



UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS

# EFECTO DEL CONFINAMIENTO EN LAS PROPIEDADES DE SKYRMION EN MULTICAPAS MAGNETICAS

**Yoav Urbina Elgueta**

Tesis presentada a la Facultad de Ciencias de la Universidad de Santiago de Chile para optar al grado académico de Magíster en Ciencias con Mención en Física

Abril 2023  
Santiago, Chile

**Profesor Tutor: Juliano C. Denardin**

**Profesor Co-Tutor: Juan Luis Palma**

© 2023, Yoav Urbina Elgueta

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento

Dedicado a Blanca, Loren, María Inés y Johanna

## AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Juliano Denardin por todo el conocimiento que me ha entregado, y sobre todo la forma en que me lo ha entregado; siempre con espíritu y dedicación.

Agradezco al Dr. Juan Luis Palma por su ayuda en el proceso experimental y por escuchar todas mis ideas sin juzgar ni una de ellas.

Agradezco al Laboratorio de Magnetismo del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile por las oportunidades brindadas y grato ambiente.

Agradezco al Laboratorio de Nanomagnetismo de CEDENNA por el espacio y herramientas que se me otorgaron.

Agradezco a la Universidad de Santiago de Chile por el apoyo sico-social y económico que se me ha brindado.

Agradezco a los Proyectos Fondecyt 1201491, 1200782, y al proyecto Basal AFB180001.

Agradezco a mis compañeros de laboratorio, quienes se convirtieron en personas queridas, por todas las conversaciones y discusiones sobre la física y la vida.

Agradezco a mi familia por soportarme todos estos años, las veces que me escucharon me ayudaron para seguir en lo que hago y sobre todo agradezco su cariño tenue pero eterno.

Agradezco más que nada a Blanca Symmes, por su amoroso e incondicional apoyo, sin ella no sería quien soy ni estaría donde estoy. Agradezco realmente su compañía en todo este proceso.

## Resumen

En los últimos años, los skyrmions magnéticos han sido el foco de diversos estudios en el área del magnetismo en la materia condensada. Esto es debido a su potencial aplicación para el desarrollo de futuras generaciones de dispositivos *spintrónicos*, tales como memorias tipo pista de carreras, dispositivos lógicos, transistores o nano-osciladores.

Los skyrmions magnéticos son texturas de *spin* protegidas topológicamente, y han sido encontrados en diversos sistemas; magneto quirales, cristales magnéticos, multicapas magnéticas, etc. Las multicapas magnéticas ofrecen la posibilidad de nuclear skyrmions dada la interacción Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) generada por el rompimiento de la simetría de inversión originada en la interfase entre una capa de metal pesado y la capa magnética que albergará skyrmions. En nanoestructuras, la DMI y la interacción dipolar llevan a formas específicas de condiciones de borde micromagnéticas, que debido al estado confinado de los dominios en esta estructura permiten en ciertos casos que el estado de skyrmions sea más estable que otras configuraciones magnéticas.

Este estudio trata sobre la formación de skyrmions a temperatura ambiente y campo cero mediante la acción de confinar multicapas magnéticas que albergan skyrmions a temperatura ambiente en islas circulares de tamaños cercanos a los skyrmions. La multicapa estudiada está conformada por PtCoTa, esta multicapa presenta una alta densidad de skyrmions mediante un campo aplicado o un proceso de memoria magnética. Los tamaños de skyrmions que se presentan tienen 200 [nm] de radio y son skyrmions tubulares.

Al confinar esta multicapa en discos con diámetros entre 100 y 1000 [nm], se obtienen tres estados magnéticos distinguibles en remanencia, posterior a aplicar un campo magnético fuera del plano de la muestra. Estos estados son: magnetización uniforme fuera del plano de la muestra, burbuja skyrmionica y magnetización tipo laberinto. El diámetro en el que se obtuvo una burbuja skyrmionica estable en el centro del disco, es el sistema de 400 [nm], esta configuración toma casi todo el espacio del sistema posibilitando una mayor estabilidad. En discos sobre 500 [nm] se observa que es posible obtener una red de skyrmions al aplicar un campo fuera del plano, donde la cantidad de skyrmion que tenga esta red está definida por el tamaño del disco. Estos resultados presentan una alta posibilidad de uso en un

amplio espectro de aplicaciones, y debido a la alta estabilidad de las estructuras magnéticas definidas en este estudio posibilitar la profundización del estudio de estas.

***Keywords*** – Skyrmions, Confinamiento Geométrico, MOKE, MFM, Simulaciones Micromagnéticas, Interacción de Dzyaloshinskii-Moriya.

## Abstract

For the last years, magnetic skyrmions has been the focus of several studies on the research area of magnetism in condensed mater. This mainly drive by their potential application for the development of future generations of spintronic devices, such as race track memories, logic devices, transistors or nano-oscillators.

Skyrmions are magnetic textures topologically protected, and this topological structure has been found on several systems, such as chiral magnets, bulk crystals, and multilayered materials. Multilayered materials, offer the possibility to nucleate skyrmions due to the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) which generates an inversion symmetry breaking, originated from the interfaces between a heavy metal layer and the skyrmion-hosting magnetic layer. In nanostructures, DMI and dipolar interactions leads to a specific way of micromagnetic boundary conditions, due to the constrain state of domains in these structures in some cases the skyrmion state is more stable than other magnetic configurations.

This study is about the formation of skyrmions at room temperature and zero field by the action of confining magnetic multilayers that host skyrmions at room temperature in circular islands of close size to the skyrmions. The multilayer studied is made up of PtCoTa, this multilayer presents a high density of skyrmions through an applied field or a magnetic memory process. The sizes of skyrmions shown are 200 [nm] in radius and are tubular skyrmions.

By confining this multilayer in discs with diameters between 100 and 1000 [nm], three distinguishable remanent magnetic states are obtained, after applying a magnetic field outside the plane of the sample. These states are: uniform magnetization outside the plane of the sample, skyrmion bubble, and labyrinth magnetization. The diameter in which a stable skyrmionic bubble was obtained in the center of the disk is the 400 [nm] system, this configuration takes almost all the space of the system, allowing greater stability. In disks over 500 [nm] it is observed that it is possible to obtain a network of skyrmions by applying an out-of-plane field, where the amount of skyrmion that this network has is defined by the size of the disk. These results present a high possibility of use in a wide spectrum of applications, and due to the high stability of the magnetic structures

defined in this study, allows the deepening of their study.

***Keywords*** – Skyrmions, Geometric Confinement, MOKE, MFM, Micromagnetic Simulations, Dzyaloshinskii-Moriya Interaction

# Índice general

<b>AGRADECIMIENTOS</b>	<b>I</b>
<b>Resumen</b>	<b>II</b>
<b>Abstract</b>	<b>IV</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Teoría</b>	<b>5</b>
2.1. Micromagnetismo . . . . .	5
2.1.1. Energías de un sistema magnético . . . . .	11
2.1.1.1. Energía de Zeeman . . . . .	11
2.1.1.2. Energía Dipolar . . . . .	12
2.1.1.3. Energía de Intercambio . . . . .	15
2.1.1.4. Energía de Anisotropía . . . . .	17
2.1.1.5. Interacción Dzyaloshinskii-Moriya . . . . .	21
2.1.2. Dinámica de sistemas magnéticos . . . . .	23
2.1.3. Dominios magnéticos y paredes de dominio . . . . .	25
2.2. Skyrmion . . . . .	28
2.2.1. Propiedades . . . . .	30
2.2.1.1. Curvas FORC . . . . .	32
<b>3. Simulación Micromagnética</b>	<b>34</b>
<b>4. Procedimiento Experimental</b>	<b>37</b>
4.1. Proceso de Fabricación . . . . .	37
4.1.1. Pulverización Catódica por Magnetron (Magnetron Sputtering) . . . . .	37
4.1.2. Litografía por haz de Electrones (EBL) . . . . .	39
4.2. Caracterización . . . . .	43
4.2.1. Caracterización Geométrica . . . . .	43
4.2.2. Caracterizaciones Magnéticas y de Transporte Eléctrico . . . . .	45
<b>5. Resultados y Discusión</b>	<b>50</b>
5.1. Película Continua . . . . .	50

Índice general	VII
5.2. Discos . . . . .	55
<b>6. Conclusiones</b>	<b>66</b>
<b>Referencias</b>	<b>68</b>

# Índice de cuadros

3.0.1.Tabla de parámetros magnéticos utilizados en la simulación micromagnética . . . . .	36
4.1.1.Tabla de protocolo de muestra estudiada. . . . .	39

# Índice de figuras

2.1.1.Campo desmagnetizante de un elipsoide con magnetización uniforme sobre de sus ejes principales. . . . .	15
2.1.2.Simetría esférica rota con la formación de un eje fácil de magnetización. Imagen modificada del libro de Bertotti [56]. . . . .	18
2.1.3.Energía anisotrópica uniaxial con $K_1 > 0$ (Izquierda) y $K_1 < 0$ (Derecha). Imagen modificada del libro de Bertotti [56]. . . . .	19
2.1.4.a) Representación del funcionamiento de la DMI en un cristal magnónico (Izquierda) y en una interfase entre un material ferromagnético y un metal pesado (Derecha). b) Fuerza de la DMI entre dos pares de spin atómicos en monocapas de distintos metales 3d en un sustrato de distintos metales 5d, obtenida de cálculos ab initio. c, d) Cálculos ab initio de la distribución de DMI entre un par de spin atómicos en la distintas capas de un sistema compuesto por tres monocapas de Pt en tres monocapas de Co (c) y tres monocapas de Co entre 3 monocapas de Pt y MgO. Imagen modificada de [61].	22
2.1.5.Representación de la evolución temporal de la magnetización $\mathbf{M}$ en un campo efectivo $\mathbf{H}_{eff}$ descrito a partir de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. (Izquierda) Movimiento de precesión no amortiguado de $\mathbf{M}$ alrededor de $\mathbf{H}_{eff}$ . (Centro) Relajación de $\mathbf{M}$ hacia $\mathbf{H}_{eff}$ debido a los efectos de disipación. (Derecha) Evolución temporal de $\mathbf{M}$ , incluyendo la precesión y la amortiguación. Al final, $\mathbf{M}$ se alinea paralelamente con $\mathbf{H}_{eff}$ . . . . .	25
2.1.6.Ejemplo de estructura de dominio sin polos en un sistema con anisotropía biaxial, donde x e y son ejes de magnetización fácil. . . . .	26
2.1.7.Tipos fundamentales de paredes de dominio magnético. a), una pared de Bloch, donde la magnetización gira en el plano de la pared. b), una pared de Néel, donde la magnetización gira perpendicular al plano de la pared. Imagen modificada de [68]. . . . .	27
2.2.1.La estructura de giro de (de izquierda a derecha) un Néel diestro y zurdo y un skyrmion Bloch diestro y zurdo. Estos corresponden a los cuatro tipos de skyrmion más simples. Los vectores que simbolizan la magnetización giran apuntando hacia afuera o adentro para el tipo Néel y giran en sentido horario o antihorario para el tipo Bloch. Imagen obtenida de [70]. . . . .	29

2.2.2.a) Representación del estado de base estable para discos de 400 [nm] como función de la magnetización saturación y la DMI. La escala de colores indica el ángulo de la pared de dominio que evoluciona desde una configuración Bloch pura a una Néel pura. b) Ejemplo de estructura de spin estable para discos de 2000 [nm] con variaciones pequeñas de los parámetros de DMI y magnetización saturación, esta figura muestra lo susceptible que es este régimen a las variaciones de los parámetros magnéticos. Imagen modificada de [25]. . . . .	30
2.2.3. <b>Ejemplificación de la obtención del diagrama FORC:</b> a) Curvas de reversión de primer orden, las flechas mostradas en la imagen indican la dirección del campo aplicado $H_a$ , cada curva comienza en un respectivo campo de reversión $H_R$ . b) Diagrama FORC, los máximos y mínimos están definidos por las zonas blancas y grises respectivamente, y estos están relacionados a estados de magnetización específicos. Imagen modificada de [80]. . . . .	33
3.0.1. Sistema de simulación para los discos. (Izquierda) Perfil XY, (Derecha) Perfil XZ O YZ . . . . .	35
4.1.1. Esquema del sistema de deposición por pulverización catódica en cámara de alto vacío. Círculo rojo es un acercamiento del sector de un cañón. . . . .	38
4.1.2. Proceso de Litografía. El sentido de los pasos de la litografía está definido por las flechas rojas. Procesos en círculo son un acercamiento a la interfase entre el polímero y el sustrato. . . . .	39
4.1.3. Diseños realizados en DesignCAD y luego generados en el programa NPGS, estos consisten en círculos de diámetros entre 100 y 3000 [nm]. . . . .	41
4.1.4. Diseños extras realizados en DesignCAD y luego generados en el programa NPGS, se tienen diversas formas geométricas y se presentan un diseño de un sistema de Efecto Hall. . . . .	41
4.1.5. Imágenes de microscopía óptica obtenidas de la muestra post proceso de revelado, el color morado es el color del silicio mientras que las zonas verdes es el polímero no quemado, las zonas dentro de la litografía que no tienen color morado son zonas de polímero que aún no se revelan correctamente, es decir la figura rectangular tiene entre 0.5 a 1 [min] por seguir revelándose. . . . .	42
4.1.6. Esquema de deposición sin rotación, los átomos del material depositado se aglomeran en el sentido de la deposición. . . . .	42
4.2.1. Diagrama de un microscopio electrónico de barrido. En él se tienen tres detectores, para electrones secundarios, electrones retrodispersados y rayos X. . . . .	44

4.2.2. Esquema del funcionamiento de la microscopia por fuerza atómica y fuerza magnética, la zona ondulada representa la topografía de la muestra, mientras que los dominios magnéticos son representados por las flechas en el material. . . . .	45
4.2.3. Esquema de un magnetómetro de muestra vibrante. . . . .	46
4.2.4. Método de Van der Paw, la imagen muestra dos sets de contactos (Izquierda y Derecha) mediante los cuales se realiza el método para obviar la geometría de la medición. . . . .	47
4.2.5. Diagrama del funcionamiento de un magnetómetro mediante el efecto Kerr magneto-óptico. Imagen modificada de [82]. . . . .	48
4.2.6. Perfil de campo adaptado a las mediciones de curvas menores con MOKE. Las partes 3 y 4, marcadas en verde y rojo, se utilizan para referenciar la señal; la parte 1, marcada en rosa, es el campo de inversión variable y la parte 2, marcada en azul, es el bucle menor propiamente dicho. Imagen modificada de [83]. . . . .	49
5.1.1. Imagen de AFM obtenida de la película continua, donde el color negro es la altura más grande y el color blanco corresponde al cero. El área proyectada son $4.031[\mu\text{m}^2]$ y el área de superficie $4.031[\mu\text{m}^2]$ . . . . .	51
5.1.2. <b>Caracterización Magnética de la Película Continua:</b> a) y c) Curva de histéresis película continua: se muestran las curvas de magnetización obtenidas por VSM (azul), MOKE (negro) y Simulaciones (rojo), (a) Campo aplicado fuera del plano, (c) Campo aplicado en el plano de la muestra. b) y d) Imagen MFM de la película continua experimental y simulada, en esta imagen la magnetización fuera del plano está representada por los colores rojo (z positivo), azul (z negativo) y blanco (magnetización en el plano), b) MFM obtenida después de aplicar el campo fuera del plano y c) MFM obtenida después de aplicar el campo en el plano. Los recuadros pequeños dentro de b) y c) son la imagen MFM simulada con la misma escala de distancia que la MFM experimental. . . . .	52
5.1.3. <b>Diagrama de curva de reversión de primer orden:</b> a-b) Izquierda y Derecha: (Arriba) Curva de histéresis y curvas de reversión. (Abajo) Diagrama FORC, en el cual los máximos están denotados por el color rojo y los mínimos por el color azul. Izquierda corresponde al diagrama obtenido por magnetómetro MOKE, y derecha corresponde al diagrama obtenido por mediciones del efecto Hall. La línea verde en a) y b) es el camino tomado para obtener las imágenes c) y d), respectivamente c-d) MFM obtenida posterior a aplicar un campo en saturación y luego un campo de $-0.18[\text{T}]$ (c) y $-0.1[\text{T}]$ (d) fuera del plano de la muestra y medir en remanencia. . . . .	54

5.2.1. <b>Simulación discos de diámetros entre 100 a 1000 [nm]:</b> a) Curva de histéresis de discos simulados, donde por simplicidad se presentan solo los diámetros 100, 200, 400 y 1000 [nm], que exhiben el comportamiento general del fenómeno de confinar los sistemas magnéticos. b-j) Magnetización remanente obtenida de la simulación de discos de diámetro 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800, 900, 1000 [nm] respectivamente, donde la magnetización en z positivo esta denotado por el color rojo y la magnetización en z negativo por el color celeste. La configuración obtenida para el disco de 400 [nm] (e) es un skyrmion tipo burbuja o burbuja skyrmiónica.	56
5.2.2. <b>Imagen SEM de los diseños medidos en este estudio:</b> a) Diseño que contiene discos entre 100 [nm] y 3.5 [ $\mu\text{m}$ ]. b) Diseño que contiene discos entre 200 [nm] y 2.2 [ $\mu\text{m}$ ]. c) Diseño que contiene discos entre 200 y 500 [nm]. Las imágenes a) y b) son obtenidas mediante la colección de electrones retrodispersados, imagen c) es obtenida mediante la colección de electrones secundarios. . . . .	57
5.2.3. <b>Imagen SEM de los distintos discos:</b> a), b), d), e) Discos de 500 [nm], 400 [nm] 1000 [nm] y 500 [nm], respectivamente. c) y f) Imagen SEM de los discos, tomadas con un ángulo de 45° (c) y 80° (f). . . . .	57
5.2.4. <b>Imagen AFM de los discos estudiados en MFM y MOKE:</b> a-e) Discos de 200, 300, 400, 500, 1000 [nm] respectivamente. La distorsión presente en (c) es debido a un efecto del aparato. . . . .	58
5.2.5. <b>Caracterización Magnética disco de 200 [nm]:</b> a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Simulación disco de 200 [nm] a campo aplicado de -5 [mT]. . . . .	59
5.2.6. Imagen MFM de un arreglo de discos de 200 [nm] donde se observa una multiplicidad de estados magnéticos en remanencia. . . . .	60
5.2.7. <b>Caracterización Magnética disco de 300 [nm]:</b> a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ. . . . .	61
5.2.8. <b>Caracterización Magnética disco de 400 [nm]:</b> a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (sub-imagen en la esquina izquierda inferior) c) Perfil de magnetización en el plano XZ. . . . .	62

---

<b>5.2.9. Caracterización Magnética disco de 500 [nm]:</b>	
a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ. . . .	63
<b>5.2.10. Caracterización Magnética disco de 1000 [nm]:</b>	
a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ. . . .	64
<b>5.2.11. a) Simulación disco de 900 [nm] con un campo aplicado de 80 [mT].</b>	
b) Simulación disco de 600 [nm] con un campo aplicado de 50 [mT].	65

# Capítulo 1

## Introducción

Hoy en día, los dispositivos *spintrónicos* juegan un papel importante en tecnologías para el almacenamiento de datos digitales [1]. Las dos más importantes son, por un lado, los cabezales de grabación magnética con válvulas de *spin* (definido como *spin* y no *espín* en este trabajo) que han permitido el incremento masivo de la capacidad de almacenamiento en las unidades de disco duro magnéticos (HDD) [2]. Y por el otro lado, la *spintrónica* ofrece la posibilidad de memorias de estado sólido que no tienen un movimiento mecánico involucrado en sus partes, una de estas; son las memorias de acceso aleatorio (MRAM), la cual es una tecnología muy interesante que guarda datos como dirección de la magnetización de un elemento magnético [3].

Los bits magnéticos típicamente forman un electrodo magnético mediante una unión de túnel magnético (MTJ) que está compuesto por dos electrodos magnéticos separados por una barrera de tunelización ultrafina [4]. La resistencia de tales MTJ depende en la orientación magnética relativa de los electrodos, o sea si la magnetización es paralela o antiparalela. El desarrollo de las MRAM basadas en MTJ fue hecha posible por el descubrimiento de una magnetorresistencia de tunelización muy grande en los dispositivos [5], y el concepto de transferencia de torque de *spin* (STT) que permitió el cambio de estado de los elementos magnéticos mediante el uso de momento angular de *spin* derivado de corrientes [6]. Aunque la idea original de ocupar MTJ en MRAM data de los años 90 se necesitaron 20 años para realizar MRAM con las propiedades necesarias para aplicaciones generalizadas más allá de las aplicaciones de nicho para las cuales se desarrollaron

anteriormente chips MRAM a pequeña escala con capacidades diminutas.

Esta historia es típica para los conceptos tecnológicos novedosos, especialmente aquellos que involucran nuevos materiales y nuevas propiedades físicas, y pueden pasar varias décadas para que den frutos. En el caso de los skyrmions, que se definen como semipartículas magnéticas con características topológicas, y que son el foco de este estudio, su uso en el almacenamiento de información tiene antecedentes en la memoria de pista de carrera, desarrollada en el año 2002 por Stuart Parkin [7]. Este sistema de pistas de carreras, definidas por nanohilos magnéticos, en los cuales se codificaba la información magnética en paredes de dominios magnéticos quirales, que iban y venían, movidos mediante una corriente polarizada. Esto no se compara a ningún otro dispositivo de estado sólido que exista en el mercado hoy en día. El potencial que tiene este sistema es poder desarrollar un dispositivo de estado sólido de memoria no volátil que pudiera tener capacidad de almacenamiento comparables a los discos duros, pero con mayor rendimiento, menos consumo de energía y mucho más compacto. Luego de diversos avances en el movimiento de paredes de dominio inducido por corrientes, especialmente con respecto a su uso en la memoria de pistas de carreras, que se definió por el cambio de materiales en uso (de materiales *bulk*, a multicapas ultrafinas y posteriormente a antiferromagnetos sintéticos [8]) y del fenómeno para mover los dominios (de STT a torque de spin-orbita [9]) ha puesto la memoria de pista de carreras en la etapa de aplicación industrial. El casi idéntico concepto de usar skyrmions o antiskyrmions, como elemento de almacenamiento de información en las pistas significa que el concepto puede ser acelerado.

Este concepto de utilizar skyrmions como portadores de la información en las pistas, presenta distintos desafíos; aunque se teorizó inicialmente que los skyrmions podrían obtener velocidades mayores que las paredes de dominio con muy bajas densidades de corriente [10], las velocidades obtenidas experimentalmente de skyrmions bulk en MnSi correspondieron a ordenes de magnitud más baja. Otro desafío es que debido a su carga topológica en movimiento los skyrmions tienen una dirección de movimiento adicional perpendicular al movimiento provocado por la corriente, llamado efecto Hall de skyrmions [11]. Finalmente, el mayor desafío es la nucleación y aniquilación controlada de los skyrmions. Existen diversas formas propuestas [12-22], pero todas presentan defectos y aún no se ha definido una ciencia clara para los distintos materiales que albergan skyrmions.

---

Los sistemas de multicapas magnéticas que albergan skyrmions son muy interesantes para el estudio de las propiedades de nucleación debido a que permiten la estabilidad térmica de skyrmions columnares o tubulares, que están acoplados en las sucesivas capas, dando skyrmions estables en temperatura ambiente con radios sub-100 [nm] [23, 24]. Otra ventaja del enfoque de las multicapas es que permite una multiplicidad de oportunidades para adaptar finamente las características de los skyrmions, por ejemplo, al cambiar la combinación de materiales, al afinar las diferentes interacciones o variando el número de multicapas. Inicialmente creados aleatoriamente por la aplicación de un campo perpendicular, los skyrmions pueden ser creados en multicapas por STT, efectos térmicos inducidos por pulsos de corrientes, o inyección de corriente local [17, 25]. Recientemente, mediciones de resistencia Hall han sido usados para detectar sub-100 [nm] skyrmions individuales [26]. Finalmente, estos skyrmions son acelerados por torque de spin-orbita asociado al efecto Hall de spin [27] hasta velocidades de 100 [m/s] para densidades de corrientes de  $10^{11}$  [A/m<sup>2</sup>].

Hasta la fecha se tiene una dispersión muy grande en el tamaño de los skyrmions, variando desde los 100 [nm] [24] hasta las pocas micras [28], aún con las estructuras de las multicapas no difiriendo sustancialmente. El desafío futuro es definir los materiales y propiedades interfaciales para obtener las propiedades de skyrmions deseadas en términos del tamaño, la forma 3D, la estabilidad y movilidad. Además, se ha predicho que la topología de la distribución de la magnetización debería dar un efecto adicional, el Efecto Hall Topológico (THE). Aun así, en estructuras metálicas aún no emerge una imagen física clara y es difícil concluir que el THE existe o no [29] dado que es difícil de diferenciar del, más predominante, efecto Hall anómalo (AHE). Además de los skyrmions en las multicapas existen otras texturas de spin tales como bobbers o hopfions, que prometen tener aplicaciones en distintos modos [30].

Para impulsar la aplicación de skyrmions magnéticos en tecnología de la información, es esencial entender a fondo tanto el comportamiento estático y dinámico de los skyrmions en nanoestructuras con tamaños comparables a los skyrmions. Nanohilos y nanocintas se pueden usar para prototipos de memorias magnéticas [31], y nanodiscos se pueden usar potencialmente en nano-osciladores [32]. En estas geometrías, la anisotropía magnética adicional en la superficie y las interacciones skyrmion-borde se vuelven importantes debido a la gran relación

superficie-volumen, y la interacción dipolar de largo alcance entre los momentos magnéticos también juega un rol importante. Como resultado, las texturas de skyrmion pueden existir incluso en ausencia de un campo magnético externo, en contraste con las muestras bulk. También surgirán otras texturas de espín topológicas exóticas, como bobbbers y hopfions [33, 34].

# Capítulo 2

## Teoría

### 2.1. Micromagnetismo

El micromagnetismo es un área de estudio dentro de la materia condensada dedicada al estudio de los fenómenos magnéticos a escalas micrométricas [35], estos fenómenos, aunque en su mayoría tienen un efecto clásico en la materia tienen un origen intrínsecamente cuántico, el *spin*. Como tal es necesario hacer aproximaciones para describir los sistemas ferromagnéticos de manera correcta pero eficiente. Justamente el micromagnetismo es el área que ha logrado hacer estas suposiciones; mediante una teoría del continuo es posible describir la influencia de las interacciones cuánticas en el comportamiento del sistema magnético [36].

La naturaleza cuántica de los sistemas magnéticos eleva la cuestión de como estos efectos cuánticos deben ser tratados en el caso macroscópico de las ecuaciones de Maxwell. Una solución aceptable es postular la existencia de *momentos magnéticos* elementales puntuales y permanentes en la materia, y a partir de la colección de estos describir los materiales magnéticos [37, 38]. Todos los efectos cuánticos están agrupados en las propiedades de estos momentos individuales [39]. Aceptando su existencia uno puede describir el comportamiento de los materiales magnéticos por medios puramente clásicos, en términos de soluciones de las ecuaciones de Maxwell magnetostáticas [40].

Para esto es necesario tomar promedios convenientes sobre el espacio de volúmenes elementales  $\Delta V$ , los cuales son lo suficientemente pequeños comparados con la región de interés, pero lo suficientemente grandes para contener un número

sustancial de partículas. Para llegar a poder describir sistemas magnéticos es necesario partir desde las ecuaciones de Maxwell para el caso específico de la magnetostática, es decir, en los fenómenos producidos por corrientes que son estacionarias, independientes del tiempo. Por consiguiente, se tienen las ecuaciones de Maxwell expresadas de la siguiente forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.1.2)$$

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad (2.1.3)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{j} \quad (2.1.4)$$

Donde  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica y  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética, las cuales, en el sistema internacional SI tienen unidades de  $\epsilon_0 = \frac{1}{c^2 \mu_0} \cong 8,85 \times 10^{-12}$  [F/m] (con  $c$  la velocidad de la luz en el vacío) y  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  [H/m]. Estas ecuaciones son tomadas como valores promedio dentro de este  $\Delta V$ . Las propiedades magnéticas y eléctricas no aparecen explícitamente en estas ecuaciones hasta que uno hace suposiciones específicas sobre  $\rho$  y  $\mathbf{j}$ . Antes de esto es necesario describir la conexión entre  $\mathbf{j}$  y los campos magnéticos estáticos. De acuerdo con la ley de conservación de la carga las corrientes estacionarias son solenoidales, o sea  $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ . Esto implica que podemos subdividir una distribución de corriente dada en tubos de flujo de corriente, limitados por líneas de corriente tangenciales a la sección transversal del tubo, con la integral de la densidad de corriente sobre la sección transversal siendo conservada y de magnitud igual a la corriente eléctrica  $I$  que pasa por ese tubo [41]. Ayudándonos de la ley de Biot-Savart podemos obtener que el campo magnético dado una distribución de corriente solenoidal arbitraria será:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(r') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3 r' \quad (2.1.5)$$

Mediante el cálculo vectorial se puede escribir esta ecuación como:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \left( \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j(r')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3 r' \right) \quad (2.1.6)$$

De esta ecuación es inmediato que  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , debido a que  $\mathbf{B}$  es el rotor de otro

vector y por tanto solenoidal. Si se opera el rotor de la ec. 2.1.6, uno obtiene

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} \quad (2.1.7)$$

que coincide con la ec. 2.1.2 cuando las corrientes de desplazamiento no son tomadas en cuenta lo cual será el caso en este estudio.

Los problemas de magnetostática son convencionalmente tratados introduciendo el *vector potencial*  $\mathbf{A}$  [37, 42, 43], definido por la relación:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.1.8)$$

que garantiza que  $\mathbf{B}$  sea solenoidal y la ec. 2.1.4 toma la forma

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.1.9)$$

Como  $\mathbf{A}$  no es el campo observable es posible tomar ciertas arbitrariedades sobre este. En particular se escoge el llamado gauge de Coulomb, donde  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  [44]. Con lo que podemos obtener que este vector potencial satisface la ecuación de Poisson por lo tanto se puede escribir como:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{j(r')}{|r - r'|^3} d^3 r' \quad (2.1.10)$$

Y esto es justamente lo que debería ser, dado que es igual a lo que aparece dentro del rotor en 2.1.6. Dado que el fenómeno que nos interesa está lejos de la región donde se encuentra  $\mathbf{r}'$ , que llamaremos  $\Omega$ , podemos hacer una expansión de Taylor sobre el termino  $1/|r - r'|$  de la ec. 2.1.10 y se obtiene:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{1}{r} \int_{\Omega} \mathbf{j}(\mathbf{r}') d^3 r' + \frac{1}{r^3} \int_{\Omega} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') d^3 r' + \dots \right] \quad (2.1.11)$$

El primer término es cero debido a que  $\mathbf{j}$  es solenoidal, y la contribución dominante está dada por el segundo termino el cual se puede escribir de la siguiente forma:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{m} \times \mathbf{r}}{r^3} + \dots \quad (2.1.12)$$

con

$$\mathbf{m} = \int_{\Omega} \frac{\mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}')}{2} d^3 r' \quad (2.1.13)$$

que representa el *momento magnético* de la distribución de corriente [35]. Para el caso en donde la corriente es producida por el movimiento de partículas de la misma relación carga masa  $q_0/m_0$  la última ecuación se reduce a

$$\mathbf{m} = \frac{q_0}{2m_0} \mathbf{L} \quad (2.1.14)$$

donde  $\mathbf{L}$  es el momento angular orbital total del sistema de partículas. Para la mayoría de los sistemas magnéticos es útil introducir el concepto idealizado de momento magnético elemental o dipolo magnético, definido como una fuente puntual de fuerza  $m$ , que genera un vector potencial dado por ec. 2.1.12, y el campo magnético que se obtiene de este potencial es el campo dipolar dado por:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \right] \quad (2.1.15)$$

La materia magnetizada es caracterizada por el hecho de que puede producir por sí mismo un campo magnético en el espacio como consecuencia de su estructura atómica [40]. Las corrientes microscópicas son producto del movimiento de electrones dentro del átomo y del momento angular de spin [38]. Estas corrientes se pueden denotar como  $\mathbf{j}_{micro}$  y hacen surgir una corriente promedio dentro del volumen  $\Delta V$  dada por:

$$\mathbf{j}_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \mathbf{j}_{micro}(\mathbf{r}') d^3r' \quad (2.1.16)$$

$\mathbf{j}_M$  es llamado la *corriente de magnetización*. Esta corriente  $\mathbf{j}_{micro}$  no contempla ningún flujo macroscópico por lo que cualquier integral sobre una sección transversal genérica del cuerpo debe ser cero, haciendo posible describir la corriente microscópica como el rotor de otro vector  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ :

$$\mathbf{j}_M(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad (2.1.17)$$

donde  $\mathbf{M}$  es la *magnetización* del cuerpo. Si calculamos el momento magnético asociado a la corriente de magnetización tenemos:

$$\mathbf{m} = \int_{\Omega} \frac{\mathbf{r}' \times (\nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}'))}{2} d^3r' \quad (2.1.18)$$

que luego de un poco de álgebra termina en

$$\mathbf{m} = \int_{\Omega} \mathbf{M}(\mathbf{r}') d^3 r' \quad (2.1.19)$$

Esta ecuación muestra que la magnetización es la densidad de momentos magnéticos dentro del cuerpo. Además se puede concluir que el campo magnético creado por el medio es idéntico a un campo creado por la distribución de corriente  $\mathbf{j}_M$ . Si en el medio además se presentan densidades de corrientes adicionales  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ , la suma  $\mathbf{j}(\mathbf{r}) + \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r})$  es la corriente total a considerar. De esta misma manera se introduce la polarización eléctrica  $\mathbf{P}$  como una forma de describir distribuciones de carga en materiales dieléctricos [37]. Cuando los efectos de la magnetización y la polarización son explícitamente introducidos en las ecuaciones de Maxwell obtenemos:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1.20)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \quad (2.1.21)$$

donde  $\rho$  describe solo las cargas libres y  $\mathbf{j}$  solo corrientes de conducción. Los campos derivados  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{H}$  están dados por

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.1.22)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \quad (2.1.23)$$

Este campo  $\mathbf{H}$  toma el lugar de  $\mathbf{B}/\mu_0$  en una de las dos ecuaciones magnetostáticas convirtiéndose en

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (2.1.24)$$

Este campo  $\mathbf{H}$  históricamente ha sido denominado campo magnético, mientras que el campo  $\mathbf{B}$  es comúnmente mencionado como inducción magnética o densidad de flujo magnético [37, 42, 43]. Es necesario notar que  $\mathbf{B}$  representa el campo promedio sobre  $\Delta V$  de los campos magnéticos microscópicos, y es el campo envuelto en las ecuaciones que expresan propiedades intrínsecas generales sobre los campos electromagnéticos. El campo  $\mathbf{H}$  es un campo derivado pero de suma importancia para describir los materiales magnéticos [37].

Por otro lado, solo es posible describir el origen de la corriente de magnetización  $\mathbf{j}_M$  mediante el marco de la mecánica cuántica, dado que este es principalmente

producto del momento angular de spin del electrón, que es un efecto genuinamente cuántico [39]. Si calculamos el momento magnético del spin, o sea la integral espacial de  $\mathbf{M}$ , obtenemos que es igual al valor de expectación de  $(q_e/m_e)\mathbf{s}$ , donde  $q_e$  y  $m_e$  son la carga y masa del electrón y  $\mathbf{s}$  es el operador del momento angular de spin.  $\mathbf{s}$  puede tomar el valor de  $\pm\hbar/4\pi$ , con  $\hbar$  la constante de Planck, haciendo que el momento magnético tome los valores  $\pm\hbar q_e/4\pi m_e$ . Esta cantidad  $\mu_B = \hbar q_e/4\pi m_e$  es el magnetón de Bohr y representa la unidad atómica natural de los momentos magnéticos [38].

La descripción de un medio magnético como un ensamblaje de estos momentos magnéticos elementales proporciona un marco fenomenológico conveniente para la interpretación de fenómenos. Dada la relación general

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.1.25)$$

se podrán definir las propiedades magnéticas de un medio homogéneo cuando las dependencias funcionales  $\mathbf{B}(\mathbf{H})$  o  $\mathbf{M}(\mathbf{H})$  llamadas leyes constitutivas del medio sean conocidas [42]. Cuando se tiene un medio isotrópico y no existe histéresis, estas leyes toman las formas

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (2.1.26)$$

$$\mathbf{M} = \chi\mathbf{H} \quad (2.1.27)$$

donde  $\mu$  y  $\chi$  son la permeabilidad y susceptibilidad del medio respectivamente, y se relacionan de la siguiente manera:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (2.1.28)$$

Aunque las leyes mencionadas anteriormente tienen simplicidad, los medios magnetizados son anisotrópicos y tienen histéresis por lo que muchas veces estas leyes no cumplen.

Mediante el uso de la definición de las cargas magnéticas libres  $\rho_M = -\nabla \cdot \mathbf{M}$  es posible obtener un potencial escalar magnético  $\phi_M$  en vez de un potencial vector para obtener el campo  $\mathbf{H}$  mediante

$$\mathbf{H}_M = -\nabla\phi_M \quad (2.1.29)$$

este potencial tiene que obedecer la ecuación de Poisson y tener solución del tipo

$$\phi_M(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r' \quad (2.1.30)$$

Es necesario notar que este análisis, hecho mediante la definición de cargas magnéticas libres, no tiene sentido físico, pero es muy útil a la hora de facilitar el cálculo de los campos desmagnetizantes para distintos sistemas.

### 2.1.1. Energías de un sistema magnético

En este estudio se considera un sistema magnético sujeto a transformaciones solo magnéticas, sin cambios de volumen o de temperatura, haciendo posible ignorar fenómenos como la magnetostricción o la expansión térmica. Por lo tanto, se pueden describir relaciones termodinámicas una vez se haya descrito correctamente el trabajo magnético [42, 45]. Para determinar las leyes constitutivas del medio es necesario obtener la relación de la energía libre de Gibbs  $G(\mathbf{H}, T)$  o la energía libre de Helmholtz  $F(\mathbf{m}, T)$  con la magnetización y el campo magnético, que se definen de la siguiente manera

$$dF \leq \mu_0 \mathbf{H}_a \cdot d\mathbf{m} - SdT \quad (2.1.31)$$

$$dG \leq -\mu_0 \mathbf{m} \cdot d\mathbf{H}_a - SdT \quad (2.1.32)$$

Donde  $T$  es la temperatura y  $S$  la entropía. Como estudio experimental la energía de Gibbs es la opción correcta debido a que se puede obtener la ley constitutiva  $\mathbf{M}(\mathbf{H}_a)$  [46].

#### 2.1.1.1. Energía de Zeeman

Esta energía está determinada por la energía potencial entre la magnetización del material y el campo aplicado [40]. Si consideramos que el campo aplicado  $\mathbf{B}_a$  es dado una corriente  $\mathbf{j}_a$  y este crea un potencial vector dado  $\mathbf{A}_a$ , la energía sobre un momento magnético del cuerpo es:

$$U = -\frac{1}{2} \int (\mathbf{j}_m + \mathbf{j}_a) \cdot (\mathbf{A}_m + \mathbf{A}_a) d^3r \quad (2.1.33)$$

No estamos interesados en la energía de cómo se forman las corrientes, permitiendo escribir esta expresión:

$$U_m = - \int_{\Omega} \mathbf{j}_m \cdot \mathbf{A}_a d^3r \quad (2.1.34)$$

ademas, podemos asumir que el campo aplicado es lo suficientemente uniforme en la región donde está la magnetización, por lo que mediante una expansión de Taylor queda como:

$$U_m = -\mathbf{A}_a(0) \cdot \int_{\Omega} \mathbf{j}_m d^3r - \sum_i \nabla A_{ai}(0) \cdot \int_{\Omega} \mathbf{r} j_{mi} d^3r + \dots \quad (2.1.35)$$

con la suma hecha sobre las tres componentes cartesianas. Dado el hecho que  $\mathbf{j}_m$  es estacionaria y confinada a  $\Omega$  se tiene que:

$$U_m = -\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}_a)_{r=0} + \dots \quad (2.1.36)$$

o sea,

$$U_m = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}_a(0) + \dots \quad (2.1.37)$$

Donde  $\mathbf{B}_a(0)$  es el campo aplicado en el lugar donde  $\mathbf{m}$  se encuentra. Si tomamos la integral sobre el volumen obtenemos la energía de Zeeman del cuerpo completo:

$$U_m = - \int_V \mathbf{m} \cdot \mathbf{B}_a d^3r \quad (2.1.38)$$

Esta expresión determina que la magnetización tiende a relajarse hacia la dirección del campo aplicado para disminuir la energía del sistema.

### 2.1.1.2. Energía Dipolar

La energía magnetostática representa el trabajo mecánico de traer desde el infinito hasta el cuerpo magnetizado cada uno de estos volúmenes  $\Delta V$  de momento magnético  $\mathbf{m}$  uno tras otro hasta construir el cuerpo magnético [41]. Esto significa calcular la energía potencial de un momento individual en el campo magnético dado por el otro momento magnético, si tomamos la ecuación 2.1.37 con un momento magnético específico definido como  $\mathbf{m}_0$  que está en una posición aleatoria se tiene:

$$U_0 = -m_0 \cdot \sum_i \mathbf{B}_i \quad (2.1.39)$$

donde  $\mathbf{B}_i$  es el campo magnético de todos los demás momentos magnéticos, por lo tanto, experimenta en promedio el campo magnetostático creado por el cuerpo, es decir:

$$\mathbf{B}_M = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \sum_i \mathbf{B}_i d^3 r \quad (2.1.40)$$

debido a que el momento magnético escogido no puede ocupar una posición de otro momento magnético es necesario substraer el campo promedio de todos los demás momentos dentro de  $\Delta V$ , que está dado por la integral de la ec. 2.1.15, obteniendo

$$\frac{2\mu_0}{3} \frac{1}{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \mathbf{m}_i = \frac{2\mu_0}{3} \mathbf{M} \quad (2.1.41)$$

por lo que la energía potencial promedio de  $\mathbf{m}_0$  es

$$U_0 = -m_0 \cdot \left( \mathbf{B}_i - \frac{2\mu_0}{3} \mathbf{M} \right) \quad (2.1.42)$$

al sumar las energías de todos los momentos dentro del  $\Delta V$  y luego sobre todos los volúmenes elementales obtenemos:

$$U = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \left( \mathbf{B}_i - \frac{2\mu_0}{3} \mathbf{M} \right) d^3 r \quad (2.1.43)$$

El factor 1/2 está dado para tener en cuenta que uno cuenta dos veces cada momento, una como fuente para el campo y luego como momento prueba. Es común expresar esta ec. en términos del campo  $\mathbf{H}$  tomando la forma:

$$U = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_M \cdot \mathbf{M} d^3 r - \frac{\mu_0}{6} \int_V M^2 d^3 r \quad (2.1.44)$$

El segundo término de esta ecuación no es relevante en la mayoría de los casos, dado a que la energía de intercambio definida en la próxima sección toma una forma similar, pero con un coeficiente de 3 órdenes de magnitud mayor [47]. Por lo que podemos definir la energía magnetostática como:

$$U_M = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_M \cdot \mathbf{M} d^3 r \quad (2.1.45)$$

o en su forma equivalente:

$$U_M = -\frac{\mu_0}{2} \int_V H_M^2 d^3 r \quad (2.1.46)$$

**Campo desmagnetizante:** Si tenemos que la magnetización dentro del cuerpo es uniforme es posible describir la magnetización mediante un solo vector  $\mathbf{M}$ . Bajo estas circunstancias se tiene  $\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$  dentro de todo el cuerpo y solo la integral de superficie contribuirá al potencial escalar obteniendo:

$$\phi_M = \frac{1}{4\pi} \mathbf{M} \cdot \int_S \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} da' \quad (2.1.47)$$

esta ecuación muestra que aparte de la proporcionalidad global en  $\mathbf{M}$ , el potencial escalar solo depende de la geometría del cuerpo. El campo que resulta de este potencial es también uniforme dentro del cuerpo si la forma es elipsoidal. Si  $\mathbf{M}$  yace a lo largo del eje principal del elipsoide  $\mathbf{H}_M$  también lo hace, pero en dirección opuesta y tiene una intensidad proporcional a  $M$  (fig. 2.1.1):

$$\mathbf{H}_M = -NM \quad (2.1.48)$$

Donde  $N$  es el factor desmagnetizante. Este campo  $\mathbf{H}_M$  es denominado campo desmagnetizante [48], debido a que se opone a la magnetización. El valor de  $N$  depende en que eje yace la magnetización. Se tienen tres factores desmagnetizantes  $N_a, N_b, N_c$  asociados a los tres ejes principales del elipsoide y obedecen la siguiente restricción:

$$N_a + N_b + N_c = 1 \quad (2.1.49)$$

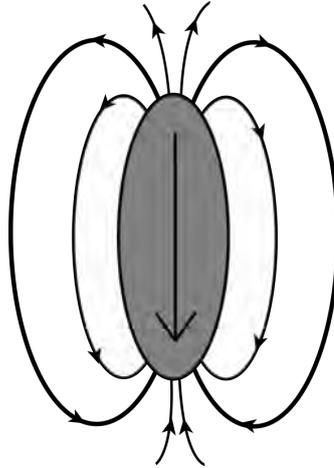
Y la energía dipolar para este cuerpo estará dada por:

$$\frac{U_M}{V} = \frac{\mu_0}{2} (N_a M_x^2 + N_b M_y^2 + N_c M_z^2) \quad (2.1.50)$$

Estos factores pueden llegar a estar determinados por relaciones muy complejas dependiendo de la geometría del cuerpo [49], pero el resultado de mayor interés es para elipsoides de revolución, donde dos de sus principales ejes son de igual tamaño y el tercero es un eje de simetría rotacional. Esto permite quedarse solo con dos factores desmagnetizantes,  $N_{\parallel}$  a lo largo del eje de simetría y  $N_{\perp}$ , perpendicular a él. Para el caso de un disco se tiene que:

$$N_{\parallel} = \frac{1}{1 - r^2} \left[ 1 - \frac{r}{\sqrt{1 - r^2}} \arcsin \sqrt{1 - r^2} \right] \quad (2.1.51)$$

donde  $r$  es la proporción entre las longitudes del eje de simetría y el eje transversal.



**Figura 2.1.1:** Campo desmagnetizante de un elipsoide con magnetización uniforme sobre de sus ejes principales.

Minimizar la energía dipolar se traduce en rotar los momentos magnéticos de tal manera que creen el mínimo de cargas superficiales. Esto conlleva a que el material se subdivide en diferentes dominios orientados en direcciones opuestas [50].

### 2.1.1.3. Energía de Intercambio

La interacción de intercambio es usualmente descrita por el Hamiltoniano de Heisenberg [36, 40, 51-53], dado por la siguiente ecuación:

$$H_{ex} = - \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.1.52)$$

donde  $J_{ij}$  es la integral de intercambio, que es positiva para materiales ferromagnéticos, y mide la fuerza del acoplamiento de intercambio entre los momentos  $i$  y  $j$ . Esta interacción es de corto alcance por lo que cae rápidamente con la distancia, y usualmente se trunca la suma en los vecinos cercanos. En nuestro caso donde  $J_{ij} > 0$  la configuración mínima de energía es cuando todos los momentos magnéticos están alineados unos con otros. Esta interacción es debido al carácter antisimétrico de los estados electrónicos que da a lugar un acoplamiento entre el momento de spin y la función de onda en el espacio real [42]. Podemos expresar la ec. 2.1.52 mediante la siguiente forma:

$$E_{ex} = JS^2 \sum \cos \phi_{ij} \quad (2.1.53)$$

que para ángulos pequeños tenemos  $\cos \phi_{ij} \approx 1 - \frac{\phi_{ij}^2}{2} + \dots$ , con lo que se obtiene

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2}{2} \sum \phi_{ij}^2 \quad (2.1.54)$$

Donde  $E_{ex}^0$  es la energía mínima de intercambio y se tiene cuando todos los momentos están alineados entre sí. Por otro lado tenemos que para dos vectores de magnetización unitarios  $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{M_s}$  (con  $M_s$  la magnetización de saturación, o magnetización espontánea, que solo depende de la temperatura, y es posible determinarla mediante el campo molecular de Weiss [54]),

$$|\mathbf{m}_i - \mathbf{m}_j|^2 \approx \phi_{ij}^2 \quad (2.1.55)$$

ahora tomando que  $\mathbf{m}_j = \mathbf{m}(x, y, z)$  y su vecino  $\mathbf{m}_i = \mathbf{m}(x + r_{ix}, y + r_{iy}, z + r_{iz})$  se tiene que la expresión anterior toma la forma:

$$|\mathbf{m}_i - \mathbf{m}_j| = |\mathbf{m}(x, y, z) - \mathbf{m}(x + r_{ix}, y + r_{iy}, z + r_{iz})| \quad (2.1.56)$$

que al expandir en series de Taylor se obtiene:

$$|\mathbf{m}_i - \mathbf{m}_j| = \left| \mathbf{m}(x, y, z) - \left( \mathbf{m}(x, y, z) + r_{ix} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} + r_{iy} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} + r_{iz} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right) \right| = |(\mathbf{r}_i \cdot \nabla) \mathbf{m}| \quad (2.1.57)$$

Reemplazando en la ec. 2.1.54 se tiene:

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{r_i} |(\mathbf{r}_i \cdot \nabla) \mathbf{m}|^2 \quad (2.1.58)$$

que para una red cúbica simple toma la expresión de:

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + \frac{JS^2 k}{a} \sum_{r_i} ((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2) \quad (2.1.59)$$

Donde  $a$  es la constante de red, y  $k$  es un factor numérico dependiente de la simetría de la red. Si pasamos al continuo esta última expresión queda:

$$E_{ex} = E_{ex}^0 + A \int_V ((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2) dV \quad (2.1.60)$$

En la cual hemos definido la constante de rigidez  $A = \frac{JS^2k}{a}$ , esta constante varía entre los distintos materiales pero una buena aproximación usada recurrentemente es  $10^{-11}$ . Un parámetro adicional por definir es la distancia característica o longitud de intercambio que se define como:

$$l_{EX} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (2.1.61)$$

Esta distancia define hasta qué punto existe la influencia de la energía de intercambio y anisotrópica [55], esta longitud es importante a la hora de hacer cálculos de las energías en todo el sistema, usualmente es imposible calcular directamente las energías por lo que es necesario hacer una diferenciación finita o mediante elementos finitos y estas deben estar definidas dentro de un rango menor a  $l_{EX}$ .

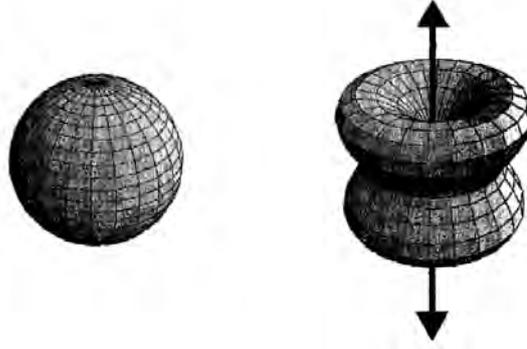
#### 2.1.1.4. Energía de Anisotropía

La explicación que lleva al rompimiento de la simetría esférica de la interacción de intercambio usualmente no necesita de la explicación del mecanismo microscópico debido a que no hace distinción entre estos, sino que la consecuencia de la anisotropía en el comportamiento macroscópico del material magnético es mayormente dictada por la simetría espacial de la energía de anisotropía [40].

Si consideramos un cierto volumen  $\Delta V$  con magnetización uniforme  $\mathbf{M}$  y estamos interesados en la dependencia de la energía libre  $F_{AN}(\mathbf{m})$  en la orientación de  $\mathbf{M}$ , con  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  el vector unitario de magnetización. Podemos identificar  $\mathbf{m}$  por sus componentes cartesianas  $m_x, m_y, m_z$  en coordenadas esféricas, que tienen la relación:

$$\begin{aligned} m_x &= \sin \theta \cos \phi \\ m_y &= \sin \theta \sin \phi \\ m_z &= \cos \theta \end{aligned} \quad (2.1.62)$$

La densidad de energía  $f_{AN}(\mathbf{m}) = F_{AN}(\mathbf{m})/\Delta V$  puede ser esquematizada mediante una superficie en el espacio, donde la distancia desde el origen hasta el punto en la superficie que se encuentra a lo largo de la dirección  $\mathbf{m}$  es  $f_{AN}(\mathbf{m})$ . Como se muestra en la fig. 2.1.2.



**Figura 2.1.2:** Simetría esférica rota con la formación de un eje fácil de magnetización. Imagen modificada del libro de Bertotti [56].

En esta representación, el intercambio isotrópico genera una esfera. El valor absoluto de la energía de intercambio no juega ningún rol, y asumimos que  $f_{AN}(\mathbf{m})$  está definido por una constante, independiente de  $\mathbf{m}$ . En particular la presencia de depresiones en la superficie de energía muestra las direcciones espaciales energéticamente favorables [36]. Estas direcciones son llamadas eje fácil de magnetización, representan la dirección en la cual la magnetización naturalmente tiende a relajarse, en orden de minimizar la energía libre del sistema. Las propiedades principales de la superficie de la energía anisotrópica está determinada por el conjunto de  $\mathbf{m}$  que satisface las condiciones de equilibrio:

$$\frac{\partial f_{AN}(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} = 0 \quad (2.1.63)$$

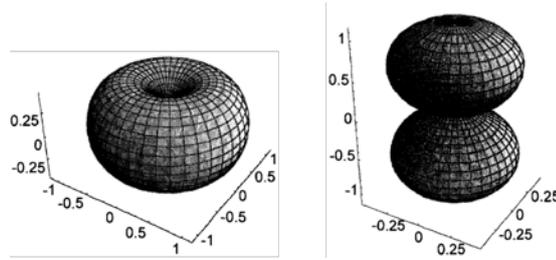
bajo la restricción de  $|\mathbf{m}| = 1$ . La solución de esta ecuación representa mínimos locales, puntos de montura o máximos locales de la superficie de energía. Los ejes fáciles se identifican con los puntos mínimos locales. Dependiendo de la simetría de la superficie de energía, es posible tener situaciones donde existe más de un eje fácil. El caso de este estudio es de un solo eje fácil por lo que ahondaremos simplemente en la anisotropía uniaxial.

**Anisotropía Uniaxial:** En este caso, donde solo se tiene una dirección privilegiada que controla la anisotropía, que se define mediante el eje  $z$ , la energía de anisotropía es invariante a rotaciones en el eje anisotrópico y depende solo de la orientación relativa de  $\mathbf{m}$  con respecto a los ejes [57]. dado esto, la energía de anisotropía es una función par de la magnetización a lo largo del eje  $z$ ,  $m_z = \cos \theta$ . Es más común usar  $m_x^2 + m_y^2 = 1 - m_z^2 = \sin^2 \theta$  como la variable de expansión y así obtener una

expansión general de  $f_{AN}(\mathbf{m})$  dada por:

$$f_{AN}(\mathbf{m}) = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots \quad (2.1.64)$$

donde  $K_1, K_2, K_3$  son constantes de anisotropía y tienen dimensión de energía por volumen. Si truncamos la serie en el segundo término tenemos que el comportamiento de la esfera, mostrado en la fig. 2.1.3, tiene dos mínimos de energía si  $K_1 > 0$  en  $\theta = 0$  y en  $\theta = \pi$ , o sea cuando la magnetización está en la dirección positiva o negativa del eje anisotrópico (eje z), y este tipo de anisotropía se conoce como anisotropía de eje fácil. Por otro lado, cuando  $K_1 < 0$  la energía tiene infinitos mínimos, debido a que en cualquier dirección que apunte  $\mathbf{m}$  dentro del plano x-y la energía es mínima (o sea para  $\theta = \pi/2$ ). A este tipo de anisotropía se le conoce como anisotropía de plano fácil.



**Figura 2.1.3:** Energía anisotrópica uniaxial con  $K_1 > 0$  (Izquierda) y  $K_1 < 0$  (Derecha). Imagen modificada del libro de Bertotti [56].

Si consideramos el caso cuando  $K_1 > 0$  y  $\mathbf{m}$  está apuntando al eje fácil, y lo tomamos como el nivel cero de energía, para perturbaciones pequeñas de la magnetización la energía anisotrópica se puede aproximar para segundo orden en  $\theta$  como

$$f_{AN}(\mathbf{m}) = K_1 \theta^2 = 2K_1 - 2K_1 \cos \theta = 2K_1 - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{AN} \quad (2.1.65)$$

Donde hemos definido el campo de anisotropía como  $H_{AN} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s}$ , y hemos dejado la dependencia angular de la energía como si estuviera un campo actuando sobre el eje fácil. Aunque como mencionábamos antes usualmente no es necesario recabar sobre él porqué del modo anisotrópico de un sistema, en nuestro caso es útil mencionar dos causas para las distintas configuraciones anisotrópicas; anisotropía magnetocristalina y anisotropía de forma.

**Anisotropía Magnetocristalina:** En un cristal magnético, la disposición de los momentos magnéticos refleja la simetría de la red que lo aloja. Interacciones entre los momentos o de los momentos con la red son afectadas por la simetría del cristal y dan a lugar a contribuciones de energía anisotrópicas. El mecanismo dominante que permite la anisotropía magnetocristalina es el acoplamiento spin-órbita. Debido a este acoplamiento, los orbitales electrónicos están atados al spin electrónico y tienden a seguir al spin cuando la magnetización cambia de orientaciones en el espacio. Esto tiene dos consecuencias: puede llevar a variaciones de la energía de interacción entre iones portadores de momento y la red que lo contiene, o puede llevar a correcciones anisotrópicas del intercambio en sí [53].

Una predicción cuantitativa de los valores de las constantes anisotrópicas desde la mecánica cuántica resulta muy complicada. Esta anisotropía suele describirse mediante valores obtenidos de experimentos, por ejemplo, el cobalto tiene simetría hexagonal con  $K_1 > 0$  y por tanto caracterizado por anisotropía uniaxial de eje fácil.

**Anisotropía de forma:** La anisotropía de forma tiene su origen en la energía magnetostática o dipolar. Tenemos de la energía dipolar de un elipsoide de la ec. 2.1.50 que escribiéndola como densidad de energía se tiene:

$$f_M = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_a m_x^2 + N_b m_y^2 + N_c m_z^2) \quad (2.1.66)$$

La superficie de energía entonces tiene forma de elipsoide también, haciendo que mientras más largo sea el eje principal, menor será el correspondiente factor desmagnetizante y menor la energía cuando  $\mathbf{m}$  apunte en esa dirección. Para un esferoide, donde dos de sus principales ejes son iguales y el cuerpo tiene simetría rotacional alrededor del tercero, se puede obtener la siguiente expresión:

$$f_m = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_\perp \sin^2 \theta + N_\parallel \cos^2 \theta) \quad (2.1.67)$$

desarrollando se puede obtener:

$$f_M = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} N_\parallel + \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_\perp - N_\parallel) \sin^2 \theta \quad (2.1.68)$$

Esta última ecuación tiene la simetría característica de la anisotropía uniaxial. El termino anisotropía de forma es usado para hacer referencia a esta y

es completamente consecuencia de la geometría. La constante de anisotropía correspondiente es:

$$K_M = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_{\parallel} - N_{\perp}) \quad (2.1.69)$$

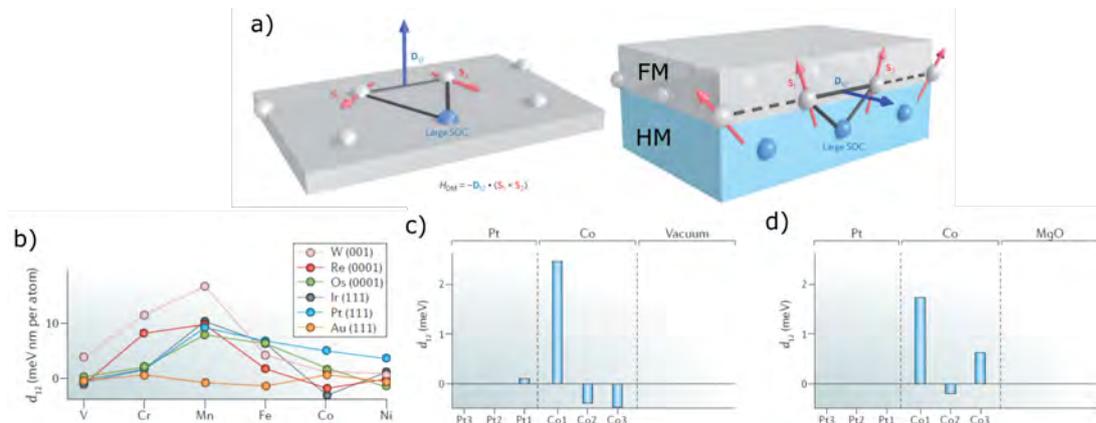
### 2.1.1.5. Interacción Dzyaloshinskii-Moriya

En sistemas que no tienen simetría de inversión, el acoplamiento spin-órbita puede inducir a una interacción de intercambio asimétrica, conocida como interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), que tiene la forma:

$$H_{DMI} = \mathbf{D}_{12} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \quad (2.1.70)$$

donde  $\mathbf{D}_{12}$  es el vector Dzyaloshinskii-Moriya correspondiente.

La existencia de la interacción Dzyaloshinskii-Moriya fue inicialmente propuesta para dar cuenta de las propiedades de componentes magnéticos con red no centrosimétricas, como el  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [58, 59]. La DMI fue teóricamente entendida por Moriya como un término adicional en la interacción de super-intercambio, inducida por el acoplamiento spin-órbita, entre spines de aislantes magnéticos en la ausencia de simetría de inversión. Para sistemas metálicos la existencia de una interacción quiral fue demostrada inicialmente en aleaciones desordenadas, en las cuales un átomo con acoplamiento spin-órbita fuerte media una DMI entre dos átomos magnéticos,  $\mathbf{D}_{12}$  en este caso es perpendicular al plano del triángulo formado por los tres átomos interactuantes (fig. 2.1.4.a. Izq.). Posteriormente se definió que la DMI podría existir en interfaces entre películas magnéticas y metales con acoplamiento spin-órbita fuerte [60]. En sistemas compuestos de una película magnética como es el Co y un metal con acoplamiento spin-órbita fuerte como lo es el Pt, la DMI interfacial surge del triángulo Co-Pt-Co, con el vector  $\mathbf{D}_{12}$  en el plano de la interfase y perpendicular al vector que conecta  $\mathbf{S}_1$  y  $\mathbf{S}_2$  como se muestra en la fig. 2.1.4.a.Derecha.



**Figura 2.1.4:** a) Representación del funcionamiento de la DMI en un cristal magnónico (Izquierda) y en una interfase entre un material ferromagnético y un metal pesado (Derecha). b) Fuerza de la DMI entre dos pares de spin atómicos en monocapas de distintos metales 3d en un substrato de distintos metales 5d, obtenida de cálculos ab initio. c, d) Cálculos ab initio de la distribución de DMI entre un par de spin atómicos en la distintas capas de un sistema compuesto por tres monocapas de Pt en tres monocapas de Co (c) y tres monocapas de Co entre 3 monocapas de Pt y MgO. Imagen modificada de [61].

La DMI se ha calculado en varios estudios mediante ab initio para distintas interfaces entre películas ferromagnéticas (FM) y metales pesados (HM). Algunos resultados de estos estudios marcan, por ejemplo, para  $D_{12}$  valores de -1.7 [meV] para una monocapa de Fe en un mono capa de Ir(111) [62], 1.8 [meV] para una monocapa de Co sobre Pt (111) [63], -1,9 [meV] para una monocapa de Fe en tres monocapas de Ir(111) y 1.7 [meV] para una monocapa de Co sobre 3 capas de Pt (111) [64]. Otros valores de  $D_{12}$  para distintos tipos de combinaciones se pueden observar en la fig.2.1.4.b. Los cálculos de primeros principios son muy útiles debido a que permiten un entendimiento mejor del funcionamiento de la DMI interfacial, a la vez que guían la ingeniería de interfaces y materiales. La DMI en estos sistemas es casi puramente interfacial como muestran las figuras 2.1.4.c-d, es decir que es muy fuerte en la capa atómica en contacto mientras que es casi despreciable en las otras capas. Experimentos recientes revelan que la DMI puede aparecer no solo en interfaces con metales de transición 5d, sino que también en interfaces con óxidos [24]. Esta DMI no puede explicarse mediante el marco usado para interfaces puramente metálicas, pero está relacionada a un alta transferencia de carga y un largo campo eléctrico interfacial que compensa el acoplamiento spin-órbita débil de los átomos en la interfase. Por razones similares

se espera que la oxidación interfacial incremente la DMI [65].

Para DMI interfacial, que es lo que concierne a este estudio, es posible escribir  $\mathbf{D}_{12} = D_{12} \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{u}_{12})$ , donde  $\mathbf{z}$  es un vector unitario perpendicular a la superficie y  $\mathbf{u}_{12}$  es un vector unitario en la dirección de la capa magnética apuntando desde 1 a 2. Para  $D_{12} > 0$  la DMI favorece rotaciones antihorarias desde  $\mathbf{S}_1$  a  $\mathbf{S}_2$ . La DMI es una interacción quiral que aumenta o disminuye la energía según la rotación de  $\mathbf{S}_1$  a  $\mathbf{S}_2$  es en sentido horario o antihorario. Si los spines están inicialmente paralelos el efecto de la DMI es introducir una inclinación alrededor de  $D_{12}$ . El efecto global de la DMI se puede expresar mediante la densidad de energía como:

$$E_{DMI} = D \cdot [m_z \nabla \cdot \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z] \quad (2.1.71)$$

Donde  $D$  es la constante de DMI que se obtiene de  $\mathbf{D}_{12}$ . En el caso de la DMI interfacial esta ecuación es posible de reducir a:

$$E_{DMI} = D \cdot (m_z \partial_x m_x - m_x \partial_x m_z + m_z \partial_y m_y - m_y \partial_y m_z) \quad (2.1.72)$$

En un sistema con DMI puramente interfacial  $D$  es inversamente proporcional a el grosor de la película ferromagnética.

### 2.1.2. Dinámica de sistemas magnéticos

Dada la energía libre

$$G_L[\mathbf{M}(\cdot); \mathbf{H}_a] = \int_V (A(\nabla \mathbf{m})^2 + f_{AN}(\mathbf{m}; \mathbf{n}) + D[m_z \nabla \cdot \mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z] - \frac{\mu_0}{2} M_s \mathbf{H}_M \cdot \mathbf{m} - \mu_0 M_s \mathbf{H}_a \cdot \mathbf{m}) d^3r \quad (2.1.73)$$

Es posible obtener el campo efectivo actuando sobre el cuerpo magnetizado [66] de la siguiente forma:

$$H_{eff} = \frac{1}{\mu_0} \left[ \frac{\partial G_L}{\partial \mathbf{m}} \right] \quad (2.1.74)$$

Obteniendo que el campo efectivo es:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{eff} = & \frac{2}{\mu_0 M_s} \nabla \cdot (A \nabla \mathbf{m}) - \frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial f_{AN}}{\partial \mathbf{m}} \\ & - \frac{2D}{\mu_0 M_s} \left( \frac{\partial m_z}{\partial x}, \frac{\partial m_z}{\partial y}, -\frac{\partial m_x}{\partial x} - \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) + \mathbf{H}_M + \mathbf{H}_a \end{aligned} \quad (2.1.75)$$

Ahora, si consideramos que el momento magnético elemental  $\mathbf{m}_i$  también tiene un momento angular  $\mathbf{J}_i$ , estos estarían relacionados por  $m_i = \gamma \mathbf{J}_i$ . En un tratamiento clásico, la razón de cambio de  $\mathbf{J}_i$  estaría dado por un torque  $\mathbf{N}$  ejercido por el campo actuando en  $\mathbf{m}_i$ . Obteniendo que:

$$\frac{d\mathbf{J}_i}{dt} = \mathbf{m}_i \times \mathbf{B} \quad (2.1.76)$$

o más bien

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = \gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{B} \quad (2.1.77)$$

o sea, para el caso de un material magnetizado es posible definir este mismo torque, pero a causa del campo efectivo, obteniendo:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma_G \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.1.78)$$

con  $\gamma_G = \mu_0 \gamma$ . Esta ecuación describe solamente el efecto giroscópico, sin consideración de los mecanismos de disipación que están involucrados al aproximarse a un equilibrio. La disipación se introduce de manera fenomenológica [41], entendiéndose que el campo efectivo  $\mathbf{H}_{eff}$  tiene el rol de gradiente de energía que lleva al equilibrio uno puede definir:

$$\mathbf{m} \times \left( \mathbf{H}_{eff} - \alpha_G \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.1.79)$$

Con  $\alpha_G$  un valor adimensional llamado constante de amortiguamiento o *damping*. Esta ecuación es complementaria de la ec. 2.1.78, pero como ella solo considera el efecto giroscópico esta solo considera la relajación disipativa hacia el equilibrio. Para tener en cuenta ambos fenómenos que ocurren naturalmente en un sistema

magnético es necesario juntar estas dos ecuaciones de la forma:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_G \mathbf{m} \times \left( \mathbf{H}_{eff} - \alpha_G \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right) \quad (2.1.80)$$

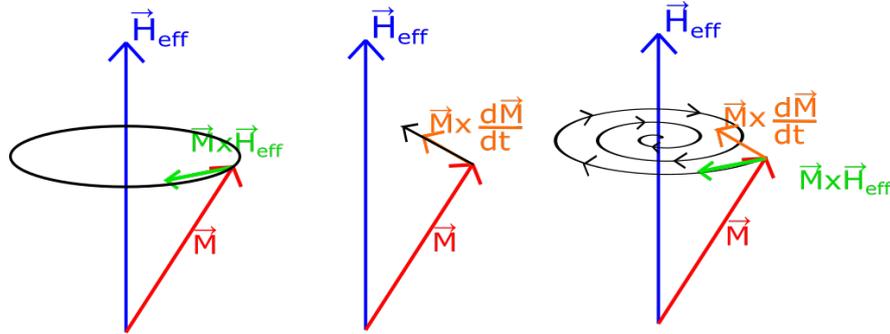
Esta ecuación es conocida como ecuación de Gilbert [50]. Un equivalente matemático es la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [42], mayormente usada, dada por:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma_L \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{eff} - \alpha_L \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (2.1.81)$$

Donde  $\gamma_L$  y  $\alpha_L$  están definidos por:

$$\gamma_L = \frac{\gamma_G}{1 + \gamma_G^2 \alpha_G^2} \quad \wedge \quad \gamma_L \alpha_L = \gamma_G \alpha_G \frac{\gamma_G}{1 + \gamma_G^2 \alpha_G^2} \quad (2.1.82)$$

La dinámica de los sistemas magnéticos está gobernada por la ecuación LLG. El funcionamiento de esta ecuación se ilustra en la fig.2.1.5



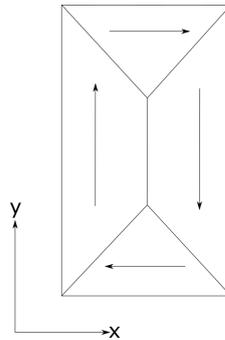
**Figura 2.1.5:** Representación de la evolución temporal de la magnetización  $\mathbf{M}$  en un campo efectivo  $\mathbf{H}_{eff}$  descrito a partir de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert. (Izquierda) Movimiento de precesión no amortiguado de  $\mathbf{M}$  alrededor de  $\mathbf{H}_{eff}$ . (Centro) Relajación de  $\mathbf{M}$  hacia  $\mathbf{H}_{eff}$  debido a los efectos de disipación. (Derecha) Evolución temporal de  $\mathbf{M}$ , incluyendo la precesión y la amortiguación. Al final,  $\mathbf{M}$  se alinea paralelamente con  $\mathbf{H}_{eff}$ .

### 2.1.3. Dominios magnéticos y paredes de dominio

Debido a la competencia de las distintas energías existen en los sistemas ferromagnéticos regiones donde los momentos magnéticos están alineados en una misma dirección, llamadas dominios magnéticos, la teoría de los dominios magnéticos fue introducida inicialmente por Weiss para explicar el fenómeno de que ciertos sistemas que deberían presentar magnetización espontánea sin la aplicación de un campo externo no la presentaban [52]. Para sistemas bulk,

donde la energía magnetostática es predominante, en orden de disminuir la energía magnetostática, se forman dominios que satisfagan  $\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$ , por ejemplo, los dominios mostrados en la fig. 2.1.6.

La teoría de dominios es un marco interpretativo, el cual identifica ciertos rasgos dominantes en los dominios magnéticos y en las paredes de dominio. La idea de los dominios magnéticos sobresale al comparar las distintas magnitudes de las energías de un sistema ferromagnético [67]. Los dominios existen porque en distancias cortas la energía de intercambio domina lo que conlleva a una magnetización alineada paralelamente. La anisotropía tiene el efecto adicional de favorecer la alineación en una dirección privilegiada. Es solo a escalas grandes con relación a las propiedades magnéticas donde la energía magnetostática se hace importante y favorece configuraciones donde  $\nabla \cdot \mathbf{M}$  sea cercana a cero, o sea configuraciones con la menor cantidad de polos magnéticos, un ejemplo de esto es la fig. 2.1.6. La configuración de la fig. 2.1.6 ha reducido la energía magnetostática a cero, al mismo tiempo que ha reducido al mínimo la energía de intercambio y anisotrópica en los cuatro dominios que la componen. Toda la energía de esta configuración esta confinada a las secciones entre dominios, llamadas paredes de dominio, y tiene origen anisotrópico y de intercambio.



**Figura 2.1.6:** Ejemplo de estructura de dominio sin polos en un sistema con anisotropía biaxial, donde x e y son ejes de magnetización fácil.

Las paredes de dominio pueden tomar formas diferentes, dependiendo de la relación entre las energías y la aparición de otras interacciones como la DMI, pero se identifican dos grandes tipos conocidos como paredes de tipo Bloch y tipo Néel. Estas se diferencian por la forma de reversión de los momentos magnéticos en la pared. En el caso del tipo Bloch la magnetización se revierte formando una hélice que sale del plano que contiene a los momentos magnéticos (fig. 2.1.7.a). Mientras

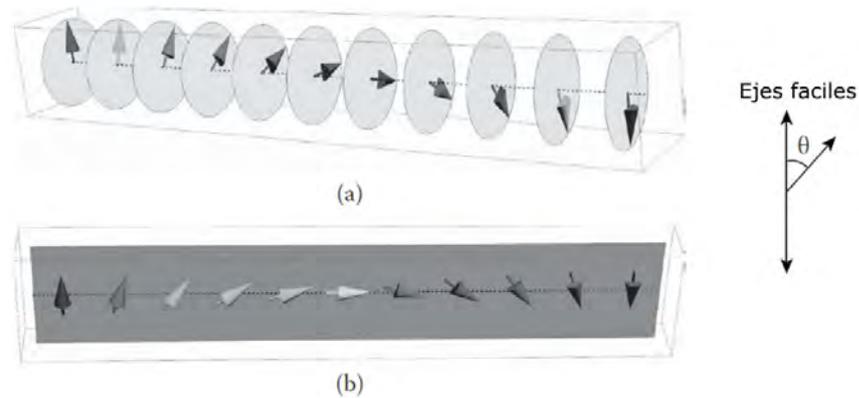
que para el caso del tipo Néel esta forma una cicloide y ocurre dentro del plano de la magnetización (fig. 2.1.7.b). Para determinar el grosor de una pared de dominio es posible hacer un estudio del perfil que tiene una pared del tipo Bloch en un sistema con anisotropía uniaxial y sin campo aplicado ni campo desmagnetizante, obteniendo que la energía estará dada por:

$$G_L = 2K_1 \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{l_W^2}{2} \left( \frac{d\theta}{dx} \right)^2 + f(\theta) \right] dx \quad (2.1.83)$$

donde  $l_W = (A/K_1)^{1/2}$  es el parámetro de espesor de pared. Al minimizar esta energía es posible obtener que el tamaño de la pared está dado por:

$$\delta_0 = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (2.1.84)$$

Donde podemos volver a ver que el ancho de la pared de cualquier sistema estará determinado por una competencia entre la energía de anisotropía y de la interacción de intercambio.



**Figura 2.1.7:** Tipos fundamentales de paredes de dominio magnético. a), una pared de Bloch, donde la magnetización gira en el plano de la pared. b), una pared de Néel, donde la magnetización gira perpendicular al plano de la pared. Imagen modificada de [68].

Este análisis ha sido desarrollado sin tomar en cuenta la influencia de la DMI en la minimización de energía de la pared, y es debido a la complejidad que le suma el tenerla en cuenta y su desarrollo se escapa del enfoque de esta tesis, aun así, es

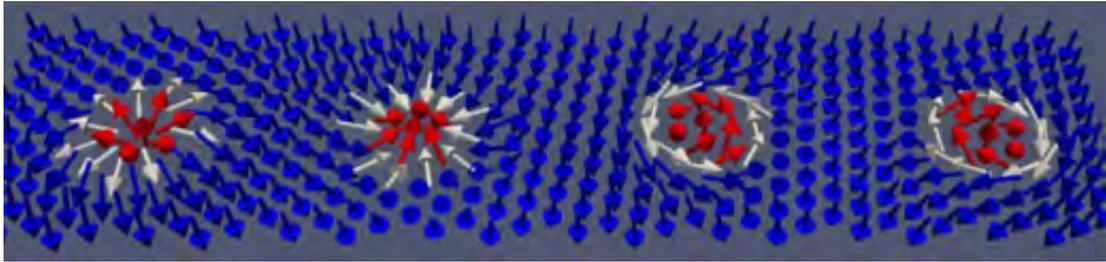
necesario definir la densidad de energía con esta nueva interacción:

$$\sigma_{PD} = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}} - \pi D \quad (2.1.85)$$

Esta ecuación nos da la noción de que la existencia de la DMI en un sistema lleva a una mayor cantidad de paredes de dominio dado que reduce la energía de esta configuración [59].

## 2.2. Skyrmion

Los skyrmions magnéticos son estructuras de spin, solitones topológicos parecidos a partículas, donde la magnetización en el centro apunta al lado opuesto que la magnetización que rodea al skyrmion. Los skyrmions se pueden distinguir por el tipo de pared de dominio que presentan. Al seguir la estructura de la magnetización desde el núcleo hacia afuera, los momentos magnéticos pueden rotar a lo largo de la dirección radial (tipo Néel) o perpendicular a ella (tipo Bloch) [69]. Esta rotación puede ocurrir para ambos tipos mediante direcciones con el sentido de la mano derecha o izquierda, resultando en una estructura de la magnetización que apunta hacia adentro (afuera) o sentido horario (antihorario) para skyrmions tipo Néel y Bloch, respectivamente. Obteniendo en el caso más simple de estructuras de skyrmion cuatro simetrías distintas mostradas en la fig. 2.2.1. Si el material provee una forma de rompimiento de la simetría en un nivel atómico, dado una estructura cristalina quiral o un rompimiento de la simetría de inversión dada por interfaces, la estructura del skyrmion resultante será gobernada por este rompimiento de simetría y resultará en una de las cuatro orientaciones de la pared de dominio antes mencionadas o alguna combinación de estas.



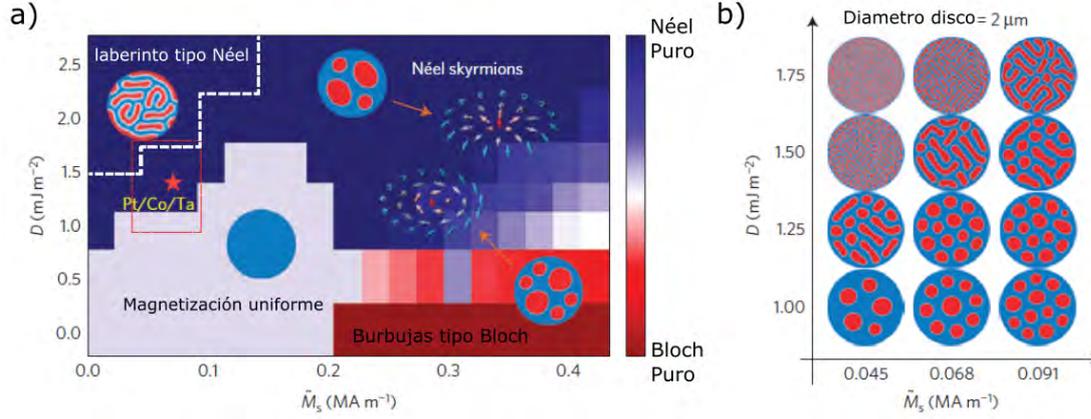
**Figura 2.2.1:** La estructura de giro de (de izquierda a derecha) un Néel diestro y zurdo y un skyrmion Bloch diestro y zurdo. Estos corresponden a los cuatro tipos de skyrmion más simples. Los vectores que simbolizan la magnetización giran apuntando hacia afuera o adentro para el tipo Néel y giran en sentido horario o antihorario para el tipo Bloch. Imagen obtenida de [70].

Si el material no es quiral, las estructuras de espín como los skyrmions descritos aún pueden surgir bajo ciertas condiciones; por lo general, estos skyrmions son del tipo Bloch y se estabilizan mediante interacciones dipolares. Es necesario notar que la distinción entre los skyrmions quirales y no quirales no es muy clara en la literatura. Los skyrmions no quirales deberían siempre distinguirse de su contraparte en sistemas magnéticos quirales [71]. Para sistemas quirales con interacción de intercambio quiral suficientemente fuerte, solo una orientación de la pared de dominio es estable. Skyrmions en materiales no quirales pueden existir con diferentes orientaciones dentro del mismo material. Este hecho complica de manera sustantiva su aplicación en aparatos spintrónicos debido a que la orientación de la pared de dominio define la respuesta dinámica del skyrmion debido a, por ejemplo, una corriente de spin [72]. Ejemplos conocidos para el tipo de burbuja skyrmiónica (skyrmions grandes con un área homogénea de la magnetización en su centro) en sistemas no quirales son las burbujas magnéticas estudiadas en los años 80 [73, 74].

Debido al carácter topológico del skyrmion existe una contribución de este al efecto Hall topológico [11], este es producido por el campo magnético de los skyrmions sobre los electrones de conducción que fluyen a través de la nanoestructura. El movimiento de un skyrmion conduce a un cambio en el campo magnético producido por el mismo que cambia la inducción electromagnética, haciendo que el campo eléctrico inducido exhiba una contribución adicional al efecto Hall cuando los skyrmions se mueven.

En sistemas multicapa, donde el quiebre de simetría de inversión está dado por

la interfase, y por ende la DMI, la estructura de los skyrmions puede variar ampliamente, como se puede ver en la fig. 2.2.2. Este diagrama de fase corresponde a resultados de simulación de un sistema con geometría circular y anisotropía magnética perpendicular al plano del material, mientras que se varía los parámetros de  $D$  y  $M_s$ .



**Figura 2.2.2:** a) Representación del estado de base estable para discos de 400 [nm] como función de la magnetización saturación y la DMI. La escala de colores indica el ángulo de la pared de dominio que evoluciona desde una configuración Bloch pura a una Néel pura. b) Ejemplo de estructura de spin estable para discos de 2000 [nm] con variaciones pequeñas de los parámetros de DMI y magnetización saturación, esta figura muestra lo susceptible que es este régimen a las variaciones de los parámetros magnéticos. Imagen modificada de [25].

### 2.2.1. Propiedades

Los skyrmions pueden ser caracterizados por tres parámetros: el llamado número de skyrmion [75] o carga topológica  $Q$  (también llamado número *winding*), su vorticidad y su helicidad [76]. Estos parámetros están enlazados a la definición generalizada del campo de magnetización del skyrmion:

$$\mathbf{m}(r\varphi) = \begin{pmatrix} \sin \Theta(r) \cos \Phi(\varphi) \\ \sin \Theta(r) \sin \Phi(\varphi) \\ \cos \Theta(r) \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

$$\Phi(\varphi) = \omega\varphi + \nu \quad (2.2.2)$$

Donde  $r$  es la distancia de los momentos magnéticos desde el centro del skyrmion,  $\omega$  es la vorticidad, y  $\nu$  es la helicidad. La helicidad está directamente relacionada

a los cuatro estados mostrados en la fig. 2.2.1 dado que  $\nu = \{0, \pi\}$  corresponde a skyrmions Néel diestro y zurdo, y para  $\nu = \{\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\}$  se tiene skyrmions Bloch diestro y zurdo. El número de skyrmion está definido como:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int dx \int dy \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) \cdot \mathbf{m} \quad (2.2.3)$$

que describe cuantas veces el vector  $\mathbf{m}$ , o sea la magnetización, puede ser mapeado a una esfera. El signo de  $Q$  está relacionado con la orientación del núcleo del skyrmion. Para los casos de la fig. 2.2.1, el numero  $Q$  es siempre 1, pero hay otras estructuras más complejas que la magnetización puede envolver una esfera múltiples veces obteniendo un número  $|Q| > 1$ , o no envolverla completamente obteniendo  $|Q| < 1$  [77].

El número de skyrmion también está relacionado con el comportamiento de la dinámica del skyrmion, y se puede notar al describir la ecuación de Thiele [78]:

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{R}(t)}{dt} + \Gamma \frac{d\mathbf{R}(t)}{dt} = \mathbf{F}(\mathbf{R}(r), r) \quad (2.2.4)$$

Esta ecuación es usada para predecir la dinámica de skyrmions debido a fuerzas externas. Donde,  $\mathbf{F}(\mathbf{R}(r), r)$  representa una fuerza externa cualquiera en un tiempo  $t$  y la posición  $\mathbf{R}(t)$ ,  $\Gamma$  es un término de amortiguamiento y es proporcional al amortiguamiento de Gilbert ( $\alpha$ ),  $\mathbf{G}$  es el vector de acoplamiento giroscópico dado por:

$$\mathbf{G} = m \int dx \int dy \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) \cdot \mathbf{m} = 4\pi m Q \quad (2.2.5)$$

donde  $m$  es la densidad de magnetización [79]. Este está directamente relacionado con la carga topológica. Dado esto la topología de un skyrmion está completamente caracterizada por los tres parámetros  $Q$ ,  $\omega$  y  $\nu$  y no por su tamaño, así skyrmions quirales, no quirales o burbujas skyrmiónicas pueden presentar la misma topología aunque varíen mucho en su tamaño. Así también es posible exhibir estructuras de spin más complejas si su vorticidad es  $\omega = -1$ , que sería el caso de antiskyrmion, esta estructura puede ser considerada como la antipartícula del skyrmions dada su topología inversa.

En sistemas experimentales el skyrmion no siempre está definido como un solitón de dos dimensiones, sino que puede presentarse con forma tubular, debido a que el sistema no se define en una sola capa magnética. Dado esto se tienen

diversas formaciones tubulares, y en la cuales pueden aparecer otras estructuras de spin como punto de Bloch o cambios de helicidad, polaridad y/o quiralidad [79]. La suma de estas estructuras y el estado de skyrmion no están definidos completamente en la literatura [68] haciendo muy difícil definir las formas de skyrmions en 3D.

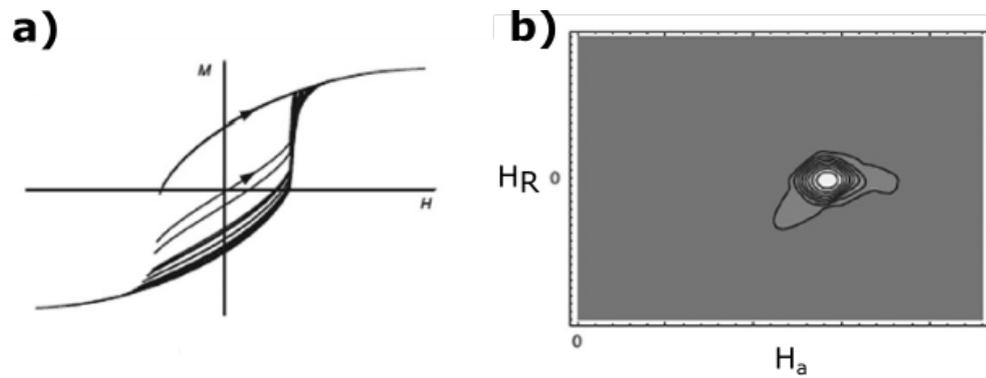
Existen varios métodos de nucleación de skyrmions en multicapas magnéticas que presentan estructuras quirales. Por decir algunos pocos: fluctuaciones térmicas o pulsos de calor [12], corrientes polarizadas [13-15], aplicación de campo [16-21], memoria magnética [22], etc.

### 2.2.1.1. Curvas FORC

La memoria magnética está definida por la utilización de caminos o rutas de campo aplicado para obtener un estado magnético específico, estos caminos se obtienen mediante el diagrama de curvas de reversión de primer orden (FORC por sus siglas en inglés). Las FORCs se obtienen saturando el sistema con  $H_{sat}$ , reduciendo el campo hasta un campo de reversión  $H_R$  y volviendo hasta el campo de saturación  $H_{sat}$ , midiendo la magnetización en cada punto entre  $H_R$  y  $H_{sat}$  obteniendo  $M(H_R, H_a)$  con  $H_a$  el campo aplicado. Este proceso se repite con diversos valores de campo entre  $H_{sat}$  y  $-H_{sat}$  hasta obtener todas las curvas de reversión. La distribución FORC definida por:

$$\rho(H_R, H_a) = -\frac{\partial^2 M(H_R, H_a)}{\partial H_R \partial H_a} \quad (2.2.6)$$

se ocupa para definir un dibujo de contorno de  $\rho(H_R, H_a)$  definido como el diagrama FORC, mostrado en la fig. 2.2.3. Este diagrama provee información de la interacción o de distribución de coercitividad y de los componentes reversibles o irreversibles de la magnetización [80].



**Figura 2.2.3: Ejemplificación de la obtención del diagrama FORC:** a) Curvas de reversión de primer orden, las flechas mostradas en la imagen indican la dirección del campo aplicado  $H_a$ , cada curva comienza en un respectivo campo de reversión  $H_R$ . b) Diagrama FORC, los máximos y mínimos están definidos por las zonas blancas y grises respectivamente, y estos están relacionados a estados de magnetización específicos. Imagen modificada de [80].

## Capítulo 3

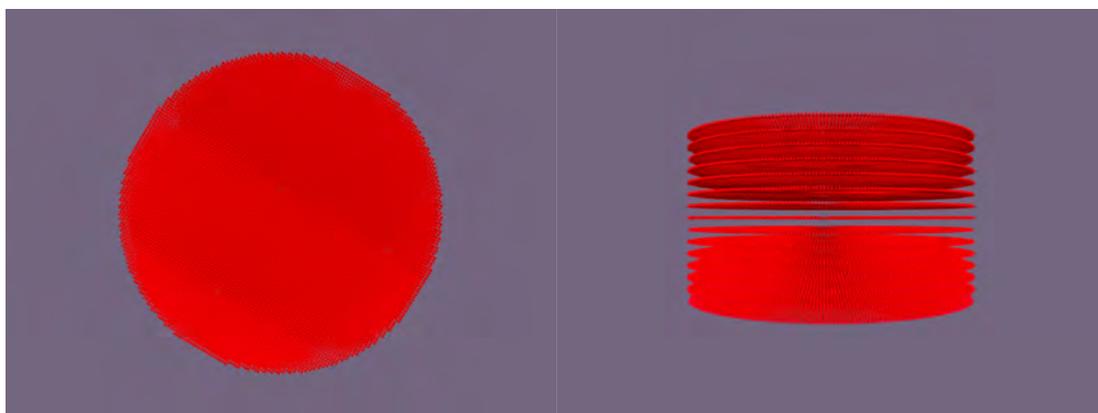
# Simulación Micromagnética

Las simulaciones micromagnéticas son una herramienta que ha tomado mucha importancia los últimos años debido a que ha mostrado ser confiable, rápida y maleable. Esto lo hace indispensable a la hora de estudiar fenómenos complejos, como por ejemplo el efecto de la geometría en la magnetización de un material. Uno de los programas más utilizados hoy en día es MuMax3, este programa soluciona la ecuación LLG (ec. 2.1.81) mediante diferenciación finita, y su gran diferencia en comparación a otros solucionadores de esta ecuación, es que ocupa la memoria de la unidad de procesamiento gráfico (GPU por sus siglas en inglés) para soluciarla, este método ha hecho que la velocidad de cálculo sea, para ciertos tipos de cálculo, hasta 100 veces más rápida que los otros métodos. A su vez este método presenta un costo asociado a la obtención de una GPU que permita este tipo de procesamiento.

MuMax3 discretiza el espacio mediante una red de celdas ortorrómbicas, estas contienen cada una los parámetros volumétricos como la magnetización de saturación, la anisotropía uniaxial, la constante de rigidez, etc. y son tratadas en el centro de cada una de las celdas. Los parámetros de interacción se guardan en una matriz diagonal indexada con los números de las dos celdas interactuantes [81].

Para definir la geometría de una simulación MuMax3 ocupa la geometría constructiva de sólidos, que mediante adiciones, translaciones, escalar y rotaciones hechas por operaciones booleanas es posible construir geometrías muy diversas. En el caso específico de este estudio para la simulación de la película continua se

describe la geometría del plano XY como infinito mediante condiciones de borde repetitivas ocupando el comando *SetPBC(5,5,0)*, y para replicar la existencia de las multicapas se simulan solo las capas ferromagnéticas con un valor nominal de 2 [nm] y una separación nominal de 6 [nm] entre capas para simular la existencia de las capas no magnéticas. Para simular las 15 capas se repiten estas capas 15 veces. Para el caso de las simulaciones de los discos es necesario repetir el método anterior, pero definiendo la existencia del material dentro de un espacio acotado mediante el comando *cylinder()*, que define una geometría de cilindro o disco dependiendo de las dimensiones que se especifiquen, como muestra la fig. 3.0.1.



**Figura 3.0.1:** Sistema de simulación para los discos. (Izquierda) Perfil XY, (Derecha) Perfil XZ O YZ

En orden de obtener una simulación que este acorde con los experimentos y con la teoría uno de los puntos más fundamentales es el tamaño de las celdas, estas deben tener un valor menor a la longitud de intercambio, dada por la ec. 2.1.61, para que las distintas interacciones tengan la magnitud correspondiente. Dado esto, en este estudio se definen celdas de  $2 \times 2 \times 2$  [nm<sup>3</sup>] que comparado con el valor de  $l_{ex} = 4,5$  [nm] determinan una correcta interacción entre celdas.

MuMax3 ocupa solucionadores de ecuaciones diferenciales clásicos tales como Runge-Kutta, Euler, Heun, Dormand-Prince, etc. Estos son ocupados para distintos sistemas en donde cada uno tiene diferentes tiempos de desempeño, para nuestro caso, se es ocupado el comando *relax()* que deshabilita el término de precesión de la LLG, permitiendo que el campo efectivo apunte hacia la disminución de la energía, este tiene el mejor rendimiento mediante el solucionador Heun o RK23. El tiempo que se deja relajar el sistema está definido por el comando *run()*, el tiempo típicamente utilizado es 2 [ns], el cual es un tiempo correcto para la dinámica

buscada. Otro punto importante de mencionar sobre la simulación es el parámetro de damping o amortiguamiento  $\alpha$ , este define que tan rápido la magnetización se alinea con el campo, si  $\alpha = 0$  precesa indefinidamente, y si  $\alpha = 1$  siempre apunta hacia el campo. El damping ocupado fue de 0.3, un valor que se reporta en diversas investigaciones como correcto para el fenómeno de histéresis [81].

Mediante las simulaciones micromagnéticas se busca recrear primero la película continua, mediante la concordancia de la curva de histéresis obtenida del uso de parámetros magnéticos de la misma película, para después ocupando el cambio de geometría determinar un nuevo estado de remanencia, y este concordarlo con las imágenes MFM del experimento además de la curva de histéresis nueva. Finalmente, los valores ocupados para simular fueron:

**Cuadro 3.0.1:** Tabla de parámetros magnéticos utilizados en la simulación micromagnética

Parámetros	$K_{u1}$ [J/m <sup>3</sup> ]	A [J/m]	$M_s$ [A/m]	D [J/m <sup>2</sup> ]	$\alpha$ [u.a.]
Valor	0.45e6	1e-11	8.8e5	1e-3	0.3

## Capítulo 4

# Procedimiento Experimental

El procedimiento experimental realizado en este estudio consta de dos partes centrales, el proceso de fabricación, conformado por dos procesos; litografía por haz de electrones o EBL por sus siglas en inglés y la deposición por pulverización catódica por magnetrón o más comúnmente referido como magnetrón *sputtering*. La segunda parte es la caracterización que a su vez tiene dos procesos; una caracterización estructural y una caracterización magnética.

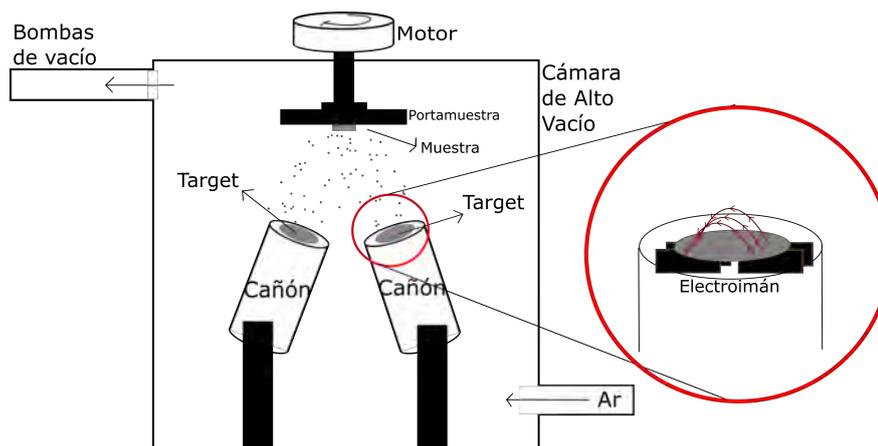
### 4.1. Proceso de Fabricación

El proceso de litografía es necesario para obtener las muestras con nanodiscos de diámetros variados, pero no es necesaria para la obtención de las muestras denominadas continuas, debido a esto es que, aunque el proceso de litografía contenga a su vez el proceso de pulverización se ha decidido crear dos secciones para poder evidenciar esta diferencia y poder desarrollar de manera correcta la definición de pulverización catódica.

#### 4.1.1. Pulverización Catódica por Magnetron (Magnetron Sputtering)

La pulverización catódica por magnetrón consta de la atomización de un material blanco o *target* mediante el bombardeo de iones de argón acelerados por un potencial eléctrico mediado por un campo magnético, de ahí el termino magnetrón, como se muestra en la fig. 4.1.1. El sistema utilizado para fabricar las multicapas

es compuesto de una cámara de vacío marca INTERCOVAMEX que tiene la posibilidad de depositar tres materiales simultáneos o cuatro materiales separados, mediante cuatro cañones inclinados con dirección a la muestra, mediante dos fuentes de corriente directa (DC1 y DC2) y una fuente de corriente alterna o de radiofrecuencia (RF). Para generar los iones de argón es necesario tener una atmósfera controlada de argón, y eliminar los gases indeseados de la cámara, como el oxígeno. Para esto es necesario generar vacío en la cámara, mediante dos sistemas de succión, inicialmente con una bomba de vacío que, mediante trasiego de aceite, extrae el aire de la cámara y en secuencia con una bomba turbomolecular, la cual mediante la acción de una hélice que golpea las moléculas existentes en la cámara y las fuerza en la dirección contraria para así sacar todo el aire.



**Figura 4.1.1:** Esquema del sistema de deposición por pulverización catódica en cámara de alto vacío. Círculo rojo es un acercamiento del sector de un cañón.

Luego de generar un vacío de orden de  $10^{-7}$  [Torr] se ingresa a la cámara un flujo constante de argón para generar la atmósfera adecuada dentro de la cámara de  $10^{-3}$  [Torr]. Como muestra la fig. 4.1.1, la muestra a depositar se encuentra en la tapa de la cámara sujeta en una plataforma rodante, que está puesta a rotar para asegurar difusión en la muestra de los distintos materiales a depositar. Por otro lado, debido al plasma generado, los distintos blancos se van calentando por lo que es necesario tener un sistema de refrigeración, esto se logra mediante un enfriador de agua conectado a un sistema de circulación que recorre todos los cañones. Teniendo la atmósfera adecuada de argón y el enfriador prendido es posible encender el plasma mediante las distintas fuentes y hacer rotar la muestra. Para depositar las distintas muestras de este estudio es necesario ocupar un programa de Labview

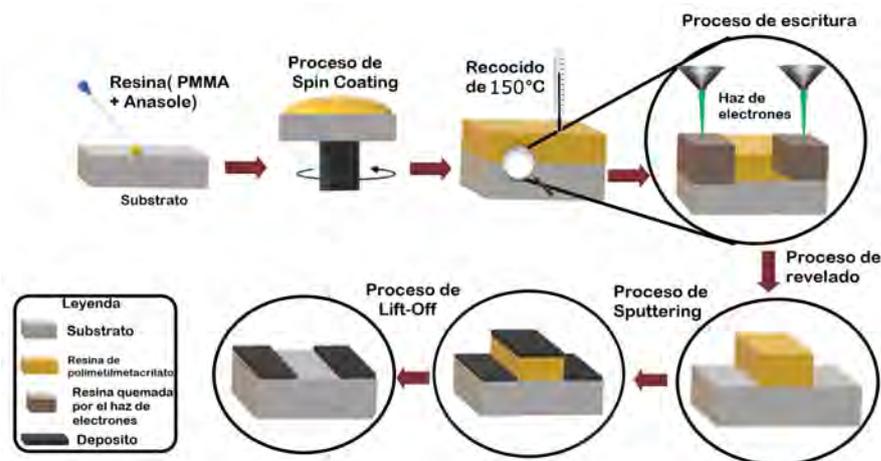
que abre las tapas de los cañones por un determinado tiempo para depositar la cantidad específica de material. En el programa se ingresa el tiempo de apertura, el cañón a abrir, y por ende el material a depositar, el orden de deposición por capa, el tiempo entre depósitos y la cantidad de capas. Este estudio se centra en la multicapa de  $\text{Ta}(4[\text{nm}]) / [\text{Pt}(3.8[\text{nm}]) / \text{Co}(1.9[\text{nm}]) / \text{Ta}(1.7[\text{nm}])] \times 15 / \text{Ta}(4[\text{nm}])$ , creada mediante el siguiente protocolo expresado en la tabla 4.1.1; con una presión base (vacío en la cámara):  $2.5 \times 10^{-7}$  [Torr], y una presión de trabajo (presión de argón) de:  $3.4 \times 10^{-3}$  [Torr].

**Cuadro 4.1.1:** Tabla de protocolo de muestra estudiada.

Paso	Material (Fuente)	Potencia [W]	Segundos [s]	Espesor [nm]	Cantidad de veces
Capa de Amortiguamiento (Buffer)	Ta (DC2)	50	80	4	1
Metal pesado inferior	Pt (DC1)	10	120	3.8	15
Material Ferromagnético	Co (RF)	60	143	1.9	15
Metal pesado superior	Ta (DC2)	50	34	1.7	15
Capa final anti-oxidación	Ta (DC2)	50	80	4	1

#### 4.1.2. Litografía por haz de Electrones (EBL)

Para obtener islas de material con geometrías deseadas fue necesario realizar litografía por haz de electrones con resina positiva de Polimetilmetacrilato (PMMA) AR-672.045 de la marca All-Resist. Esta consta de siete pasos mostrados en la fig. 4.1.2, cada uno de ellos con variables que definen el producto final, y son los siguientes:



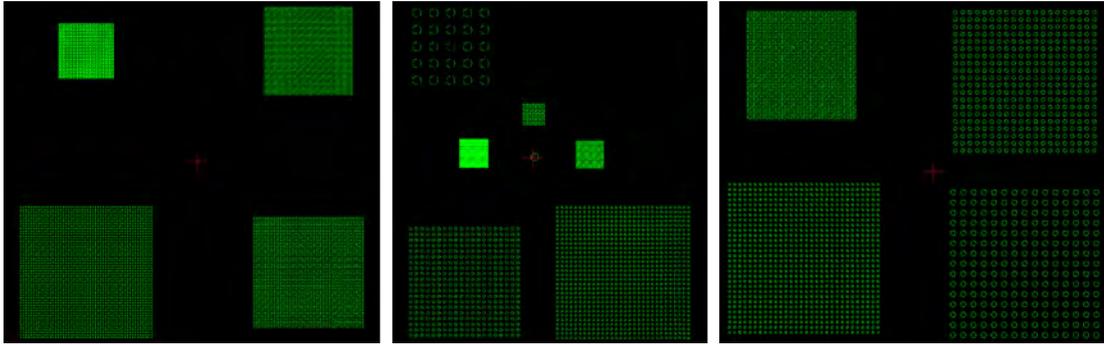
**Figura 4.1.2:** Proceso de Litografía. El sentido de los pasos de la litografía está definido por las flechas rojas. Procesos en círculo son un acercamiento a la interfase entre el polímero y el sustrato.

**Limpieza del sustrato:** Antes de depositar el polímero sobre la muestra es necesario limpiar el sustrato, que corresponde a una oblea de silicio de 2mm de grosor con una capa de dióxido de silicio de grosor 90 [nm]. Para limpiar el sustrato es necesario ocupar glicerina, enjuagar con agua destilada DI (10-18 [Mohm.cm]), y luego colocar en un vaso con acetona en el sonicador y agitar por 1 [min], para posterior enjuagar con agua destilada nuevamente, por último, se coloca en el limpiador por rayos ultravioleta y ozono de la marca Ossila.

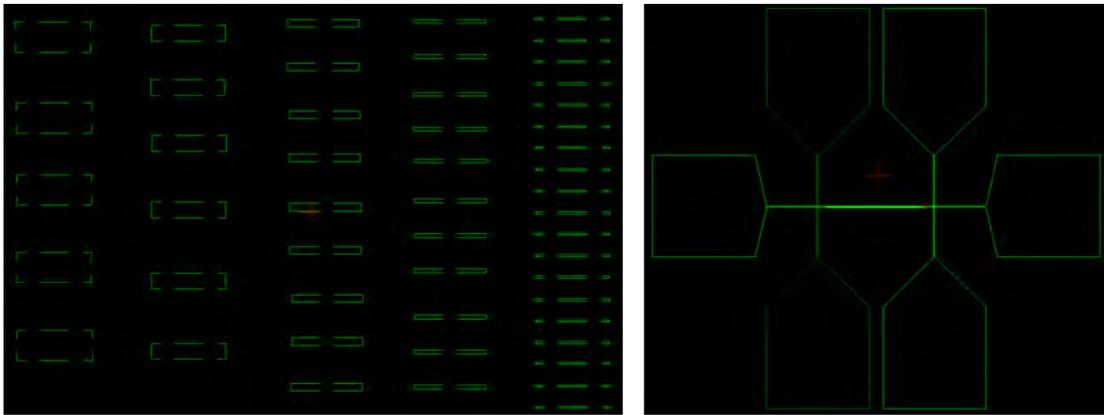
**Spin-Coating:** Se vierte el polímero sobre la muestra y se coloca la muestra en el centro del Spin-Coater, se define en el aparato un programa que consta de 3 pasos: Aceleración media a 500 [rpm], Velocidad mantenida de 4000 o 6000 [rpm] por 1 [min], y desaceleración media a 500 [rpm]. Obteniendo una película del polímero de 230 [nm] para 4000 [rpm] y 190 [nm] para 6000 [rpm] con 21° [C] de temperatura del polímero.

**Horneo o Cocido Suave (soft-bake):** Para mantener el polímero con el grosor deseado y la consistencia correcta es necesario realizar un cocimiento mediante un horno o un hot-plate, en el caso de este estudio se realizó el cocimiento con un hot-plate a 150°C por 3 [min].

**Exposición al haz de Electrones:** Luego del cocido es posible exponer la muestra al haz de electrones, esto se realiza mediante el equipo de Microscopia Electrónica de Barrido (SEM por sus siglas en ingles) de la marca Zeiss-Evo10 y en conjunto con el programa Nanometer Pattern Generation System (NPGS), que permite litografía de patrones nanométricos diseñados a través del programa DesignCAD. Los patrones que son el eje principal de este estudio se muestran en la fig. 4.1.3. Algunos patrones que también se crearon son los que se muestran en la fig. 4.1.4.

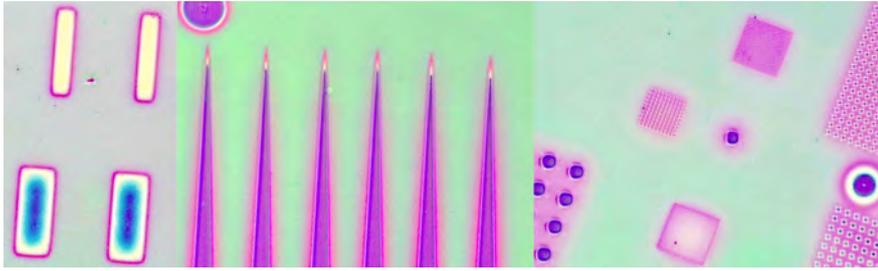


**Figura 4.1.3:** Diseños realizados en DesignCAD y luego generados en el programa NPGS, estos consisten en círculos de diámetros entre 100 y 3000 [nm].



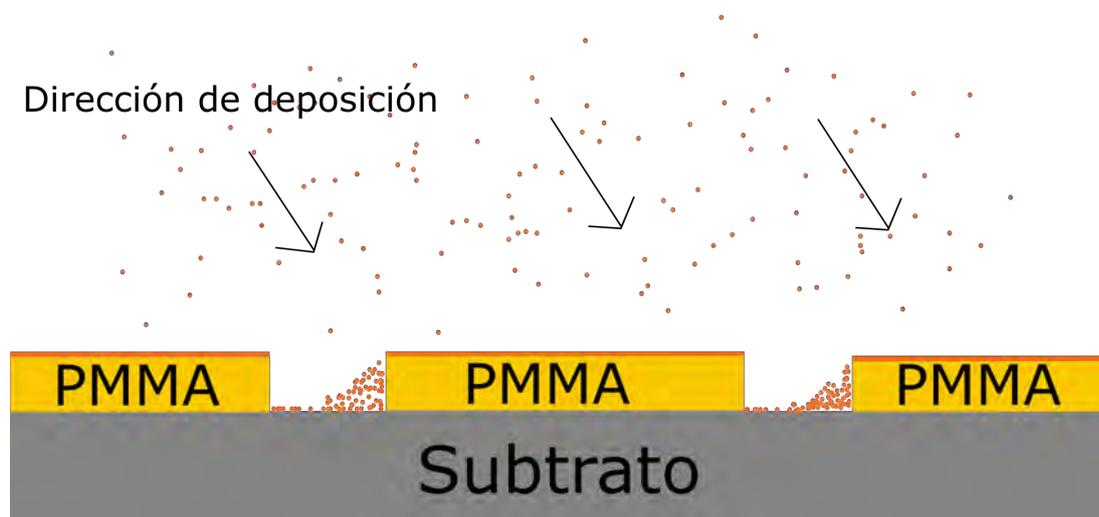
**Figura 4.1.4:** Diseños extras realizados en DesignCAD y luego generados en el programa NPGS, se tienen diversas formas geométricas y se presentan un diseño de un sistema de Efecto Hall.

**Revelado:** El proceso de revelado consiste en imbuir la muestra en un vaso de precipitado con revelador, el cual solo reacciona con el polímero quemado, el revelador ocupado en este estudio es el AR 600-56, este es definido por la marca ALL-Resist como el más adecuado para litografía por haz de electrones debido a su composición de methyl isobutyl ketone (MIBK), este tiene una densidad de 0.788 [g/cm<sup>3</sup>] a 20 [°C] y es necesario de ocupar entre 21-23 [°C] por 3 [min], luego de los 3 [min] es necesario mirar la litografía en el microscopio óptico y verificar que el color de las formas que se expusieron tomen el color del silicio, si es necesario se coloca la muestra nuevamente en el revelador hasta obtener el color correcto como se muestra en la fig. 4.1.5, se recomienda proceder con precaución después de los 3 [min], y dejar en revelado en periodos de 1 [min], esto debido a la posibilidad de que el revelador corra el polímero no quemado modificando la forma de la litografía.



**Figura 4.1.5:** Imágenes de microscopía óptica obtenidas de la muestra post proceso de revelado, el color morado es el color del silicio mientras que las zonas verdes es el polímero no quemado, las zonas dentro de la litografía que no tienen color morado son zonas de polímero que aún no se revelan correctamente, es decir la figura rectangular tiene entre 0.5 a 1 [min] por seguir revelándose.

**Deposición mediante Pulverización Catódica:** La muestra de litografía se coloca en el mismo sostenedor utilizado para depositar las multicapas continuas, en este proceso es aún más recomendable que se gire la muestra con una frecuencia constante para obtener una deposición homogénea en las cavidades del polímero y evitar aglomeraciones del tipo que se muestran en la fig. 4.1.6. Luego de colocar las muestras se procede como se definió en la sección 4.1.1.



**Figura 4.1.6:** Esquema de deposición sin rotación, los átomos del material depositado se aglomeran en el sentido de la deposición.

**Remoción:** Para finalizar la litografía es necesario remover todo el polímero no quemado, esto se realiza mediante la exposición de la muestra a un removedor, en este estudio se ocuparon dos removedores, los cuales, aunque tienen distintas composiciones y distintos métodos, dan resultado parecidos por lo que solo se

mencionaran en esta sección, pero en resultados no se hará ninguna diferencia entre muestras con distintos procesos de remoción. El primer removedor es la acetona técnica, este se usa a temperatura sobre 21 [°C] y la muestra se sumerge en el por 1 [min] para después retirar el polímero mediante chorros de acetona o mediante sonicador por 10 [seg] para luego enjuagar con agua destilada DI. El segundo removedor es el AR-P 300-76, el componente principal es Dimethylglyoxime (DMG) y su densidad a 20 [°C] es 1.08 [g/cm<sup>3</sup>], la muestra se sumerge en este removedor por 20 [min] para luego remover con agua destilada DI.

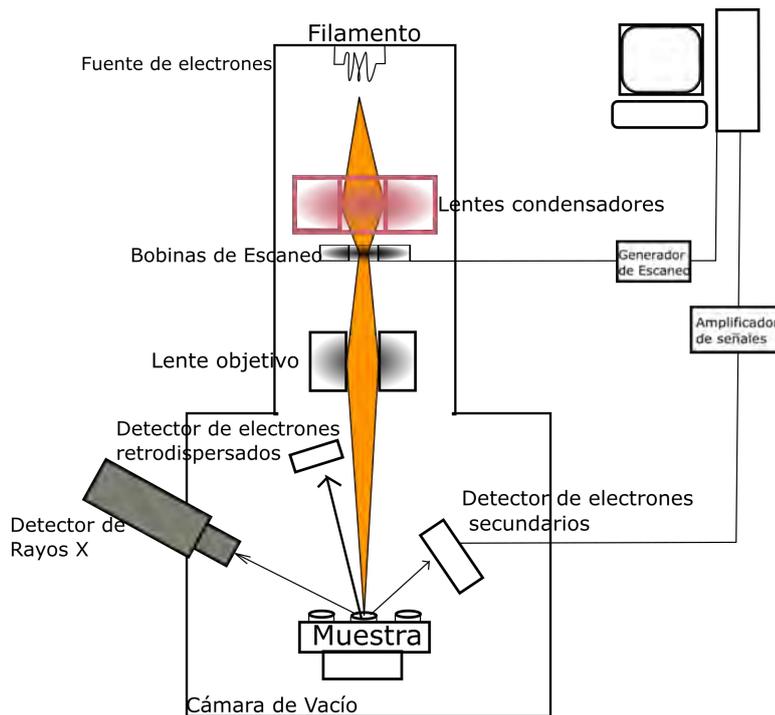
## 4.2. Caracterización

La caracterización de las muestras está conformada por dos partes, una caracterización estructural, la cual se centra en el resultado de la forma litográfica y su comparación con el diseño elegido, y una caracterización magnética, centrada en el comportamiento magnético del sistema depositado. Aunque la primera no es necesaria para las muestras continuas, si es de suma importancia para las muestras de litografía, porque define el comportamiento de la magnetización del material y su correcta relación con la teoría y simulaciones.

### 4.2.1. Caracterización Geométrica

**Microscopio Electrónico de Barrido:** El microscopio electrónico de Barrido o SEM por sus siglas en inglés, consta del siguiente funcionamiento mostrado en la fig. 4.2.1, donde mediante la aceleración de electrones por una diferencia de voltaje entre 500 y 30000 [V] es posible obtener la imagen de la muestra al coleccionar los electrones luego del choque con la muestra. Hay dos principales tipos de electrones detectables en este tipo de microscopia; electrones secundarios, que son producto de un choque inelástico entre el rayo de electrones y los electrones de valencia o de conducción de la muestra, y electrones de retrodispersión, los cuales son producto del *scattering* entre el rayo de electrones y los átomos de la muestra. Los electrones secundarios son utilizados para muestras con baja conducción, como por ejemplo, muestras biológicas, en cambio los electrones de retrodispersión son utilizados en muestras metálicas donde debido a el mayor número atómico de estas muestras las zonas metálicas aparecen más brillantes. En este estudio es necesario el uso de ambos tipos de electrones coleccionados, esto debido a que es necesario

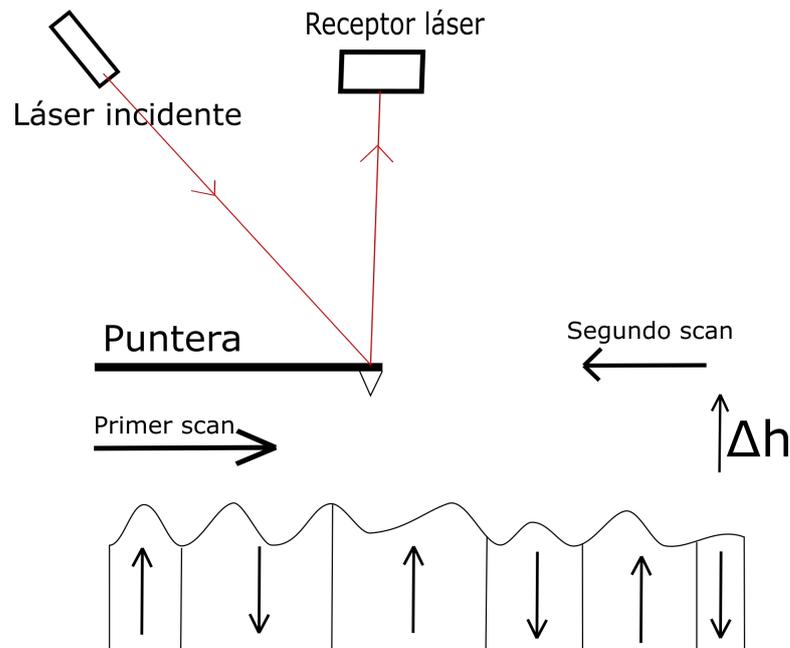
ocupar los electrones de retrodispersión para ubicar las distintas geometrías y los electrones secundarios para obtener una mayor definición de los defectos de las distintas geometrías. Finalmente, para verificar la cantidad correcta de los distintos materiales se ocupa el método de espectroscopia de energía dispersa o EDS, el cual hace uso de un detector de rayos X el cual esta adherido a la cámara de vacío del microscopio como lo muestra la fig. 4.2.1.



**Figura 4.2.1:** Diagrama de un microscopio electrónico de barrido. En él se tienen tres detectores, para electrones secundarios, electrones retrodispersados y rayos X.

**Microscopio de Fuerza Atómica:** La microscopia de fuerza atómica o AFM, como su nombre lo indica, consta de un sistema, el cual, mediante la medición de la interacción de una punta con la muestra, se puede obtener una imagen de alta definición de la topografía de la muestra. En la fig. 4.2.2 se muestra el funcionamiento de esta microscopia. La fuerza principal que mide este aparato es la fuerzas de Van der Waals, y mediante la comparación de esta fuerza en cada punto y en cada línea del barrido XY en la superficie de la muestra, se forma una imagen topográfica de esta. Como muestra la figura para medir esta fuerza es necesario un sistema que mida la deflexión del cantiléver, para esto se posiciona un láser sobre la punta y se mide la reflectividad del láser que es proporcional a la deflexión. En este estudio este método es un método de mucha importancia para la

caracterización estructural debido a que es un método muy útil para corroborar la forma de las distintas geometrías y poder verificar la veracidad de la imagen MFM debido a que si en esta se logran divisar las mismas formas que en la topografía significa que no es una imagen correcta.



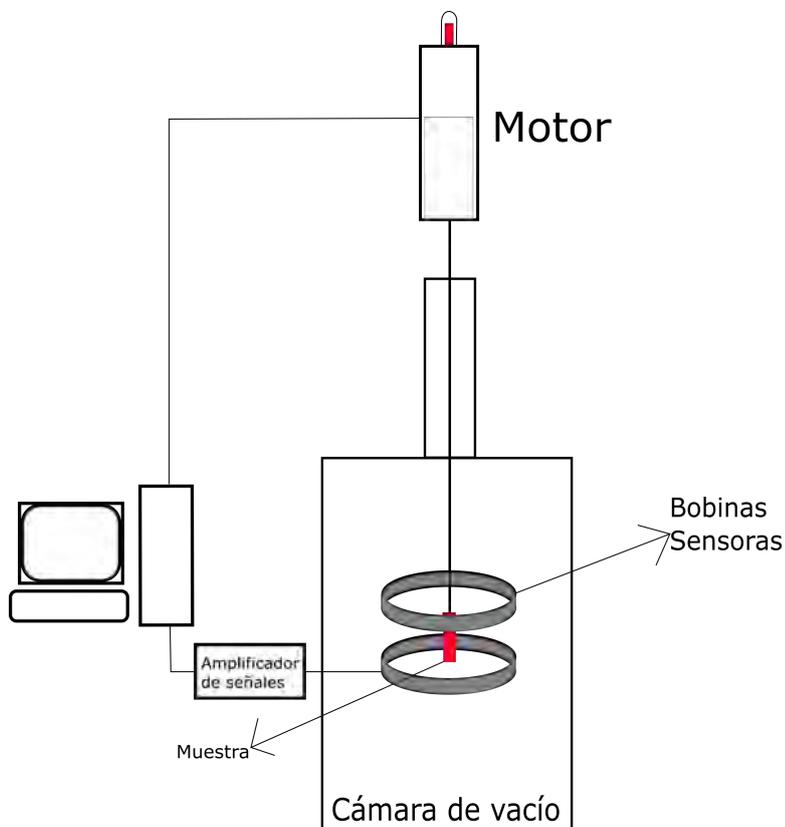
**Figura 4.2.2:** Esquema del funcionamiento de la microscopía por fuerza atómica y fuerza magnética, la zona ondulada representa la topografía de la muestra, mientras que los dominios magnéticos son representados por las flechas en el material.

#### 4.2.2. Caracterizaciones Magnéticas y de Transporte Eléctrico

La caracterización magnética es la parte central de este estudio, y por ende merece rigurosidad al momento de caracterizar las distintas muestras y con las distintas formas de caracterizar, a su vez que merece una correcta y profunda explicación. Para la caracterización de las muestras continuas es necesario el uso de todas las caracterizaciones, debido a que; mediante el magnetómetro de muestra vibrante es posible obtener los parámetros necesarios para caracterizar la muestra magnéticamente ( $M_s$ ,  $K_u$ ,  $H_c$ , etc.), mediante el magnetómetro de efecto Kerr Magneto-Óptico es posible obtener el diagrama de Curvas magnéticas de reversión de Primer Orden (FORC por sus siglas en inglés), mediante las mediciones de efecto Hall se obtiene el diagrama FORC-Hall, y mediante la imágenes de fuerza

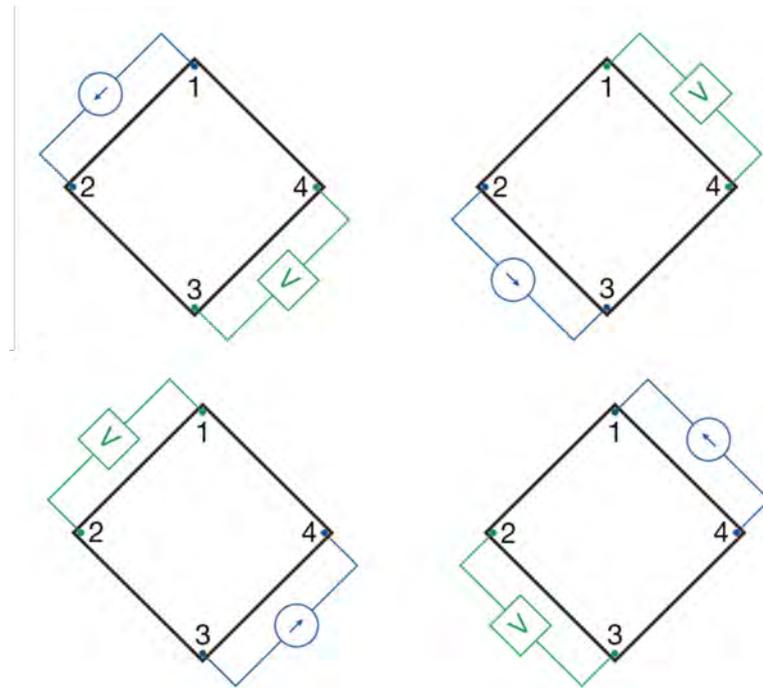
magnética se definen las distintas configuraciones de la magnetización de las muestras. Para la caracterización de las muestras de litografía solo es posible caracterizar mediante el Magnetómetro MOKE y las imágenes MFM, debido a que las muestras son nanométricas y no tienen efectos que se puedan medir por Efecto Hall o por VSM.

**Magnetómetro de Muestra Vibrante:** El método del magnetómetro de muestra vibrante consta de, como dice su nombre, una muestra magnética puesta a vibrar en un campo uniforme, como la muestra se encuentra magnetizada la variación espacial de la magnetización produce una variación de flujo que es posible de captar con un conjunto de bobinas sensoras como se muestra en la fig. 4.2.3. Para aumentar la sensibilidad de este método, el aparato ocupado en este estudio y el que se encuentra en el laboratorio de magnetismo de la Universidad de Santiago de Chile, ocupa un electroimán superconductor que se mantiene a 5 K, y es de la marca Cryogenic. Mediante este método, se caracterizaron las muestras continuas con un campo fuera y dentro del plano de la muestra, y mediante estas mediciones se obtuvieron los parámetros magnéticos  $M_s$ ,  $K_u$  y  $H_c$ .



**Figura 4.2.3:** Esquema de un magnetómetro de muestra vibrante.

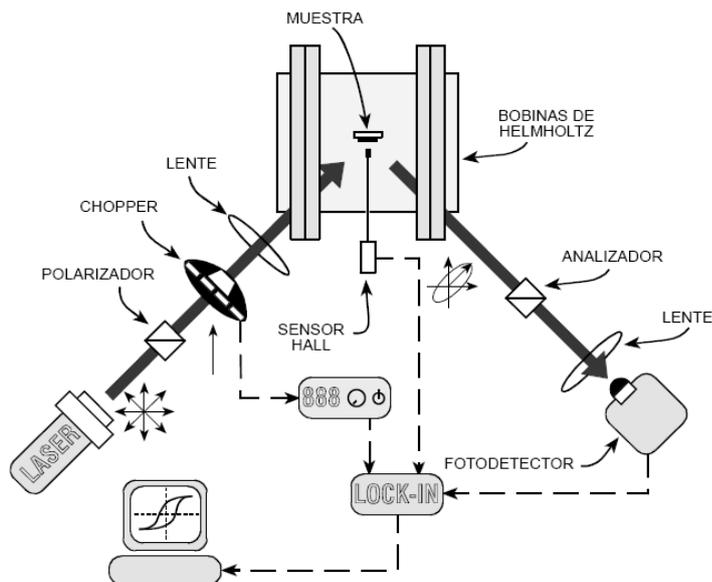
**Mediciones de Efecto Hall:** El efecto Hall regular clásico (OHE) es el fenómeno del cambio de resistencia en un material conductor al aplicar un campo perpendicular a la dirección de la corriente, este es debido a una diferencia de potencial creada por el movimiento de las cargas en el material, el fenómeno del efecto hall anómalo (AHE) es producido por la fase de Berry que toma el electrón debido a la magnetización del material, por ende, es un fenómeno directamente relacionado con el tipo de magnetización del material. Para medir este fenómeno correctamente es necesario utilizar el método Van der Paw mostrado en la fig. 4.2.4, este método elimina la variable geométrica de la medición y es el mejor método para medir efecto Hall. Este método también se ocupó para hacer mediciones de FORC-Hall.



**Figura 4.2.4:** Método de Van der Paw, la imagen muestra dos sets de contactos (Izquierda y Derecha) mediante los cuales se realiza el método para obviar la geometría de la medición.

**Magnetómetro de Efecto Kerr Magneto-Óptico:** Este magnetómetro hace uso del efecto que tiene la magnetización de un material sobre un haz de luz polarizada incidente, este efecto tiene como nombre efecto Kerr Magneto Óptico. El sistema ocupado en este estudio es el NanoMOKE3 el cual ocupa un láser de 566 [nm] de longitud de onda, este equipo tiene la posibilidad de medir con campo aplicado fuera y dentro del plano de la muestra con campos de

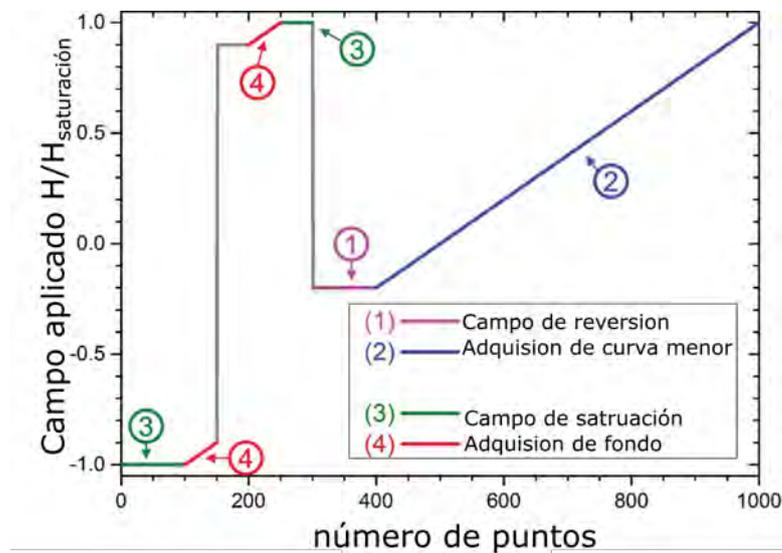
hasta 0.3 [T]. Además, este equipo ofrece la posibilidad de tomar imágenes de la magnetización, pero debido a su baja resolución es imposible de distinguir los fenómenos estudiados en este estudio. Este magnetómetro también es utilizado para obtener la curva FORC-Mag. La fig. 4.2.5 muestra el funcionamiento de un magnetómetro convencional.



**Figura 4.2.5:** Diagrama del funcionamiento de un magnetómetro mediante el efecto Kerr magneto-óptico. Imagen modificada de[82].

**Microscopio de Fuerza Magnética:** El microscopio de fuerza magnética (MFM por sus siglas en inglés) es parte del mismo equipo que el microscopio de fuerza atómica, la diferencia de medición entre estos dos es que la interacción que mide el MFM es entre la magnetización de la muestra con una punta recubierta de un material ferromagnético, esta interacción induce un movimiento mecánico del cantiléver, que es captado por el láser de la misma manera que en el método de AFM, esta medición se toma en un segundo escaneo de la muestra (fig. 4.2.2), cada línea que va midiendo el microscopio, toma primero la imagen AFM, para luego elevarse una cantidad determinada por la necesidad de la muestra (entre 40-100 [nm]) y medir la fuerza magnética sobre la punta. Este método depende sustancialmente de la condición de la muestra, de su limpieza especialmente, por lo que para obtener imágenes correctas es necesario tener una muestra con un alto grado de limpieza y una punta que este correctamente magnetizada pero que no perturbe la magnetización del material.

**Protocolos para obtener diagrama de curvas de reversión de primer orden (FORC):** Para la obtención de curvas FORC mediante el método de medición Hall, es necesario tomar las curvas de magnetización internas. Para esto se realiza una medición desde un  $H_a > H_S$  con un  $\Delta H$  lo suficientemente pequeño para obtener la información de las curvas de magnetización internas pero lo suficientemente grande para que el electroimán que genera estos campos pueda variar correctamente el campo. Para la obtención de curvas FORC mediante el método de magnetómetro MOKE se crean curvas de reversión como muestra la fig. 4.2.6. El sistema para tomar curvas, necesita de la curva completa para estabilizar la medición, por lo que son necesarias de definir las partes 3 y 4, los datos utilizados posteriormente son los datos de la parte 2 de la fig. 4.2.6. Luego de crear los  $n$  archivos para las  $n$  curvas de reversión es necesario tomar las mediciones en el sistema NanoMOKE3 en el cual, en la ventana de campos aplicados, se selecciona el cambio de forma de la toma de mediciones, y se selecciona importado, se selecciona en importar la curva de reversión y se enciende el campo para luego guardar la curva. Aunque este método comprende alrededor de dos horas de trabajo continuo, en comparación a las sobre 10 horas que demoran las mediciones FORC en los otros métodos puede resultar de mucha utilidad en diversas aplicaciones.



**Figura 4.2.6:** Perfil de campo adaptado a las mediciones de curvas menores con MOKE. Las partes 3 y 4, marcadas en verde y rojo, se utilizan para referenciar la señal; la parte 1, marcada en rosa, es el campo de inversión variable y la parte 2, marcada en azul, es el bucle menor propiamente dicho. Imagen modificada de [83].

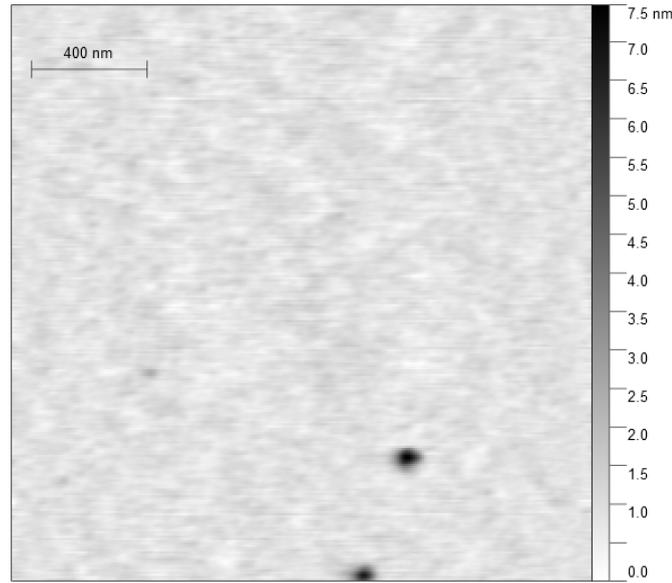
# Capítulo 5

## Resultados y Discusión

### 5.1. Película Continua

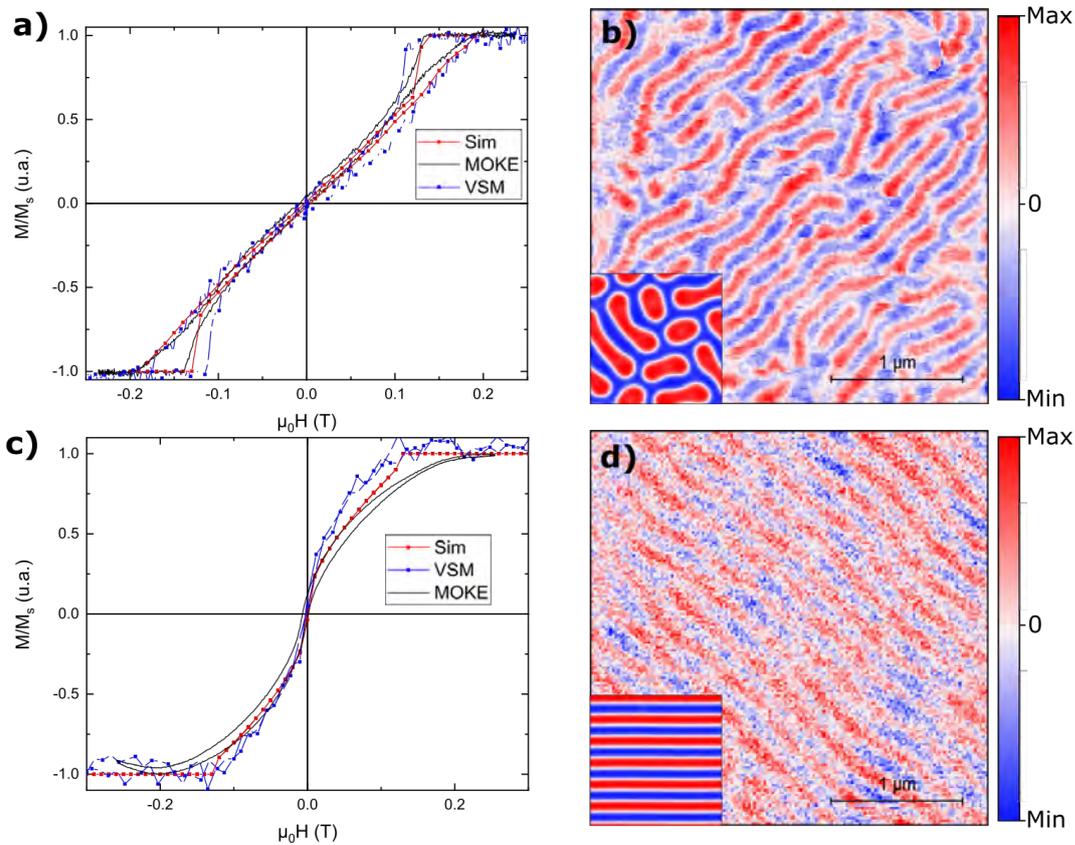
Las películas fabricadas para este estudio corresponden a multicapas de Pt(3.8)/Co(1.9)/Ta(1.7) con 15 repeticiones (número en paréntesis corresponde al espesor del material correspondiente en [nm]), depositadas en un sustrato de Si/SiO<sub>2</sub> y recubierta por 4 [nm] de Ta para prevenir oxidación. La elección de este espesor de la capa magnética se debe a resultados previos [22], donde se observó un número bajo de skyrmions en remanencia y con un tamaño mayor a 100 [nm], posibilitando su estudio con las herramientas disponibles (MFM, MOKE, VSM, etc.). Este sistema presenta una anisotropía fuera del plano con un  $K_{eff}$  cercano a cero, es decir con casi una anisotropía en el plano. Estos sistemas que tienen estas características son los sistemas que más skyrmions concentran al aplicar un campo perpendicular a la superficie.

Al realizar el depósito sobre un portamuestras que gira se asegura la homogeneidad, como se muestra en la fig. 5.1.1, en la cual se puede observar que el depósito tiene imperfecciones que no sobrepasan los 7.5 [nm] y una rugosidad de 266 [pm] en una superficie de 4 [ $\mu\text{m}^2$ ] (fig. 5.1.1), permitiendo decir que el depósito es adecuado.



**Figura 5.1.1:** Imagen de AFM obtenida de la película continua, donde el color negro es la altura más grande y el color blanco corresponde al cero. El área proyectada son  $4.031[\mu\text{m}^2]$  y el área de superficie  $4.031 [\mu\text{m}^2]$ .

Esta película presenta un comportamiento magnético, como se puede observar en su curva de histéresis en el plano y fuera de él, mostradas en la fig.5.1.2.a y fig.5.1.2.c. Este sistema magnético corresponde a uno que contiene skyrmions magnéticos [22, 84], esto se puede observar en la fig., 5.1.2.a, dado que su curva de histéresis fuera del plano tiene  $M_r = 0$  y dos aperturas en campos cercanos a campos de saturación características de una multicapa que alberga skyrmions [79]. Además es posible evidenciarlo con la magnetización remanente mostrada en la fig. 5.1.2.b y la fig. 5.1.2.d, donde la magnetización toma el estado de *laberinto* [56] y *stripes* al aplicar un campo fuera del plano y dentro del plano respectivamente, debido a que estas características también son propias de un sistema magnético que alberga skyrmions [70]. Esto se denota por el parámetro  $K_s = K_{eff}t_{Co}$  (la anisotropía efectiva por el ancho de la película de cobalto) cercano a cero ( $K_s = 2,25 \times 10^{-5}[\text{J}/\text{m}^2]$ ), y su eje de anisotropía uniaxial ( $K_u = 4,042 \times 10^5$ ) en el eje z y magnetización en remanencia ( $M_r/M_s \approx 0$ ), dando una anisotropía magnética perpendicular (PMA).

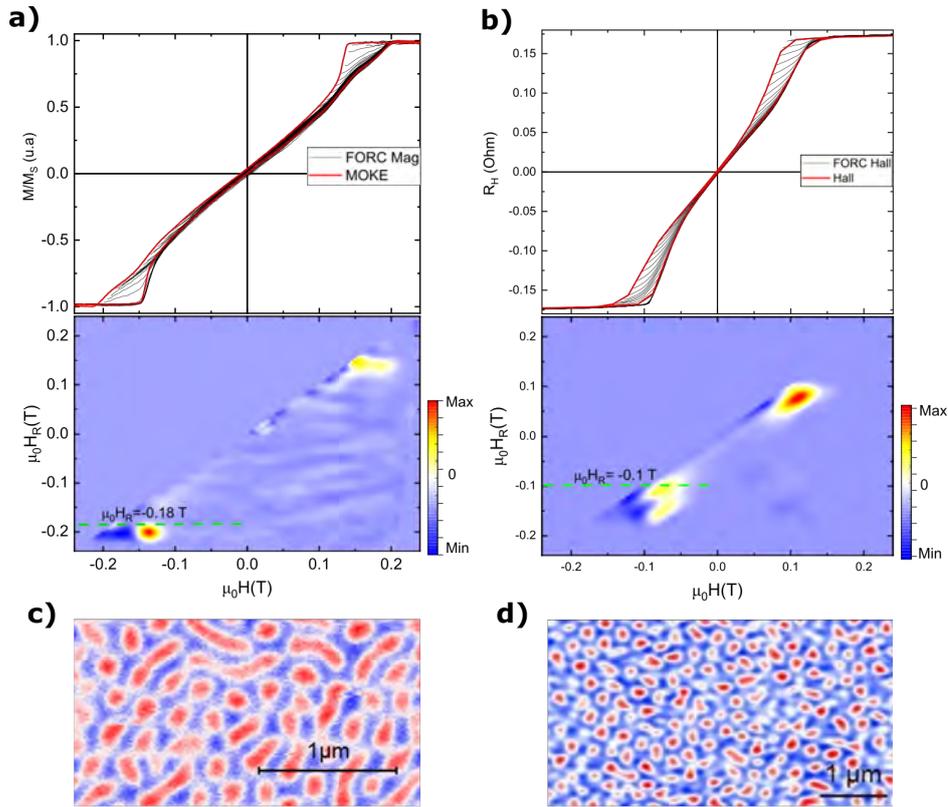


**Figura 5.1.2: Caracterización Magnética de la Película Continua:** a) y c) Curva de histéresis película continua: se muestran las curvas de magnetización obtenidas por VSM (azul), MOKE (negro) y Simulaciones (rojo), (a) Campo aplicado fuera del plano, (c) Campo aplicado en el plano de la muestra. b) y d) Imagen MFM de la película continua experimental y simulada, en esta imagen la magnetización fuera del plano está representada por los colores rojo (z positivo), azul (z negativo) y blanco (magnetización en el plano), b) MFM obtenida después de aplicar el campo fuera del plano y c) MFM obtenida después de aplicar el campo en el plano. Los recuadros pequeños dentro de b) y c) son la imagen MFM simulada con la misma escala de distancia que la MFM experimental.

El valor de Magnetización Saturación ( $M_s$ ) que se obtuvo es de  $7.90 \times 10^5$  [A/m] para ambas mediciones (campo aplicado en el plano y fuera del plano) y un campo de saturación ( $H_s$ ) de 0.21 [T] para la medición en el plano y de 0.18 [T] fuera del plano. Estos parámetros no son iguales a los parámetros definidos para simular esta misma película, pero no difieren sustantivamente, y la película simulada, que consta de las mismas 15 capas ferromagnéticas (aumentando su fiabilidad [23]), se comporta concordante a la película experimental. Es posible evidenciar que la curva de histéresis medida en ambos sistemas es muy similar a la curva simulada,

y como se muestra en la imagen de la fig. 5.1.2.b y d, es posible notar que la magnetización es del tipo *laberinto* [56] y corresponde con la simulación en la forma y en el tamaño donde el promedio del ancho de los dominios es  $d_{dom}=220$  [nm], y los skyrmions que se pueden observar tienen un radio promedio de  $r_{sky}=210$  [nm] en ambos sistemas. Del mismo modo se puede apreciar que en la película simulada al aplicar un campo en el plano y luego obtener la MFM en remanencia se obtiene el sistema de *stripes* [56] al igual que su contraparte experimental. En este caso se tiene que el tamaño de dominio es ligeramente más pequeño en la película simulada que en la película experimental con  $d_{dom}=190$  [nm] y  $d_{dom}=220$  [nm] respectivamente. Dado estos resultados se tiene que la simulación es fidedigna [85], haciendo posible el aplicar cambios en ella, como por ejemplo definir restricciones espaciales (geometrías), sin variar los parámetros magnéticos  $M_s$ ,  $K_u$ ,  $A$ ,  $D$  y  $\alpha$ , obtener simulaciones que representen el comportamiento de la película con ese mismo cambio en el sistema experimental.

En trabajos anteriores se ha observado que para obtener una alta densidad de skyrmion o skyrmion en solitario, es necesario aplicar campos o establecer una memoria de la magnetización [22]. El ultimo mencionado es ocupando el diagrama de curvas de reversión de primer orden (diagrama FORC), mediante las técnicas de medición de magnetización (fig. 5.1.3.a) y medición de la resistencia Hall (fig. 5.1.3.b). Este diagrama permite estudiar máximos o histeriones que están asociados a configuraciones magnéticas específicas de la muestra, en nuestro caso estos máximos se pueden asociar a la existencia de skyrmions. Al igual que en otros estudios [22], al aplicar campos de reversión  $H_R$  que atraviesen máximos, mostrados por la fig. 5.1.3.a-b.(abajo), por ejemplo -0.18 [T]. Y luego obtener la imagen magnética utilizando MFM en remanencia (fig. 5.1.3.c-d) se puede observar un aumento de la densidad de skyrmions. Esta densidad pasa de ser 1 a 2 skyrmions por micrómetro cuadrado a tener un promedio de 20 skyrmions en la misma área. Esto lo hace un método plausible para la nucleación de skyrmions, pero es un método complejo y que necesita de múltiples pasos para poder nuclear los skyrmions y la estabilidad de estos no es muy alta [70].

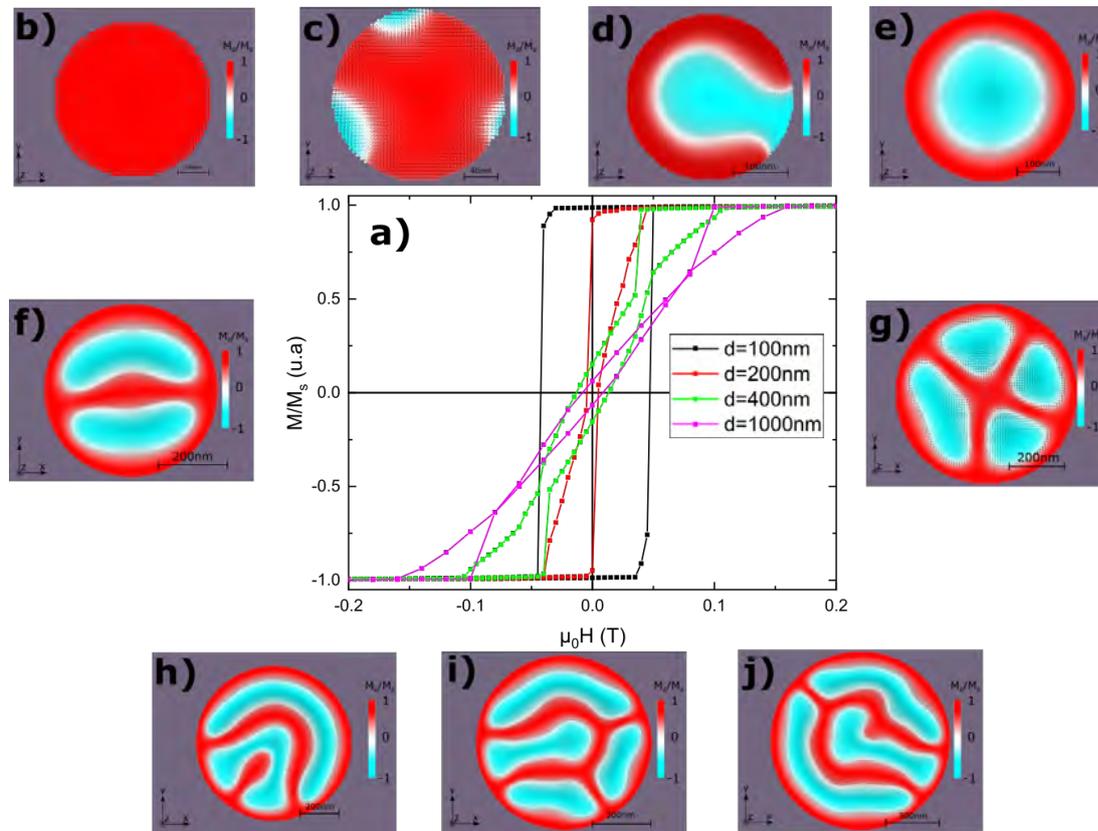


**Figura 5.1.3: Diagrama de curva de reversión de primer orden:** a-b) Izquierda y Derecha: (Arriba) Curva de histéresis y curvas de reversión. (Abajo) Diagrama FORC, en el cual los máximos están denotados por el color rojo y los mínimos por el color azul. Izquierda corresponde al diagrama obtenido por magnetómetro MOKE, y derecha corresponde al diagrama obtenido por mediciones del efecto Hall. La línea verde en a) y b) es el camino tomado para obtener las imágenes c) y d), respectivamente c-d) MFM obtenida posterior a aplicar un campo en saturación y luego un campo de  $-0.18$  [T] (c) y  $-0.1$  [T] (d) fuera del plano de la muestra y medir en remanencia.

Debido a la complejidad de los métodos mencionados anteriormente, es que resulta necesario utilizar otros métodos que permitan la formación de skyrmions. Una posibilidad que ha sido estudiada en diversos sistemas, y no solo para nuclear skyrmions, es la introducción de un confinamiento geométrico [86], generando una nueva anisotropía de forma, dada por la interacción dipolar, que permite la formación de nuevos modos de magnetización y en algunos casos incluso cambiar otros parámetros como la DMI [87]. Dada la forma circular de los skyrmions, en estos sistemas multicapa, es que resulta natural escoger esta forma para confinar el sistema, y de este mismo modo es necesario escoger diámetros cercanos al tamaño de los skyrmions.

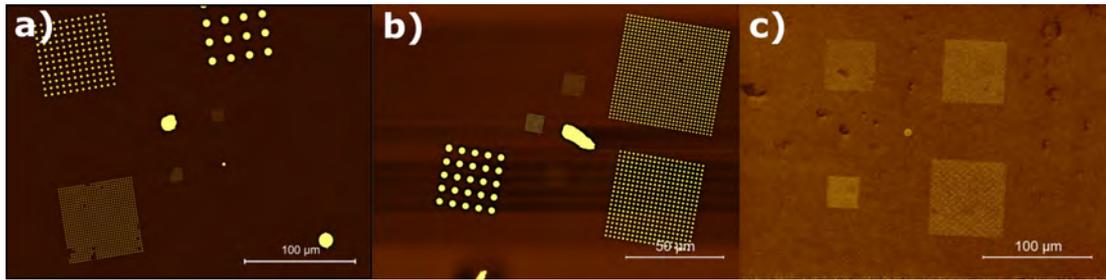
## 5.2. Discos

Para definir correctamente los diámetros a realizar experimentalmente se realizaron inicialmente simulaciones de discos de diferentes diámetros entre 100 a 1000 [nm]. Estas simulaciones se desarrollaron ocupando los mismos parámetros magnéticos usados para simular la película continua, y el mismo sistema de multicapa definido en la sección de simulación micromagnética (para aumentar la compatibilidad con el experimento). Estas simulaciones están representadas en la fig. 5.2.1, donde se muestra las curvas de histéresis representativas ( $d=100,200,400$  y  $1000$  [nm]) en la fig.5.2.1.a y el estado de magnetización remanente de cada uno de los diámetros simulados (figuras 5.2.1.b-j). Como se puede observar en la fig.5.2.1.a, la curva de histéresis pasa a tener campo coercitivo distinto de cero al introducir el efecto geométrico y a su vez la magnetización remanente pasa a ser distinta de cero, aumentando a medida que se disminuye el diámetro del disco, indicando que el efecto de la energía dipolar también disminuye. Además, observando el valor de  $M_r(d)$  se tiene que la magnetización remanente pasa a ser igual a la magnetización de saturación al disminuir el diámetro, obteniendo un estado de magnetización uniforme a campo cero para el diámetro de 100 [nm] y de cuasi magnetización uniforme para el diámetro de 200 [nm]. Observando las figuras 5.2.1.b-j se pueden resaltar tres estados de la magnetización remanente en los distintos diámetros: magnetización uniforme (fig. 5.2.1.b-c), burbuja skyrmiónica (fig. 5.2.1.d-f) y laberinto (fig. 5.2.1.g-j). Dados estos tres estados es que se definen los diámetros 200, 400, y 1000 [nm] como los modos a estudiar experimentalmente debido a que exhiben los fenómenos de mejor manera y para hacer un análisis más completo es que se escogen además diámetros en los cuales se encuentra un semi estado de skyrmion (300 [nm] y 500 [nm]).



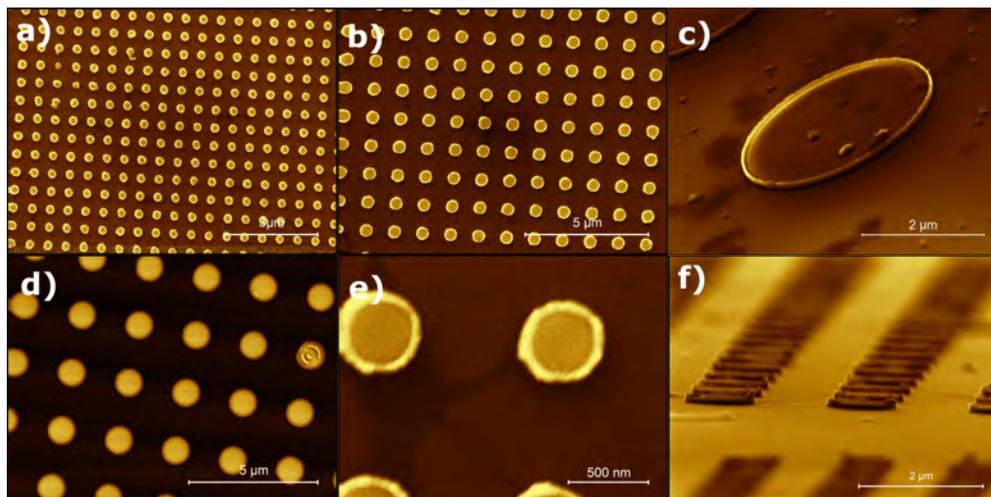
**Figura 5.2.1: Simulación discos de diámetros entre 100 a 1000 [nm]:** a) Curva de histéresis de discos simulados, donde por simplicidad se presentan solo los diámetros 100, 200, 400 y 1000 [nm], que exhiben el comportamiento general del fenómeno de confinar los sistemas magnéticos. b-j) Magnetización remanente obtenida de la simulación de discos de diámetro 100, 200, 300, 400, 500, 600, 800, 900, 1000 [nm] respectivamente, donde la magnetización en z positivo esta denotado por el color rojo y la magnetización en z negativo por el color celeste. La configuración obtenida para el disco de 400 [nm] (e) es un skyrmion tipo burbuja o burbuja skyrmiónica.

Las fig. 5.2.2 y fig. 5.2.3 muestran las imágenes SEM de los mejores discos fabricados por litografía de acuerdo con el procedimiento experimental del capítulo 4. En la fig. 5.2.2 se observan los diseños obtenidos, cada arreglo contiene una cantidad de 2500 discos, para los discos en estudio, para asegurar la toma de datos experimentales. Los diseños expuestos resultan de manera adecuada, y se observan en su mayoría discos completos y patrones definidos.



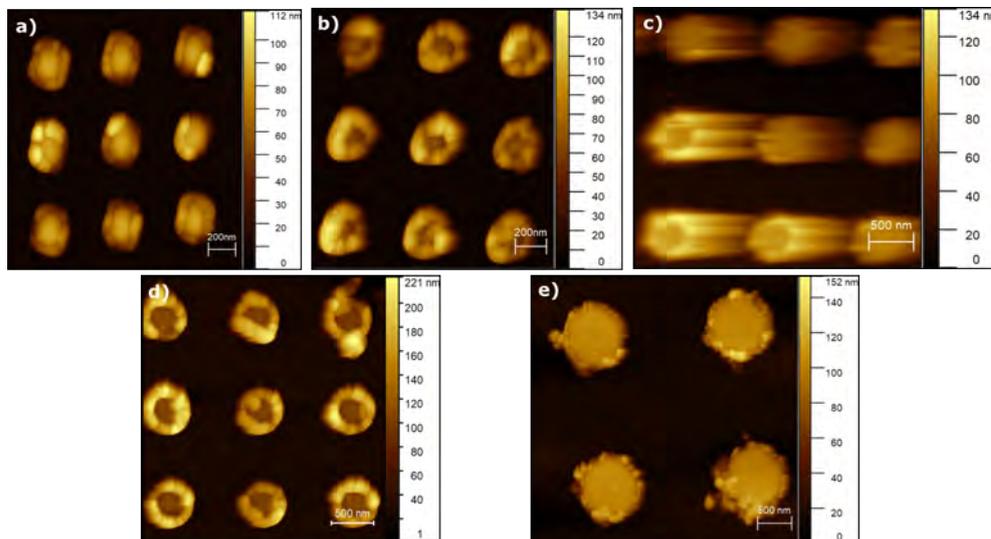
**Figura 5.2.2: Imagen SEM de los diseños medidos en este estudio:** a) Diseño que contiene discos entre 100 [nm] y 3.5 [ $\mu\text{m}$ ]. b) Diseño que contiene discos entre 200 [nm] y 2.2 [ $\mu\text{m}$ ]. c) Diseño que contiene discos entre 200 y 500 [nm]. Las imágenes a) y b) son obtenidas mediante la colección de electrones retrodispersados, imagen c) es obtenida mediante la colección de electrones secundarios.

El diseño que permitió el estudio de las curvas de histéresis de los discos es el diseño de la fig. 5.2.2.c debido a que su alta cantidad de discos lo hace visible al láser utilizado por el NanoMOKE3 y permite tener mayor señal a la hora de tomar la curva de histéresis. El hacer un acercamiento a los discos de estos diseños permite obtener un estudio más concreto de la estructura de los discos. Para notar los defectos presentados por el polímero o el removedor se necesita de las técnicas SEM con electrones secundarios y AFM, debido a que ambos pueden caracterizar la topografía de la muestra.



**Figura 5.2.3: Imagen SEM de los distintos discos:** a), b), d), e) Discos de 500 [nm], 400 [nm] 1000 [nm] y 500 [nm], respectivamente. c) y f) Imagen SEM de los discos, tomadas con un ángulo de 45° (c) y 80° (f).

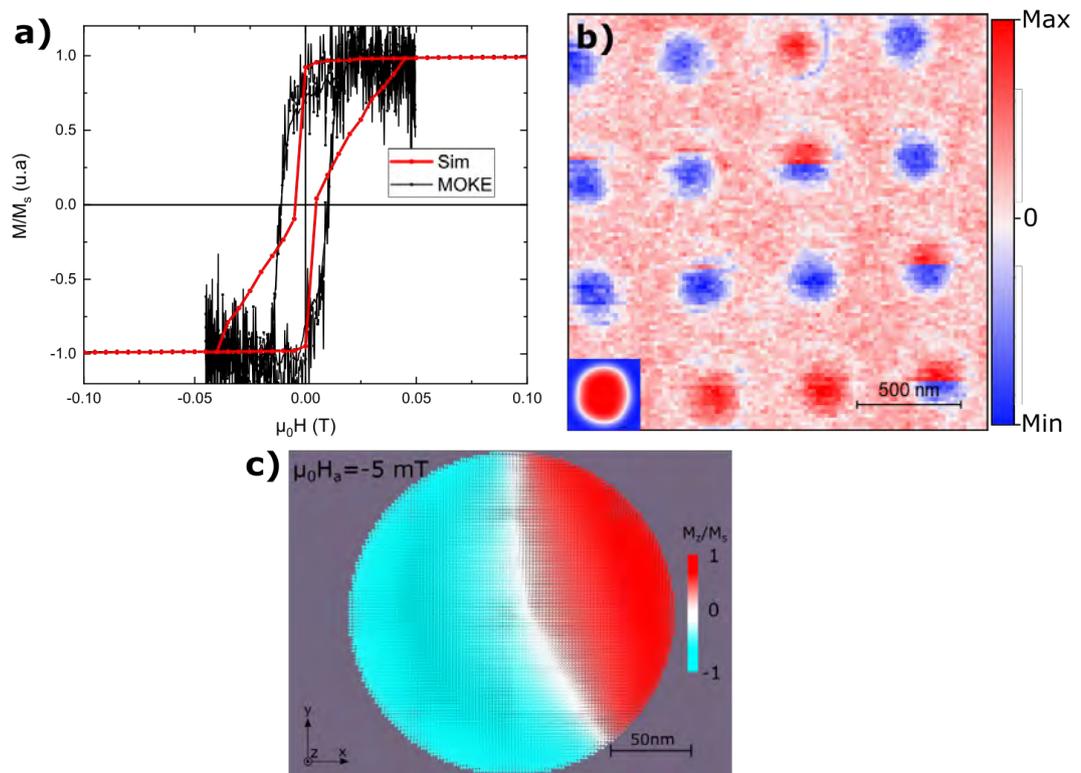
Al observar las imágenes de caracterización estructural, expuestas en las figuras 5.2.3 y 5.2.4, se puede ver que los resultados obtenidos no varían estructuralmente o geoméricamente, todos presentan restos de polímero en forma de aro en el borde del disco, con excepción de los discos de 200 [nm] que presentan mayor cantidad de polímero, pero la forma geométrica circular hecha de la multicapa deseada se mantiene y se presenta espesor regular, consecuencia del hecho de rotar la muestra en el proceso de deposición. Esto se podrá apreciar mejor al tomar en cuenta las imágenes de MFM (fig. 5.2.5.b, 5.2.7.b, 5.2.8.b, 5.2.9.b y 5.2.10.b) que presentan el mismo radio pero en los cuales no se logra divisar el aro de polímero sobrante.



**Figura 5.2.4:** Imagen AFM de los discos estudiados en MFM y MOKE: a-e) Discos de 200, 300, 400, 500, 1000 [nm] respectivamente. La distorsión presente en (c) es debido a un efecto del aparato.

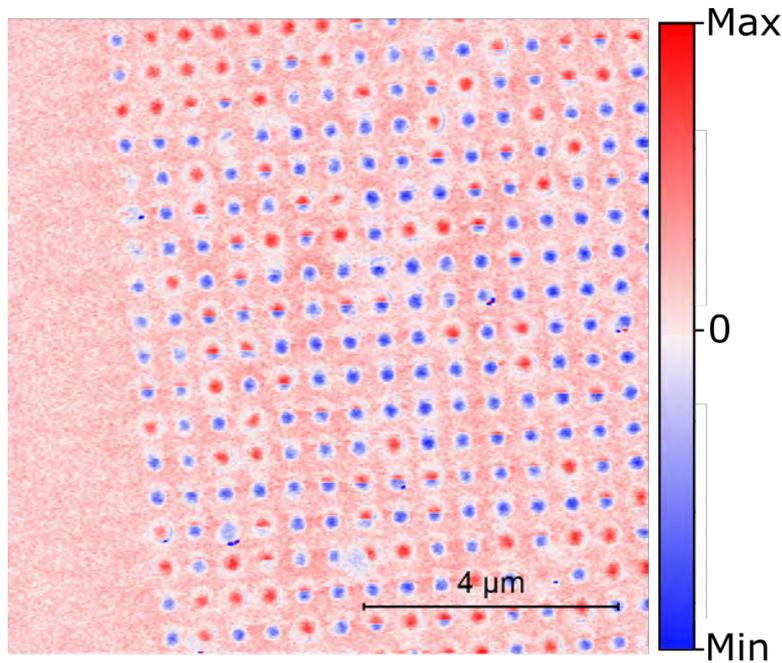
Dada la configuración estructural presentada es posible pasar a estudiar el comportamiento magnético de los discos mediante los métodos de magnetómetro MOKE e imágenes MFM. La fig. 5.2.5 muestra los resultados magnéticos para el caso de discos de 200 [nm], en este sistema se tiene que en remanencia se comporta concordante con la simulación, obteniendo un estado de magnetización uniforme. Pero debido al hecho de que los estados de magnetización uniforme en z positivo y en z negativo pueden existir para el estado en remanencia se tienen ambos estados a lo largo del arreglo de discos. A su vez, existe otro estado, que se puede observar en la fig. 5.2.5.b donde la magnetización está separada en dos estados uniformes en el eje Z pero con orientación opuesta. Este estado se puede explicar viendo la simulación del disco de 200 [nm] con un campo aplicado de -5 [mT]

(fig. 5.2.5.c) donde se observa este mismo estado. Esto puede suceder debido a la magnetización de la puntera y el campo efectivo actuando sobre la muestra y alterando la magnetización de los discos ya que la puntera tiene un campo coercitivo mayor que el mostrado en fig. 5.2.5.a. La curva de histéresis obtenida para el disco de 200 [nm], mostrada en la fig. 5.2.5.a, tiene un comportamiento cercano al disco simulado, con excepción del modo de saturación, este es paulatino en la simulación, es decir no salta desde semi saturación positiva a saturación negativa, mientras que en el caso experimental este paso es más abrupto.



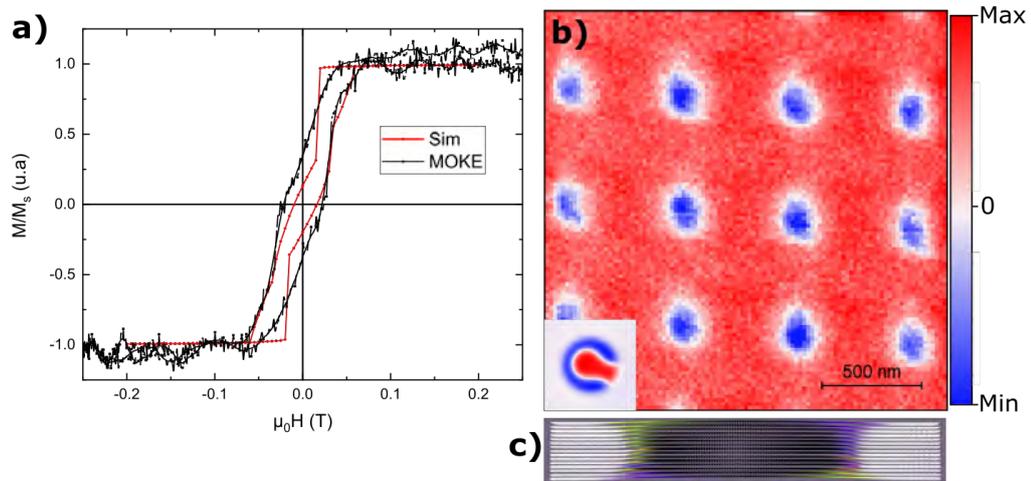
**Figura 5.2.5: Caracterización Magnética disco de 200 [nm]:** a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Simulación disco de 200 [nm] a campo aplicado de -5 [mT].

Dada la fig. 5.2.6, donde se observan múltiples estados de magnéticos en remanencia, y con un posible orden dada una interacción dipolar de largo alcance, este sistema se podría utilizar para explorar nuevas formas de MRAM [88].



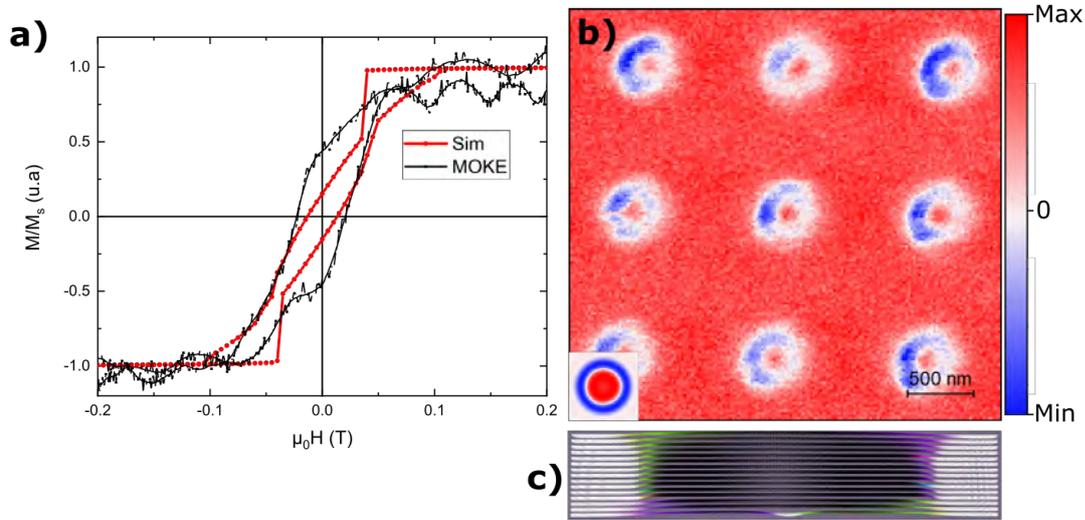
**Figura 5.2.6:** Imagen MFM de un arreglo de discos de 200 [nm] donde se observa una multiplicidad de estados magnéticos en remanencia.

El comportamiento observado en la simulación para los discos de 300 [nm] era el de un semi-skyrmion o skyrmion incompleto, y este exhibía una curva de histéresis como se muestra en la figura 5.2.7.a que presenta un aumento del campo coercitivo y una baja en el campo de saturación con respecto a la película continua. La curva de histéresis experimental tiene mayor coincidencia con la curva de histéresis simulada, pero como todas las curvas experimentales presenta un aumento del campo coercitivo, y se observa un aumento en la magnetización remanente también. Al igual que en las otras curvas esto se puede deber a la existencia del polímero, ya que el haz de luz polarizada también interactúa con el polímero y genera un apantallamiento de la curva magnética. Las imágenes MFM obtenidas del sistema de 300 [nm], mostradas en la fig. 5.2.7.b no coinciden con el obtenido en las simulaciones, y en cambio presenta un comportamiento muy parecido al diámetro de 200 [nm], que puede deberse al hecho de tener polímero alrededor obteniendo un diámetro efectivo de unos 250 [nm].



**Figura 5.2.7: Caracterización Magnética disco de 300 [nm]:** a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ.

La fig. 5.2.8 muestra los resultados magnéticos para el disco de 400 [nm], en esta se expone la comparación entre la simulación y el experimento. Este disco de diámetro 400 [nm] presenta un skyrmion en su centro (fig. 5.2.8.b), al igual que en la simulación, estos presentan la configuración de skyrmion burbuja dado su gran diámetro interno de alrededor de 150 [nm] y una pared de dominio pequeña de 50 [nm], dando un diámetro de skyrmion de 200 nm. Este, como se menciona en la teoría, tiene las mismas propiedades topológicas que los skyrmions compactos que se pretenden ocupar en el sistema de memoria de pista de carrera, por lo que obtener un skyrmion burbuja es útil para estudiar el comportamiento y extrapolar a el skyrmion compacto [70]. Dada la interacción entre los spines de borde y este skyrmion, este sistema es un sistema muy estable [79], haciendo posible su uso para MTJ con skyrmions confinados [89]. En relación con su contraparte simulada el diámetro obtenido es menor debido a que este tiene un diámetro de skyrmion de 350 [nm]. El perfil de este sistema, representado en la fig. 5.2.8.c, obtenido de la simulación, tiene la forma de lo que se llama un skyrmion tubular [79], además de presentar un cambio de quiralidad en la cara Z negativa del disco dando como resultado la formación en la última capa de un *skyrmionium*, un tipo de skyrmion no topológico [90].

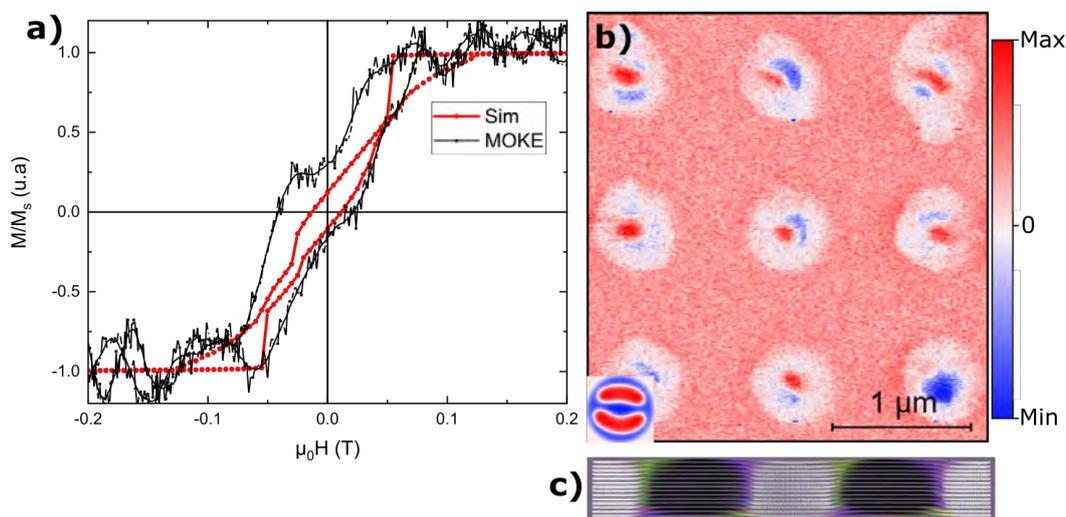


**Figura 5.2.8: Caracterización Magnética disco de 400 [nm]:** a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (sub-imagen en la esquina izquierda inferior) c) Perfil de magnetización en el plano XZ.

La curva de histéresis obtenida experimentalmente tiene un comportamiento cercano al de la simulación, pero presenta una magnetización remanente mayor, como se muestra en la fig. 5.2.8.a, esto se debe al hecho de que el estado obtenido presenta mayor área del disco con una magnetización fuera del plano en  $z$  negativo o positivo, dado el diámetro del skyrmion, haciendo este estado más cercano al estado de magnetización uniforme. Otra razón posible es que exista un efecto del polímero en la formación de la energía dipolar debido a la existencia de este en los bordes afectando en la competencia de las energías, dando como resultado un skyrmion más pequeño. Finalmente, la forma de la curva de histéresis también puede deberse a un efecto del modo de medición del aparato, debido a que el haz utilizado en la medición es del orden de los 566 [nm] de longitud de onda, es posible que exista una resonancia entre la cavidad que existe entre los discos o una resonancia directamente con los discos, dada una interacción entre el haz y las magnetización de los bordes o que se haya alcanzado el límite de medición del aparato.

La fig. 5.2.9 muestra el sistema de 500 [nm] y sus resultados experimentales comparados con las simulaciones, en la fig. 5.2.9. se observa la curva de histéresis, que al igual que en los demás sistemas antes mostrados presenta un comportamiento

cercano al sistema simulado, pero con un aumento del campo coercitivo y de la magnetización de remanencia. Además esta curva presenta un escalón al pasar de saturación positiva a negativa, este se podría deber a una configuración muy estable obtenida en remanencia, que requiera de un campo mayor para relajar a otra configuración. Finalmente, la inexistencia de estas secciones en las que se angosta la curva de histéresis en la curva experimental en comparación con la curva simulada, se debe a la suma de dos fenómenos, por un lado el hecho de la baja reflectividad obtenida en la medición MOKE (debido al polímero o al bajo nivel de momento magnético que tienen cada disco), y por otro lado la frecuencia de toma de datos en la medición MOKE, que es alta para sistema tan pequeños.

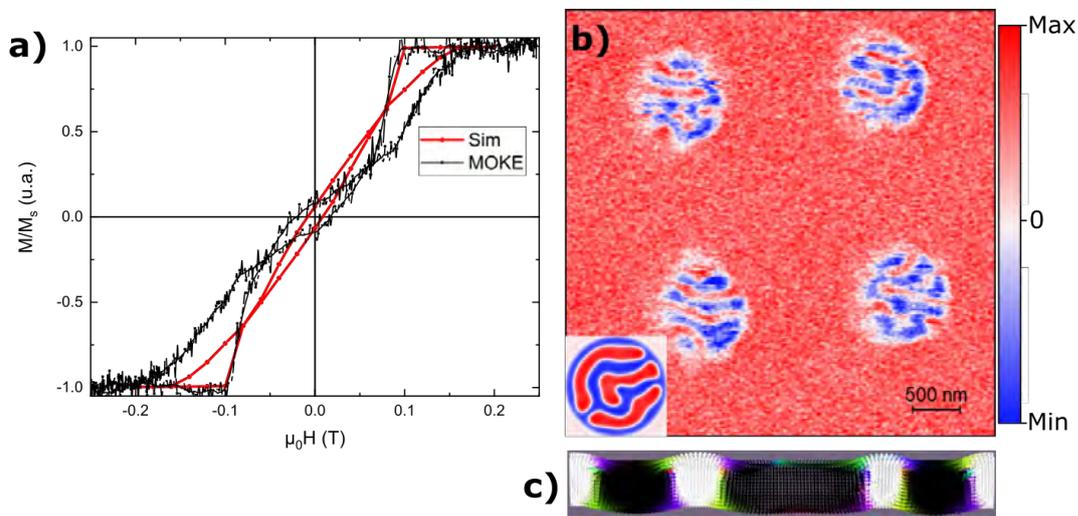


**Figura 5.2.9: Caracterización Magnética disco de 500 [nm]:** a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ.

En la fig. 5.2.9.b se tienen la imagen MFM obtenida experimentalmente, esta presenta diversos estados magnéticos: skyrmions burbuja (segunda fila primer disco de izquierda a derecha), magnetización uniforme (tercera fila último disco de izquierda a derecha) semi-skyrmion o skyrmion alargado (resto de los discos). Este último estado es el presente también en la simulación micromagnética, y se tiene que es el que mayor se presenta en estos discos. Las secciones blancas son debido a una interacción entre la puntera y el polímero, esto se debe a que el polímero en este disco específico tiene una mayor concentración llegando a los 100

[nm] de altura encima de los cerca de 100 [nm] que tienen los discos. La existencia de estos dos estados (skyrmion y magnetización uniforme) denota la aparición de una influencia externa extra, esta puede ser el polímero restante en los bordes del disco o el campo dipolar de la puntera. La fig. 5.2.9.c muestra el perfil XZ de la simulación, este demuestra la formación quiral de estos dominios y el carácter de semi skyrmion. Debido a la cercanía de este estado de semi-skyrmion al estado de skyrmion es que se espera que esta configuración también presente skyrmions en mayor cantidad al aplicar campo [86].

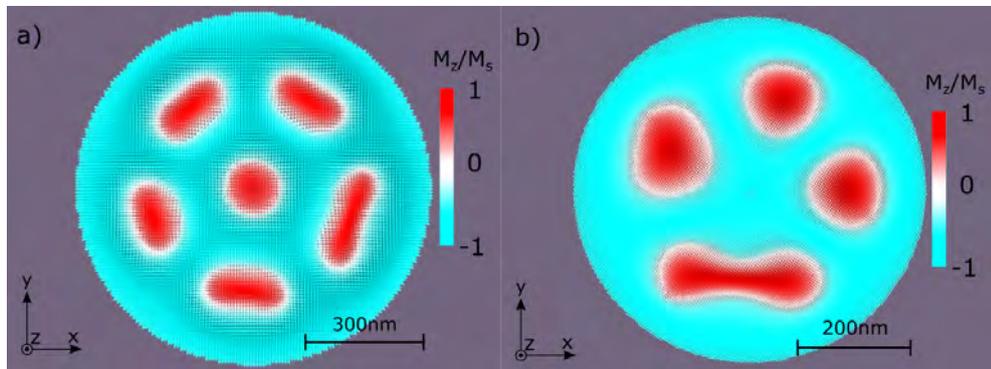
En el caso de los discos de 1000 [nm] se observa que la magnetización remanente es igual en la simulación y experimento, pero nuevamente se tiene que el campo coercitivo es mayor en el experimento (fig. 5.2.10.a). Los discos presentan una configuración magnética de laberintos en remanencia y no se logran divisar skyrmions como en la película continua. Esto se debe al efecto que tiene la energía dipolar para esta geometría, y dado que en la película continua es posible obtener skyrmions al aplicar ciertos campos, se espera que esto suceda también en los discos de diámetro mayor a 500 [nm].



**Figura 5.2.10: Caracterización Magnética disco de 1000 [nm]:** a) Comparación entre la curva de histéresis obtenida experimentalmente mediante el magnetómetro MOKE y el sistema simulado. b) Imagen MFM obtenida experimentalmente e imagen MFM obtenida de la simulación (subimagen en la esquina izquierda inferior). c) Perfil de magnetización en el plano XZ.

Si observamos las simulaciones presentadas en la fig. 5.2.11, donde se presenta un disco de 900 [nm] con un campo aplicado 80 [mT] y un disco de 600 [nm] con un

campo aplicado de 50 [mT], en los cuales se puede observar lo que sería una red skyrmiónica, este campo es mucho menor al necesario para estabilizar redes en la película continua, y esta baja es debido al efecto del confinamiento que genera una anisotropía de forma o una energía magnetostática adicional. Se puede observar que para el disco de 900 [nm] se tiene 6 formaciones, mientras que en el caso del disco de 600 [nm] se tienen 4, siendo estas formaciones del mismo tamaño, esto se debe a la diferencia de energía dipolar entre cada uno de estos sistemas, a su vez en los diámetros de 700 [nm] y 800 [nm] se obtendrán redes de skyrmions o semi skyrmions con distinto número de formaciones [86].



**Figura 5.2.11:** a) Simulación disco de 900 [nm] con un campo aplicado de 80 [mT]. b) Simulación disco de 600 [nm] con un campo aplicado de 50 [mT].

## Capítulo 6

### Conclusiones

En este trabajo se han obtenido discos experimentales de diámetros entre 200 a 1000 [nm] compuestos por una multicapa de PtCoTa, mediante la técnica de litografía por haz de electrones y deposición catódica en alto vacío. De todos los diámetros estudiados, se identificó un diámetro de 400 [nm] en el cual se obtiene una burbuja skyrmiónica de radio 200 [nm] estable en el centro del disco. Los resultados experimentales se compararon a los resultados de la simulación mediante imágenes de MFM, y también se compararon las curvas de histéresis obtenidas por magnetómetro MOKE y simulación. Como conclusión se tiene que el método de confinamiento permite la nucleación controlada de skyrmions a campo cero y temperatura ambiente. La deposición catódica y el método de litografía por haz de electrones permite skyrmions tipo burbuja en discos de 400 [nm], en una multicapa de PtCoTa. Estos skyrmions son estables y se conoce su ubicación y características en el tiempo, haciendo posible un estudio profundo de sus propiedades. Debido a que la simulación presenta distintos modos de skyrmions es necesario realizar estudios con otras técnicas de observación de la magnetización para confirmar el carácter topológico de los skyrmions conformados en estos discos. En los discos de 200 [nm] se pudo observar una multiplicad de estados magnéticos en remanencia, pudiendo concluir su posible uso en memorias de acceso aleatorio. Para los discos de 500 [nm] se obtuvieron distintas configuraciones skyrmiónicas, que permitirán el estudio de otras formas topológicas como hopfions o bobbers. Finalmente, en los discos de 1000 [nm] muestran el límite en el cual la configuración geométrica deja de influenciar en la formación de skyrmions y en vez refuerza la formación de magnetización del tipo laberinto. Este método es posible de extrapolar a

otras situaciones dado la obtención de redes de skyrmions en la configuración de diámetros menores a 1000 [nm] mediante campos relativamente bajos, dada la posibilidad de conectar esta isla de material con el circuito pudiendo generar un nucleador de skyrmions tipo burbuja.

## Bibliografía

- [1] S Mankovsky, S Wimmer y H Ebert, “Gilbert damping in noncollinear magnetic systems,” *Physical Review B*, vol. 98, n.º 10, pág. 104406, 2018.
- [2] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche y M. Samant, “Magnetically engineered spintronic sensors and memory,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 91, n.º 5, págs. 661-680, 2003.
- [3] S. Parkin, “Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures,” *Annual Review of Materials Science*, vol. 25, n.º 1, págs. 357-388, 1995.
- [4] J.-G. J. Zhu y C. Park, “Magnetic tunnel junctions,” *Materials today*, vol. 9, n.º 11, págs. 36-45, 2006.
- [5] S. Parkin et al., “Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory,” *Journal of Applied Physics*, vol. 85, n.º 8, págs. 5828-5833, 1999.
- [6] S. S. Parkin et al., “Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers,” *Nature materials*, vol. 3, n.º 12, págs. 862-867, 2004.
- [7] J. C. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, n.º 1-2, págs. L1-L7, 1996.
- [8] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang y S. Parkin, “Chiral spin torque at magnetic domain walls,” *Nature nanotechnology*, vol. 8, n.º 7, págs. 527-533, 2013.
- [9] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. B. Bazaliy y S. S. Parkin, “Current driven domain wall velocities exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires,” *Physical review letters*, vol. 98, n.º 3, pág. 037204, 2007.
- [10] F. Jonietz et al., “Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities,” *Science*, vol. 330, n.º 6011, págs. 1648-1651, 2010.
- [11] W. Jiang et al., “Direct observation of the skyrmion Hall effect,” *Nature Physics*, vol. 13, n.º 2, págs. 162-169, 2017.
- [12] I. Lemesh et al., “Current-Induced Skyrmion Generation through Morphological Thermal Transitions in Chiral Ferromagnetic Heterostructures,” *Advanced materials*, vol. 30, n.º 49, pág. 1805461, 2018.
- [13] J. Iwasaki, M. Mochizuki y N. Nagaosa, “Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries,” *Nature nanotechnology*, vol. 8, n.º 10, págs. 742-747, 2013.

- [14] K. Everschor-Sitte, M. Sitte, T. Valet, A. Abanov y J. Sinova, “Skyrmion production on demand by homogeneous DC currents,” *New Journal of Physics*, vol. 19, n.º 9, pág. 092001, 2017.
- [15] M. Stier, W. Häusler, T. Posske, G. Gurski y M. Thorwart, “Skyrmion–anti-skyrmion pair creation by in-plane currents,” *Physical Review Letters*, vol. 118, n.º 26, pág. 267203, 2017.
- [16] X. Yu et al., “Magnetic stripes and skyrmions with helicity reversals,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 109, n.º 23, págs. 8856-8860, 2012.
- [17] F. Büttner et al., “Magnetic states in low-pinning high-anisotropy material nanostructures suitable for dynamic imaging,” *Physical Review B*, vol. 87, n.º 13, pág. 134422, 2013.
- [18] G. Yu et al., “Room-temperature creation and spin–orbit torque manipulation of skyrmions in thin films with engineered asymmetry,” *Nano letters*, vol. 16, n.º 3, págs. 1981-1988, 2016.
- [19] S. Montoya et al., “Tailoring magnetic energies to form dipole skyrmions and skyrmion lattices,” *Physical Review B*, vol. 95, n.º 2, pág. 024415, 2017.
- [20] A. Soumyanarayanan et al., “Tunable room-temperature magnetic skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers,” *Nature materials*, vol. 16, n.º 9, págs. 898-904, 2017.
- [21] W. Li et al., “Anatomy of skyrmionic textures in magnetic multilayers,” *Advanced Materials*, vol. 31, n.º 14, pág. 1807683, 2019.
- [22] D Toneto, R. Da Silva, L. Dorneles, F Béron, S Oyarzún y J. Denardin, “First order reversal curve Hall analysis of zero-field skyrmions on Pt/Co/Ta multilayers,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 53, n.º 39, pág. 395001, 2020.
- [23] C. Moreau-Luchaire et al., “Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature,” *Nature nanotechnology*, vol. 11, n.º 5, págs. 444-448, 2016.
- [24] O. Boulle et al., “Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures,” *Nature nanotechnology*, vol. 11, n.º 5, págs. 449-454, 2016.
- [25] S. Woo et al., “Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets,” *Nature materials*, vol. 15, n.º 5, págs. 501-506, 2016.
- [26] M. Raju et al., “The evolution of skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers and their topological Hall signature,” *Nature communications*, vol. 10, n.º 1, pág. 696, 2019.
- [27] F. Büttner et al., “Field-free deterministic ultrafast creation of magnetic skyrmions by spin–orbit torques,” *Nature Nanotechnology*, vol. 12, n.º 11, págs. 1040-1044, 2017.
- [28] W. Jiang et al., “Blowing magnetic skyrmion bubbles,” *Science*, vol. 349, n.º 6245, págs. 283-286, 2015.

- [29] S. Finizio et al., “Deterministic field-free skyrmion nucleation at a nanoengineered injector device,” *Nano letters*, vol. 19, n.º 10, págs. 7246-7255, 2019.
- [30] S. Meynell, M. Wilson, H Fritzsche, A. Bogdanov y T. Monchesky, “Surface twist instabilities and skyrmion states in chiral ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 90, n.º 1, pág. 014406, 2014.
- [31] A. Fert, V. Cros y J. Sampaio, “Skyrmions on the track,” *Nature nanotechnology*, vol. 8, n.º 3, págs. 152-156, 2013.
- [32] F Garcia-Sanchez, J Sampaio, N Reyren, V Cros y J. Kim, “A skyrmion-based spin-torque nano-oscillator,” *New Journal of Physics*, vol. 18, n.º 7, pág. 075011, 2016.
- [33] F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Blügel y N. S. Kiselev, “New type of stable particlelike states in chiral magnets,” *Physical review letters*, vol. 115, n.º 11, pág. 117201, 2015.
- [34] Y. Liu, R. K. Lake y J. Zang, “Binding a hopfion in a chiral magnet nanodisk,” *Physical Review B*, vol. 98, n.º 17, pág. 174437, 2018.
- [35] W. F. Brown Jr, “Micromagnetics,” *New York*, vol. 8, 1978.
- [36] D. J. Craik, *Magnetism: principles and applications*. 2003.
- [37] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 2021.
- [38] I. E. Tamm, “Fundamentals of the Theory of Electricity,” 1979.
- [39] J. C. Slater, “Quantum theory of matter,” *Philosophy of Science*, vol. 20, n.º 4, 1953.
- [40] A. Aharoni et al., *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Clarendon Press, 2000, vol. 109.
- [41] A. Aharoni, “Magnetostatic energy calculations,” *IEEE transactions on magnetics*, vol. 27, n.º 4, págs. 3539-3547, 1991.
- [42] L. D. Landau, J. S. Bell, M. Kearsley, L. Pitaevskii, E. Lifshitz y J. Sykes, *Electrodynamics of continuous media*. elsevier, 2013, vol. 8.
- [43] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*. John Wiley & Sons, 2007, vol. 33.
- [44] W. F. Brown, *Magnetostatic principles in ferromagnetism*. North-Holland Publishing Company, 1962, vol. 1.
- [45] E. A. Guggenheim, “Thermodynamics-an advanced treatment for chemists and physicists,” *Amsterdam*, 1985.
- [46] H. B. Callen, “Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics,” *John Wiley & Sons, New York*, 1960.
- [47] H Zijlstra, “Permanent magnets; theory,” *Handbook of Ferromagnetic Materials*, vol. 3, págs. 37-105, 1982.
- [48] J. A. Osborn, “Demagnetizing factors of the general ellipsoid,” *Physical review*, vol. 67, n.º 11-12, pág. 351, 1945.
- [49] D. Cronmeyer, “Demagnetization factors for general ellipsoids,” *Journal of applied physics*, vol. 70, n.º 6, págs. 2911-2914, 1991.
- [50] C. Kittel y J. Galt, “Ferromagnetic domain theory,” en *Solid state physics*, vol. 3, Elsevier, 1956, págs. 437-564.
- [51] S. Chikazumi, “Physics of magnetism,” *Kyoujiseitai no Butsuri (in Japanese)*, 1984.

- [52] B. D. Cullity y C. D. Graham, *Introduction to magnetic materials*. John Wiley & Sons, 2011.
- [53] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC press, 2015.
- [54] R. Balescu, "Equilibrium and nonequilibrium statistical mechanics," *NASA STI/Recon Technical Report A*, vol. 76, pág. 32 809, 1975.
- [55] A. H. Morrish, *The physical principles of magnetism*. 2001.
- [56] G. Bertotti, *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*. Gulf Professional Publishing, 1998.
- [57] K. Yosida, D. C. Mattis y K. Yosida, *Theory of magnetism.: Edition en anglais*. Springer Science & Business Media, 1996, vol. 122.
- [58] I. Dzyaloshinsky, "A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics," *Journal of physics and chemistry of solids*, vol. 4, n.º 4, págs. 241-255, 1958.
- [59] T. Moriya, "Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism," *Physical review*, vol. 120, n.º 1, pág. 91, 1960.
- [60] A. Fert, "Magnetic and transport properties of metallic multilayers," en *Materials science forum*, Trans Tech Publ, vol. 59, 1990, págs. 439-480.
- [61] A. Fert, N. Reyren y V. Cros, "Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications," *Nature Reviews Materials*, vol. 2, n.º 7, págs. 1-15, 2017.
- [62] S. Heinze et al., "Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions," *nature physics*, vol. 7, n.º 9, págs. 713-718, 2011.
- [63] B. Dupé, M. Hoffmann, C. Paillard y S. Heinze, "Tailoring magnetic skyrmions in ultra-thin transition metal films," *Nature communications*, vol. 5, n.º 1, pág. 4030, 2014.
- [64] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert y M. Chshiev, "Anatomy of dzyaloshinskii-moriya interaction at Co/Pt interfaces," *Physical review letters*, vol. 115, n.º 26, pág. 267 210, 2015.
- [65] A. Belabbes, G. Bihlmayer, S. Blügel y A. Manchon, "Oxygen-enabled control of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in ultra-thin magnetic films," *Scientific reports*, vol. 6, n.º 1, págs. 1-9, 2016.
- [66] C. Kittel, "Physical theory of ferromagnetic domains," *Reviews of modern Physics*, vol. 21, n.º 4, pág. 541, 1949.
- [67] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*. 1993.
- [68] J. P. Liu, Z. Zhang y G. Zhao, *Skyrmions: topological structures, properties, and applications*. CRC Press, 2016.
- [69] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve y M. Kläui, "Perspective: Magnetic skyrmions—Overview of recent progress in an active research field," *Journal of Applied Physics*, vol. 124, n.º 24, pág. 240 901, 2018.
- [70] G. Finocchio y C. Panagopoulos, *Magnetic Skyrmions and Their Applications*. Woodhead Publishing, 2021.
- [71] G. Finocchio, F. Büttner, R. Tomasello, M. Carpentieri y M. Kläui, "Magnetic skyrmions: from fundamental to applications," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 49, n.º 42, pág. 423 001, 2016.

- [72] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri y G. Finocchio, "A strategy for the design of skyrmion racetrack memories," *Scientific reports*, vol. 4, n.º 1, págs. 1-7, 2014.
- [73] T. H. O'Dell, *Magnetic bubbles*. John Wiley & Sons, 1974.
- [74] E. A. Giess, "Magnetic bubble materials," *Science*, vol. 208, n.º 4446, págs. 938-943, 1980.
- [75] W. Jiang, G. Chen, K. Liu, J. Zang, S. G. Te Velthuis y A. Hoffmann, "Skyrmions in magnetic multilayers," *Physics Reports*, vol. 704, págs. 1-49, 2017.
- [76] X. Zhang et al., "Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 32, n.º 14, pág. 143 001, 2020.
- [77] S. Zhang, G. Van Der Laan y T. Hesjedal, "Direct experimental determination of the topological winding number of skyrmions in Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub>," *Nature Communications*, vol. 8, n.º 1, pág. 14 619, 2017.
- [78] A. Thiele, "Steady-state motion of magnetic domains," *Physical Review Letters*, vol. 30, n.º 6, pág. 230, 1973.
- [79] C. Back et al., "The 2020 skyrmionics roadmap," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 53, n.º 36, pág. 363 001, 2020.
- [80] A. R. Muxworthy y A. P. Roberts, "First-order reversal curve (FORC) diagrams," 2007.
- [81] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez y B. Van Waeyenberge, "The design and verification of MuMax3," *AIP advances*, vol. 4, n.º 10, pág. 107 133, 2014.
- [82] B. Cruz y J. Torres Osorio, "Análisis de diferentes tipos de magnetómetros Kerr usados para el estudio de materiales magnéticos," *Scientia Et Technica*, ene. de 2007.
- [83] J. Gräfe, M. Schmidt, P. Audehm, G. Schütz y E. Goering, "Application of magneto-optical Kerr effect to first-order reversal curve measurements," *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, n.º 2, pág. 023 901, 2014.
- [84] F. Tejo et al., "Stabilization of magnetic skyrmions on arrays of self-assembled hexagonal nanodomains for magnetic recording applications," *ACS Applied Materials & Interfaces*, vol. 12, n.º 47, págs. 53 454-53 461, 2020.
- [85] W. Legrand et al., "Room-temperature stabilization of antiferromagnetic skyrmions in synthetic antiferromagnets," *Nature materials*, vol. 19, n.º 1, págs. 34-42, 2020.
- [86] P. Ho et al., "Geometrically tailored skyrmions at zero magnetic field in multilayered nanostructures," *Physical Review Applied*, vol. 11, n.º 2, pág. 024 064, 2019.
- [87] S. Rohart y A. Thiaville, "Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction," *Physical Review B*, vol. 88, n.º 18, pág. 184 422, 2013.
- [88] T. Schrefl, *Micromagnetics of thin films and multilayers*. Springer, 1997.

- 
- [89] B. Pan et al., “Skyrmion-induced memristive magnetic tunnel junction for ternary neural network,” *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 7, págs. 529-533, 2019.
- [90] S. Li et al., “Dynamics of a magnetic skyrmionium driven by spin waves,” *Applied Physics Letters*, vol. 112, n.º 14, pág. 142404, 2018.