propiedades de magnetotransporte de las muestras cuya fabricación y estructura se detalla en el capítulo anterior. El transporte eléctrico en un campo magnético presenta varias características interesantes, que se denominan fenómenos de magnetotransporte. Es decir, el magnetotransporte estudia el movimiento de los electrones en metales y semiconductores bajo el efecto de un campo magnético. Engloba, por tanto, un conjunto de efectos muy amplio que incluye al efecto Hall, la magnetorresistencia gigante (GMR) o la magnetorresistencia anisotrópica (AMR).<sup>27</sup> En este trabajo nos centraremos solo en el último, la magnetorresistencia anisotrópica. Se realizará un estudio de la magnetorresistencia de varias capas por separado y de una multicapa o una bicapa formada por los mismos materiales. Se proporciona así un método sencillo para estudiar el comportamiento magnético en cada capa, y puede resultar muy interesante para el desarrollo de sensores, uno de los campos en los que la magnetorresistencia ha cobrado un papel importante en las investigaciones de las últimas décadas.

Antes de estudiar la magnetorresistencia se ha obtenido la resistividad de varias muestras. Para ello se han realizado medidas utilizando el método de cuatro puntas y se ha calculado la resistividad con el método de Van der Paw.<sup>28</sup>

### 4.1. Método de 4 puntas

El método de cuatro puntas es una técnica de medida que utiliza un voltímetro y un amperímetro para lograr mediciones de la resistencia más exactas respecto a las obtenidas por el método tradicional de dos puntas. También es conocido como método de Kelvin, ya que fue en 1861 cuando Lord Kelvin inventó esta técnica de medida de resistencias pequeñas utilizando la detección por cuatro terminales.

Comparando los métodos de medición por 2 y por 4 puntas, se observan las ventajas de cada método, y el por qué de utilizar el de 4 puntas para nuestro trabajo. El método a dos

puntas es el más utilizado para medir resistencias, ya que es el más simple. En la figura 4.1a se muestra un esquema de su funcionamiento. Consiste en un hilo por el que se introduce una corriente y un voltímetro que mide la diferencia de potencial entre los puntos  $\alpha$  y  $\beta$ , que no se encuentran en la muestra, al contrario de lo que ocurre en el método de 4 puntas (figura 4.1b). A continuación, con la ley de Ohm se calcularía la resistencia entre estos puntos, pero esta resistencia no es solo la de la muestra ( $R$ ), sino que se estarían sumando las resistencias de los cables ( $R_{cable}^1$  y  $R_{cable}^2$ ). Se tiene entonces, que la resistencia medida es  $R + R_{cable}^1 + R_{cable}^2$  y solo será igual a  $R$  cuando  $R \gg R_{cable}^1 + R_{cable}^2$ , situación que solo se da en los casos más simples. En general para medir una resistencia, será necesario tener en cuenta tanto las resistencias de los cables, o más en general las resistencias de contacto, como los potenciales de contacto que pueden estar presentes al poner en contacto dos metales distintos.

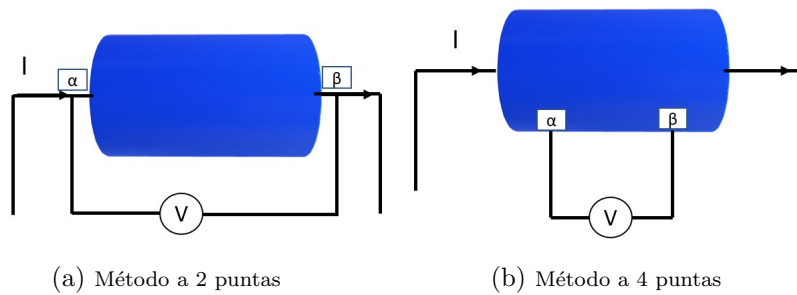


Figura 4.1: Esquema de la colocación del voltímetro en el método de medición a dos puntas (a) frente al caso de cuatro puntas (b), siendo el cilindro azul la muestra a estudiar y haciendo pasar en ambos casos la corriente  $I$  por un hilo como se indica.

Por otro lado, el método de medición por 4 puntas, hace uso de dos circuitos conectados (figura 4.2). Por uno de ellos se introduce la corriente, que se mide con un amperímetro, y por otro se mide la caída de tensión, con un voltímetro.

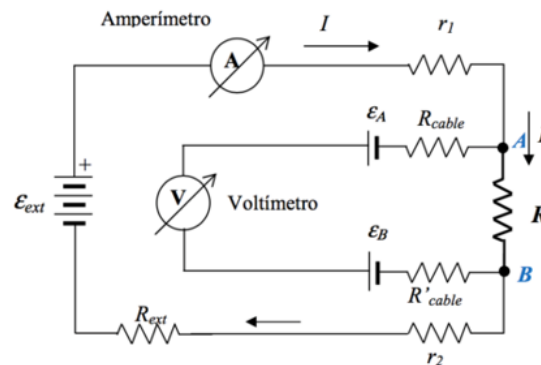


Figura 4.2: Configuración de los dos circuitos utilizados para la medición por el método de cuatro puntas.<sup>29</sup>

Por el circuito que mide el potencial no circula corriente, por lo que aplicando la ley de Ohm, el voltaje medido será:<sup>29</sup>

$$V_1 = \epsilon_A + I \cdot R - \epsilon_B \quad (4.1)$$

Donde  $\epsilon_A$  y  $\epsilon_B$  son los potenciales de contacto, cuyo efecto se anula invirtiendo el sentido de circulación de la corriente y tomando la diferencia de los potenciales medidos.



Se ha supuesto que la corriente se mantiene constante al invertir el sentido de circulación, de forma que la resistencia será:<sup>29</sup>

$$R = \frac{V_1 + V_2}{2I} \quad (4.2)$$

Siendo  $V_2 = \epsilon_A - I \cdot R - \epsilon_B$  el potencial medido al invertir el sentido de la corriente. La ventaja de esta técnica es, por tanto, la eliminación de la contribución a la resistencia dada por el cableado y por los potenciales de contacto, lo cual será muy útil para la medición en las muestras fabricadas, ya que solo es de interés la resistencia de la muestra en sí, y no la del cableado, que no es despreciable debido a que trabajaremos con resistencias pequeñas.

Antes de comenzar a realizar las medidas, se deben establecer cuatro contactos en las muestras. En las multicapas que consisten de una sola capa de permalloy, se han soldado los contactos con indio, uniendo así los cuatro cables de cobre de las puntas a la muestra. En cambio, para las muestras con la aleación de neodimio y cobalto, no se puede utilizar el soldador, ya que la temperatura afecta a las propiedades magnéticas del material, por lo que los contactos en estos casos se han hecho presionando indio. Debido a que se utilizan dos técnicas diferentes para realizar los contactos, es importante que el potencial de contacto no afecte al resultado, por lo que el método de cuatro puntas es el único que proporciona un resultado fiable.

Se han ido realizando medidas del voltaje en la muestra al introducir una corriente, y a partir de la expresión (4.2) se obtiene la resistencia. Para todas las medidas se ha introducido un determinado valor de corriente y luego su opuesto, siguiendo lo explicado anteriormente. Además, se realizan las medidas para dos configuraciones de contactos distintas, es decir, se cambian los contactos por los que se introduce la corriente y por los que se mide el voltaje (figura 4.3). Se obtienen así dos resistencias, cuyos valores para cada muestra están resumidos en la tabla 4.1, y a partir de las cuales se aplicará el método de Van de Pauw para obtener la resistividad a campo cero.

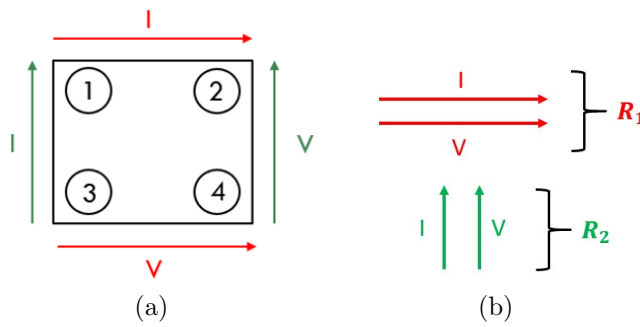


Figura 4.3: Esquema de las dos configuraciones de contactos posibles (flechas rojas o verdes) en cada muestra.

Muestras	$R_1$	$R_2$
Py	2,87 $\Omega$	0,79 $\Omega$
NdCo (80 nm) / Py (5 nm)	5,03 $\Omega$	1,19 $\Omega$
NdCo (80 nm) / Py (40 nm)	0,99 $\Omega$	1,02 $\Omega$
NdCo (40 nm) / Al (10 nm)	0,10 $\Omega$	1,99 $\Omega$

Tabla 4.1: Valores de la resistencia obtenidos para cada muestra, y para ambas configuraciones de contactos,  $R_1$  para las flechas rojas y  $R_2$  para las verdes.

## 4.2. Cálculo de la resistividad

La resistividad,  $\rho$ , es una propiedad física intrínseca e independiente del tamaño o forma del material a estudiar. Describe el comportamiento de un material frente al paso de corriente eléctrica, más concretamente, indica la oposición del material al paso de la corriente. Un valor alto de resistividad indica que el material es aislante, y en cambio, los conductores tienen un valor bajo de  $\rho$ . Generalmente se obtiene su valor a partir de la resistencia del material, de forma que si la muestra tiene forma de hilo, la resistividad es:<sup>30</sup>

$$\rho = R \cdot \frac{A}{L} \quad (4.3)$$

Donde A es el área transversal que atraviesa la corriente y L es la longitud del material. La resistividad se mide por tanto en  $\Omega/\text{m}$ .

Para láminas delgadas en las que la sección transversal es muy pequeña, Van de Pauw desarrolló en 1958 un método para obtener su resistividad. **El método de Van der Pauw**, es comúnmente utilizado para medir la resistividad y el coeficiente Hall, y es especialmente útil ya que permite medir estas propiedades en muestras con forma arbitraria.<sup>28</sup> Aún así, se deben cumplir varias condiciones, ya que las muestras deben tener una forma plana y espesor uniforme. Además, la muestra no debe tener ningún agujero y los contactos deben ser lo suficientemente pequeños y estar colocados en la periferia de la muestra. Este método utiliza las mediciones realizadas por cuatro puntas, haciendo pasar la corriente eléctrica a lo largo de un borde de la muestra y midiendo el voltaje a través del borde opuesto. Se utilizan las dos configuraciones de contactos mostradas en la figura 4.3, de forma que se obtienen dos resistencias que dependen de la diferencia del potencial entre dos contactos y de la corriente introducida:

$$R_1 = \frac{V_4 - V_3}{I_{12}} \quad ; \quad R_2 = \frac{V_2 - V_4}{I_{31}} \quad (4.4)$$

El método se basa en que entre las resistencias  $R_1$  y  $R_2$  existe una relación simple dada por la expresión (4.5).<sup>28</sup>

$$\exp\left(-\frac{\pi \cdot d}{\rho} \cdot R_1\right) + \exp\left(-\frac{\pi \cdot d}{\rho} \cdot R_2\right) = 1 \quad (4.5)$$

La relación depende del espesor total de la lámina a estudiar, d, y de la resistividad del material, de forma que como d y las resistencias son conocidos, la única variable desconocida es  $\rho$ . En general, no es posible expresar la resistividad explícitamente a partir de los datos conocidos, pero se puede expresar su solución como se indica en (4.6).<sup>28</sup>

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \cdot \frac{R_1 + R_2}{2} \cdot f\left(\frac{R_1}{R_2}\right) \quad (4.6)$$

Donde f se denomina factor geométrico y es una función que depende del ratio  $R_1/R_2$ . La dependencia de f con las resistencias no es trivial, por lo que su valor se obtiene a partir de la representación gráfica mostrada en la figura 4.4.

Una vez conocido el valor de las resistencias, se calcula el cociente, que debe ser siempre mayor que uno, y se encuentra el valor de  $f$  que le corresponde siguiendo la gráfica.

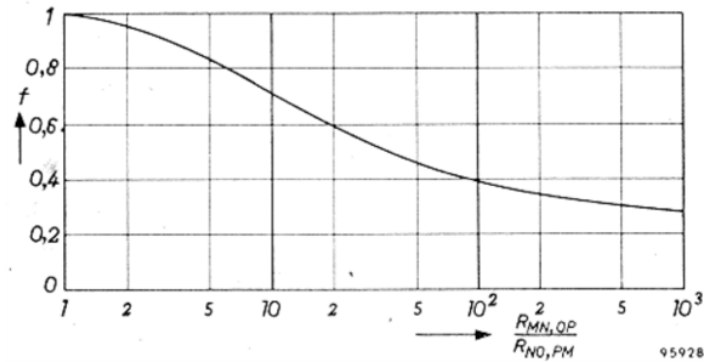


Figura 4.4: Relación entre el factor geométrico  $f$  y el cociente entre resistencias.<sup>28</sup>

El factor geométrico es más cercano a uno cuanto más cuadrada sea la muestra, siendo entonces más preciso el método de van der Pauw. Esto se debe a que si las láminas tuviesen alguna simetría, por ejemplo, si fuesen cuadradas, se simplificaría el cálculo de la resistividad y se obtendría una dependencia explícita de  $\rho$  con la resistencia. Colocando, en este caso, los contactos en las esquinas de la muestra se tendría que  $R_1 = R_2 = R$ , de forma que  $\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \cdot R$ . Pero en nuestro caso las láminas no son completamente cuadradas, y tienen distintas formas, por lo que se debe aplicar la expresión (4.6). La mayoría de nuestras muestras tienen un valor de  $f$  cercano a uno, siendo la multicapa de NdCoAl la que más se aleja ya que es 0,63 debido a su forma particular indicada en la figura 4.5.

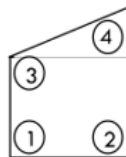


Figura 4.5: Esquema de la forma de la multicapa compuesta por una capa central de 40 nm de la aleación de NdCo<sub>5</sub> y dos capas de aluminio de 10 nm (superior e inferior).

En la tabla 4.2 se muestran los valores de resistividad (en  $\mu\Omega \cdot cm$ ) obtenidos para cada una de las muestras, utilizando el método de Van der Pauw y las mediciones del método de cuatro puntas.

Muestras	Resistividad, $\rho$
Py	29,86 $\mu\Omega \cdot cm$
NdCo (80 nm) / Py (5 nm)	114,19 $\mu\Omega \cdot cm$
NdCo (80 nm) / Py (40 nm)	57,05 $\mu\Omega \cdot cm$
NdCo (40 nm) / Al (10 nm)	17,09 $\mu\Omega \cdot cm$

Tabla 4.2: Resultados de la resistividad obtenidos aplicando el método de Van der Pauw para cada muestra.

### 4.3. Magnetorresistencia

La magnetorresistencia es la propiedad que tienen ciertos materiales, normalmente ferromagnéticos, de variar su resistencia eléctrica cuando son sometidos a un campo magnético externo. William Thompson, conocido como Lord Kelvin, fue quien en 1857 descubrió este efecto, el cual se conoce actualmente como magnetorresistencia anisotrópica (AMR). No fue hasta cien años más tarde, cuando nuevas investigaciones permitieron descubrir materiales con distintas magnetorresistencias: magnetorresistencia colosal (CMR); magnetorresistencia gigante (GMR); y magnetorresistencia de túnel (TMR).<sup>31</sup>

Debido a la composición de las multicapas fabricadas para este trabajo, se estudiará solamente la magnetorresistencia anisotrópica. Este efecto se da, por ejemplo, en metales de transición ferromagnéticos y se observa de forma macroscópica como un cambio en la resistividad cuando se aplica un campo magnético. Thompson observó que la resistividad en materiales ferromagnéticos dependía del ángulo entre la dirección de la corriente eléctrica y la orientación de la imanación, pero se tuvo que esperar casi un siglo para que esta propiedad pudiera ser utilizada en sensores de campo magnético.<sup>32</sup> Estos sensores se utilizaron para fabricar las cabezas lectoras de los discos duros, ya que los bits en un disco duro se guardan en pequeños imanes, de forma que cuando un bit pasa por la cabeza lectora, hay un cambio en la resistencia de la misma. El origen fenomenológico de la AMR se debe a la dependencia de las propiedades magnéticas con la dirección de medida, es decir, a la anisotropía magnética. Por ello, comprobaremos que la magnetorresistencia varía si el campo es perpendicular o paralelo a la corriente, siendo negativa en el caso perpendicular y positiva en el paralelo. A nivel atómico, se explica como consecuencia de la particular estructura de bandas de los materiales ferromagnéticos. En ellos, la capa 3d no está totalmente llena, por lo que al aplicar un campo magnético los electrones de la capa 4s se trasladan a la 3d. La asimetría en las órbitas de los electrones, da lugar a distintas secciones eficaces de dispersión de electrones conductores, que viajan en paralela o perpendicularmente a la dirección de imanación. La asimetría en las órbitas se debe al acoplamiento espín-órbita, y gracias a ella se explica la anisotropía de la magnetorresistencia.<sup>33</sup>

En el caso de láminas delgadas, la magnetorresistencia anisotrópica se define con un cociente entre resistividades denominado coeficiente magnetoresistivo, definido en la expresión (4.7).

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{\parallel}} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} \quad (4.7)$$

Donde  $\rho_{\parallel}$  y  $\rho_{\perp}$  son las resistividades con la imanación paralela y perpendicular a la dirección de la corriente. Se observa que la variación de la resistividad depende únicamente del ángulo ( $\theta$ ) entre la dirección de la corriente eléctrica y la orientación de la imanación interna del material. Debido a la anisotropía de forma existente en las láminas delgadas, el factor desimanador es muy alto en la dirección perpendicular a la muestra y la imanación se considera orientada en el plano de la muestra. Por lo tanto, la variación de la magnetorresistencia se puede tratar como un problema bidimensional donde la resistividad pasa a ser un tensor 2x2 de la siguiente

forma:<sup>33</sup>

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{\parallel} & 0 \\ 0 & \rho_{\perp} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Tomando el caso más simple en el que se tiene una lámina delgada con una dirección de la imanación bien definida y un único dominio, la dependencia de la resistividad con el ángulo es la que se muestra en (4.9), donde aparece la diferencia entre resistividades mostrada en el coeficiente magnetoresistivo de la expresión (4.7). Se comprueba que si  $\theta = 0^\circ$  se tiene que  $\rho = \rho_{\parallel}$ , mientras que si  $\theta = 90^\circ$ , entonces  $\rho = \rho_{\perp}$ .<sup>33</sup>

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \cos^2 \theta \quad (4.9)$$

El hecho de que la imanación se encuentre paralela o perpendicular a la corriente depende de la intensidad del campo magnético aplicado, pero también de su dirección. Por ello, se han realizado distintas medidas colocando primero el campo ( $H$ ) paralelo a la corriente ( $I$ ), y posteriormente con  $H \perp I$ , lo que se consigue cambiando la configuración de los contactos.

#### 4.3.1. Sistema de medida

El sistema experimental utilizado se ha esquematizado en la figura 4.6, en la que se muestran todos los dispositivos de medida. Está formado por un electroimán por el que se hace pasar una corriente, generando así el campo magnético. La corriente introducida proviene de la fuente generadora del campo magnético y es amplificada por un sistema de dos amplificadores en paralelo. Por otro lado, se cuenta con un soporte sobre el que se colocan las muestras, que a su vez, disponen de cuatro contactos conectados a las cuatro puntas necesarias para realizar las medidas. Se cuenta con una fuente que introduce la corriente por dos de los contactos y, que también actúa como voltímetro. Además, se coloca también una sonda Hall que medirá los valores del campo aplicado, con la ayuda del denominado en la figura voltímetro de la sonda Hall. Por último, ambos voltímetros están conectados al ordenador, donde se analizarán los datos obtenidos.

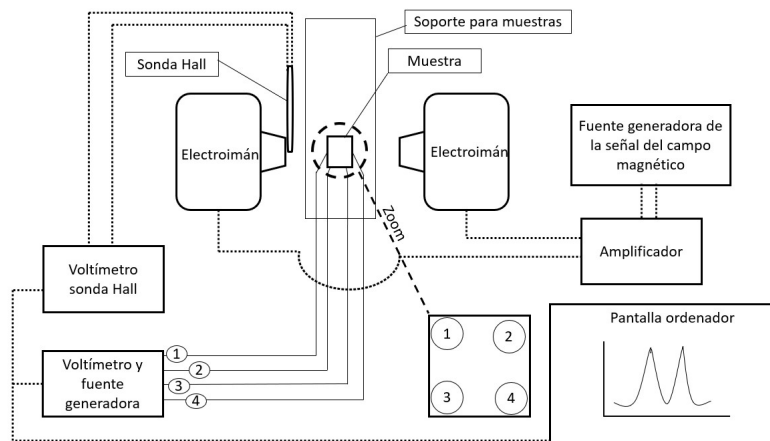


Figura 4.6: Esquema del sistema experimental utilizado.

En las imágenes de la figura 4.7, se muestra la parte principal del electroimán y de la muestra, así como la disposición utilizada para realizar las medidas. Sobre el soporte se encuentra la muestra a estudiar con los cuatro contactos correspondientes, realizados ya sea soldando o presionando indio (figura 4.7b).

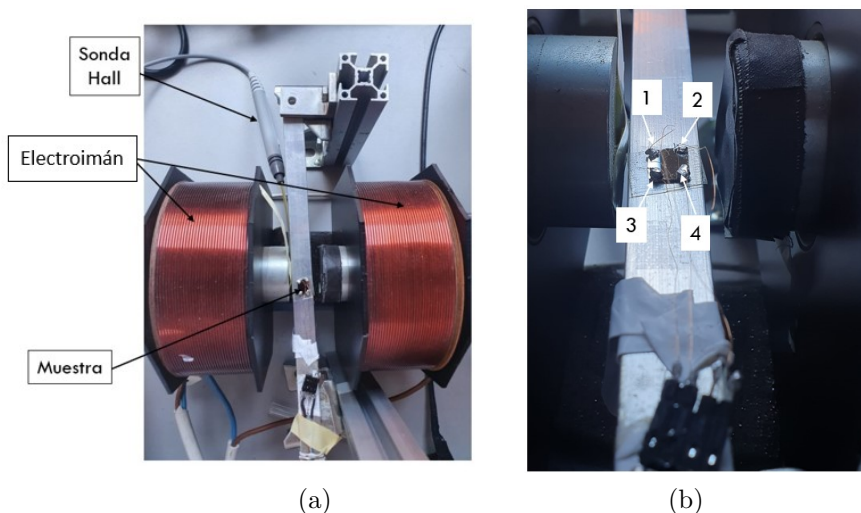


Figura 4.7: Sistema de medida utilizado para la obtención de la magnetorresistencia en distintas muestras.

Para la obtención de datos, se ha utilizado el programa *Labview*, en el que se establece el valor de la corriente que se va a pasar por la muestra, y que mide el voltaje en la misma. El programa recogerá los valores de voltaje para un determinado número de puntos, teniendo en cuenta que en cada punto se cambia el valor de la corriente entre el establecido y su opuesto, obteniendo así dos valores del voltaje para cada caso. A partir de estos valores, y aplicando lo visto en la explicación del método de cuatro puntas (sección 4.1), se obtiene la resistencia de la muestra. Las mediciones se realizan a lo largo de un tiempo durante el cual el campo magnético oscila, pasando de valores positivos a negativos y viceversa. La oscilación del campo magnético y la magnitud del mismo, se controlan variando la corriente introducida en las bobinas y que genera el campo magnético,  $H$ . Para ello, se introduce una señal de corriente en forma de onda triangular, lo que hace que oscilen los valores del campo. Concretamente, se ha escogido una señal con una rampa con simetría al 50 %, es decir, la subida y la bajada son iguales. Además, se controla la amplitud de la señal variando el voltaje pico a pico, y la velocidad de oscilación con la frecuencia.

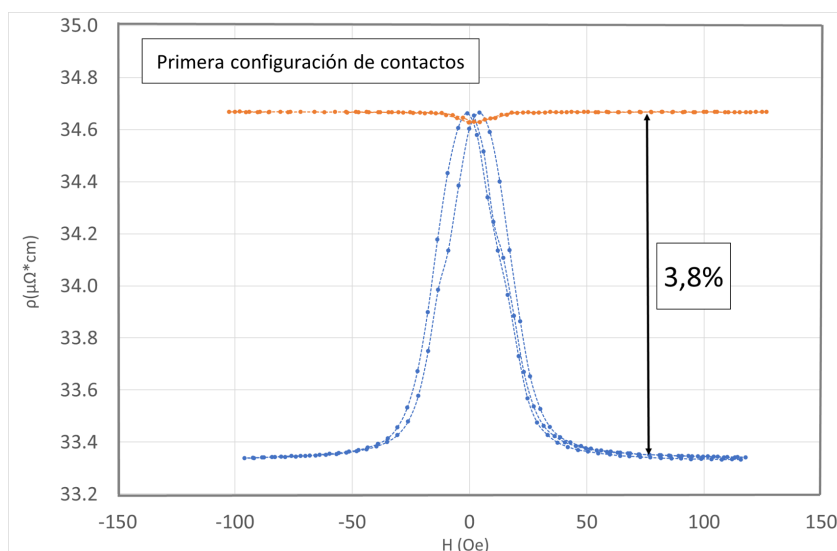
### 4.3.2. Resultados obtenidos

Con la ayuda del sistema de medida descrito en el apartado anterior y mostrado en la figura 4.7, se realizan para cada muestra medidas con el campo magnético paralelo y perpendicular a la corriente, obteniendo los valores de resistencia en cada caso. Además, al contar con una sonda Hall que mide el valor del campo en cada punto, se obtienen gráficas de la resistencia de la muestra en función del campo aplicado. A partir de las representaciones se obtiene el valor de la resistencia a campo cero,  $\mathbf{H} = 0$ , y utilizando el método de Van der Paw, se calcula la resistividad a campo 0. En este caso,  $R_1$  se corresponde con la resistencia a campo cero cuando  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ , mientras que  $R_2$  es la resistencia a campo cero cuando  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ , e introduciendo estos valores en la expresión (4.6) se obtiene la resistividad.

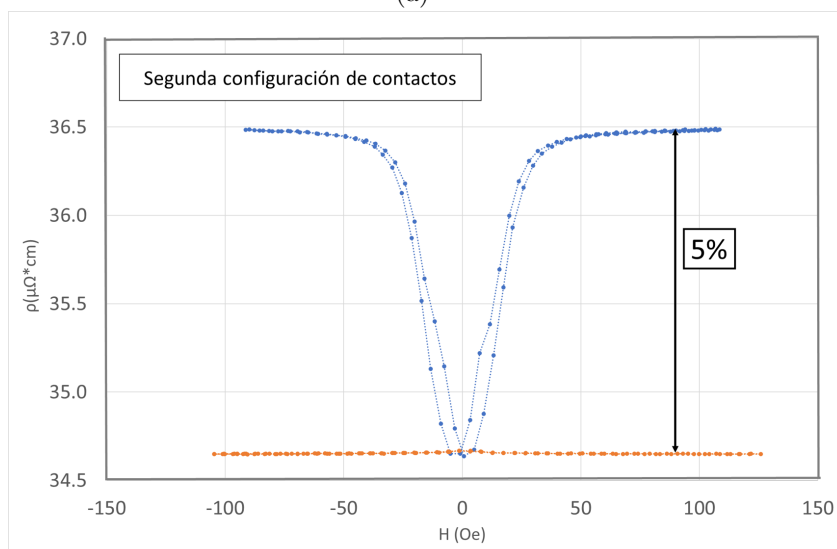
Una vez se calcula la resistividad, se pueden obtener las representaciones de la resistividad en función del campo magnético aplicado, a partir de las representaciones de la resistencia en función del campo. Al haber realizado medidas en cada muestra con el campo magnético paralelo y perpendicular a la corriente, se calculará la magnetorresistencia, más concretamente el coeficiente magnetoresistivo dado en la expresión (4.7).

- Permalloy

La primera lámina estudiada es la formada por una sola capa de 40 nm de permalloy. Se ha obtenido la resistividad para el eje fácil y el difícil de la muestra. Esto se debe a que este material tiene anisotropía en el plano, por lo que el ciclo de histéresis varía según el campo vaya paralelo o perpendicular al eje fácil. Además, el permalloy tiene magnetorresistencia anisótropa. La muestra utilizada no es totalmente cuadrada, y se obtienen valores de la resistencia muy distintos dependiendo de la pareja de contactos con las que se realiza la medida ( $R_1 = 2,9 \Omega$  y  $R_2 = 0,9 \Omega$ ). Debido a esto, si se estudia la magnetorresistencia cambiando los contactos, se introducirían variaciones producidas por la imprecisión del método de Van der Paw, impidiendo analizar la magnetorresistencia correctamente. Por ello, se ha escogido analizar por separado cada pareja de contactos comparando en cada caso las medidas de eje fácil con las de eje difícil. Se ha representado la resistividad en función del campo para la primera configuración de contactos posible (figura 4.8a) y para la segunda (figura 4.8b). Para pasar del eje fácil al difícil o viceversa, lo único que se debe hacer es girar la muestra  $90^\circ$  en el portamuestras.



(a)



(b)

Figura 4.8: Resistividad en función del campo para la muestra con una sola capa de 40 nm de Permalloy. La figura (a) se corresponde con la primera configuración de contactos y la figura (b) con la segunda. La serie de datos en azul ha sido obtenida para la configuración de eje difícil, cuando  $\mathbf{H} \perp$  eje fácil. Mientras que en naranja se representan los datos obtenidos cuando  $\mathbf{H} \parallel$  eje fácil.

Para calcular el coeficiente magnetoresistivo se deben obtener las resistividades cuando la imanación es paralela ( $\rho_{\parallel}$ ) y cuando es perpendicular ( $\rho_{\perp}$ ) a la dirección de la corriente. Cuando se alcanza la saturación, la imanación total de la muestra va en la misma dirección que el campo. En la figura 4.9, se presenta un esquema de las dos posibles configuraciones de contactos, permitiendo explicar como al girar la muestra  $90^{\circ}$  en el portamuestras, se cambia la posición relativa entre el campo y la corriente. Al llegar a la saturación, se obtendrá  $\rho_{\parallel}$  o  $\rho_{\perp}$  según el campo sea paralelo o perpendicular al eje fácil.



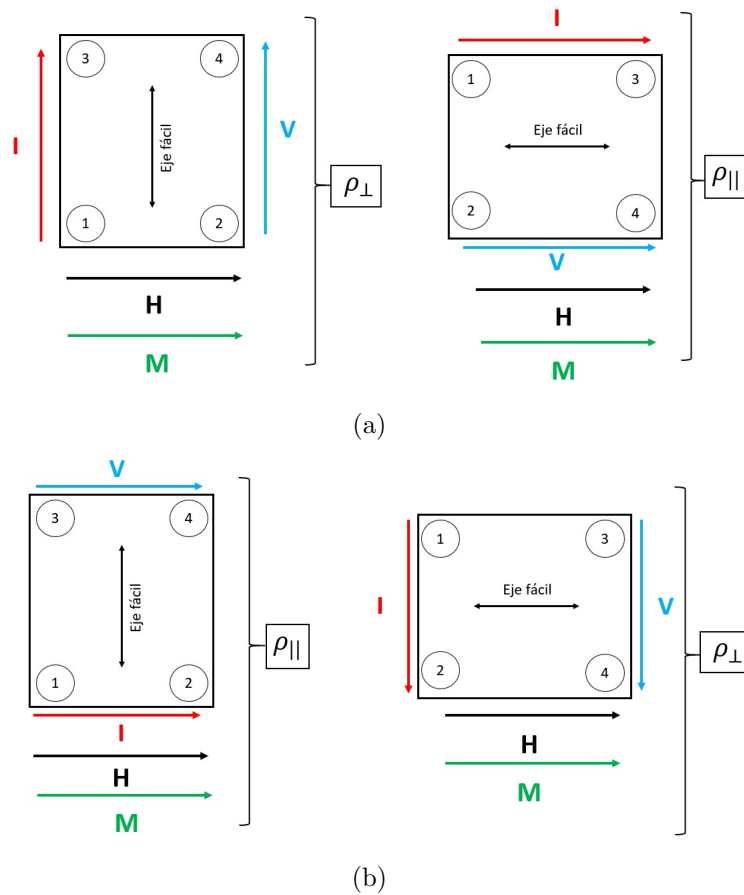


Figura 4.9: Esquema de las dos configuraciones de contactos posibles y la diferencia según el campo sea paralelo o perpendicular al eje fácil, indicando si la resistividad que se obtiene en saturación es  $\rho_{\perp}$  o  $\rho_{\parallel}$ . Primera configuración de contactos (a). Segunda configuración de contactos (b)

La gráfica de la figura 4.8a se corresponde con la primera configuración de contactos, esquematizada en la figura 4.9a. En este caso la resistencia obtenida era la mayor,  $R_1 = 2,9 \Omega$ , por lo que se considera la medida más fiable y en la que mejor se observa la magnetorresistencia. El coeficiente magnetoresistivo en este caso es  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{\parallel}} = 3,8 \%$ .

A partir de las gráficas de la figura 4.8, se comprueba que cuando el campo es paralelo al eje difícil, la magnetorresistencia es mayor. En ambas figuras, la serie de datos obtenidos en la configuración de eje fácil es la mostrada en naranja, y parece una línea recta debido a la escala de la representación. Se utiliza esta escala para obtener el coeficiente magnetoresistivo, pero para estudiar el caso del eje fácil se deben representar las curvas por separado, como se muestra en la figura 4.10. Los resultados gráficos obtenidos en el eje difícil son más claros y muestran menos variaciones, debido a que la magnetorresistencia es mayor que en el caso del eje fácil (comparación de figuras 4.10a y 4.10b).

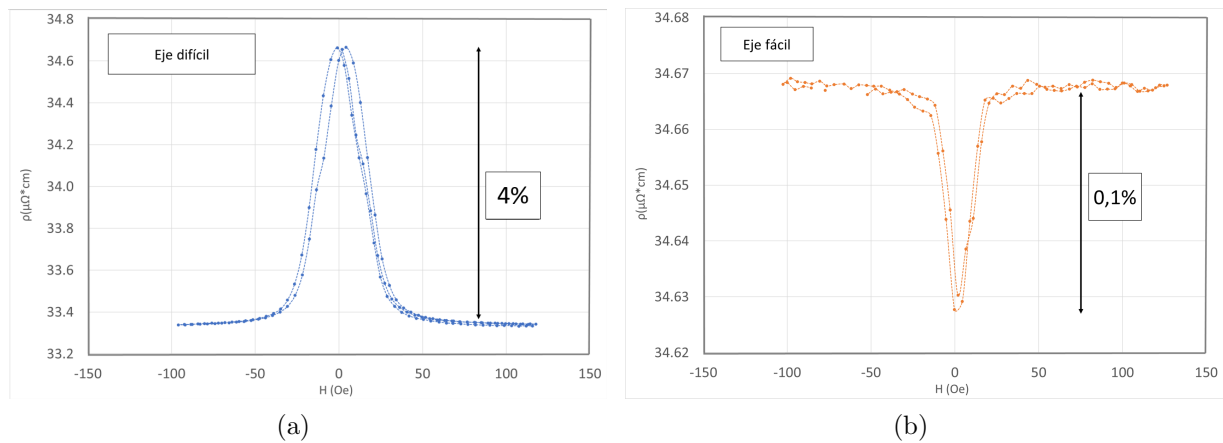


Figura 4.10: Comparación entre la resistividad en función del campo para la configuración de eje difícil (a) y eje fácil (b). Se ha utilizado la primera configuración de contactos y se muestra la diferencia entre la magnetorresistencia en cada caso.

La magnetorresistencia es menor en el eje fácil debido a la configuración de la imanación. En la configuración de eje fácil, el campo magnético es paralelo al eje de anisotropía, por lo que la imanación se mantiene en la misma dirección para cualquier valor del campo. Cuando se alcanza la saturación, la imanación se coloca en el sentido de  $\mathbf{H}$  debido al término de energía Zeeman, y al hacerse el campo cero, la imanación tiene a colocarse en la dirección del eje de anisotropía. Debido a esto, si se parte de la saturación y se disminuye el campo, el único giro de la imanación se debe a que parte de la misma se coloque en sentido contrario a  $\mathbf{H}$  siguiendo la dirección del eje de anisotropía. Se generan entonces dos regiones con imanación en sentidos opuestos, lo que obliga a la creación de una pared de dominio. Para la magnetorresistencia en el eje fácil, la única contribución que se mide es la debida a esta pared y a la propagación de la misma, y por tanto es mucho menor que en el caso del eje difícil en el que se producen más rotaciones de la imanación. En la figura 4.11, se muestra un esquema del ciclo de histéresis en configuración de eje difícil. A partir de mismo, se explicará porque en el eje difícil se tiene una variación continua de la imanación con el campo, mientras que en el eje fácil las transiciones son muy rápidas, ya que se deben a un único giro de  $180^\circ$  de la imanación.

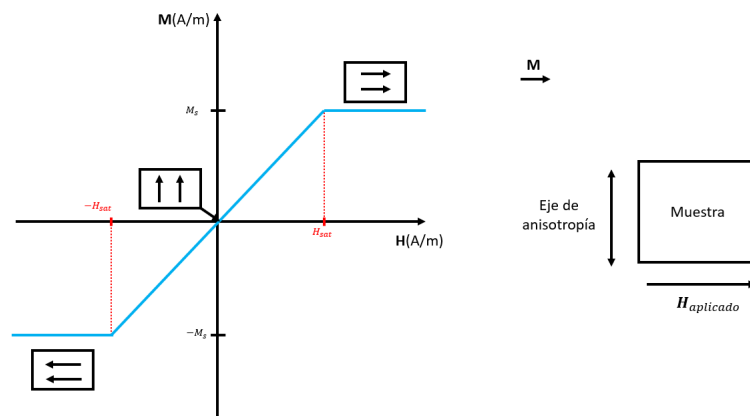
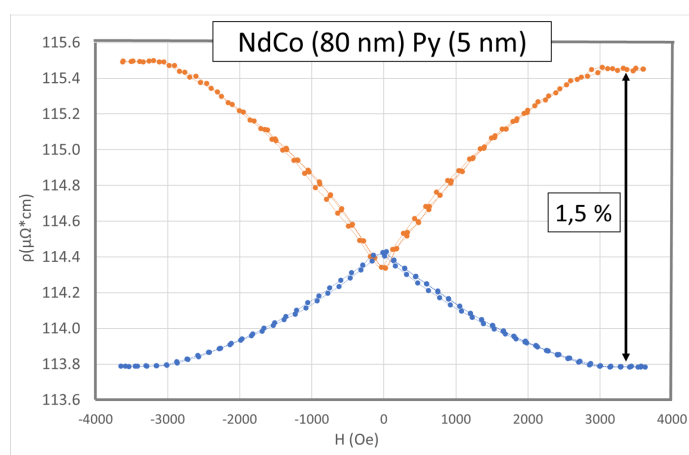


Figura 4.11: Ciclo de histéresis para la configuración de eje difícil, en el que se muestra la dirección de la imanación en tres puntos distintos del proceso.

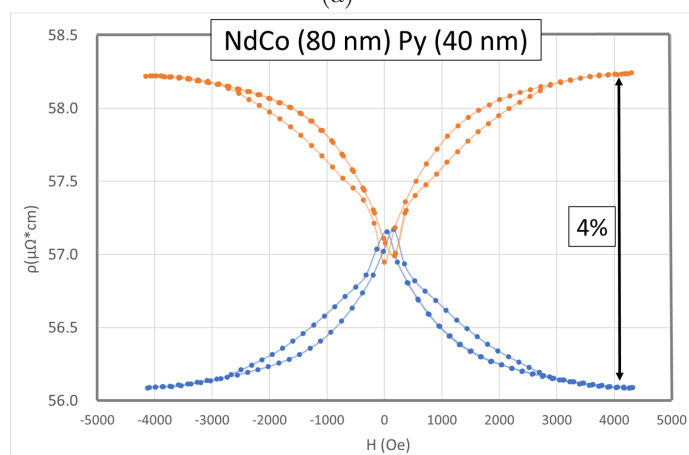
En la configuración de eje difícil, el eje de anisotropía es perpendicular al campo magnético aplicado, por lo que la anisotropía no es favorable a la dirección del campo y no contribuye a estabilizar la imanación. Partiendo de la saturación, en la que la imanación se encuentra en la dirección del campo, se comienza a disminuir  $H$ . La imanación comenzará por tanto a rotar, hasta colocarse paralela al eje de anisotropía cuando el campo es cero. Si, entonces, se sigue disminuyendo el campo, pasando a valores negativos, la imanación girará hasta situarse en la dirección del campo al alcanzar de nuevo la saturación. La rotación de la imanación en este caso es coherente, lo que da lugar a una señal de la transición continua.

- Multicapas de NdCo<sub>5</sub> y permalloy

A continuación, se muestran los resultados obtenidos para las multicapas con la aleación de neodimio-cobalto y permalloy, comparando dos muestras en las que el espesor de la capa de permalloy cambia de 5 a 40 nm (figura 4.12).



(a)



(b)

Figura 4.12: Resistividad en función del campo para las muestras con una capa central de 80 nm de NdCo<sub>5</sub> y dos capas (superior e inferior) de permalloy, ya sea de 5 nm de espesor (a) o de 40 nm (b). La serie de datos en naranja ha sido obtenida cuando  $I \parallel H$ , mientras que en azul se representan los datos obtenidos cuando  $I \perp H$ .

En la tabla 4.3 se encuentran los valores del coeficiente magnetoresistivo en cada caso, observándose que la magnetorresistencia es mayor cuanto más grande sea la capa de permalloy.

	$\rho_{\parallel}$	$\rho_{\perp}$	$\Delta\rho/\rho_{\parallel}$
NdCo (80 nm) / Py (5 nm)	115,50 $\mu\Omega \cdot cm$	113,78 $\mu\Omega \cdot cm$	<b>1,5 %</b>
NdCo (80 nm) / Py (40 nm)	58,24 $\mu\Omega \cdot cm$	56,09 $\mu\Omega \cdot cm$	<b>4 %</b>

Tabla 4.3: Coeficiente magnetoresistivo,  $\Delta\rho/\rho_{\parallel}$ , para las muestras con una capa central de 80 nm de NdCo<sub>5</sub> y dos capas (superior e inferior) de permalloy, ya sea de 5 nm o de 40 nm de espesor.

En cambio, recordando los valores de resistividad obtenidos en apartados anteriores y resumidos en la tabla 4.4, se establece que la resistividad es menor cuanto mayor sea la capa de permalloy. Comparando las multicapas con el caso de la muestra con una sola capa de permalloy, se observa un aumento en la resistividad debido a la aleación de NdCo<sub>5</sub>. Para realizar un estudio más preciso de la dependencia de la resistividad con el espesor, sería necesario disponer de otra muestra con un espesor distinto de la capa de permalloy. Aún así, se puede concluir que al aumentar el espesor de la capa de permalloy, más corriente puede circular por esta capa y la resistividad total de la multicapa a campo cero se acerca al valor de la resistividad del permalloy.

Muestras	Resistividad, $\rho$
Py	30,33 $\mu\Omega \cdot cm$
NdCo (80 nm) / Py (5 nm)	114,39 $\mu\Omega \cdot cm$
NdCo (80 nm) / Py (40 nm)	57,09 $\mu\Omega \cdot cm$

Tabla 4.4: Valores de la resistividad a campo cero en microohmios por centímetro, para tres de las muestras estudiadas.

El valor de la resistividad a campo cero del permalloy, se obtiene fácilmente, ya que una de las muestras fabricadas y estudiadas, está formada por una sola capa de permalloy. En cambio, con los datos obtenidos hasta el momento, no se conoce la resistividad a campo cero de la aleación de NdCo<sub>5</sub>. Sin embargo, conociendo los espesores de cada capa y suponiendo que en la multicapa las resistencias se suman en paralelo, se puede obtener un valor aproximado de  $\rho_{NdCo_5}$ . Lo primero es imponer la suma en paralelo de las resistencias, de forma que la resistencia total de la multicapa viene dada por la expresión (4.10).

$$\frac{1}{R_t} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (4.10)$$

Teniendo en cuenta la dependencia entre la resistencia y la resistividad, se relaciona la resistencia con el espesor de cada capa,  $t$ , como se indica en la expresión (4.11).

$$R = \rho \cdot \frac{L}{S} = \rho \cdot \frac{L}{t \cdot w} \quad (4.11)$$

Donde  $L$  es la longitud del lado de la muestra paralelo a la corriente y  $w$  es la longitud del otro lado. Tanto  $L$  como  $w$  son comunes a todas las capas de una misma muestra. Introduciendo la expresión (4.11) en (4.10), se llega a una relación entre la resistividad de la multicapa y la resistividad de cada capa por separado (expresión (4.13)), que depende de los espesores.

$$\frac{1}{\rho_t \cdot \frac{L}{t_t \cdot w}} = \frac{1}{\rho_1 \cdot \frac{L}{t_1 \cdot w}} + \frac{1}{\rho_2 \cdot \frac{L}{t_2 \cdot w}} \quad (4.12)$$

$$\rho_2 = \frac{t_2 \cdot \rho_t \cdot \rho_1}{t_t \cdot \rho_1 - t_1 \cdot \rho_t} \quad (4.13)$$

Partiendo de las multicapas formadas por la aleación de neodimio-cobalto y permalloy, tomando  $R_1$  como la resistencia de la capa de permalloy,  $R_2$  la de la capa de  $\text{NdCo}_5$  y  $R_t$  la resistencia total de la muestra, se obtiene la resistividad de la capa de  $\text{NdCo}_5$  (expresión (4.14)).

$$\rho_{\text{NdCo}} = \frac{t_{\text{NdCo}} \cdot \rho_{\text{multicapa}} \cdot \rho_{\text{Py}}}{t_{\text{multicapa}} \cdot \rho_{\text{Py}} - t_{\text{Py}} \cdot \rho_{\text{multicapa}}} \quad (4.14)$$

De la misma forma, se obtiene una expresión similar si se utiliza la multicapa formada por  $\text{NdCo}_5$  y aluminio:

$$\rho_{\text{NdCo}} = \frac{t_{\text{NdCo}} \cdot \rho_{\text{multicapa}} \cdot \rho_{\text{Al}}}{t_{\text{multicapa}} \cdot \rho_{\text{Al}} - t_{\text{Al}} \cdot \rho_{\text{multicapa}}} \quad (4.15)$$

Se ha supuesto como valor de la resistividad del permalloy el obtenido de las medidas de la muestra con solo 40 nm de permalloy,  $\rho_{\text{Py}} = 30,33 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ . En cambio, para la resistividad del aluminio se ha tomado el valor establecido,  $\rho_{\text{Al}} = 2,92 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , ya que no contamos con ninguna muestra formada únicamente por aluminio. En la tabla 4.5, se comparan los valores de resistividad de la aleación de neodimio y cobalto obtenidos con este método para tres multicapas.

Muestras	$t_1$	$t_{\text{multicapa}}$	$\rho_{\text{multicapa}}$	$\rho_{\text{NdCo}}$
NdCo (80 nm) / Py (5 nm)	5 nm	90 nm	114,4 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	<b>129 <math>\mu\Omega \cdot \text{cm}</math></b>
NdCo (80 nm) / Py (40 nm)	40 nm	125 nm	57,1 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	<b>92 <math>\mu\Omega \cdot \text{cm}</math></b>
NdCo (40 nm) / Al (10 nm)	10 nm	60 nm	16,2 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	<b>138 <math>\mu\Omega \cdot \text{cm}</math></b>

Tabla 4.5: Resistividad de la aleación  $\text{NdCo}_5$  obtenida a partir de las multicapas fabricadas. Se dan también los valores utilizados para obtener los resultados. El espesor de la capa de  $\text{NdCo}_5$  es de 80 nm para las multicapas con permalloy, mientras que es de 40 nm para la multicapa con aluminio.

Los valores difieren bastante entre ellos y harían falta más mediciones para obtener un resultado preciso, pero se puede ya concluir que la resistividad del  $\text{NdCo}_5$  es del orden de  $10^2 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  y por tanto, mucho mayor que la que se obtiene de la muestra con aluminio, concluyendo así que una parte importante de la corriente en la multicapa  $\text{NdCoAl}$  pasa por el aluminio.

- Multicapa de  $\text{NdCo}_5$  y aluminio

Por último, se estudia la multicapa de aluminio y  $\text{NdCo}_5$ , teniendo en cuenta que el aluminio no es un material magnético. Se muestra en la figura 4.13 la comparación entre la resistividad en función del campo para la multicapa con un espesor de 40 nm de permalloy, y para el caso con aluminio.

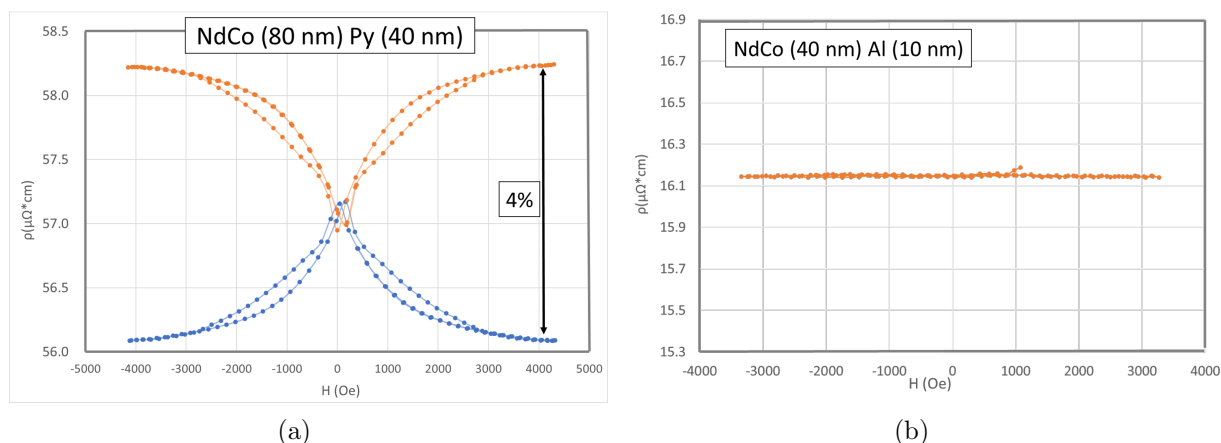


Figura 4.13: Comparación de la resistividad en función del campo para la muestra con 40 nm de permalloy (a) y la muestra con aluminio (b). La serie de datos en naranja ha sido obtenida cuando  $I \parallel H$ , mientras que en azul se representan los datos obtenidos cuando  $I \perp H$ .

Se han presentado ambos gráficos en la misma escala, de forma que se observa como la multicapa con aluminio no presenta magnetorresistencia, la resistividad no depende del campo. Además, si se calcula el coeficiente magnetorresistivo de la multicapa con aluminio se obtiene que  $\Delta\rho / \rho_{\parallel} = 0,03 \%$ . Debido a que no se observa ningún pico claro en estas medidas y que el coeficiente es mucho menor que en el resto de multicapas, se concluye que los resultados obtenidos se deben al ruido eléctrico dado por el sistema. Serán válidas todas aquellas medidas cuyo coeficiente magnetorresistivo sea al menos dos veces mayor que el de la multicapa de  $\text{NdCo}_5$  y aluminio, es decir, dos veces mayor que  $0,03 \%$ , siendo esta la precisión de las medidas anteriormente dadas.

En el caso de la multicapa con aluminio, no se obtiene magnetorresistencia ya que una gran parte de la corriente pasa por el aluminio, lo que se ha observado a partir de las medidas de la tabla 4.5. Al ser el aluminio un material no magnético, no presenta magnetorresistencia, y la contribución a la magnetorresistencia total que la capa de  $\text{NdCo}_5$  daría, es muy pequeña al no pasar casi corriente por la misma. De esta forma, debido al ruido eléctrico del sistema de medida, no se observa magnetorresistencia en la multicapa.

# Conclusiones

Tras estudiar las simulaciones micromagnéticas de una tricapa formada por permalloy,  $\text{NdCo}_5$  y  $\text{GdCo}$ , se identifican diversos defectos topológicos tanto bidimensionales como tridimensionales. El primer análisis de la configuración de momentos magnéticos permite identificar el vórtice y el antivórtice, pero se recurre a la carga topológica para obtener resultados concluyentes. Para el punto de Bloch se obtiene teóricamente el valor esperado de la carga topológica y se comprueba con el valor obtenido mediante las simulaciones,  $Q = 1,07$ . En el caso de los vórtices y los merones se debe definir la carga skyrmionica para su caracterización, cuyo valor debería ser  $\frac{1}{2}$ . A pesar de que los valores obtenidos no coinciden exactamente, siendo para todos los casos  $Q_z < -0,5$ , se consideran válidos.

El estudio realizado de la variación de la carga skyrmionica a lo largo del espesor de la muestra, permite verificar la configuración bidimensional de los vórtices. Además, centrándonos en la localización de los defectos, se establece que las fronteras entre las capas y sus diferencias en anisotropía tienen un papel importante en el confinamiento de las texturas magnéticas. Igualmente, la variación de  $Q_z$  a lo largo del espesor para una superficie que contenga al punto de Bloch, permite establecer la resolución en el eje  $Z$  de nuestra simulación y dar, por tanto, un volumen en el que el punto de Bloch está contenido con la resolución del mismo. No obstante, no sirve para establecer el tamaño de la singularidad que teóricamente es puntual. Se obtiene que está contenido en un paralelepípedo de 23,3 nm en el eje  $Z$ , con una resolución de 11,7 nm. Por otro lado, se representa el campo magnético emergente, observando que el punto de Bloch, al presentar carga topológica positiva, actúa como fuente de  $\mathbf{B}_e$ . Se establece una relación entre el punto de Bloch y los defectos con carga skyrmionica negativa, en la que los vórtices actúan como sumideros del  $\mathbf{B}_e$ .

En la segunda parte del trabajo, se depositan por sputtering varias multicapas con distintas estructuras pero todas formadas por permalloy,  $\text{NdCo}_5$  y/o aluminio. Tras calibrar correctamente la máquina para poder fabricar la aleación de neodimio-cobalto, se procede al crecimiento. Posteriormente, se analizan las muestras estudiando su resistividad con el método de Van der Paw. Se obtiene también la magnetorresistencia de las mismas proporcionando un método sencillo para estudiar el comportamiento magnético de cada capa, concretamente se tiene un sensor eléctrico del efecto del  $\text{NdCo}_5$  sobre el permalloy y sobre el aluminio. Del estudio de la muestra formada únicamente por 40 nm de permalloy, se obtiene que la magnetorresistencia de este material es del 3,8 %, coincidiendo con lo esperado, ya que el permalloy tiene una

magnetorresistencia entre el 0,1 % y el 5 %. Además, se observa claramente la gran diferencia entre la magnetorresistencia medida en configuración de eje fácil o difícil, comprobando que el permalloy tienen magnetorresistencia anisotrópica. El análisis de las multicapas con NdCo<sub>5</sub> y permalloy concluye que al aumentar el espesor de la capa de permalloy, más corriente puede circular por esta capa, provocando que la resistividad total de la multicapa se acerque al valor de la resistividad del permalloy. En cambio la magnetorresistencia aumenta con el espesor de la capa de permalloy. Suponiendo una suma en paralelo de las resistencias en las multicapas, se obtiene la resistividad de la aleación de NdCo<sub>5</sub>, que es del orden de  $100 \mu\Omega \cdot cm$ . Finalmente, de la multicapa de NdCo<sub>5</sub> y aluminio, se obtiene el ruido eléctrico dado por el sistema (0,03 %). Además, sabiendo que la mayor parte de la corriente en la multicapa circula por el aluminio, y que este es un material no magnético, no se obtiene una medida de magnetorresistencia. Solo daría contribución a la magnetorresistencia total la capa de NdCo<sub>5</sub>, la cual es pequeña e imperceptible con nuestro sistema.



# Bibliografía

- [1] SAMPAIO, J. ET AL. *Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures*. Nat. Nanotechnol. 8, 839–844 (2013).
- [2] HIERRO-RODRIGUEZ, A., QUIRÓS, C., SORRENTINO, A. ET AL. *Revealing 3D magnetization of thin films with soft X-ray tomography: magnetic singularities and topological charges*. Nat Commun 11, 6382 (2020).
- [3] HUBERT, ALEX Y SCHÄFER, RUDOLF. *Magnetic Domains(The analysis of Magnetic Microstructures)*. Springer (1998).
- [4] LÓPEZ DÍAZ, LUIS. *Tesis doctoral: Estudio micromagnético de procesos de imanación en materiales con inclusiones no magnéticas*. Universidad de Salamanca (1999).
- [5] KRONMÜLLER, H. (2021). *General Micromagnetic Theory and Applications*. In Materials Science and Technology (eds R.W. Cahn, P. Haasen and E.J. Kramer).
- [6] [HTTP://MICROMAGNETICS.ORG/MICROMAGNETISM/](http://micromagnetics.org/micromagnetism/) Visitada en febrero y marzo de 2021.
- [7] *Magnetostriction and Magnetostrictive Materials*. Active Material Laboratory. University of California, Los Angeles.
- [8] A. SZILVA, M. COSTA, A. BERGMAN, L. SZUNYOGH, L. NORDSTRÖM, O. ERIKSSON. *Interatomic exchange interactions in non-collinear magnets*. arXiv: Materials Science 1305.1447 (2013)
- [9] MARTÍNEZ FLÓREZ, MIRIAM. *Trabajo fin de grado: Láminas Delgadas Magnéticas: Obtención y Propiedades*. Universidad de Oviedo (2020).
- [10] B. D. CULLITY. *Introduction to magnetic materials*. Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- [11] TORREJÓN DÍAZ, JACOB. *Tesis doctoral: Estudio del acoplamiento magnetoelástico y magnetostático en microsistemas multicapas bifásicos*. Universidad Autónoma de Madrid (2009)
- [12] EKTA BHATIA, ZOE H. BARBER, ILARI J. MAASILTA, AND KARTIK SENAPATI. *Domain wall induced modulation of low field H-T phase diagram in patterned superconductor-ferromagnet stripes*. AIP Advances 9, 045107 (2019)

- 
- [13] OTT, FRÉDÉRIC. *Neutron scattering on magnetic nanostructures*. Condensed Matter [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. tel-00429509
- [14] GAO, N., JE, S.G., IM, M.Y. ET AL. *Creation and annihilation of topological meron pairs in in-plane magnetized films*. Nat Commun 10, 5603 (2019).
- [15] SANDIP BERA AND SUDHANSU S. MANDAL *Theory of the skyrmion, meron, antiskyrmion, and antimeron in chiral magnets*. Phys. Rev. Research 1, 033109(2019)
- [16] SOONG-GEUN JE, HEE-SUNG HAN, SE KWON KIM, ET AL. *Direct demonstration of topological stability of magnetic skyrmions via topology manipulation* ACS Nano 14, 3251-3258 (2020)
- [17] BLANCO-ROLDÁN, C., QUIRÓS, C., SORRENTINO, A. ET AL. *Nanoscale imaging of buried topological defects with quantitative X-ray magnetic microscopy*. Nat Commun 6, 8196 (2015).
- [18] N. NAGAOSA E Y. TOKURA. *Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions*. Nature nanotechnology, 8(12):899–911 (2013).
- [19] K. EVERSCHOR-SITTE, J. MASELL, R. M. REEVE, AND M. KLÄUI. *Perspective: Magnetic skyrmions—Overview of recent progress in an active research field*. Journal of Applied Physics 124, 240901 (2018).
- [20] IM, MY., HAN, HS., JUNG, MS. *Dynamics of the Bloch point in an asymmetric permalloy disk*. Nat Commun 10, 593 (2019)
- [21] KIM, S.K, TCHERNYSHYOV, O. *Pinning of a Bloch point by an atomic lattice*. Physical Review B, 88(17):174402, (2013).
- [22] GUTIÉRREZ MESÍAS, JUAN MOISÉS. *Fases cuánticas geométricas*. Universidad nacional mayor de San Marcos, Perú. (2005)
- [23] DI XIAO, MING-CHE CHANG, QIAN NIU. *Berry phase effects on electronic properties*. Reviews of Modern Physics. 82 1959 (2010)
- [24] CLAIRE DONNELLY, KONSTANTIN L. METLOV, ET AL. *Experimental observation of vortex rings in a bulk magnet* Nature Physics. 17, 316–321 (2021)
- [25] JULISSA GREEN *An Overview of Magnetron Sputtering*. Stanford Advance Materials. <https://www.sputtertargets.net/blog/an-overview-of-magnetron-sputtering.html> Visitada el 15/6/2021.
- [26] SUÁREZ MÉNDEZ, ISABEL. *Trabajo fin de grado: Microscopía de Fuerza Magnética*. Universidad de Oviedo (2014).

- 
- [27] HAMAGUCHI, CHIHIRO. *Magnetotransport Phenomena. In: Basic Semiconductor Physics*. Springer, Berlin, Heidelberg. (2010)
- [28] VAN DER PAUW, L.J. *A method of measuring the resistivity and hall effect coefficient of lamellae of arbitrary shape*. Philips Technical Review 26(8), 220-224, 1958/1959.
- [29] GIL, SALVADOR. *Medición de resistividades– Método de cuatro puntas*. Universidad de Buenos Aires (2016)
- [30] CONDE MENDOZA, LUIS ANGEL. *Implementación de un sistema de medición de resistividad eléctrica en películas delgadas semiconductoras por el método de Van der Pauw*. Pontificia Universidad Católica del Perú (2017)
- [31] ABAD MUÑOZ, LIBERTAD. *Tesis doctoral: Efectos estructurales y de Interfase en Capas Finas de  $La_{2/3} Ca_{1/3} MnO_3$* . Universidad Autónoma de Barcelona (2007)
- [32] M. BIBES, LL. BALCELLS, S. VALENCIA, S. SENA, B. MARTÍNEZ, AND J. FONTCUBERT. *Thickness dependence of surface roughness and transport properties of  $La_{2/3} Ca_{1/3} MnO_3$  epitaxial thin films*. Journal of Applied Physics 89, 6686 (2001)
- [33] JOGSCHIES, L., KLAASM, D., WURZ, M.C., ET AL. *Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications*. Sensors, 15, 28666 (2015)