

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



**Efecto de la anisotropía de forma en
nanoestructuras magnéticas**

Rosa María Corona González

Profesor Guía: Juan Escrig Murúa

Tesis para optar al grado de
Doctor en Ciencia con Mención en Física

Santiago – Chile

2016

Efecto de la anisotropía de forma en nanoestructuras magnéticas

Este trabajo de Graduación fue preparado bajo la supervisión del profesor guía Juan Escrig Murúa, del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora

Dr. Juan Escrig Murúa
Dra. Noelia Bajales
Dr. Roberto Lavín
Dr. Jorge Gamboa
Dr. Sebastián Allende

.....
Director del Departamento de Física

Resumen

Las nanoestructuras magnéticas, debido a sus tamaños extremadamente pequeños, tienen propiedades muy diferentes de las que exhibe el material en el volumen. De esta forma, las nanoestructuras ferromagnéticas ofrecen la oportunidad de explorar nuevos fenómenos físicos y el desarrollo de importantes dispositivos tecnológicos, por ejemplo, en el área del almacenamiento de información de alta densidad en memorias magnéticas. Esta tesis está enfocada en el efecto de la anisotropía de forma sobre las nanoestructuras magnéticas. Mediante simulaciones micromagnéticas realizadas con el programa OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [Donahue and Porter, 2002], hemos observado cómo el tamaño, la forma y la composición de las nanoestructuras determinan el ordenamiento de sus momentos magnéticos.

En el desarrollo de esta tesis hemos considerado sistemas no interactuantes. En particular, hemos investigado mediante simulaciones micromagnéticas nanoestructuras elípticas y con forma de estadio como función de sus parámetros geométricos. Las nanoestructuras con forma de estadio presentan muchas de las propiedades extraordinarias que presentan también las nanoestructuras elípticas, pero adicionalmente exhiben propiedades únicas, tales como que la coercividad y la remanencia permanecen estables para un amplio rango de parámetros geométricos, así como que exhiben una dependencia angular de la coercividad muy particular.

Por otro lado, también investigamos mediante simulaciones micromagnéticas la reversión de la magnetización de nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo como función de sus parámetros geométricos. Se observa un fuerte impacto de la geometría de la nanoestructura sobre su comportamiento magnético, siendo posible controlar el movimiento de las paredes de dominio.

Finalmente, hemos investigado teóricamente nanohilos con diámetro modulado como función de sus parámetros geométricos y hemos comparado nuestros resultados con nanohilos fabricados en el interior de los poros de una membrana de alúmina mediante electrodeposición. Se consideran nanohilos modulados cuyas secciones tienen la misma longitud o volumen. La reversión de la magnetización de estos nanohilos es mediante la nucleación y propagación de una pared de dominio tipo vórtice. En general, la nanoes-

estructura genera dominios tipo vórtices en los extremos de los nanohilos y en la región de transición entre los dos segmentos, para reducir la energía magnetostática generada por las superficies perpendiculares a la magnetización inicial de la muestra. Estas estructuras podrían ser utilizadas para el anclaje y liberación de las paredes de dominio magnéticas.

Palabras claves: Anisotropía de forma, micromagnetismo y nanoestructuras magnéticas.

Abstract

The magnetic nanostructures, due to their extremely small sizes, have very different properties of the exhibited by the bulk material. Thus, the ferromagnetic nanostructures offer the opportunity to explore new physical phenomena and the development of important technological devices, for example in the area of storage of high density in magnetic memories. This thesis is focused on the effect of shape anisotropy on magnetic nanostructures. By micromagnetic simulations performed with the Object Oriented MicroMagnetic Framework program (OOMMF) [Donahue and Porter, 2002], we have seen how the size, shape and composition of nanostructures determine the ordering of their magnetic moments. On the development of this thesis we have considered not interacting systems.

In particular, we investigated by micromagnetic simulations elliptical and shaped-stadium nanoparticles as a function of their geometric parameters. Stadium-shaped nanoparticles have many unique properties that also have elliptical nanoparticles, but in addition they exhibit unique properties, such as the coercivity and remanence remain stable for a wide range of geometric parameters and they exhibit a very particular angular dependence of the coercivity.

Furthermore, we also investigated using micromagnetic simulations the magnetic reversal of planar nanostructures with wire-ring morphology as a function of their geometric parameters. A strong impact on the geometry of the nanostructure on its magnetic behavior is observed, it being possible to control the movement of the domain walls.

Finally, we investigated theoretically nanowires with modulated diameter as a function of their geometric parameters and compared our results with nanowires fabricated within the pores of an alumina membrane by electrodeposition. We have considered nanowires whose sections have the same length or volume. The magnetic reversal of these nanowires is by nucleation and propagation of a vortex domain wall. In general, the nanostructure generates vortex domain walls at the extremes of the nanowires and in the transition region between the two segments, to reduce magnetostatic energy generated by surfaces perpendicular to the initial magnetization of the sample.

Keywords: Shape anisotropy, micromagnetism and magnetic nanostructures.

*Dedicado a mi familia
A Sebastián y mi hija Constanza
En especial a mi mamá y mis hermanas Soledad y Bárbara
A la familia Corona, González, Lugo y Castillo*

Agradecimientos

Hay muchas personas que han contribuido no sólo en mi trabajo, sino también a quienes hacen gratos los momentos en la universidad, por ello quiero dar las gracias a mi Profesor tutor Dr. Juan Escrig Murúa por los años de formación y el constante apoyo. También quiero agradecer a mis compañeros del *Grupo de Nanomagnetismo*, Juan Luis Palma, Alejandro Pereira, Alejandro Riveros, Daniela Alburquenque, Diego Salazar, Álvaro Espejo, Christopher Morales, Nicolás Vidal, Felipe Tejo, Eduardo Saavedra, Claudia Arenas y Camilo Silva.

Gracias a la Dra. Dora Altbir por su apoyo, así como por la ayuda generada durante el programa. También quiero agradecer a los profesores del programa de Pregrado y Postgrado por su constante ayuda, especialmente a los profesores que contribuyeron durante el período del Postgrado: Dr. Jorge Gamboa, Dr. Fernando Mendez, Dr. Iaroslav Ispolatov, Dr. Mikhail Plyshchay, Dr. Juan Carlos Retamal, Dr. Juliano Denardin, Dr. Samuel Baltazar, Dr. Sebastián Allende y Dra. Paola Arias.

A mis amigos y compañeros Sebastián Castillo, Milenka Van Hemelryck, Pascal Toro, Roberto Escobar, Nicolás Vargas, Marco Casanova, Cinthya Silva, Blanca Moya, Cristian Rojas, Flor Candia, Ricardo Toledo, Nicolás Candia, Camila Horvath, Alfredo Aranda, Ariel Arza, Adrián Arancibia, Dante Carcamo, Natalia Tapia, María José Santander, Francisco Albarran, Francisco Cardenas, Javier Rojas, Mario Castro y Sebastián Tapia, por hacer gratos los días mediante conversaciones durante los ratos libres.

A la ayuda infinita que brindan durante el programa Emelina Bronte, Maria Susana Boin, Carolina Wiederhold, Roxana, Edith Mundaca, Carmen Olivares, Erika Inostroza y Sandra.

Gracias al Dr. Iván K. Schuller por permitir realizar mi pasantía en la Universidad de San Diego (UCSD), compartiendo ideas con los postdoctorados y alumnos Ali Basaran, Carlos Monton, Gabriel Ramirez, Christian Urban, Ilyan Valmianski, Jamie Wampler y Daniel Tartakovsky. Además, muchas gracias a Amie Diza y Emma Hood por su ayuda.

Gracias a la Comisión Nacional de Investigación Científica y Tecnológica (CO-

NICYT) por financiar mis estudios de doctorado en Chile, mi beca de extensión, y una beca de pasantía en el extranjero. También agradezco a la Beca de Apoyo a la Investigación entregada por la Universidad de Santiago de Chile (**UdeSantiago**), al Centro para el Desarrollo de la Nanociencia y la Nanotecnología (**CEDENNA**) a través del financiamiento Basal FB0807 y al Grupo Milenio *Magnetismo Básico y Aplicado* a través del proyecto P10-061-F.

Tabla de Contenido

1	Introducción	1
1.1	Nanoestructuras magnéticas	2
1.2	Nanohilos magnéticos	8
1.3	Estructura de la tesis	12
2	Micromagnetismo	14
2.1	Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)	14
2.2	Términos de energías	16
2.2.1	Energía de intercambio	16
2.2.2	Energía de anisotropía	17
2.2.3	Energía magnetostática	18
2.2.4	Energía de Zeeman	20
2.3	Curva de histéresis	20
2.4	Mecanismos de reversión de la magnetización	21
2.4.1	Modos de reversión en estructuras rectangulares	22
2.4.2	Modos de reversión en estructuras cilíndricas	23
2.5	Micromagnetismo numérico: OOMMF	25
3	Nanoestructuras elípticas y con forma de estadio	28
3.1	Geometría del sistema	28
3.2	Simulaciones micromagnéticas	28
3.3	Resultados y discusiones	30
3.3.1	Campo magnético aplicado paralelo al eje x	30
3.3.2	Dependencia angular de la coercividad	34
3.4	Conclusión	38
4	Nanoestructura con morfología hilo-anillo	40
4.1	Geometría del sistema	40
4.2	Simulaciones micromagnéticas	41
4.3	Resultados y discusiones	42
4.4	Conclusión	46

5	Nanohilos con diámetros modulados	48
5.1	Geometría del sistema	48
5.2	Mediciones magnéticas y resultados	49
5.3	Modelo y discusión	52
5.3.1	Ecuaciones para el campo de reversión	52
5.3.2	Simulaciones micromagnéticas	54
5.4	Conclusión	56
	Conclusiones Generales	58
	Referencias Bibliográficas	60
A	Constantes magnéticas	67
B	Propiedades magnéticas (unidades)	68
C	Curvas FORC	70
D	Publicaciones	71
D.1	Publicaciones relacionadas con la tesis	71
D.2	Publicaciones no relacionadas con la tesis	71

Índice de Tabla

5.1	Coercividades para los modos T y V para los diferentes segmentos de los nanohilos	54
A.1	Constantes magnéticas de los materiales	67
B.1	Unidades de las propiedades magnéticas	68

Índice de Ilustraciones

1.1	Imagen AFM de diferentes nanoestructuras obtenidas por FIB.	1
1.2	Imagen SEM de diferentes nanoestructuras obtenidas mediante litografía ultravioleta profunda.	2
1.3	Geometría y topología de una nanopartícula elíptica de Permalloy	3
1.4	Curvas de histéresis de un nanoestructura que varía su geometría desde un rectángulo hasta una elipse	4
1.5	Nanohilo con forma de anillo para el control de la propagación de paredes de dominio a bajas velocidades	5
1.6	Curvas de histéresis de nanoestructuras triangulares de FeNi	5
1.7	Nanoestructuras magnéticas tipo Pacman	6
1.8	Gráfico de Energía magnetostática por unidad de volumen en función de la separación entre elementos para diferentes nanoestructuras rectangulares	7
1.9	Movimiento de paredes de dominio en nanohilos magnéticos	8
1.10	Nucleación y anclaje de una pared de dominio en nanohilo plano con dos cortes	10
1.11	Nanohilo plano con ranura para controlar el anclaje de paredes de dominio	10
1.12	Imagen SEM y curva de histéresis de nanohilo cilíndrico de NiFe con diámetro modulado	11
1.13	Imagen SEM y curva de histéresis de nanohilos de Ni con sección transversal en forma de diamante	12
2.1	Movimiento de la magnetización debido a un campo magnético efectivo	15
2.2	Dominios y paredes de dominio magnéticas	20
2.3	Curvas de histéresis de un material ferromagnético	21
2.4	Pared de dominio	22
2.5	Modos de reversión en estructuras rectangulares	23
2.6	Modos de reversión en estructuras cilíndricas	24
2.7	Modos de reversión en anillos magnéticos	25
2.8	Comparación del tamaño de celda en una estructura cilíndrica	27
3.1	Caracterización geométrica para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio	29

3.2	Comparación geométrica entre una nanoestructura elíptica y otra con forma de estadio	30
3.3	Curvas de histéresis para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio con un campo magnético aplicado paralelo al eje x	32
3.4	Configuraciones de magnetización estable correspondiente al campo $\mathbf{H} = -0,6 \hat{i}$ kOe para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio	33
3.5	Coercividad y remanencia para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio como función de δ	34
3.6	Curvas de histéresis para nanoestructuras elíptica y con forma de estadio, con un campo aplicado en función de θ	36
3.7	Configuraciones de magnetización estable para nanoestructuras con forma de estadio cuando el campo magnético varía con el ángulo	37
3.8	Coercividad y remanencia para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio como función del ángulo θ para diferentes valores de δ	38
4.1	Caracterización geométrica de una nanoestructura plana con morfología hilo/anillo	41
4.2	Curvas de histéresis de nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ y $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ como función de β	43
4.3	Curvas de histéresis de nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de Co y $\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$ como función de β	44
4.4	Coercividad y remanencia para nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo como función de β	45
4.5	Reversión de la magnetización correspondiente a una nanoestructura plana con morfología hilo-anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con $h = 50$ nm y diferentes valores de β	46
5.1	Esquema de nanohilos con diámetros modulados	48
5.2	Imagen SEM de una sección de la membrana de alúmina porosa mostrando un cambio en el diámetro de los poros	49
5.3	Curvas de histéresis de arreglos de nanohilos con diámetros modulados obtenidas experimentalmente	51
5.4	Diagrama FORC para los dos arreglos de nanohilos con diámetros modulados	52
5.5	Curva de histéresis y mecanismo de reversión de la magnetización para un nanohilo con segmentos de igual longitud	55
5.6	Curva de histéresis y mecanismo de reversión de la magnetización para un nanohilo con segmentos de igual volumen	56

Capítulo 1

Introducción

Los fenómenos físicos nuevos que surgen a partir de las nanoestructuras, han permitido avances en el desarrollo tecnológico y sus aplicaciones [Ross, 2001]. Las propiedades magnéticas de las nanoestructuras dependen principalmente de su tamaño, forma y composición. En particular, las propiedades magnéticas de aquellas nanoestructuras que no exhiben una anisotropía cristalina fuerte dependerán principalmente de su forma y geometría. Como ejemplo, podemos mencionar el trabajo de Xiong *et al.* [Xiong et al., 2001], quienes utilizando la técnica de Focused-Ion-Beam (FIB) generaron nanoestructuras a partir de una película delgada de Permalloy. Los nanohilos planos largos (ver Fig. 1.1(a)) se usan en sensores de posición, los hexágonos alargados (ver Fig. 1.1(b)) se usan en celdas de memorias magnéticas, y los cilindros circulares (dots) (ver Fig. 1.1(c)) se usan en sensores de campo magnético y dispositivos lógicos.

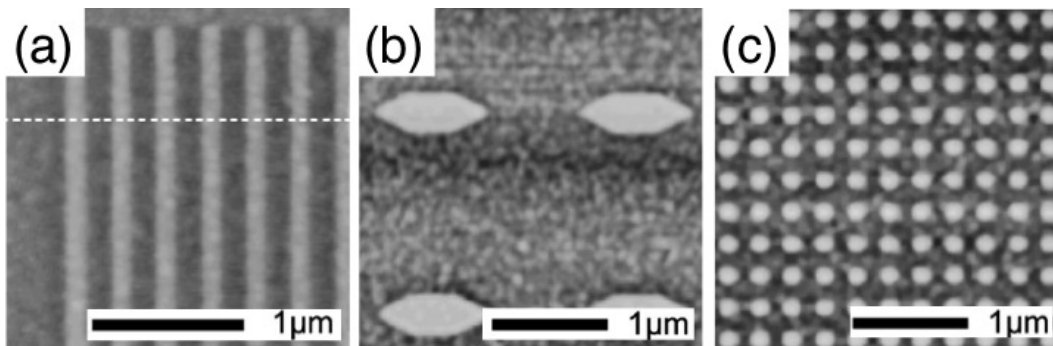


Figura 1.1: Imagen AFM de diferentes nanoestructuras obtenidas por FIB. (a) Arreglo de nanohilos con 100 nm de ancho y 6 μm de largo, (b) hexágonos alargados con 500 nm de ancho y 1 μm de largo, y (c) dots circulares con 100 nm de diámetro. Imagen extraída de la Ref. [Xiong et al., 2001].

Por otra parte, Yu. P. Ivanov *et al.* [Ivanov et al., 2012] estudiaron la anisotro-

pía de forma en nanodots circulares y rectangulares. Obteniendo que la reversión de la magnetización en los nanodots circulares son a través de un vórtice y en los nanodots rectangulares son un conjunto de estados individuales en función de la orientación del campo magnético externo y el eje de fácil magnetización. Además, Ellos usaron diversas técnicas experimentales para generar una variedad de nanoestructuras, las que podrían ser útiles en potenciales aplicaciones tecnológicas. Además, Singh *et al.* [Singh et al., 2004] utilizaron la técnica de litografía ultravioleta profunda mediante la cual realizaron varios arreglos de nanoestructuras con diferentes formas y tamaños, como muestra la Fig. 1.2. Es importante señalar que los nanoanillos magnéticos (Fig. 1.2(b)) son una de las geometrías más investigadas en el último tiempo, debido a sus potenciales aplicaciones en memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM).

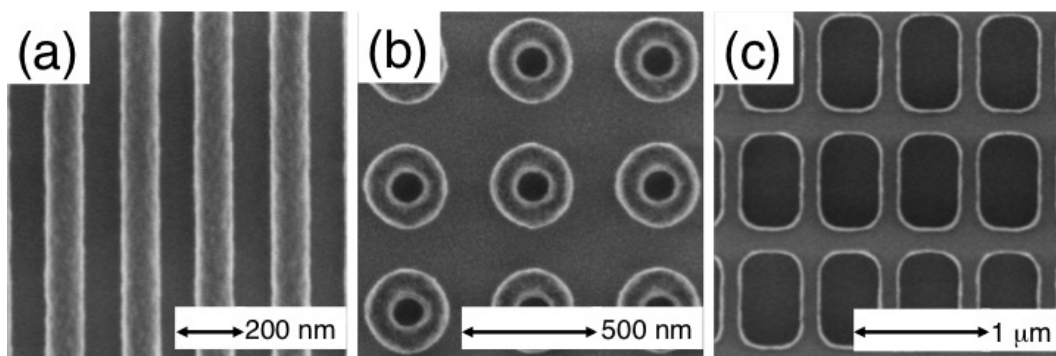


Figura 1.2: Imagen SEM de diferentes nanoestructuras obtenidas mediante litografía ultravioleta profunda. (a) Arreglo de nanohilos con 120 nm de ancho y 240 nm de separación entre ellos, (b) arreglo de nanoanillos con diámetros internos de 120 nm y externos de 480 nm, y (c) antidots rectangulares con 480 nm de ancho, 750 nm de largo y 120 nm de separación entre ellos. Imagen extraída de la Ref. [Singh et al., 2004].

Finalmente, cabe mencionar que los nanohilos magnéticos pueden fabricarse mediante el uso de técnicas litográficas o a través del crecimiento de éstos en membranas de alúmina porosa. En particular, Masuda y Fakuda [Masuda and Fakuda, 1995] implementaron el método de doble anodización para el crecimiento de membranas de alúmina porosa, obteniendo un mayor orden en la red de poros y una distribución homogénea en el diámetro de los poros.

1.1. Nanoestructuras magnéticas

Las nanoestructuras con forma rectangular y circular presentan modos de reversión de la magnetización conocidos como estados *C* y *S*, modos que no son reproducibles y que además presentan diferentes coercividades, haciendo que las nanoestructuras con

estas formas no sean viables para su uso en dispositivos de almacenamiento magnético [Gadbois et al., 1998]. Sin embargo, las nanoestructuras elípticas presentan modos de reversión estables, exhibiendo diferentes modos de reversión como función de su geometría [Lee et al., 2004]. Existen diversos estudios previos sobre las nanoestructuras elípticas, entre los cuales podemos mencionar el trabajo de Hao *et al.* [Hao et al., 2000] y Mironov *et al.* [Mironov et al., 2007] quienes estudiaron las propiedades magnéticas de nanoestructuras elípticas de Cobalto. Alexeev *et al.* [Alexeev et al., 2003] estudiaron la configuración magnética de partículas elípticas de $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{30}$ con tamaños de $0,6 \times 0,3 \times 0,015 \mu\text{m}^3$. Otras investigaciones estudiaron los procesos de reversión de cilindros elípticos de Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) con varias relaciones de aspecto [Schneider et al., 2003, Vavassori et al., 2004, Buchanan et al., 2006, Felton et al., 2006, Montoncello et al., 2007, Zhang et al., 2010, Bance et al., 2014], encontrando estados estables observando la formación de uno o dos vórtices tal como muestra la Fig. 1.3.

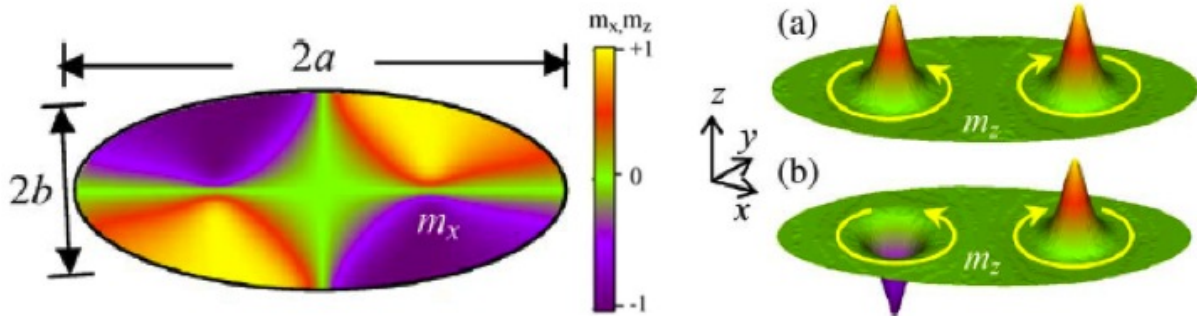


Figura 1.3: Geometría y topología de una nanopartícula elíptica de Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). La reversión de la magnetización ocurre a través de un modo diamante con doble vórtice con doble polaridad, cuyas polaridades son (a) iguales ($p_1 = p_2 = +1$) y (b) opuestas ($p_1 = -1, p_2 = +1$). Imagen extraída de la Ref. [Zhang et al., 2010].

Aunque la nanopartícula con forma de estadio es bastante similar a la nanopartícula elíptica, ha sido menos estudiada. En este punto es importante destacar el trabajo de Han *et al.* [Han and Lim, 2009], quienes demostraron que la barrera de energía magnética para la reversión de la magnetización aumenta al variar la geometría de la nanoestructura desde un rectángulo hasta una elipse, tal y como muestra la Fig. 1.4. Además, Eames [Eames, 2004] estudió en su tesis doctoral los procesos de nucleación y aniquilación de vórtices en nanoestructuras de Permalloy con forma de estadio. Posteriormente, Castillo-Sepúlveda *et al.* [Castillo-Sepúlveda et al., 2012] realizaron simulaciones de Monte Carlo corroborando estos resultados.

Por otro lado, se han investigado nanoanillos magnéticos para su potencial uso en memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM). La principal ventaja de las me-

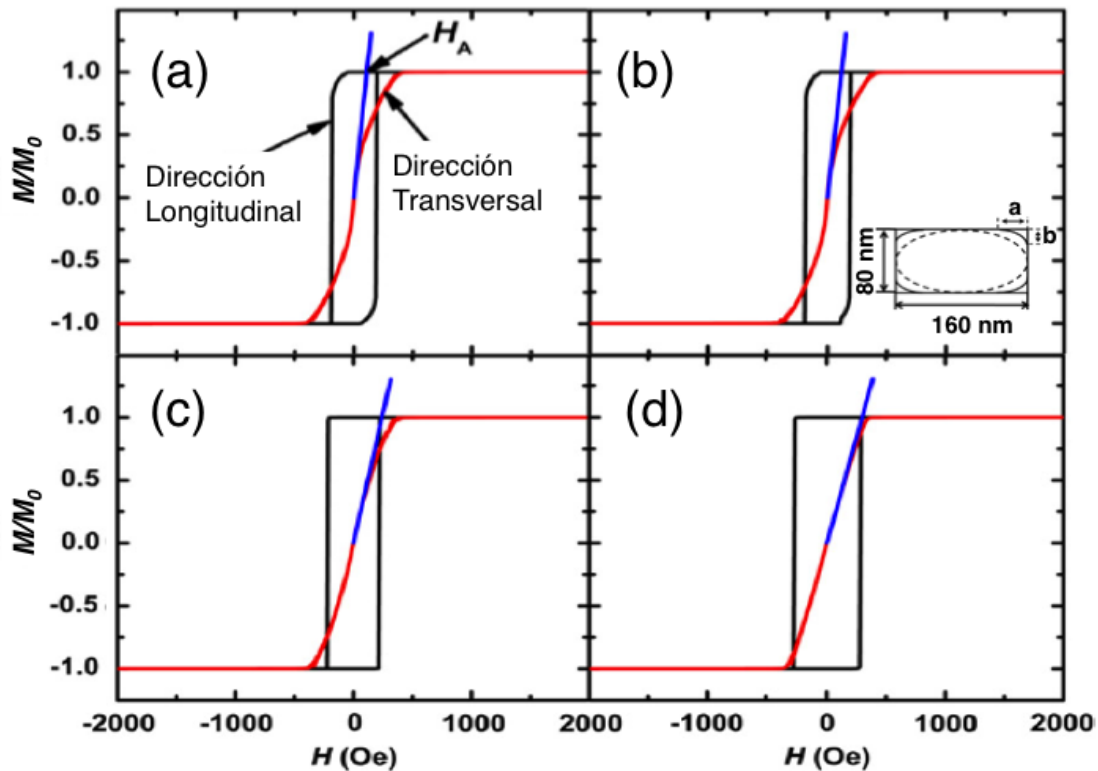


Figura 1.4: Curvas de histéresis de una nanoestructura que varía su geometría desde un rectángulo hasta una elipse con espesor $t = 2$ nm y parámetro b que toma los valores (a) $b = 0$ nm, (b) $b = 10$ nm, (c) $b = 30$ nm y (d) $b = 40$ nm, cuando se aplica un campo externo en la dirección longitudinal (línea negra) y transversal (línea roja). En el recuadro tenemos una vista frontal de la nanoestructura magnética, que varía dependiendo de los parámetros geométricos a y b . Imagen extraída de la Ref. [Han and Lim, 2009].

morias magnéticas no volátiles es que no necesitan energía externa para mantener su información. La densidad máxima de almacenamiento de estas memorias va a depender del tamaño de los anillos, así como de la separación entre ellos [Singh et al., 2004]. Es importante tener en cuenta que las interacciones magnetostáticas entre los anillos afectará el mecanismo de reversión de la magnetización de estos [Wang et al., 2005]. Adicionalmente, Negoita *et al.* [Negoita et al., 2012] han presentado un método para controlar la propagación de paredes de dominio a bajas velocidades en nanhilos con forma de anillos, tal y como muestra la Fig. 1.5. Otra geometría investigada para su potencial uso en MRAMs son los triángulos magnéticos. Se ha visto que arreglos ordenados de triángulos con tamaños inferiores a 30 nm [Niu et al., 2009] revierten su magnetización a través de dos pasos: primero rota la esquina superior y luego revierte la base, tal y como muestra la Fig. 1.6. Finalmente se puede concluir que es muy importante optimizar la geometría de

las nanoestructuras debido a que la eficiencia de las MRAMs depende de la anisotropía de forma de las nanoestructuras que la conforman [Zhu and Zhu, 2003].

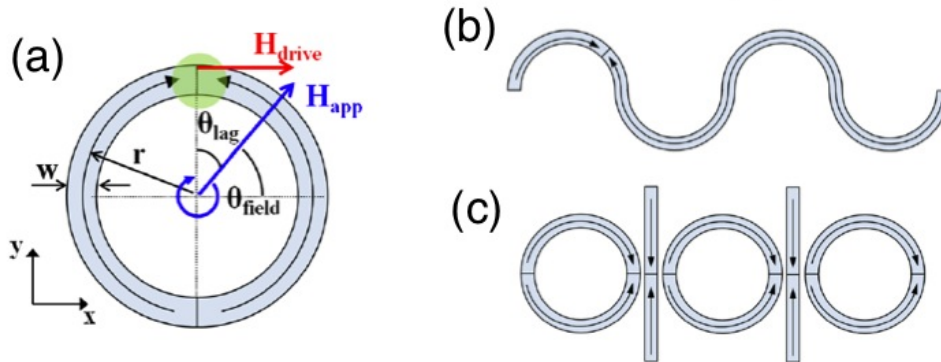


Figura 1.5: (a) Nanohilo con forma de anillo para el control de la propagación de paredes de dominio a bajas velocidades. (b) y (c) Nanohilos geométricos que pueden ser utilizados para transportar información in un sistema QIP. Imagen extraída de la Ref. [Negoita et al., 2012].

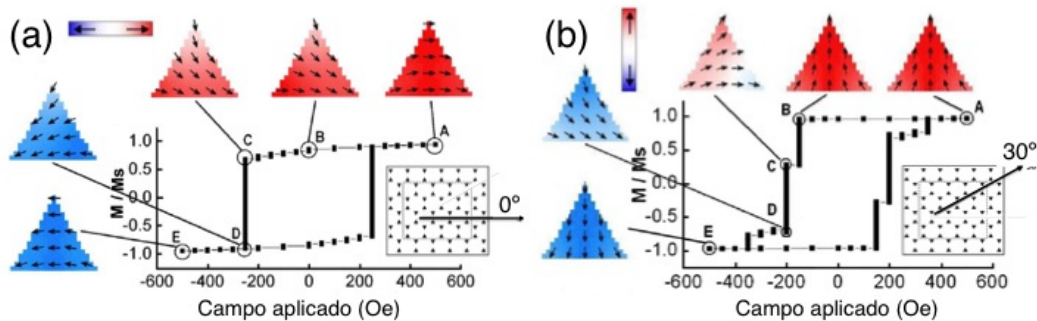


Figura 1.6: Curvas de histéresis de nanopartícula triangulares de FeNi obtenidas mediante simulaciones micromagnéticas, cuando se aplica un campo externo en (a) 0° y (b) 30° con respecto a la base de los triángulos. Imagen extraída de la Ref. [Niu et al., 2009].

Otra geometría investigada son las nanoestructuras tipo Pacman [Cambel et al., 2013], tal y como se muestran en la Fig. 1.7. Este tipo de nanoestructuras exhiben un rompimiento de simetría, afectando de esta forma tanto la quiralidad como la polaridad del vórtice que puede aparecer en este tipo de nanoestructuras.

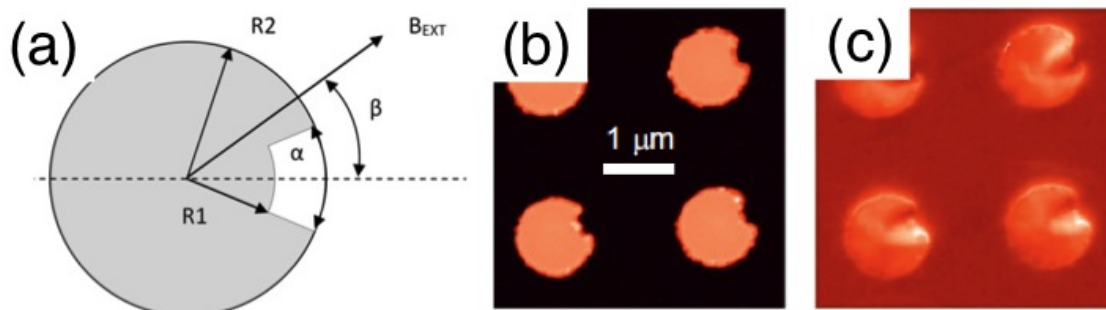


Figura 1.7: (a) Diagrama esquemático de una nanopartícula tipo Pacman con un ángulo de apertura $\alpha = 45^\circ$, y una relación de aspecto $R_1/R_2 = 2/3$. La apertura tiene simetría en el eje $+x$. (b) Arreglo topológico de las nanoestructuras tipo Pacman y (c) imagen MFM en remanencia (sin campo externo). Imagen extraída de la Ref. [Cambel et al., 2013].

Otra posible aplicación de las nanoestructuras magnéticas es la entrega de fármacos. Lo que se busca es generar una cápsula que contenga tanto las nanoestructuras magnéticas como el fármaco, o que directamente el fármaco pueda introducirse sobre la superficie de las nanoestructuras, o que incluso pueda unirse en su interior, como debiera ocurrir para el caso de nanotubos. Como las nanoestructuras son magnéticas, se espera poder guiarlas a las zonas de interés mediante la aplicación de campos magnéticos externos [Coey, 2010]. Luego, usando variación del campo se espera que el fármaco se libere de las nanoestructuras. Uno de los estudios más importantes en este campo lo hicieron Lim *et al.* [Lim et al., 2014], quienes investigaron el efecto de la anisotropía de forma de las nanoestructuras magnéticas, comparando nanoesferas y nanovarillas, en la distribución de fármacos controlando los tiempos de separación entre las partículas y la concentración.

Un estudio interesante fue el que realizó Álvarez-Sánchez *et al.* [Álvarez-Sánchez et al., 2006] sobre la anisotropía de forma para diferentes arreglos de nanoestructuras magnéticas, tal y como muestra la Fig. 1.8. El estudio muestra que es posible compensar la anisotropía de forma de los elementos seleccionando un espaciado adecuado entre ellos, lo que significa variar la energía de interacción entre los elementos.

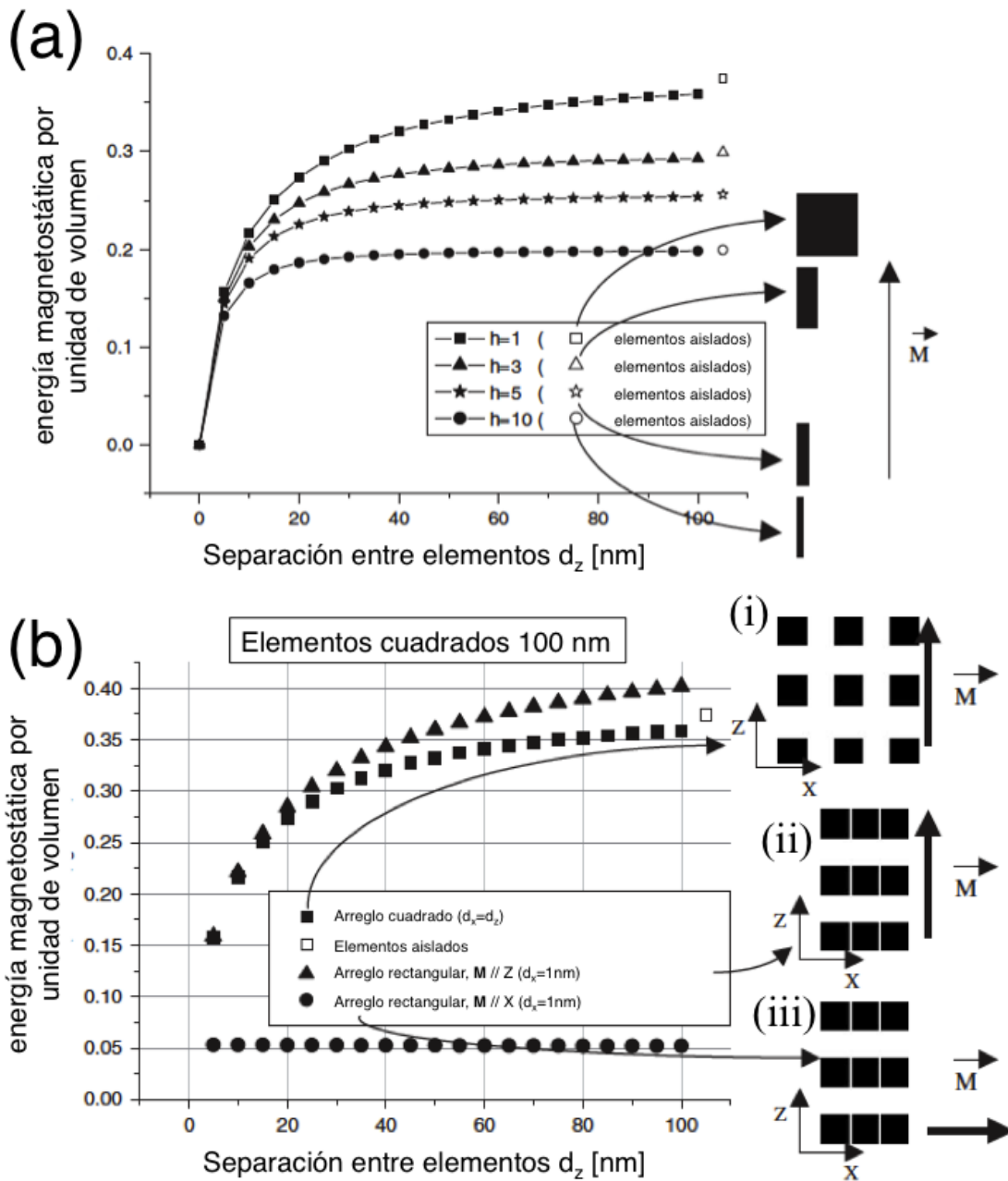


Figura 1.8: Gráfico de Energía magnetostática por unidad de volumen en función de la separación entre elementos para (a) rectángulos y (b) arreglos cuadrados con distintas razones de aspecto como función a la distancia entre ellos. Imagen extraída de la Ref. [ lvarez-Sánchez et al., 2006].

1.2. Nanohilos magnéticos

Los nanohilos magnéticos tienen una fuerte anisotropía de forma debido a su alta relación de aspecto donde el eje del nanohilo es el eje de fácil magnetización. Normalmente, la reversión de la magnetización ocurre a través de la nucleación y posterior propagación de paredes de dominio. De esta forma, los nanohilos magnéticos son un modelo simple para investigar la propagación de paredes de dominio. El entendimiento del proceso de reversión de la magnetización en nanohilos es importante no sólo desde un punto de vista fundamental, sino que además desde un punto de vista de las aplicaciones.

Mediciones en nanohilos magnéticos han denotado la importancia de la nucleación y propagación de las paredes de dominio durante el proceso de reversión de la magnetización entre dos dominios con diferente orientación [Wernsdorfer et al., 1996, Atkinson et al., 2003, Thomas et al., 2006]. Para que estos nanohilos puedan ser usados en dispositivos electrónicos, deben ser capaces de invertir su magnetización en forma rápida por lo cual es necesario el control en el movimiento de las paredes de dominio [Cowburn and Petit, 2005], tal y como muestra la Fig. 1.9. Lo interesante de este fenómeno es que uno podrá considerar la dirección de la magnetización de un dominio magnético como un 0 o un 1, simulando un sistema binario. De esta forma, podemos pensar la pared de dominio como un borde móvil entre bits de datos, convirtiendo de esta forma a los nanohilos en un medio físico de transporte de información.

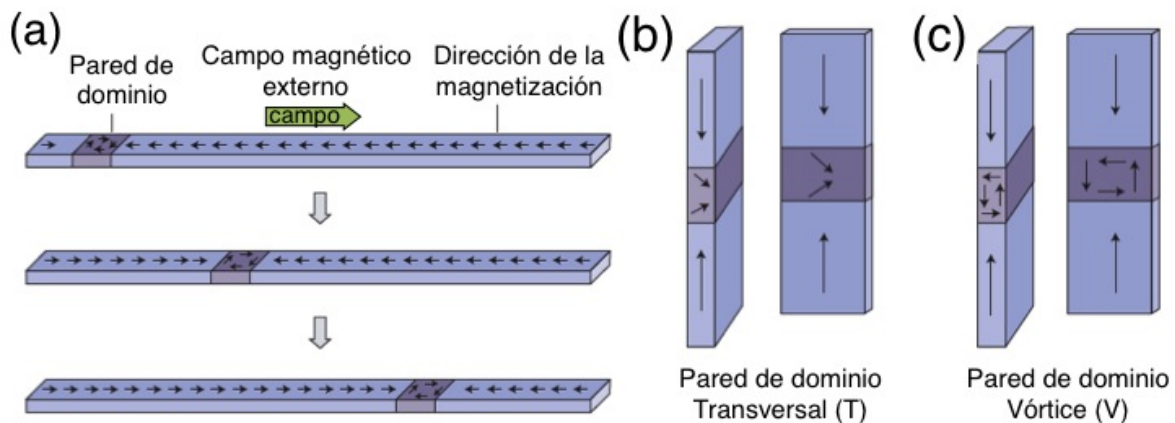


Figura 1.9: (a) Movimiento de una pared de dominio que se propaga a lo largo de un nanohilo magnético bajo la acción de un campo magnético externo. Pared de dominio tipo (b) transversal y (c) vórtice en un nanohilo magnético. Imagen extraída de la Ref. [Cowburn and Petit, 2005].

La principal ventaja de los nanohilos es que si estos son segmentados (ya sea porque los segmentos exhiben diferentes diámetros o materiales), es posible que cada segmento se comporte como un monodominio magnético, pudiendo así definir estados binarios 0 y 1. Además, los nanohilos pueden ser funcionalizables para atraer células o proteínas específicas, las que luego se pueden manipular mediante gradientes de campo de fuerza [Coey, 2010].

La nucleación de una pared de dominio en un nanohilo depende de sus parámetros geométricos. Kläui [Kläui, 2008] consideró la pared de dominio como una cuasipartícula que puede ser controlada aplicando un campo magnético externo o una corriente espín polarizada. Una alternativa para el control de paredes de dominio es a través de la geometría en las extremidades, donde comúnmente se modifica un extremo con una región ancha conocida como PAD (zona de nucleación de paredes de dominio) y en el otro extremo una sección triangular para evitar la formación de paredes de dominio. Otra alternativa es a través de diferentes tipos de cortes a lo largo del nanohilo, definiendo así zonas de anclaje. En general la modificación se realiza mediante técnicas litográficas. Shigeto *et al.* [Shigeto *et al.*, 1999] fabricaron una nanoestructura compuesta de un pad circular y un nanohilo, controlando de esta forma la propagación de las paredes de dominio. Similarmente, O'Shea *et al.* [O'Shea *et al.*, 2013] fabricaron una nanoestructura compuesta de un pad con forma de diamante y un nanohilo. Ambos sistemas permiten controlar la nucleación y propagación de paredes de dominio, obteniendo de esta forma una alta reproducibilidad durante el proceso de reversión de la magnetización del nanohilo. Thomas *et al.* [Thomas *et al.*, 2005] estudiaron el campo requerido para nuclear una pared de dominio como función del ancho del nanohilo. Además, en este caso los autores colocaron el pad en un extremo del nanohilo, nucleando así paredes de dominio en el pad con campos menores al campo necesario para nuclear una pared de dominio en el nanohilo. Por otro lado, ellos se dieron cuenta que si uno de los extremos del nanohilo se estrecha, aumenta el campo de nucleación de la pared de dominio, favoreciendo así la aniquilación de la pared de dominio (ver Fig. 1.10).

Como ya hemos visto, las ranuras o muescas en los nanohilos generan zonas de anclaje para las paredes de dominio [Bogart *et al.*, 2008, Bogart *et al.*, 2009, Eastwood *et al.*, 2010], generando múltiples dominios magnéticos que pueden ser leídos en forma secuencial [Allwood *et al.*, 2002, Parkin, 2004]. En principio, y tal y como se muestra en la Fig. 1.11, se pueden fabricar cortes con diferentes formas geométricas.

Los nanohilos cilíndricos pueden exhibir diferentes configuraciones magnéticas estables como función de su geometría y el material del cual están compuestos. Un ejemplo de esto son los llamados nanohilos cilíndricos biestables, los cuales se caracterizan por exhibir curvas de histéresis cuadradas, definiendo un proceso de reversión de la magnetización abrupto entre dos estados estables [Varga *et al.*, 2005, Sampaio *et al.*, 2000].

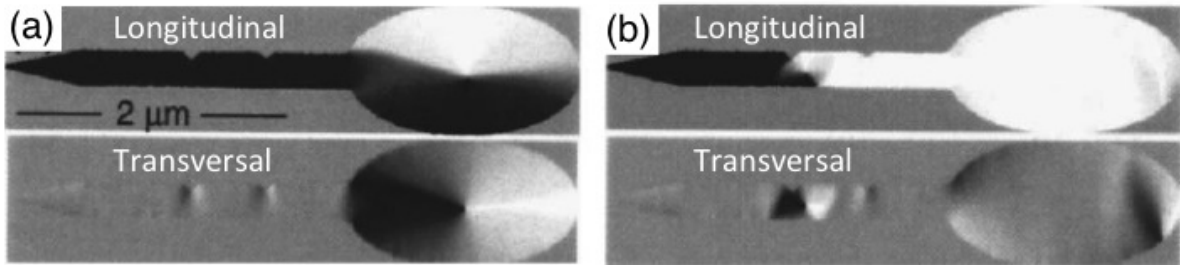


Figura 1.10: Nucleación y propagación de una pared de dominio en nanohilo plano con dos cortes. (a) Se observa como la pared de dominio se genera en el pad, (b) luego avanza por el hilo hasta quedar anclado en el primer corte, y luego en el segundo corte. La imagen superior e inferior muestran la componente de la magnetización longitudinal y transversal, respectivamente. Imagen extraída de la Ref. [Thomas et al., 2005].

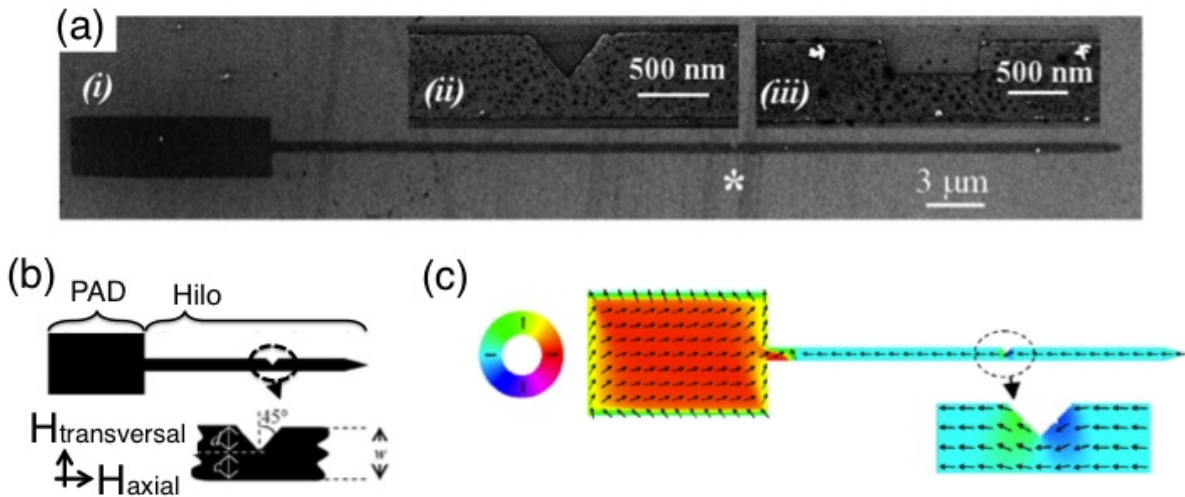


Figura 1.11: (a) Imagen SEM de un nanohilo con ranura de tipo triangular y rectangular. Imagen extraída de la Ref. [Bogart et al., 2008]. (b) Representación esquemática y (c) simulación micromagnética de un nanohilo plano con un pad en un extremo y una punta diamante en el otro. Imágenes extraídas de la Ref. [Allwood et al., 2002].

En otro estudio, Himeno *et al.* [Himeno et al., 2003] investigaron la reversión de la magnetización en nanohilos magnéticos multisegmentados compuestos de tres láminas NiFe/Cu/NiFe con una modulación en su diámetro. Ellos demostraron que el cuello (zona con diámetro menor) actúa como un sitio de anclaje de la pared de dominio. Además, concluyeron que el campo necesario para liberar la pared desde la zona de anclaje

aumenta a medida que se disminuye la longitud del cuello. Adicionalmente, ellos también investigaron la propagación de una pared de dominio en un nanohilo magnético con cortes asimétricos [Himeno et al., 2005]. Donde ellos encontraron que el campo de anclaje para la pared de dominio en el corte asimétrico depende de la dirección de la propagación de la pared de dominio. Otra alternativa interesante ha sido propuesta por Chandra Sekhar *et al.* [Sekhar et al., 2012] quienes sintetizaron nanohilos con modulación en sus diámetros como muestra la Fig. 1.12. Estas nanoestructuras reducen la anisotropía de forma magnética de un nanohilo cilíndrico de NiFe, permitiendo la formación de dos vórtices con quiralidades opuestas en los extremos.

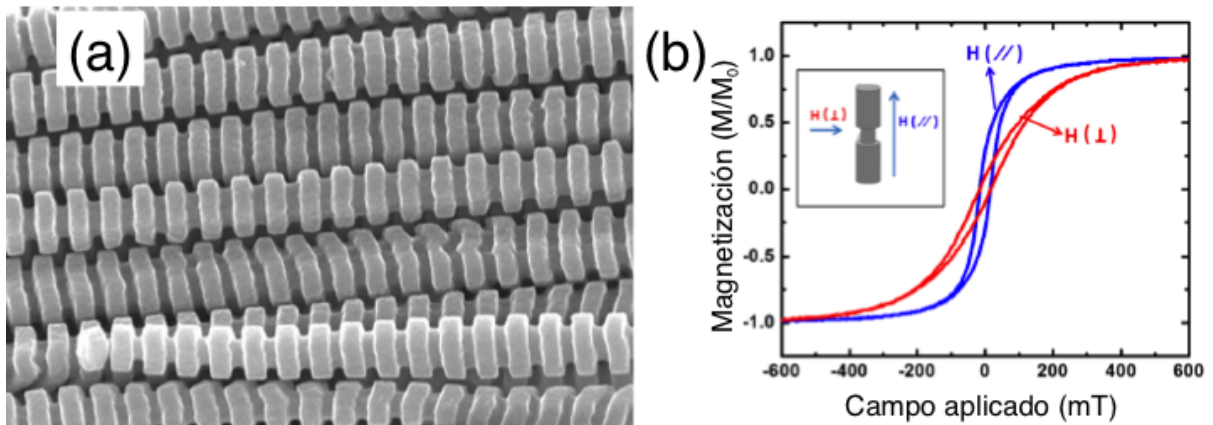


Figura 1.12: (a) Imagen SEM de nanohilo $\text{Ni}_{95}\text{Fe}_5$ ($l = 125$ nm, $d = 350$ nm) / $\text{Ni}_{87}\text{Fe}_{13}$ ($l = 50$ nm, $d = 250$ nm) y (b) curvas de histéresis cuando se aplica un campo magnético paralelo $H_{(//)}$ y perpendicular $H_{(\perp)}$ respecto al eje del nanohilo. Imagen extraída de la Ref. [Sekhar et al., 2012].

En general, los nanohilos obtenidos a partir de membranas de alúmina porosa son de sección transversal circular. Sin embargo, es posible usar materiales inorgánicos cristalinos para producir matrices nanoporosas con secciones transversales asimétricas, Sun *et al.* [Sun et al., 2001] han producido arreglos de nanohilos con una sección transversal en forma de diamante, tal y como se muestra en la Fig. 1.13. Estos nanohilos tienen una longitud de $5 \mu\text{m}$ y un diámetro efectivo de 120 nm.

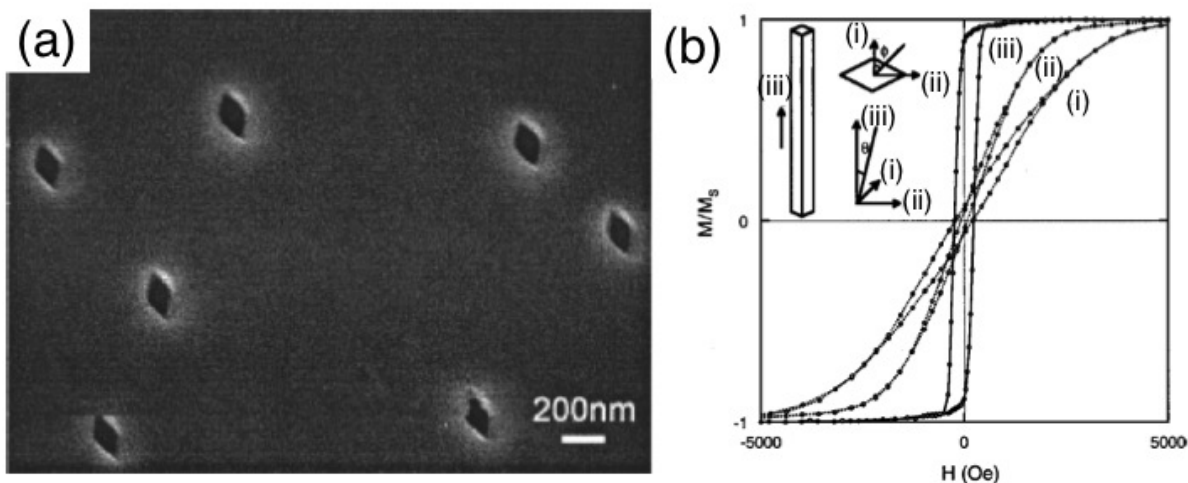


Figura 1.13: (a) Imagen SEM de nanohilos de Ni con sección transversal en forma de diamante y (b) curvas de histéresis cuando se aplica un campo magnético externo en forma (i) paralela y (ii, iii) perpendicular al eje del hilo. Imagen extraída de la Ref. [Sun et al., 2001].

1.3. Estructura de la tesis

En este trabajo de tesis estamos interesados en investigar el efecto de la anisotropía de forma en nanoestructuras magnéticas. La anisotropía de forma no es otra cosa que cuando una partícula no es perfectamente esférica, el campo demagnetizante (campo magnético generado por la magnetización en un imán) no será igual para todas las direcciones, creando uno o más ejes de fácil magnetización. En particular, estamos interesados en investigar las propiedades magnéticas de nanoestructuras que presentan múltiples geometrías: nanoelipses, nanoestructuras con forma de estadio, nanohilos con diámetro modulado y nanohilos planos con nanoanillos como controladores de la reversión de la magnetización. Creemos que mediante cálculos analíticos y simulaciones micromagnéticas es posible comprender el efecto de la geometría y el tamaño sobre las propiedades magnéticas de las nanoestructuras.

Para investigar los problemas presentados en este proyecto de tesis realizaremos cálculos analíticos y simulaciones numéricas. Es importante tener en cuenta que sólo es posible obtener soluciones analíticas para sistemas con geometrías simples y usando algunas simplificaciones. Así, para sistemas que tengan una geometría más compleja será necesario usar simulaciones numéricas. A lo largo de esta tesis usaremos el programa OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [Donahue and Porter, 2002]. El pro-

grama cuenta con muchas variables, comenzando por el tipo de material que queremos simular, la magnitud y dirección del campo aplicado a la muestra, los parámetros geométricos del sistema, etc. Además podemos elegir qué tipo de energías y qué tamaño de celda queremos tomar en cuenta para cada simulación. Con todo esto, se podrá obtener los modos de reversión que presenta cada una de las nanoestructuras, dependiendo de su composición, morfología y el ángulo del campo externo aplicado. Es importante recordar que el software OOMMF cuenta con más de 2000 artículos publicados en revistas científicas, lo que permite darle respaldo a nuestra elección de utilizar este software.

La tesis la hemos dividido en los siguientes capítulos:

- Capítulo 2 introduce los conceptos de la teoría del micromagnetismo en la cual se utiliza la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) desde el punto de vista continuo, considerando las energías involucradas y los dominios magnéticos.
- Capítulo 3 estudiaremos nanoestructuras elípticas y con forma de estadio como función de sus parámetros geométricos mediante simulaciones micromagnéticas. En particular investigaremos sus propiedades magnéticas (coercividad y remanencia), así como los modos en que estas nanoestructuras invierten su magnetización como función del ángulo en que se aplica el campo magnético externo.
- Capítulo 4 presentaremos los resultados obtenidos para nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo como función de sus parámetros geométricos mediante simulaciones micromagnéticas. En particular investigaremos sus propiedades magnéticas (coercividad y remanencia), así como los modos en que estas nanoestructuras invierten su magnetización como función del ángulo en que se aplica el campo magnético externo y la composición de las nanoestructuras.
- Capítulo 5 estudiaremos nanohilos con diámetros modulados como función de sus parámetros geométricos mediante cálculos analíticos y simulaciones micromagnéticas. Posteriormente, compararemos nuestros resultados con los obtenidos a partir de nanohilos con diámetros modulados sintetizados en el interior de los poros de una membrana de alúmina mediante electrodeposición. Los cálculos analíticos estarán enfocados principalmente al estudio de la coercividad, mientras que con las simulaciones micromagnéticas investigaremos la curva de histéresis de un sistema aislado, su coercividad y los mecanismos de reversión de la magnetización. Experimentalmente hemos obtenido la curva de histéresis y las curvas FORC para un arreglo de nanohilos.
- Finalmente presentaremos las Conclusiones Generales de esta tesis.

Capítulo 2

Micromagnetismo

En micromagnetismo, la magnetización se representa como una función continua de la posición [Hubert and Schäfer, 2009, Guimarães, 2009], donde cada momento magnético se puede expresar como

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_0 \mathbf{m}(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

donde, M_0 es la magnetización de saturación y \mathbf{m} es la magnetización normalizada, que representa la dirección del espín magnético, que se puede expresar en componentes cartesianas como

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = m_x \mathbf{x} + m_y \mathbf{y} + m_z \mathbf{z}. \quad (2.2)$$

La *ecuación de Brown* indica que el torque entre la magnetización, \mathbf{m} , y un campo efectivo, \mathbf{H}_{eff} , debido a las interacciones de intercambio, magnetostática y de anisotropía es cero en equilibrio estático

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0. \quad (2.3)$$

El campo efectivo se obtiene derivando la energía total con respecto a la magnetización del sistema. Es importante señalar que el campo efectivo obliga a que los momentos magnéticos precesen en torno a un campo indefinidamente. Sin embargo, se ha visto experimentalmente que los momentos magnéticos se alinean con el campo aplicado, lo que obliga a introducir un cierto amortiguamiento fenomenológicamente.

2.1. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

La ecuación de movimiento para la magnetización bajo la influencia de un campo magnético efectivo fue planteado por Landau-Lifshitz (LL) [Landau and Lifshitz, 1935] en el año 1935, ecuación que luego fue modificada por Gilbert [Gilbert, 1955] en el año

1955, quien agregó un factor de amortiguamiento en forma fenomenológica, la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) viene dada por

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (2.4)$$

donde, \mathbf{M} es la magnetización, \mathbf{H}_{eff} es el campo magnético efectivo, γ es la razón giromagnética, y α es la constante de amortiguamiento introducido por Gilbert [Gilbert, 1955]. El primer término de esta ecuación describe la precesión de la magnetización alrededor de un campo magnético efectivo, tal y como muestra la Fig. 2.1. Recordar que el campo magnético efectivo ejerce un torque sobre la magnetización proporcional a la razón giromagnética γ , la que viene dada por la expresión

$$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}, \quad (2.5)$$

donde, g es el factor de Landé, μ_B es el magnetón de Bohr y \hbar es la constante de Planck. El segundo término alinea la magnetización con el campo magnético efectivo, tal y como muestra la Fig. 2.1. La constante de amortiguamiento α determina con qué rapidez se alinea la magnetización con el campo magnético efectivo. Considerando que la constante de amortiguamiento puede tomar valores entre $0 \leq \alpha \leq 1$.

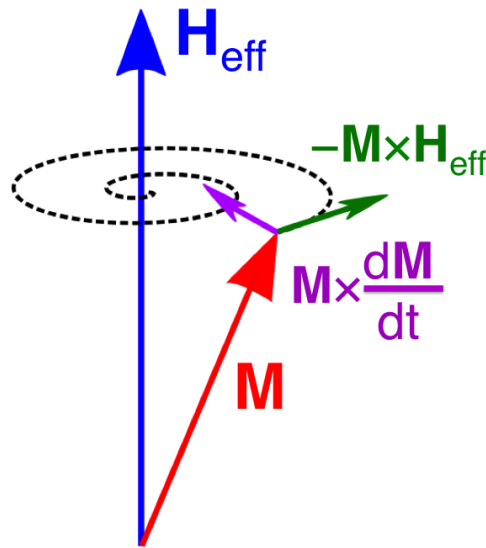


Figura 2.1: Movimiento que describe la magnetización alrededor de un campo magnético efectivo. La precesión y amortiguamiento es descrito por la flecha verde y morada, respectivamente.

Como habíamos mencionado anteriormente, el campo magnético efectivo [Miltat and Donahue, 2007, Kronmüller and Parkin, 2007] se puede expresar como

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{a}} + \mathbf{H}_{\text{d}} + \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

donde, \mathbf{H}_{ex} es el campo de intercambio, \mathbf{H}_{a} es el campo de anisotropía, \mathbf{H}_{d} es el campo magnetostático y \mathbf{H} es el campo de Zeeman o el campo magnético externo. Además, E es la energía.

2.2. Términos de energías

La energía total del sistema esta conformada por

$$E = E_{\text{ex}} + E_{\text{a}} + E_{\text{d}} + E_{\text{Z}}, \quad (2.7)$$

donde, E_{ex} es la energía de intercambio, E_{a} es la energía de anisotropía, E_{d} es la energía magnetostática y E_{Z} es la energía de Zeeman. Los primeros tres términos dependen de la geometría y material considerado, mientras que el último término (energía de Zeeman) se debe a la interacción de los momentos magnéticos con un campo magnético externo, quien será responsable de las curvas de histéresis. Para describir las propiedades magnéticas de un ferromagneto debemos conocer las distintas contribuciones de energía en éste, necesitando conocer en detalle su expresión.

2.2.1. Energía de intercambio

La energía de intercambio tiene su origen en la mecánica cuántica [Heisenberg, 1928], ya que surge a partir del solapamiento de las funciones de onda en el material. En un material ferromagnético, la energía de intercambio buscará alinear los momentos magnéticos entre ellos. Debido a esto se debe considerar todas las contibuciones

La energía de intercambio en el continuo [Donahue and McMichael, 1997, Miltat and Donahue, 2007] se puede escribir como

$$E_{\text{ex}} = \frac{A}{M_s^2} \int_V (|\nabla M_x|^2 + |\nabla M_y|^2 + |\nabla M_z|^2) dV, \quad (2.8)$$

donde ya habíamos visto que A es la constante de intercambio y \mathbf{m} es la magnetización con $|\mathbf{m}| = 1$. Además, el campo de intercambio [Miltat and Donahue, 2007] asociado con esta energía está dado por

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (2.9)$$

2.2.2. Energía de anisotropía

La anisotropía tiene un número de posibles fuentes. Podemos hablar, por ejemplo, de *anisotropía magnetocristalina* cuando la dirección de fácil magnetización depende de la red cristalina del sistema. Este tipo de anisotropía puede despreciarse si las estructuras investigadas son policristalinas. Por otro lado, podemos hablar de *anisotropía de forma* cuando la magnetización de un cierto material prefiere alinearse como función de su forma. Este tipo de anisotropía será descrita más adelante, cuando veamos energía magnetostática.

La anisotropía magnetocristalina es responsable del porqué la magnetización de un material prefiere alinearse a lo largo de ciertos ejes denominados *ejes cristalográficos* [Aharoni, 1996]. El origen de la anisotropía magnetocristalina se debe principalmente al acoplamiento espín-órbita, es decir los orbitales electrónicos estarán vinculados a la estructura cristalográfica del material, por lo que como función de su estructura, existirán ciertos ejes o planos fáciles de magnetización:

■ Anisotropía uniaxial

La anisotropía uniaxial exhibe un sólo eje de simetría [Miltat and Donahue, 2007] conocido como eje fácil o eje de fácil magnetización, que puede ser expresado como

$$E_{a,\text{uniaxial}} = \int_V \frac{K_1}{M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{u})^2 dV, \quad (2.10)$$

donde, K_1 es la constante de anisotropía. Es importante considerar que si $K_1 > 0$, entonces \mathbf{u} es el eje de fácil magnetización, mientras que si $K_1 < 0$, entonces tendremos un plano de fácil magnetización perpendicular al eje del sistema, que ahora será un eje duro. El campo de anisotropía uniaxial asociado con esta energía se puede expresar como

$$\mathbf{H}_{a,\text{uniaxial}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u}. \quad (2.11)$$

Finalmente, y analizando el problema desde un punto de vista fenomenológico, podemos escribir la energía magnetocristalina como una serie de potencia

$$E_{a,\text{uniaxial}} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots = \sum_n K_n \sin^{2n} \theta, \quad (2.12)$$

donde, θ es el ángulo entre la dirección de fácil magnetización, generalmente conocido como eje c para una estructura hcp, y la magnetización del sistema.

■ Anisotropía cúbica

La anisotropía cúbica presenta tres o cuatro ejes de simetría [Miltat and Donahue, 2007], conocidos como ejes fáciles de magnetización, y puede ser expresada como

$$E_{a,cubica} = \int_V [K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 (m_x^2 m_y^2 m_z^2)] dV, \quad (2.13)$$

donde, K_1 y K_2 son los coeficientes de anisotropía del material, los que se obtienen experimentalmente. El campo de anisotropía cúbica asociado con esta energía se puede expresar como

$$\mathbf{H}_{a,cubica} = -\frac{2D}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{M}, \quad (2.14)$$

donde, D es una matriz con la forma

$$D = \begin{pmatrix} K_1 (m_y^2 + m_z^2) + K_2 m_y^2 m_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & K_1 (m_x^2 + m_z^2) + K_2 m_x^2 m_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & K_1 (m_x^2 + m_y^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

2.2.3. Energía magnetostática

La energía magnetostática se debe a la interacción de los momentos magnéticos de la muestra con el campo magnetostático generado a su vez por los mismos momentos magnéticos, es decir, es la interacción de la magnetización de la muestra con su propio campo, generalmente conocido como *campo demagnetizante*. La energía magnetostática busca reducir las cargas magnéticas del sistema, y se define como

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV, \quad (2.16)$$

donde, \mathbf{H}_d es el campo magnetostático y \mathbf{M} es la magnetización de la muestra. El factor $1/2$ se introduce debido al doble conteo de las interacciones entre los momentos magnéticos [Jackson, 1962]. El campo magnetostático puede obtenerse a partir de la ecuación de Maxwell $\nabla \times \mathbf{M} = 0$

$$\mathbf{H}_d = -\nabla U_d, \quad (2.17)$$

donde, U_d es el potencial magnetostático, el cual satisface $\nabla^2 U_d = 4\pi \nabla \cdot \mathbf{M}$ dentro de la estructura y $\nabla^2 U_d = 0$ fuera de la misma. Para obtener este potencial, se considerará la condición de borde expresada como

$$\frac{\partial U_{d,1}}{\partial \mathbf{n}} - \frac{\partial U_{d,2}}{\partial \mathbf{n}} = 4\pi \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}, \quad (2.18)$$

donde, $U_{d,1}$ ($U_{d,2}$) es el potencial magnetostático dentro (fuera) de la estructura y \mathbf{n} es un vector perpendicular a la superficie. De esta forma, se puede hacer una analogía con electrostática, donde consideraremos que el campo magnetostático está producido por cargas volumétricas ρ y cargas superficiales σ [Miltat and Donahue, 2007] dadas por

$$\rho = -\nabla \cdot \mathbf{M}, \quad \sigma = -\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}. \quad (2.19)$$

Es importante considerar que estas cargas magnéticas son las responsables de que los dominios magnéticos grandes se dividan en múltiples dominios menores, generando paredes de dominio entre ellos [Weiss, 1907]. Así, podemos definir que el potencial magnetostático estará dado por:

$$U_d = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS'. \quad (2.20)$$

Si reemplazamos esta expresión en la Ec. 2.17, entonces podemos escribir el campo magnetostático producido por la estructura como

$$\mathbf{H}_d = -\frac{1}{4\pi} \int_V \nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS', \quad (2.21)$$

de forma que la energía magnetostática será finalmente

$$E_d = \frac{1}{8\pi} \mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \left[\int_V \nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \int_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS' \right] dV. \quad (2.22)$$

Como mencionamos anteriormente, para reducir la energía magnetostática el sistema dividirá su magnetización en múltiples dominios magnéticos [Landau and Lifshitz, 1960, Aharoni, 1996]. En la Fig. 2.2(a) tenemos un monodominio magnético que minimiza su energía de intercambio a costa de un aumento considerable de su energía magnetostática. Cuando el dominio se divide en dos (ver Fig. 2.2(b)), la energía magnetostática se reduce, debido a que disminuyen las líneas de campo fuera del sistema, pero aumenta la energía de intercambio, ya que se genera una pared de dominio entre los dos dominios donde varía la dirección de la magnetización de los momentos magnéticos. Finalmente, el sistema reduce aún más su energía magnetostática al generar dos nuevos dominios (ver Fig. 2.2(c)), produciendo que no salgan líneas de campo fuera de la estructura. Sin embargo, es importante considerar que en este caso aparecen nuevas paredes de dominio, lo que significará un aumento de la energía de intercambio del sistema. De esta forma, la configuración de mínima energía del sistema resultará de la competencia entre el número de dominios (que reducen la energía magnetostática) y el número de paredes de dominio (que aumentan la energía de intercambio).

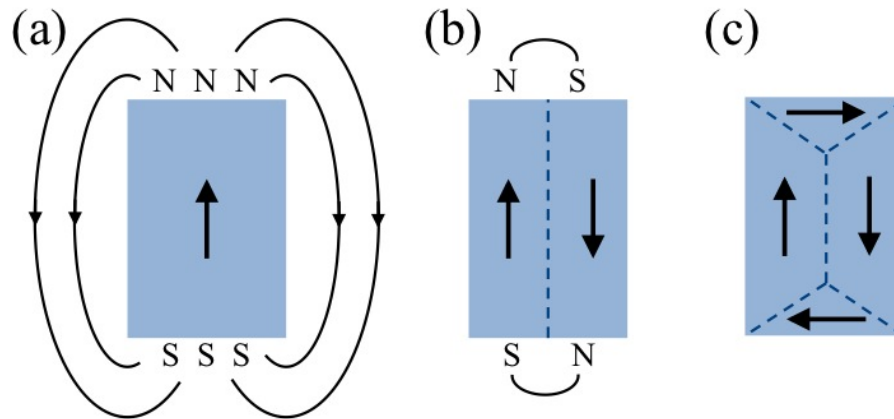


Figura 2.2: Representación esquemática de la minimización de la energía magnetostática al dividir un monodominio en múltiples dominios pequeños.

Es importante mencionar que la energía magnetostática es equivalente a la anisotropía de forma de un sistema, obteniendo que para estructuras esféricas se obtiene un comportamiento isotrópico, donde esta estructura no presenta anisotropía de forma. Sin embargo, para estructuras no esféricas, aparecen una o más direcciones de fácil magnetización debido a la forma de la estructura.

2.2.4. Energía de Zeeman

La energía de Zeeman considera la interacción entre la magnetización y un campo magnético externo. En particular, esta interacción favorecerá la alineación de los momentos magnéticos con el campo magnético externo. La energía de Zeeman puede ser expresada como

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} dV, \quad (2.23)$$

donde, \mathbf{H} es el campo magnético externo aplicado, \mathbf{M} es la magnetización del sistema y μ_0 es la permeabilidad del vacío.

2.3. Curva de histéresis

En el marco de esta tesis estamos interesados en investigar materiales ferromagnéticos, los que exhiben un fenómeno de histéresis magnética que depende del campo magnético externo y la historia magnética del material. En particular, la curva de histéresis se obtiene al graficar la magnetización de un material en función del campo magnético externo [Bertotti, 1998]. La Fig. 2.3(a) exhibe una curva de histéresis que muestra los hitos

más importantes de ésta. Cuando se aplica un campo suficientemente grande, la muestra estará saturada con una magnetización de saturación, M_s . A medida que se disminuye el campo magnético externo, la magnetización de la muestra también disminuye hasta llegar a una magnetización de remanencia, M_r , en la ausencia de campo externo. Finalmente, será necesario aplicar un campo en la dirección contraria, denominado campo coercitivo, H_c , para lograr desmagnetizar la muestra, es decir, que no exhiba magnetización alguna.

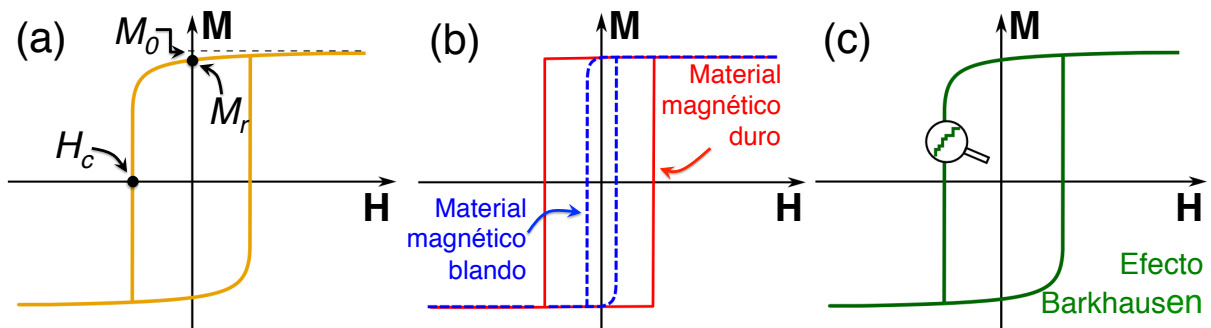


Figura 2.3: (a) Curva de histéresis destacando su coercividad, H_c , remanencia, M_r , y magnetización de saturación, M_s . (b) Representación esquemática de la curva de histéresis para un material magnéticamente blando (línea discontinua azul) y duro (línea continua roja). (c) Curva de histéresis mostrando los saltos de Barkhausen.

Los materiales magnéticos pueden clasificarse en materiales magnéticamente blandos o duros (ver Fig. 2.3(b)), dependiendo del ancho de la curva de histéresis (o coercividad). Por un lado, los materiales blandos pueden ser usados en electroimanes, motores y transformadores. Éstos exhiben una coercividad baja, pero una alta permeabilidad. Por otro lado, los materiales duros pueden ser usados en sistemas de grabación magnética o como imanes permanentes. Éstos exhiben una coercividad y remanencia alta. La coercividad de la curva de histéresis debe ser suficientemente grande para evitar pérdida de información, pero lo suficientemente pequeña como para que el medio de grabación pueda ser reutilizado [Bertotti, 1998]. Además, el área encerrada por la curva de histéresis representa la energía disipada en forma de calor por el material.

Finalmente, los saltos de Barkhausen son los cambios discontinuos de la magnetización de una curva de histéresis, representados en forma esquemática en la Fig. 2.3(c) [Barkhausen, 1919].

2.4. Mecanismos de reversión de la magnetización

Como vimos anteriormente, Weiss postuló la existencia de regiones en el material con magnetización uniforme, zonas a las que denominó dominios magnéticos [Hubert

and Schäfer, 2009]. Los dominios magnéticos aparecen debido a la interacción de intercambio, que trata de alinear paralelamente los momentos magnéticos. El tamaño de los dominios magnéticos dependerá del material y su historia magnética. Por otro lado, la región de transición entre dos dominios magnéticos se denomina pared de dominio. Esta interfaz entre dos regiones con magnetizaciones opuestas permite que la magnetización varíe gradualmente tal y como muestra la Fig. 2.4. El tamaño de la pared de dominio depende principalmente de la competencia entre la anisotropía y la energía de intercambio del sistema.



Figura 2.4: Representación esquemática del ancho de una pared de dominio.

Pueden aparecer distintas configuraciones de la magnetización en función de la geometría.

2.4.1. Modos de reversión en estructuras rectangulares

En estructuras rectangulares se pueden apreciar las distintas configuraciones que pueden aparecer durante su proceso de reversión de la magnetización [Rave and Hubert, 2000], tal y como muestra la Fig. 2.5.

Las configuraciones observadas en estructuras rectangulares han sido divididas en dos grupos:

- **Magnetización de remanencia baja:** Estados de equilibrio Landau, diamante y cross-tie, tal y como muestra las Figs. 2.5(a), 2.5(b) y 2.5(c), respectivamente.
- **Magnetización de remanencia alta:** Estados de equilibrio C, S y flor, tal y como muestra las Figs. 2.5(d), 2.5(e) y 2.5(f), respectivamente.

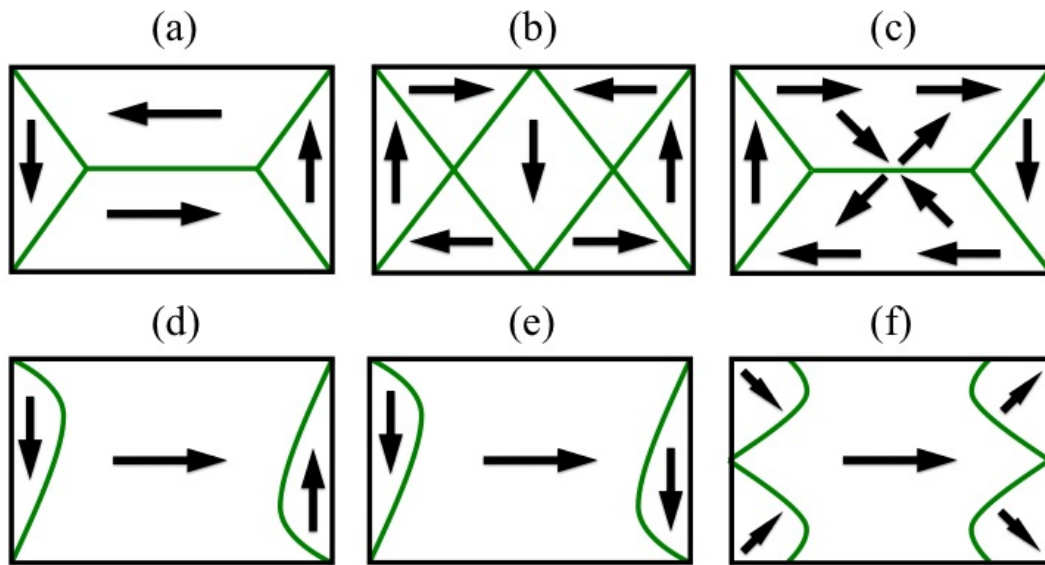


Figura 2.5: Configuraciones observadas en estructuras rectangulares, tales como (a) Landau, (b) diamante, (c) cross-tie, (d) C, (e) S y (f) flor. Las flechas esquematizan la orientación de la magnetización.

2.4.2. Modos de reversión en estructuras cilíndricas

En el caso de las estructuras cilíndricas infinitamente largas, existen diferentes modos de reversión cuando se aplica un campo magnético a lo largo del eje fácil en una dirección opuesta a la magnetización [Coe, 2010].

Las configuraciones observadas en estructuras cilíndricas han sido divididas en tres grupos:

- *Modo de rotación coherente (C)*: Exhibe una magnetización uniforme para todos los ángulos, y todos los momentos magnéticos giran al mismo tiempo, tal y como muestra la Fig. 2.6(a).
- *Modo de reversión tipo transversal (T)*: Este modo de reversión genera una magnetización perpendicular al eje de la estructura cilíndrica, con dirección transversal tal y como muestra la Fig. 2.6(b).
- *Modo de reversión tipo vórtice (V)*: Este modo de reversión genera una magnetización perpendicular al eje de la estructura cilíndrica, con un estado vórtice tal y como muestra la Fig. 2.6(c).

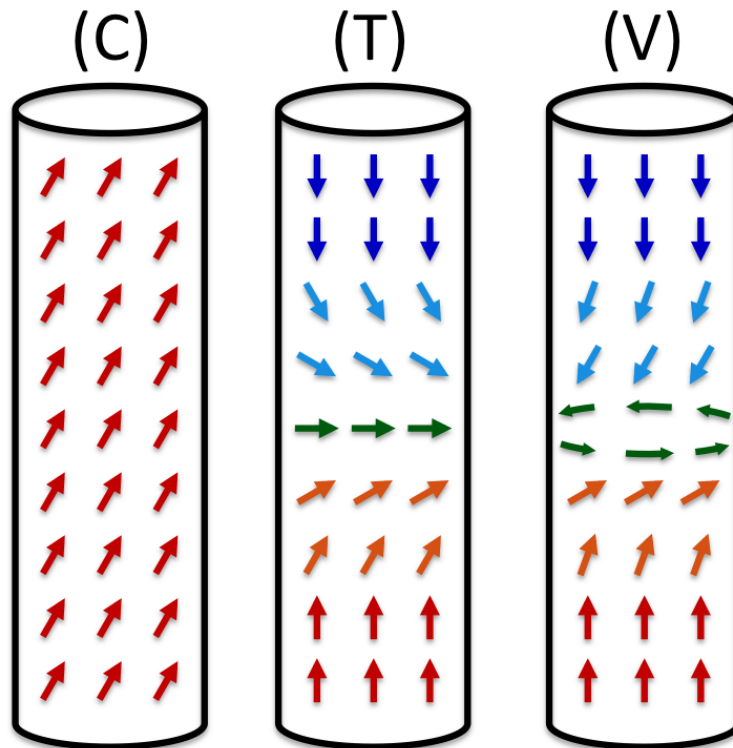


Figura 2.6: Configuraciones observadas en estructuras cilíndricas, tales como (a) coherente (C), (b) transversal (T) y (c) vórtice (V).

Por otra parte, los anillos circulares poseen modos de reversión de la magnetización que dependen del ancho y espesor del anillo [Castaño et al., 2003].

Las configuraciones observadas en estas estructuras han sido divididas en dos grupos:

- *Modo tipo cebolla:* Este modo de reversión corresponde a la circulación opuesta de la magnetización en cada mitad del anillo, tal y como muestra la Fig. 2.7(a). Las paredes de dominio formadas coinciden en las puntas, lo que se conoce como head-to-head, o en las colas, lo que se conoce como tail-to-tail.
- *Modo tipo vórtice:* Este modo de reversión corresponde a la circulación continua de la magnetización en el anillo, tal y como muestra la Fig. 2.7(a). Las paredes de dominio se caracterizan por una quiralidad horaria (CW) o antihoraria (CCW).

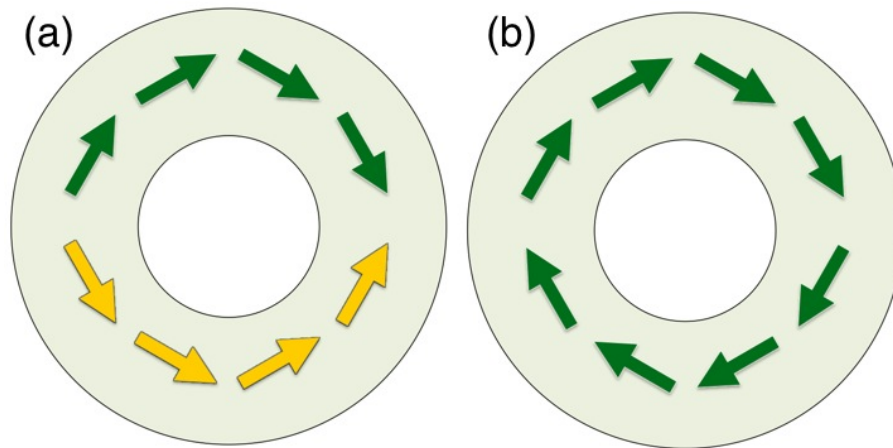


Figura 2.7: Configuraciones observadas en estructuras cilíndricas con forma de anillo, tales como (a) estado cebolla y (b) vórtice.

2.5. Micromagnetismo numérico: OOMMF

Es importante señalar que existen pocos casos que pueden resolverse analíticamente, como son algunos problemas de paredes de dominio, problemas de nucleación, entre otros. En la mayoría de los casos será necesario realizar simulaciones numéricas, las que resultan fundamentales para investigar curvas de histéresis, identificando el mecanismo de reversión de la magnetización para cada valor de campo magnético.

El programa *OOMMF* (Object Oriented Micromagnetic Framework) realiza simulaciones micromagnéticas resolviendo la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) para cambiar la evolución temporal del sistema y el comportamiento dinámico de su magnetización. Además, es un programa numérico de dominio público desarrollado en el Laboratorio de Tecnología de Información (DIT) perteneciente al National Institute of Standards and Technology (NIST), siendo sus principales contribuyentes Mike Donahue y Don Potter [Donahue and Porter, 2002].

El diseño del programa fue realizado para ser portátil y flexible, donde cada usuario pueda desarrollar un nuevo código, así como también cambiar la entrada/salida dependiendo del problema debido a que las simulaciones micromagnéticas siguen evolucionando. El programa es completamente funcional, con una interfaz de herramientas asociadas. El código está escrito en el lenguaje C++ y Tcl/Tk, permitiendo que el usuario pueda cambiar el código a tres niveles diferentes:

- *Primer nivel o nivel superior*: los programas individuales interactúan a través de proto-

colos definidos por conectores de red, los cuales se conectan de diferentes maneras a la interfaz del usuario y pueden añadir nuevos módulos.

- *Segundo nivel o nivel medio*: el script Tcl/Tk permite modificaciones, permitiendo su importación y ejecución en el programa.
- *Tercer nivel o nivel bajo*: se puede modificar en C++.

El código micromagnético desarrollado por Donahue y Potter [Donahue and Potter, 2002] resuelve la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) a través de la solución de ecuaciones diferenciales de primer orden (ODE) mediante el método de Euler. La ecuación diferencial de primer orden amortiguada relaja los espines en 3D en una malla con celdas rectangulares en 2D, utilizando la transformada rápida de Fourier (FFT) para calcular el campo desmagnetizante (Demag) [Yuan and Bertram, 1992, Hayashi et al., 1996, Ferré, 1997]. Además, asume condiciones de contorno tipo Neumann. Elementos con forma arbitraria pueden ser modelados, así como también se puede variar la anisotropía, campo aplicado y la magnetización inicial.

La magnetización en el sistema dependerá del espacio/tiempo. El sistema se discretiza a través del método de diferencias finitas [Berkov et al., 1993], donde se considera que el volumen del sistema $V = xyz$ se divide en n_x , n_y y n_z bloques de tamaños iguales $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Además, se considera que la magnetización es homogénea dentro de cada una de estas celdas, por lo que todos los momentos magnéticos dentro de una celda se comportan como un único vector de magnetización, \mathbf{m} . El programa considera celdas cúbicas, que permiten el uso de algoritmos de convolución que son rápidos para calcular el campo desmagnetizante, pero que presentan algunas dificultades para discretizar geometrías curvas, como los cilindros. Sin embargo, se puede disminuir los errores de bordes usando tamaños de celdas pequeñas. Además, es importante considerar que el tamaño de la celda debe ser menor que la longitud de intercambio del material simulado [Seberino and Bertram, 2001, Tsiantos et al., 2002, Kronmüller and Fähnle, 2009], la cual está dada por

$$\ell = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_0^2}}, \quad (2.24)$$

donde, A es la constante de intercambio y M_0 es la magnetización de saturación. Es importante tener en cuenta que el tamaño de la celda influye en el tiempo de ejecución de la simulación, por lo que al reducir el tamaño de la celda el tiempo de simulación aumenta considerablemente.

A partir de la Fig. 2.8 podemos estudiar el efecto del tamaño de la celda sobre un sistema curvo. La Fig. 2.8(a) exhibe una discretización gruesa, por lo que la geometría estudiada parece más un rectángulo que un cilindro. A medida que disminuimos el tamaño

de la celda, comienza a aparecer la estructura cilíndrica. De esta forma podemos concluir que el tamaño de la celda no sólo debe ser inferior a la longitud de intercambio, sino que además ser lo suficientemente pequeña para describir la curvatura de la geometría que se quiere estudiar.

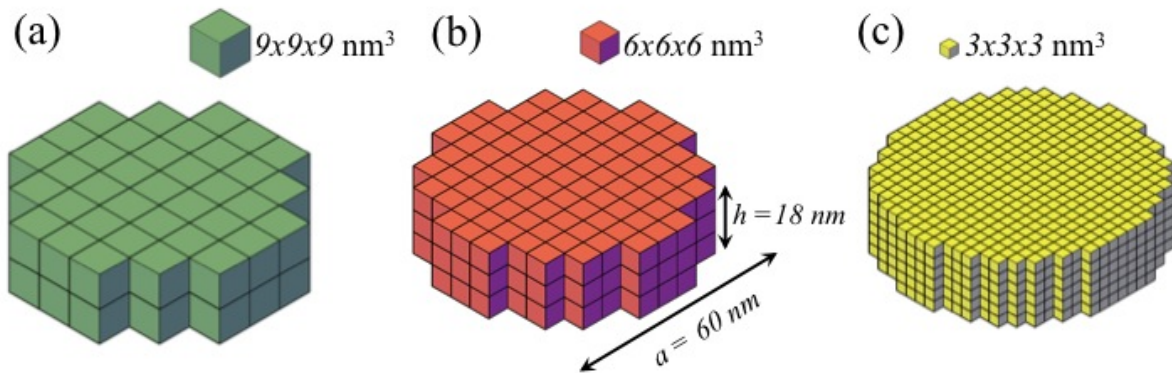


Figura 2.8: Representación esquemática del efecto del tamaño de la celda sobre la discretización de una geometría cilíndrica con radio $a = 60 \text{ nm}$ y largo $h = 18 \text{ nm}$. Los tamaños de celda utilizados son (a) $9 \times 9 \times 9 \text{ nm}^3$, (b) $6 \times 6 \times 6 \text{ nm}^3$ y (c) $3 \times 3 \times 3 \text{ nm}^3$.

Capítulo 3

Nanoestructuras elípticas y con forma de estadio

En este capítulo investigamos mediante simulaciones micromagnéticas las propiedades magnéticas de nanoestructuras elípticas y con forma de estadio como función de sus parámetros geométricos. Parte de los resultados presentados en este capítulo han sido publicados en la Ref. [Corona et al., 2012].

3.1. Geometría del sistema

Como mencionamos anteriormente, nosotros estamos interesados en investigar nanoestructuras elípticas y con forma de estadio definidas por un espesor $h = 20$ nm, un eje mayor b , un eje menor a ($a = 80, 120$ y 160 nm), con $\delta = a/b$ (ver Fig. 3.1).

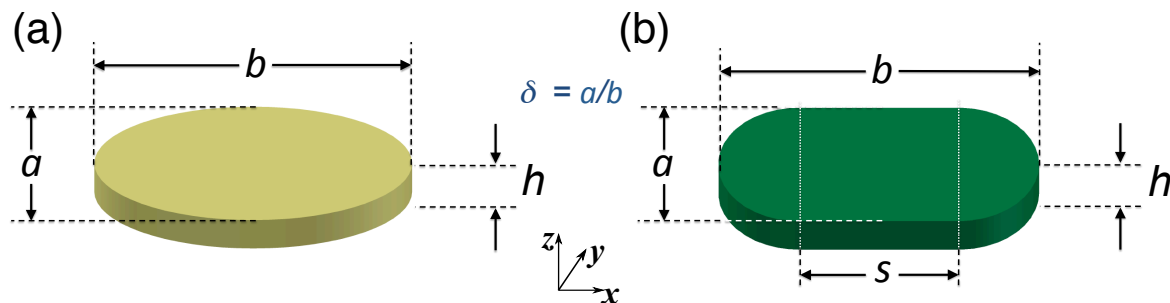


Figura 3.1: Caracterización geométrica de nanoestructuras elípticas (a) y con forma de estadio (b). En estas figuras se describen los parámetros geométricos usados para describir ambas nanoestructuras.

En el caso de un cilindro circular está representado por $\delta = 1,0$ mientras que nanoestructuras muy alargadas estarán caracterizadas por un δ cercano a $0,0$, tal y como muestra la Fig. 3.1. La nanoestructura con forma de estadio considera la unión de un rectángulo con lados a y s , y un círculo de diámetro a (ver Fig. 3.1(b)). Cuando nosotros variamos el parámetro δ , mantenemos constante el diámetro del círculo y variamos el lado s del rectángulo. De esta forma, una nanoestructura con forma de estadio se parece a una elipse para δ cercanos a uno, y a un rectángulo para δ cercanos a cero.

3.2. Simulaciones micromagnéticas

Las simulaciones micromagnéticas se realizaron usando el programa OOMMF [Donahue and Porter, 2002], considerando nanoestructuras no interactuantes de Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), cuyos parámetros magnéticos están dados por la constante de intercambio $A = 13 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ y una magnetización de saturación $M_0 = 860 \times 10^3 \text{ A/m}$. Además, como estamos interesados en muestras policristalinas, la anisotropía cristalina será muy pequeña y puede ser despreciada. Para todas las simulaciones hemos considerado celdas de $2 \times 2 \times 2 \text{ nm}^3$, menores que la longitud de intercambio del $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, dada por $\ell_{\text{ex}} = 5,3 \text{ nm}$ (Anexo A). Además, todas las simulaciones se considerarán en un régimen cuasiestático con una constante de amortiguamiento de $\alpha = 0,5$ para tener rápida convergencia y se aplico un campo magnético externo en un ángulo θ con respecto al eje mayor de las nanoestructuras (eje x), donde θ puede variar entre 0° y 90° .

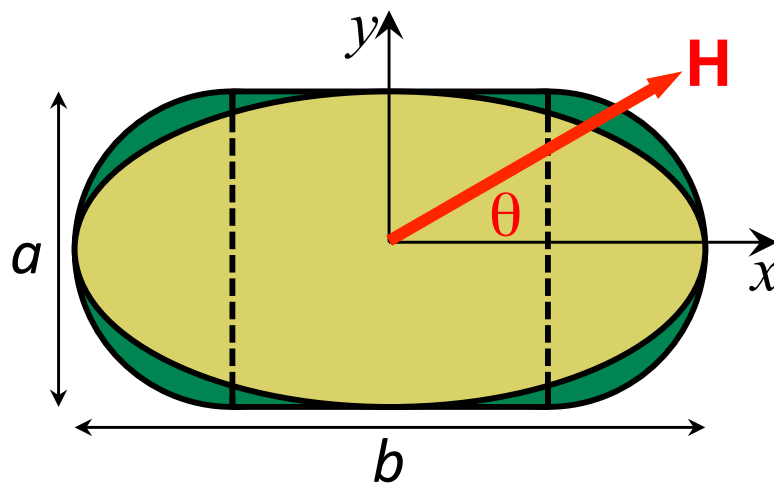


Figura 3.2: Comparación geométrica entre una nanoestructura elíptica y otra con forma de estadio. Además se introduce el campo magnético externo el cual se aplica formando un ángulo θ con respecto al eje mayor de las nanoestructuras (eje x).

3.3. Resultados y discusiones

3.3.1. Campo magnético aplicado paralelo al eje x

Comenzamos investigando el rol de la geometría sobre el mecanismo de reversión de la magnetización. La Fig. 3.3 muestra las curvas de histéresis para $h = 20$ nm, distintos ejes menores $a = 80, 120$ y 160 nm, y para valores diferentes de δ . La figura muestra nuestros resultados para nanoestructuras elípticas (ver Fig. 3.3 (izquierda)) y con forma de estadio (ver Fig. 3.3 (derecha)) para diferentes valores de δ , que van desde $\delta = 0,3$, que representa una estructura elongada, hasta $\delta = 0,9$, que corresponde a casi un cilindro circular. De esta manera, al aumentar δ , que está asociado a un aumento de la anisotropía de forma, se evidencia una fuerte disminución de la coercividad para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio. El efecto de cambiar δ , asociado a cambios en la geometría, es más intenso para estructuras elípticas.

En el caso de nanoestructuras elípticas delgadas con $\delta \leq 0,6$, las curvas de histéresis se parecen a las curvas de histéresis cuadradas que exhiben los nanohilos. Para $\delta = 0,9$ aparece un cuello en la curva de histéresis que evidencia que el proceso de reversión de la magnetización ocurre mediante la nucleación y propagación de un vórtice (ver Fig. 3.4(c)). Las curvas de histéresis para las nanoestructuras con forma de estadio son menos sensibles a las variaciones de δ .

A partir de estas curvas podemos concluir que la coercividad está influenciada fuertemente por δ . Para comprender mejor este comportamiento, en la Fig. 3.4 mostramos imágenes de la configuración de la magnetización para campo $\mathbf{H} = -0,6 \hat{i}$ kOe para nanoestructuras elípticas (Fig. 3.4 (superior)) y con forma de estadio (Fig. 3.4 (inferior)) con $h = 20$ nm, $a = 80$ nm y distintos valores de δ . A partir de la Fig. 3.4(e) observamos que para las nanoestructuras con forma de estadio con $\delta = 0,6$, la reversión de la magnetización ocurre a través de la nucleación y propagación de un vórtice, pero bastante deformado de acuerdo a la geometría de la estructura. Para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio con $\delta = 0,9$ (ver Figs. 3.4 (c) y 3.4(f)) observamos que la reversión ocurre mediante la nucleación y propagación de un vórtice. Sin embargo, aunque los procesos de reversión de la magnetización son similares, las coercividades son bastante diferentes, debido principalmente a las distintas anisotropías de forma de las nanoestructuras elípticas y con forma de estadio.

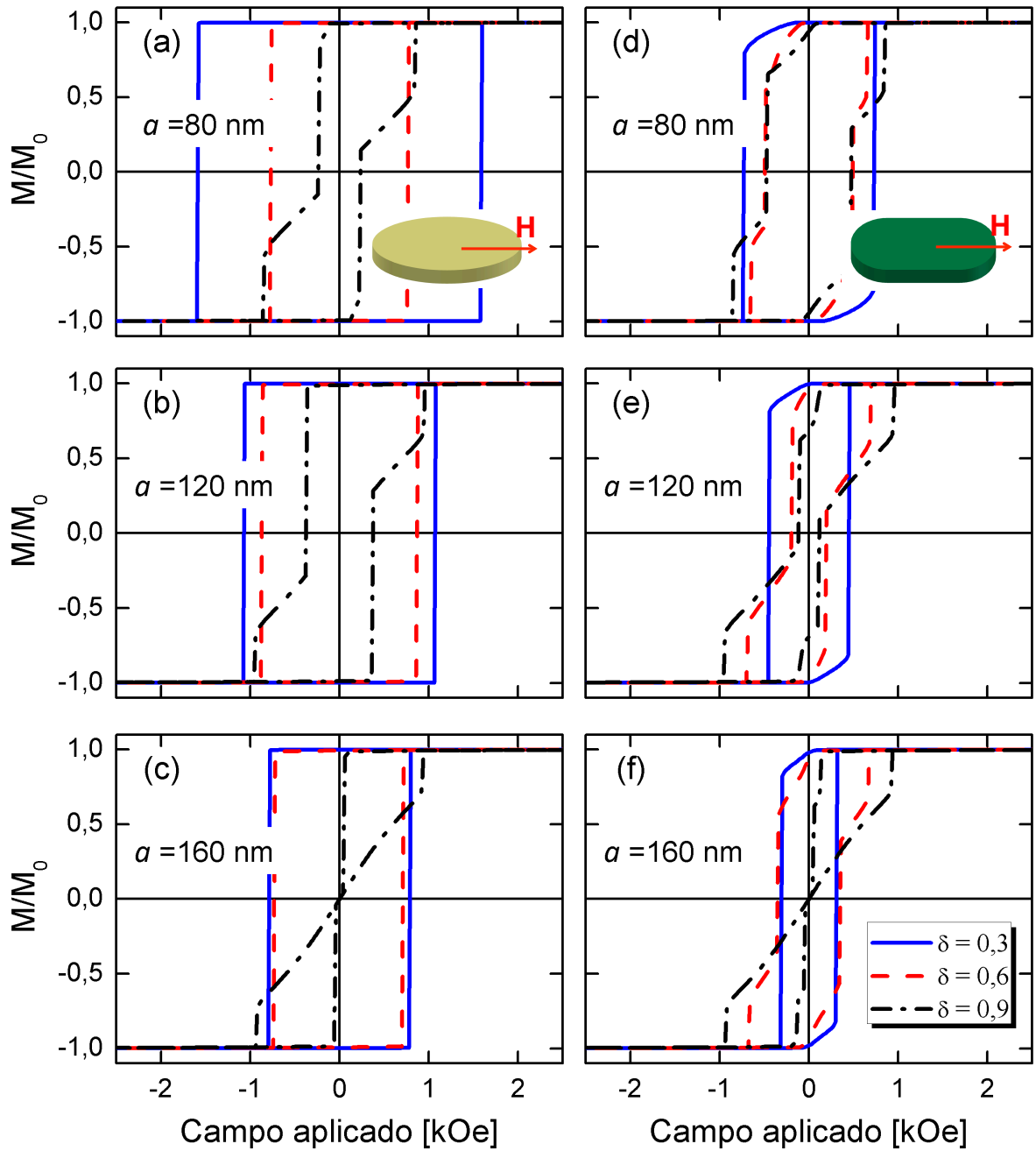


Figura 3.3: Curvas de histéresis para nanoestructuras elípticas (izquierda) y con forma de estadio (derecha) para distintos valores de a como función de δ . Las curvas se obtuvieron con un campo magnético aplicado paralelo al eje x .

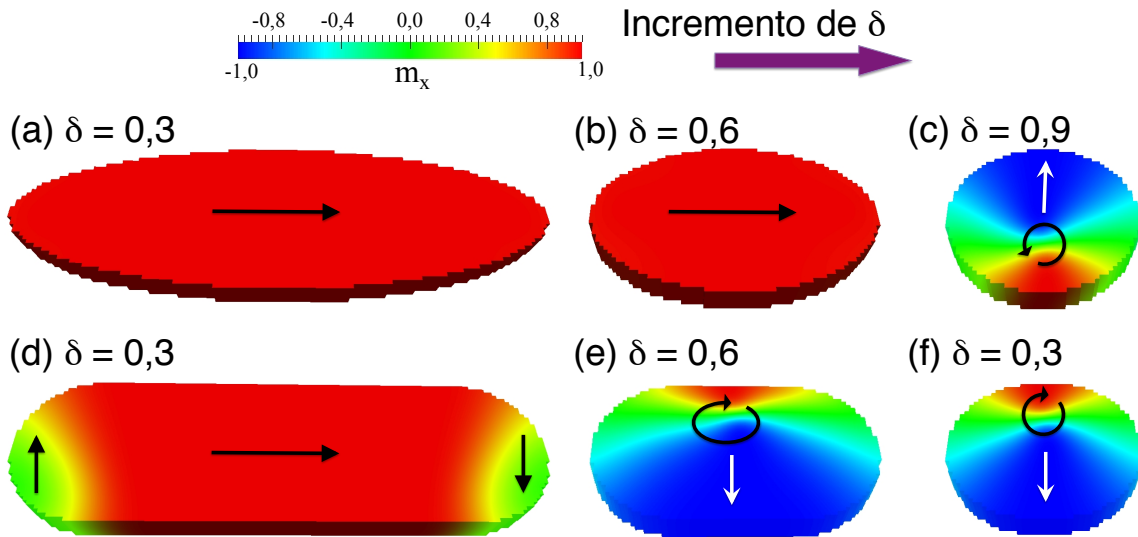


Figura 3.4: Configuraciones de magnetización estable correspondientes al campo $\mathbf{H} = -0,6 \hat{i}$ kOe para nanoestructuras elípticas con (a) $\delta = 0,3$, (b) $\delta = 0,6$ y (c) $\delta = 0,9$, y con forma de estadio con (d) $\delta = 0,3$, (e) $\delta = 0,6$ y (f) $\delta = 0,9$.

En la Fig. 3.5 (imágenes superiores) presentamos nuestros resultados para la coercividad mostrando el fuerte impacto que tiene la geometría del sistema. Comenzamos desde estructuras alargadas ($\delta = 0,1$), para las cuales la coercividad es grande. Si aumentamos δ para un eje menor a fijo, la coercividad disminuye rápidamente para el caso de nanoestructuras elípticas (ver Fig. 3.5 (a)), mientras que para el caso de las nanoestructuras con forma de estadio, esta disminución es más lenta (Fig. 3.5 (c)). De hecho, para valores menores a $\delta = 0,5$, la coercividad es casi constante para estas últimas. Las coercividades para las estructuras elípticas son casi tres veces mayores para δ pequeños que los valores obtenidos para las estructuras con forma de estadio. Así, aunque ambas estructuras exhiban geometrías similares, sus propiedades magnéticas son muy diferentes. Estas diferencias pueden ser adscritas al comportamiento similar existente entre las nanoestructuras elípticas alargadas y los nanohilos magnéticos.

En la Fig. 3.5 (imágenes inferiores) se gráfica la remanencia obtenida a partir de nuestras simulaciones para distintos valores de a y δ . Notamos que la remanencia cae drásticamente para valores grande de δ . El comportamiento no monótono de la coercividad y la remanencia es el resultado de una competencia entre la anisotropía de forma y la interacción de intercambio, que resulta en la presencia de diferentes modos de reversión como función de δ .

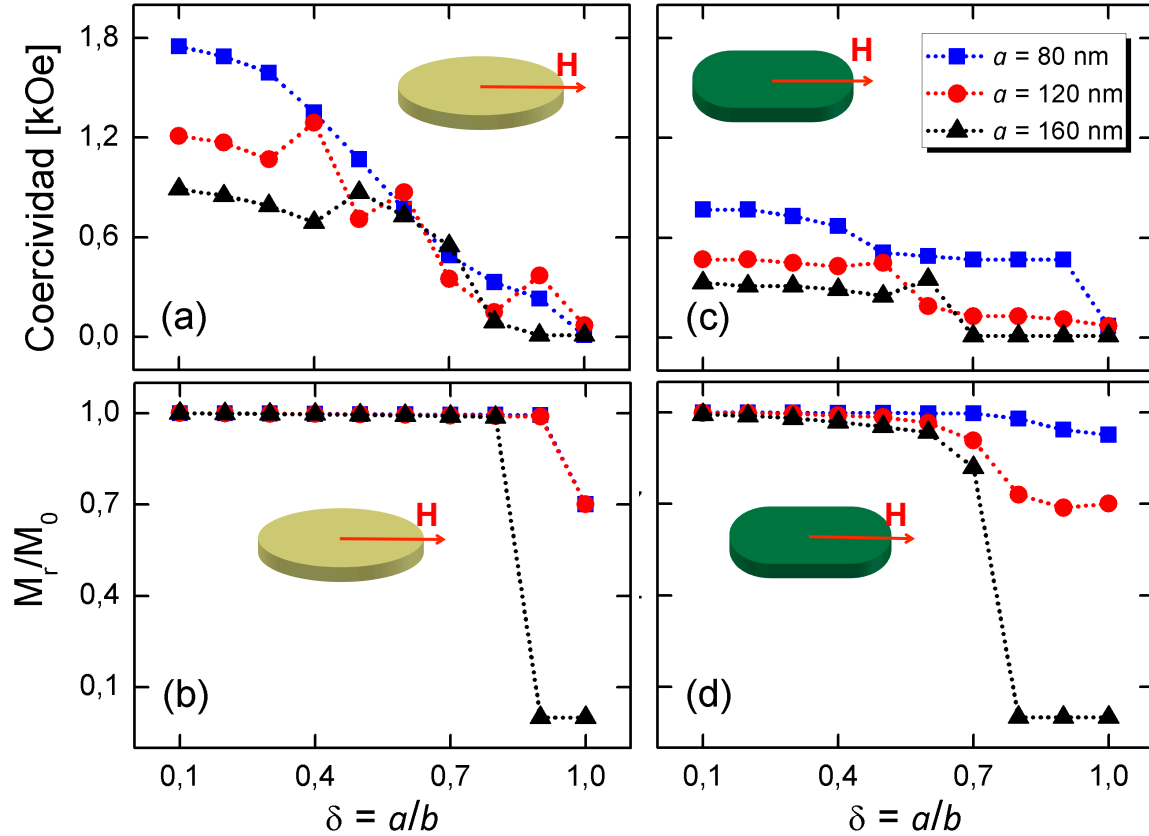


Figura 3.5: Coercividad (imágenes superiores) y remanencia (imagenes inferiores) para nanoestructuras elípticas (derecha) y con forma de estadio (izquierda) como función de δ , cuando se aplica un campo externo paralelo el eje x , y para diferentes valores del eje menor a .

3.3.2. Dependencia angular de la coercividad

Un aspecto interesante para explorar es la dependencia angular de la magnetización. Nuestros resultados para cuatro valores de θ diferentes se muestran en la Fig. 3.6 para $h = 20$ nm, $a = 80$ nm y diferentes valores de δ . Aparece un comportamiento anhisterético para $\theta = 90^\circ$ en nanoestructuras elípticas, que no se observa en las estructuras con forma de estadio. Aunque ambas geometrías, estadios y elipses, son similares, como mencionamos anteriormente, las nanoestructuras elípticas alargadas exhiben un comportamiento similar a los nanohilos para $\delta \leq 0,6$, dando origen a lo observado en esta figura.

Para comprender mejor el comportamiento observado en las nanoestructuras con forma de estadio, en la Fig. 3.7 mostramos imágenes de los modos de reversión cuando el campo magnético se aplica paralelo, $\theta = 0^\circ$ (Fig. 3.7 (superior)) y perpendicular, $\theta = 90^\circ$ (Fig. 3.7 (inferior)) al eje x de la nanoestructura con $h = 20$ nm, $a = 80$ nm y distintos valores de δ . A partir de la Figs. 3.7(b) y 3.7(c) observamos que para $\theta = 0^\circ$ la reversión ocurre mediante la nucleación y propagación de un vórtice. Este vórtice se propaga paralelo al eje menor de la nanoestructura con forma de estadio. Además, a partir de la Fig. 3.7(a) observamos que para $\delta = 0,3$ y $\theta = 0^\circ$, la reversión de la magnetización inicia con un estado C y luego la reversión de la magnetización ocurre mediante la propagación de vórtices. Por otro lado, a partir de las Fig. 3.7(d) y 3.7(e), las nanoestructuras con forma de estadio revierten su magnetización para $\theta = 90^\circ$ mediante la formación de un estado S (para $\delta = 0,3$) y la propagación de un vórtice (para $\delta = 0,6$). Sin embargo, ahora el vórtice se propaga paralelo al eje mayor de la estructura. De esta forma, podemos concluir que las nanoestructuras con forma de estadio exhiben diversos modos de reversión que son estables bajo variaciones angulares del campo magnético externo.

En la Fig. 3.8 (imágenes superiores) se gráfica la coercividad como función del ángulo θ para diferentes valores de δ . Debido a la simetría de las geometrías consideradas, los resultados obtenidos para $180^\circ - \theta$ son equivalentes a los resultados para θ . En estas figuras se evidencia la disminución de la coercividad que corresponde a la transición desde un eje fácil a un eje duro a medida que aumenta θ . Para las nanoestructuras elípticas (ver Fig. 3.8 (a)), este comportamiento es monótonico mientras que para las estructuras con forma de estadio y para $\delta < 0,9$ (ver Fig. 3.8 (c)), la coercividad para ángulos pequeños aumenta y luego disminuye abruptamente hasta que se hace cero para $\theta = 90^\circ$. Así, las estructuras con forma de estadio exhiben un comportamiento no monótonico, que da origen a un máximo de coercividad para un ángulo diferente de $\theta = 0^\circ$ (que es el ángulo para el cual la coercividad es máxima en el caso de las estructuras elípticas). Este comportamiento es bastante similar al observado en nanohilos y nanotubos magnéticos, donde el comportamiento no monótonico de la coercividad como función del ángulo está asociado con una transición entre dos modos de reversión de la magnetización.

Para ángulos pequeños se observa que las nanoestructuras alargadas revierten su magnetización mediante la nucleación y propagación de paredes de dominio tipo vórtice, mientras que para ángulos grandes, este proceso ocurre mediante la propagación de paredes tipo transversal.

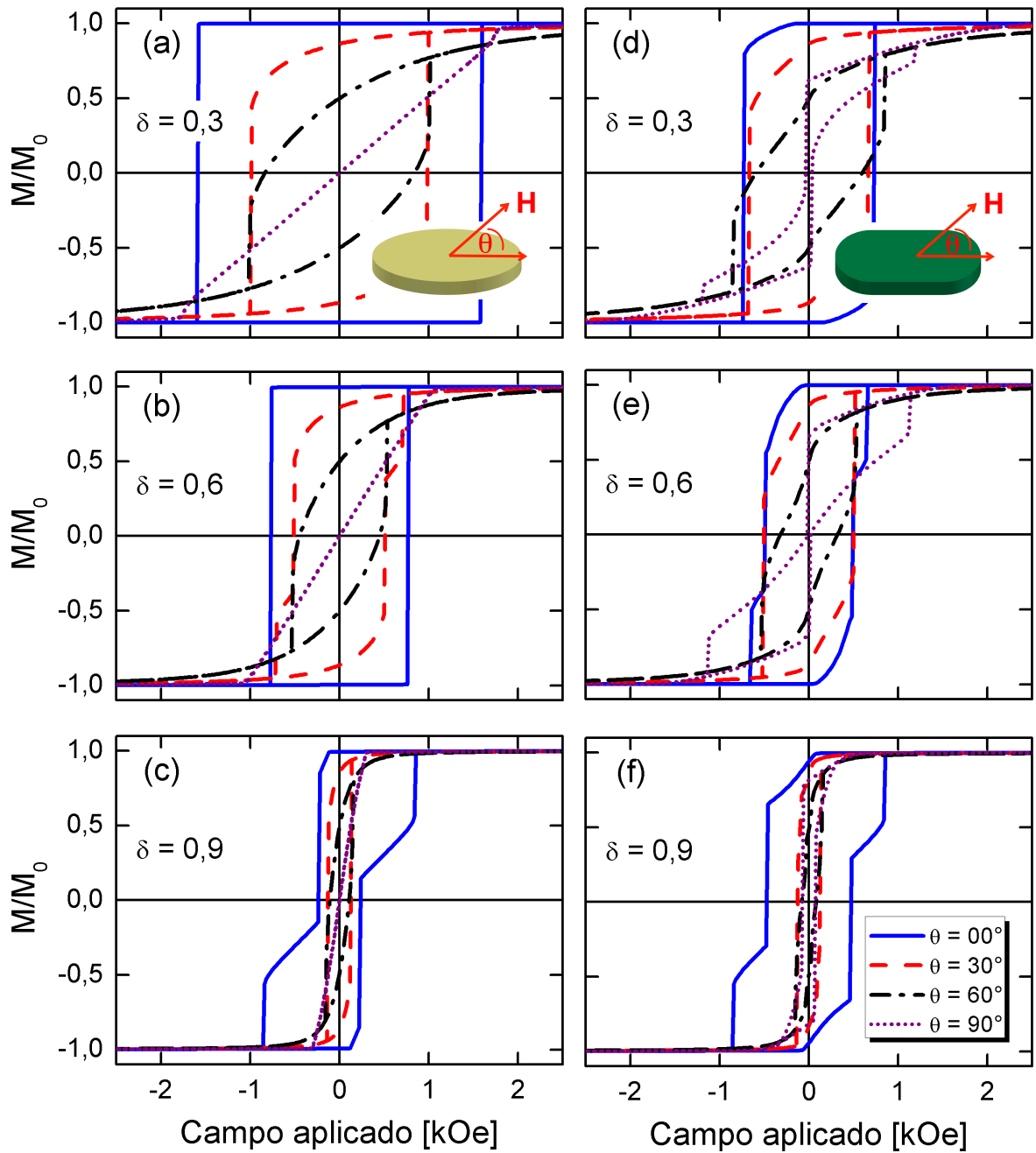


Figura 3.6: Curvas de histéresis para nanoestructuras elíptica (izquierda) y con forma de estadio (derecha), con un campo magnético en función de θ , con un eje menor $a = 80$ nm y espesor $h = 20$ nm. Para parámetros adimensionales $\delta = 0,3$ (imágenes superiores), $\delta = 0,6$ (imágenes centrales) y $\delta = 0,9$ (imágenes inferiores) con diferentes valores de θ .

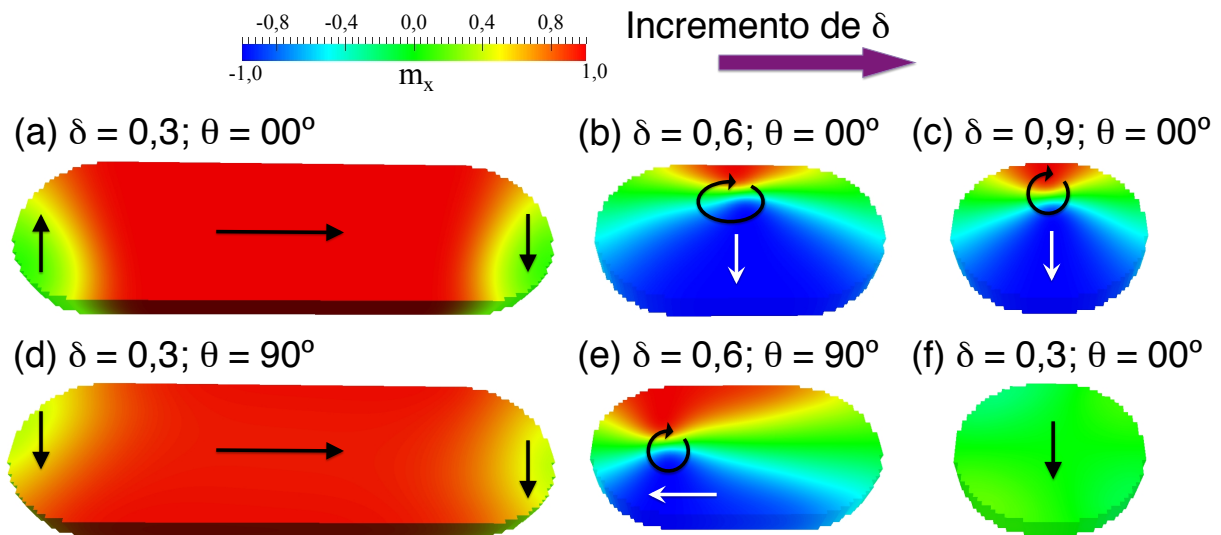


Figura 3.7: Configuraciones de magnetización estable para nanoestructuras con forma de estadio cuando el campo magnético se aplica paralelo, $\theta = 0^\circ$ (superior) y perpendicular, $\theta = 90^\circ$ (inferior) al eje x de la nanoestructura con $h = 20$ nm, $a = 80$ nm y distintos valores de δ .

En la Fig. 3.8 (imágenes inferiores) se gráfica la remanencia como función del ángulo θ para diferentes valores de δ . Nuestros resultados para la remanencia de nanoestructuras elípticas son independientes del valor de δ (ver Fig. 3.8 (b)). Sin embargo, para el caso de las estructuras con forma de estadio se observan pequeñas diferencias para valores diferentes de δ , diferencias que se evidencian para ángulos pequeños (ver Fig. 3.8 (d)).

En resumen, a partir de los resultados presentados anteriormente para las curvas de histéresis, coercividad, remanencia y dependencia angular, podemos concluir que aunque las geometrías sean similares, las diferencias en la anisotropía de forma son responsables de los comportamientos magnéticos distintos entre las nanoestructuras elípticas y con forma de estadio.

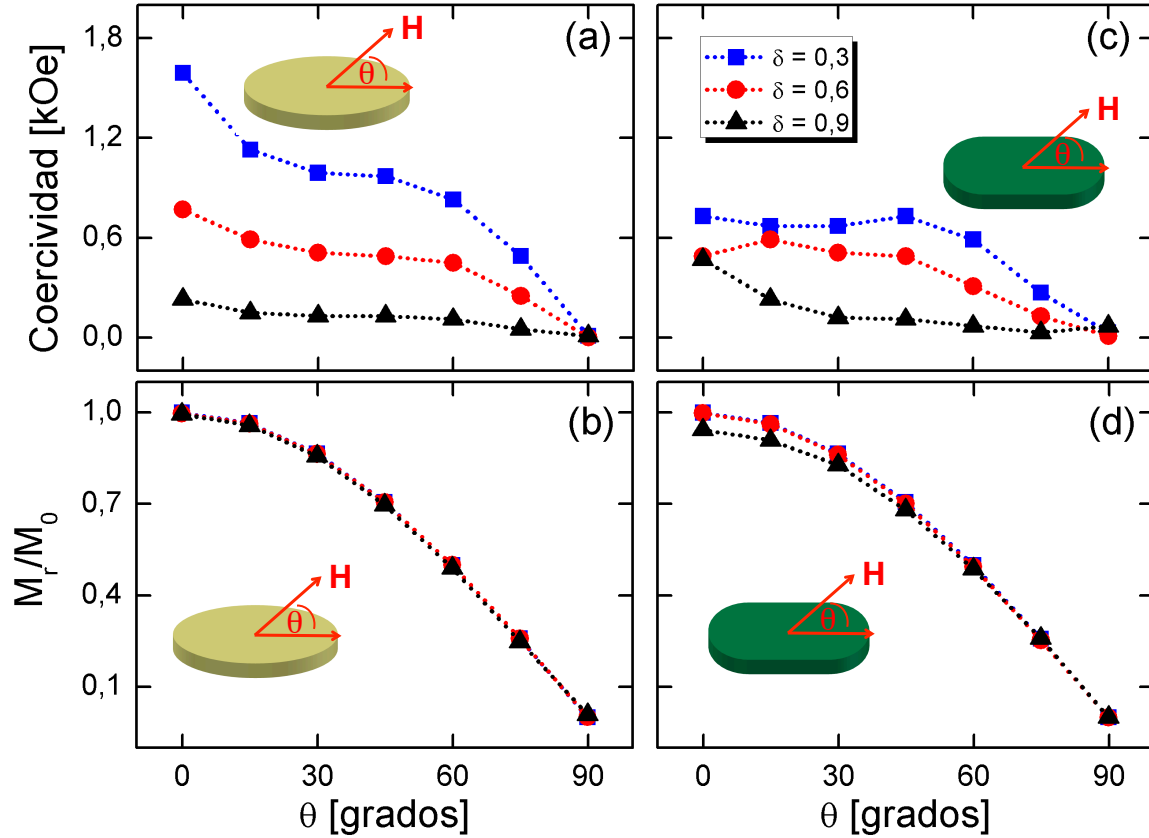


Figura 3.8: Coercividad (imágenes superiores) y remanencia (imágenes inferiores) para nanoestructuras elípticas (derecha) y con forma de estadio (izquierda) como función del ángulo θ para diferentes valores de δ .

3.4. Conclusión

Hemos investigado numéricamente las curvas de histéresis para nanoestructuras elípticas y con forma de estadio no interactuantes como función de su geometría. Los resultados presentados arriba muestran que la coercividad y la remanencia son fuertemente influenciadas por la anisotropía de forma de las nanoestructuras (definidas principalmente por el parámetro δ). Hemos notado que las coercividades obtenidas para las estructuras elípticas son casi tres veces las obtenidas para las estructuras con forma de estadio. Así, aunque a primera vista pareciera que ambas estructuras son similares, sus propiedades magnéticas son muy diferentes, mostrando el efecto de la anisotropía de forma sobre sus coercividades. Además, hemos observado que para estructuras elípticas con

$\delta \leq 0,6$, las curvas de histéresis son similares a las curvas cuadradas que describen los nanohilos, mostrando que las elipses son más similares a los hilos que las estructuras con forma de estadio. A partir de las imágenes que describen los modos de reversión de la magnetización se evidencia que para las nanoestructuras elípticas y con forma de estadio con $\delta = 0,9$, la reversión ocurre mediante la nucleación y propagación de un vórtice. Además, si continuamos disminuyendo el valor de δ , observamos que el modo de reversión continua siendo un vórtice, pero bastante más deformado. Finalmente, el gran impacto de la geometría en el comportamiento magnético de estas estructuras puede ser usado para ajustar sus propiedades magnéticas para aplicaciones específicas.

Capítulo 4

Nanoestructura con morfología hilo-anillo

En este capítulo, hemos introducido una nanoestructura magnética definida como una nanoestructura plana con morfología hilo-anillo. En particular, hemos realizado simulaciones micromagnéticas para investigar los procesos de reversión de la magnetización en estas nanoestructuras. Nos enfocamos en el comportamiento de la coercividad y remanencia, concluyendo que cambiando la geometría de estas nanoestructuras nos permite controlar sus propiedades magnéticas. Esta geometría puede ser extremadamente útil en el diseño de futuros experimentos y dispositivos. Parte de este capítulo ha sido publicado en la Ref. [Corona et al., 2014].

4.1. Geometría del sistema

La nanoestructura plana tiene un espesor h , que varía entre 25 y 100 nm y está compuesta de tres estructuras (Fig. 4.1):

- *Sección 1:* La primera es un nanohilo plano con una longitud $x_1 = 250$ nm y un ancho $y_1 = 50$ nm.
- *Sección 2:* La segunda estructura es un nanoanillo que tiene un diámetro externo $d_1 = 100$ nm y un diámetro interno d_2 variable. La razón $\beta = d_2/d_1$ está definida de forma que $\beta = 0,0$ representa un cilindro sólido y $\beta \rightarrow 1,0$ corresponde a un anillo muy delgado. En nuestro caso particular, hemos variado β entre 0,0 y 0,9.
- *Sección 3:* La tercera estructura es otro nanohilo plano con longitudes $x_2 = 150$ nm y $x_3 = 100$ nm. La forma de punta con longitud x_3 se ha introducido para hacer más difícil la nucleación de una pared de dominio en este extremo de la nanoestructura. De esta forma, nos aseguramos que la reversión de la magnetización comience por

el otro extremo del hilo o por el nanorring central, como función de los parámetros geométricos del sistema.

En el marco de esta tesis hemos investigado nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ o Co. En particular, estudiamos cuatro casos: el primer caso es cuando toda la estructura es de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, el segundo caso es cuando el nanohilo es de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ y el nanorring es de Co ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), el tercer caso es cuando toda la estructura es de Co, y finalmente el cuarto caso es cuando el nanohilo es de Co y el nanorring es de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ($\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$).

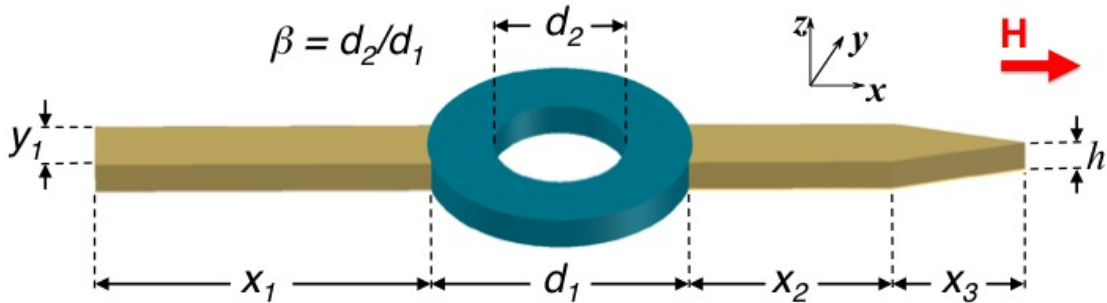


Figura 4.1: Caracterización geométrica de una nanoestructura plana con morfología hilo/anillo.

4.2. Simulaciones micromagnéticas

Las simulaciones micromagnéticas se realizaron con el programa OOMMF [Donahue and Porter, 2002], considerando nanoestructuras planas no interactuantes. Todas las simulaciones utilizaron una celda de $2 \times 2 \times 2 \text{ nm}^3$, menor que la longitud de intercambio del Permalloy $\ell_{\text{ex}}^{\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}} = 5,3 \text{ nm}$ y del Cobalto $\ell_{\text{ex}}^{\text{Co}} = 4,9 \text{ nm}$ (Anexo A). Además, hemos considerado los parámetros magnéticos estándar para el $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(\text{Co})$, incluyendo una magnetización de saturación $M_0^{\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}} = 860 \times 10^3 \text{ A/m}$ ($M_0^{\text{Co}} = 1460 \times 10^3 \text{ A/m}$), una constante de intercambio $A^{\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}} = 13 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ ($A^{\text{Co}} = 30 \times 10^{-12} \text{ J/m}$), considerando un promedio para la constante de intercambio en la interface, y una anisotropía magnetocristalina despreciable, que es una representación razonable de nanoestructuras policristalinas. Las simulaciones fueron realizadas en un régimen cuasiestático con una constante de amortiguamiento $\alpha = 0,5$ para una rápida convergencia, para acelerar las simulaciones, y consideramos un campo magnético externo aplicado a lo largo del eje mayor de la nanoestructura (eje x).

4.3. Resultados y discusiones

Se midieron curvas de histéresis para las nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo, teniendo en cuenta una composición de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Fig. 4.2 (izquierda)), $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Fig. 4.2 (derecha)), Co (Fig. 4.3 (izquierda)) y $\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$ (Fig. 4.3 (derecha)) para los espesores $h = 25, 50$ y 100 nm como función del espesor de la pared del anillo, caracterizado por el parámetro β . A partir de estas figuras, observamos que las curvas de histéresis son bastante cuadradas, exhibiendo una remanencia muy cercana a uno, y con un cambio abrupto de la magnetización, que da cuenta de que el eje de fácil magnetización está a lo largo del eje x . Además, podemos notar claramente que a medida que aumenta el espesor h de la nanoestructura (desde 25 hasta 100 nm), la coercividad disminuye independientemente del valor de β . Los casos más interesantes ocurren para $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, Co y $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con $h = 50$ nm y $\beta = 0,0$ (un cilindro sólido). Estas curvas muestran claramente dos saltos de Barkhausen definiendo un pequeño *plateau* que se origina debido a que primero revierte su magnetización el anillo, y luego el nanohilo. Curvas de histéresis similares se obtienen para $\beta \leq 0,2$. Por el contrario, para $\beta \geq 0,3$, los dos saltos llegan a ser un único salto de Barkhausen, eliminando el *plateau*, que indica que la nanoestructura revierte su magnetización a partir de uno de sus extremos.

En la Fig. 4.4 se gráfica la coercividad (izquierda) y la remanencia (derecha) como función de β para los casos donde la composición de la estructura es: (i) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, (ii) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, (iii) Co y (iv) $\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$. Observamos que en todos los casos la coercividad decrece al incrementar el espesor h de la nanoestructura plana. Además, observamos que la coercividad se mantiene casi constante independientemente del valor β . Es interesante destacar que para $h = 50$ nm existe un quiebre en la coercividad para valores entre $\beta = 0,2$ y $\beta = 0,3$ (Fig. 4.4(a) y Fig. 4.4(b)), un hecho que ha sido reflejado anteriormente como la aparición y desaparición de un *plateau*. Es importante señalar que esta nanoestructura se presenta como prometedora para potenciales aplicaciones, donde variando el ancho de la pared del anillo es posible controlar el mecanismo de reversión de la magnetización manteniendo aproximadamente constante la coercividad. Por otro lado, observamos que en todos los casos la remanencia fluctúa entre 0,9 y 1,0, independientemente de β , de los espesores h , y de la composición de la nanoestructura. Esta es una indicación clara de que el sistema continúa siendo un nanohilo con una anisotropía de forma grande a lo largo del mismo, independientemente de la existencia de un anillo. Además, los menores valores de remanencia ocurren para $h = 100$ nm y $\beta \leq 0,3$.

Para comprender mejor la aparición de un *plateau* en las curvas de histéresis (ver Fig. 4.2(b)), así como la transición abrupta que aparece en la coercividad para valores de β entre 0,2 y 0,3 (ver Fig. 4.4), en la Fig. 4.5 mostramos imágenes del proceso de reversión de la magnetización para nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. En particular, consideramos nanoestructuras con $h = 50$ nm y β variando entre

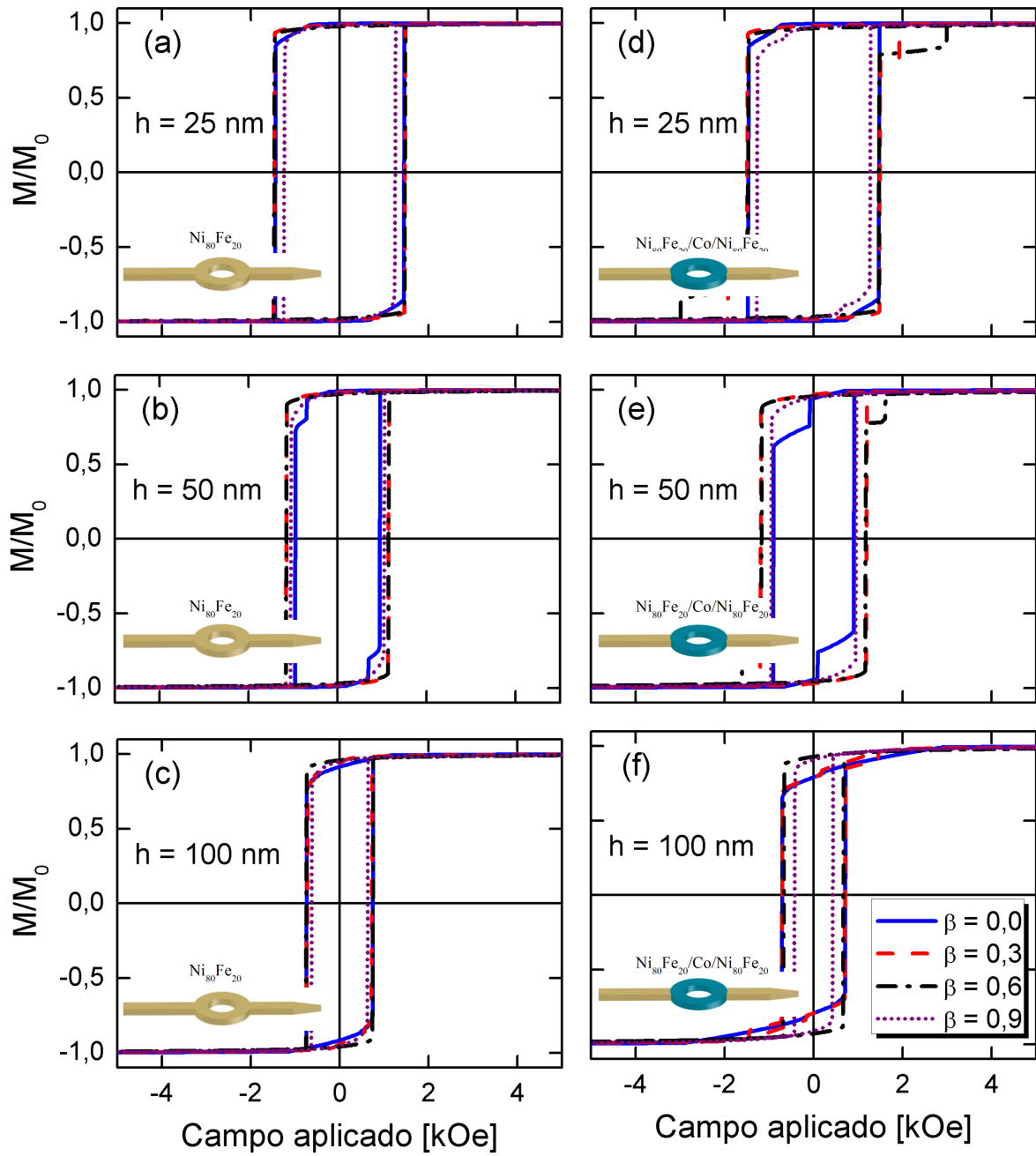


Figura 4.2: Curvas de histéresis de nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (izquierda) y $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (derecha), para los espesores $h = 25$ nm (imágenes superiores), $h = 50$ nm (imágenes centrales) y $h = 100$ nm (imágenes inferiores) como función de β .

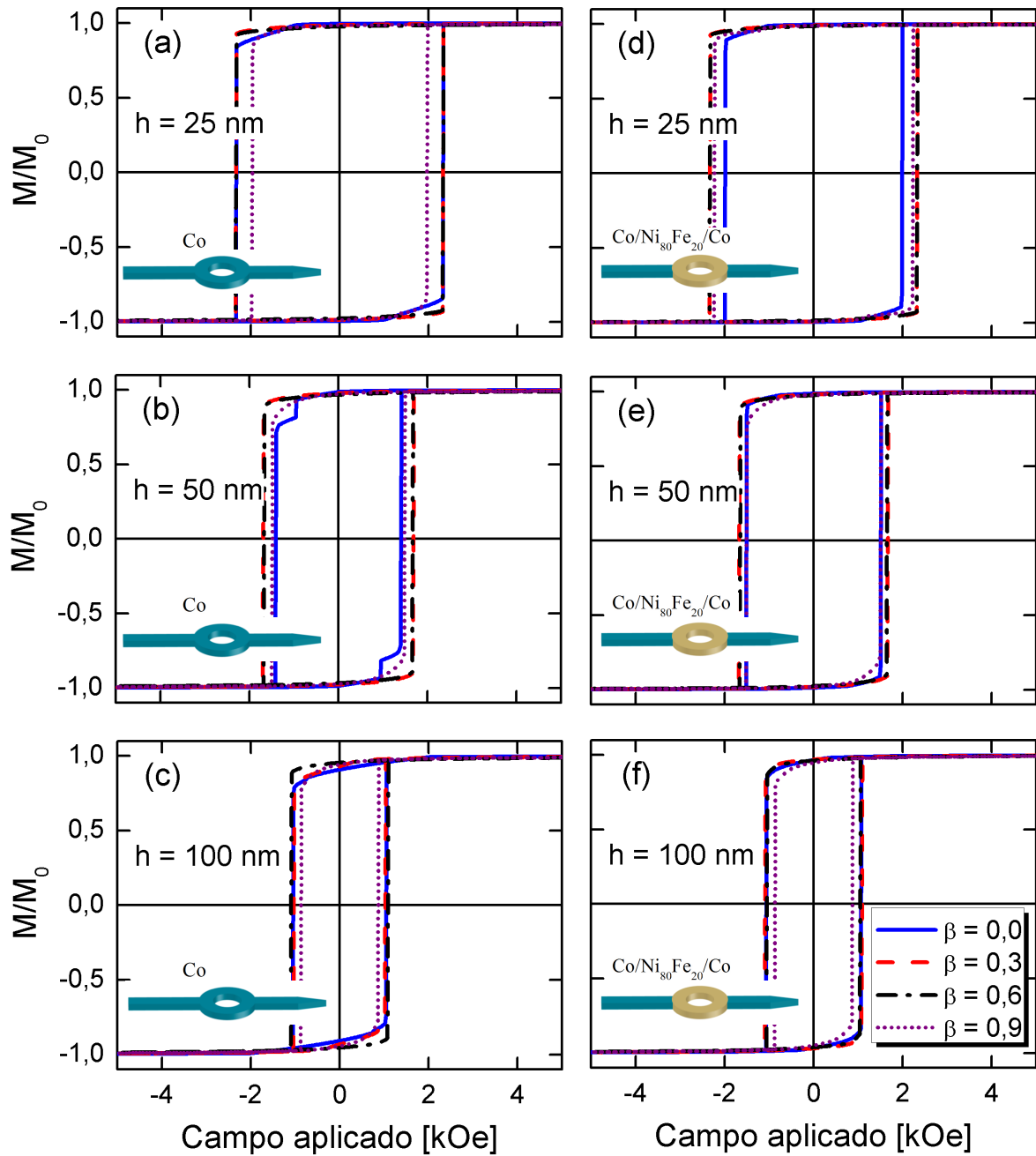


Figura 4.3: Curvas de histéresis de nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo de Co (izquierda) y Co/Ni₈₀Fe₂₀/Co (derecha), para los espesores $h = 25$ nm (imágenes superiores), $h = 50$ nm (imágenes centrales) y $h = 100$ nm (imágenes inferiores) como función de β .

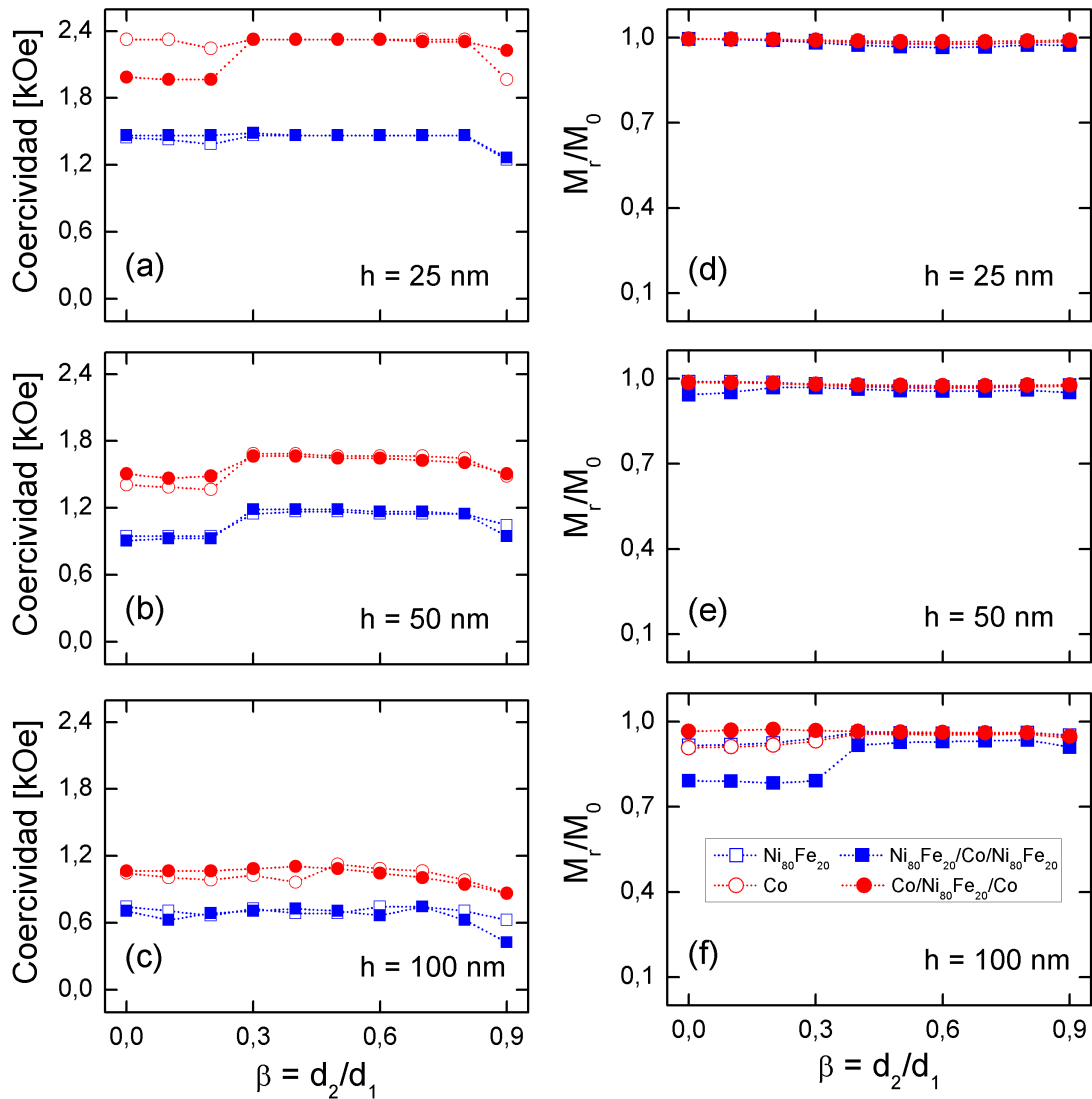


Figura 4.4: Coercividad (izquierda) y remanencia (derecha) para nanoestructuras planas con morfología hilo-anillo como función de β , para los espesores $h = 25$ nm (imágenes superiores), $h = 50$ nm (imágenes centrales) y $h = 100$ nm (imágenes inferiores) en los casos $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, Co y $\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$.

0,2 y 0,3. Como discutimos previamente, para valores de β menores que 0,3, las curvas de histéresis muestran un *plateau*. La Fig. 4.5(a) exhibe la configuración magnética obtenida en este *plateau*, mostrando claramente que la reversión de la magnetización comienza en el anillo mediante la formación de un vórtice, el cual resulta bastante estable (definiendo el tamaño del *plateau*), después de lo cual comienza la reversión del nanohilo. Por otro

lado, la Fig. 4.5(b) muestra que para nanoestructuras con $\beta \geq 0,3$, el sistema revierte su magnetización mediante la nucleación de una pared de dominio en uno de los extremos del nanohilo, que se propaga a través de toda la nanoestructura. Este proceso de reversión de la magnetización es mucho más rápido que el anterior, explicando de esta forma la desaparición del *plateau* en la curva de histéresis, la cual ahora exhibe un único salto de Barkhausen.

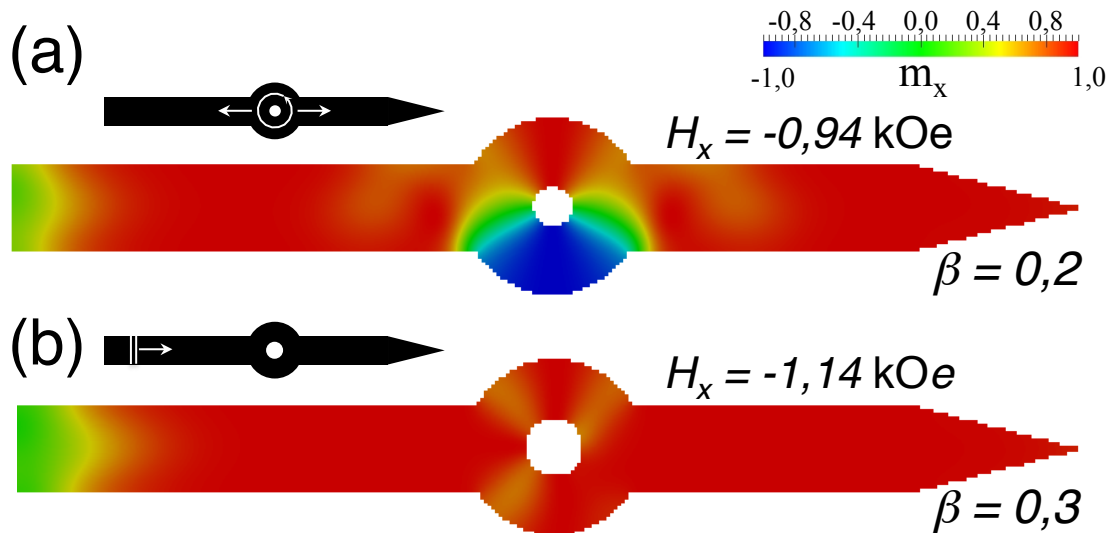


Figura 4.5: Reversión de la magnetización correspondiente a una nanoestructura plana con morfología hilo/anillo de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con $h = 50 \text{ nm}$ y la razón (a) $\beta = 0,2$ y (b) $\beta = 0,3$. Las imágenes pequeñas son esquemas que explican cómo es el proceso de reversión de la magnetización en cada caso.

Finalmente, considerando que hemos realizado simulaciones micromagnéticas con distintos materiales, quisiéramos enfatizar que la aparición de un *plateau* depende principalmente de los parámetros geométricos de la nanoestructura (a excepción de la nanoestructura de $\text{Co}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$, donde no se observa un *plateau* (ver Fig. 4.3(e)). Sin embargo, hemos visto que en aquellos casos donde aparece el *plateau*, su ancho puede ser controlado usando diferentes materiales, tanto para el anillo como para el nanohilo (ver Fig. 4.2(b) y Fig. 4.2(e)).

4.4. Conclusión

En conclusión, hemos introducido una geometría definida como una nanoestructura plana con morfología hilo-anillo, que nos permite controlar el mecanismo de reversión

de la magnetización en nanohilos planos. Mediante simulaciones micromagnéticas, hemos investigado las curvas de histéresis de estas nanoestructuras como función de sus parámetros geométricos (diferentes valores de h y β) y magnéticos (diferentes materiales). Interesantemente, observamos la aparición y desaparición de un *plateau* en la curva de histéresis que produce un cambio en el valor de la coercividad. Este comportamiento está relacionado con un cambio en el modo de reversión de la magnetización de estas nanoestructuras, que está asociado con una variación en el ancho de la pared del anillo. Para $\beta \leq 0,2$, primero el sistema revierte su magnetización mediante la nucleación de un vórtice en el anillo, y luego revierte la magnetización del hilo propagando paredes de dominio. Por el contrario, para $\beta \geq 0,3$, el sistema revierte su magnetización sólo mediante la propagación de paredes de dominio. Finalmente, el gran impacto que tienen los parámetros geométricos sobre el comportamiento magnético de estas nanoestructuras puede ser útil para producir propiedades magnéticas específicas, así como para controlar el movimiento de paredes de dominio en nanohilos planos.

Capítulo 5

Nanohilos con diámetros modulados

En este capítulo investigamos en forma teórica las propiedades magnéticas de nanohilos cilíndricos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con diámetros modulados como función de sus parámetros geométricos, y comparamos estas propiedades con las obtenidas experimentalmente a partir de nanoestructuras sintetizadas dentro de los poros de membranas de alúmina porosa mediante electrodeposición pulsada. La sección experimental de este capítulo fue desarrollada por el Grupo del Prof. Kornelius Nielsch en la Universidad de Hamburgo, Alemania. Parte de este capítulo ha sido publicado en la Ref. [Salem et al., 2013].

5.1. Geometría del sistema

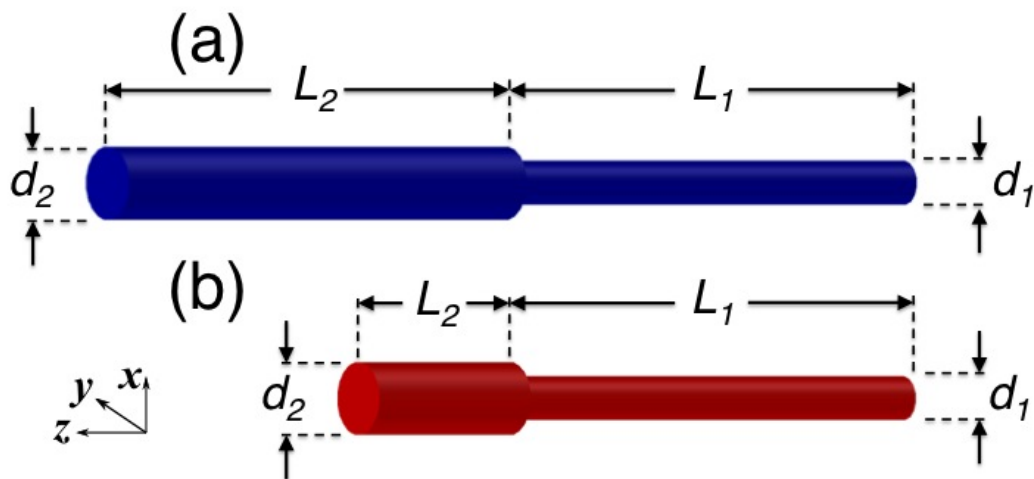


Figura 5.1: Parámetros geométricos de los nanohilos con diámetros modulados donde los segmentos tienen la misma (a) longitud y (b) volumen.

Geoméricamente, nuestros nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con diámetros modulados están formados por dos secciones. El segmento 1 tiene un diámetro $d_1 = 150 \text{ nm}$ y una longitud $L_1 = 6,5 \mu\text{m}$, la misma para ambos nanohilos, y el segmento 2 tiene un diámetro $d_2 = 250 \text{ nm}$ y diferentes longitudes. Para el caso en que ambos segmentos tienen la misma longitud (ver Fig. 5.1(a)), entonces $L_2 = 6,5 \mu\text{m}$, mientras que para el caso donde ambos segmentos tienen el mismo volumen (ver Fig. 5.1(b)), entonces $L_2 = 2,5 \mu\text{m}$.

5.2. Mediciones magnéticas y resultados

La síntesis y caracterización de los nanohilos se desarrolló en el Instituto de Física Aplicada de la Universidad de Hamburgo, Alemania. A partir del proceso de doble anodización de películas de aluminio de alta pureza en ácido fosfórico a 195 V , se forma una membrana de alúmina porosa con un diámetro promedio de poro de 150 nm . Luego, la membrana que se forma se coloca en $10 \text{ wt}\%$ de ácido fosfórico a 45° por 1 h , con el objeto de ensanchar el diámetro de poro hasta los 250 nm . La modulación en el diámetro de poro se realiza anodizando nuevamente la membrana con diámetro ensanchado en ácido fosfórico bajo las mismas condiciones. Una solución de $\text{CuCl}_2\text{-HCl}$ se usa para remover selectivamente el sustrato de aluminio unido a las membranas. Se empleó un devastado iónico reactivo de plasma CF_4 y O_2 para remover la capa barrera de óxido desde la parte trasera de las plantillas. Una capa de oro se deposita sobre uno de los lados de la membrana de alúmina para asegurar una buena conductividad necesaria para la deposición electroquímica.

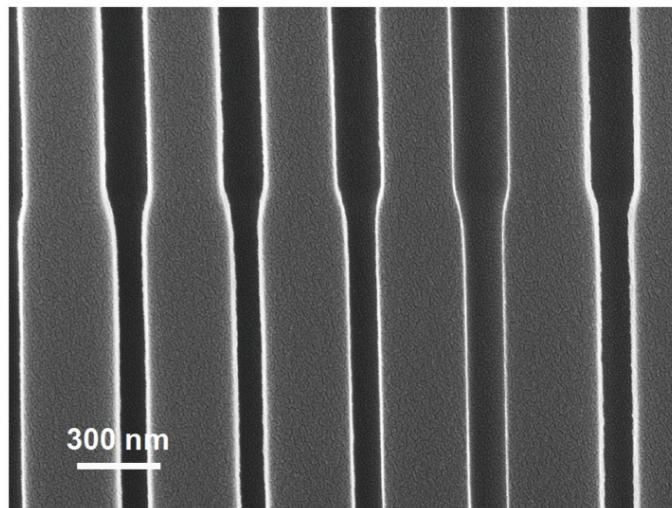


Figura 5.2: Imagen SEM de una sección de la membrana de alúmina porosa mostrando un cambio en el diámetro de los poros.

La deposición electroquímica de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ se realizó a 25° en un baño clásico tipo watts que contiene 300 g/L $\text{NiSO}_4 \times 6\text{H}_2\text{O}$, 45 g/L $\text{NiCl}_2 \times 6\text{H}_2\text{O}$, 45 g/L H_3BO_3 , y 6 g/L $\text{FeSO}_4 \times 6\text{H}_2\text{O}$ con 2,8 de pH. El electrolito fue burbujeadado con nitrógeno por 2 h antes del proceso de deposición. Se mantuvo una atmósfera de nitrógeno sobre la superficie del electrolito durante el proceso completo de deposición, para prohibir la oxidación de los iones de hierro. Una malla de platino se usó como contraelectrodo, mientras que Ag/AgCl actuó como el electrodo de referencia. La composición del $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ se obtuvo después de 100 ms.

La morfología y tamaño de los nanohilos se caracterizó mediante microscopía electrónica de barrido (SEM) (Zeiss EVO-50 y Zeiss Sigma) mientras que la composición se obtuvo a través de energía de dispersión de rayos X (EDX), técnica adjunta al SEM. La Fig. 5.2 muestra la imagen SEM de una membrana de alúmina porosa que muestra un cambio en el diámetro; la interfase entre los diferentes segmentos se observa claramente. Además, se observa que una capa delgada de silicio protectora que aparece en blanco sobre el fondo oscuro de Al_2O_3 . La capa de silicio se depositó sobre la pared del poro usando la técnica de deposición de capas atómicas (ALD), siendo útil para prevenir la oxidación de los nanohilos libres, una vez que se elimine la matriz de alúmina.

Las mediciones magnéticas fueron realizadas a temperatura ambiente usando un dispositivo superconductor de interferencia cuántica (SQUID) (MPMS2, Quantum Design). La Fig. 5.3(a) muestra las curvas de histéresis longitudinales (medidas cuando el campo se aplica paralelo al eje de los nanohilos) para los dos arreglos de nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ mostrados en la Fig. 5.1: el primero es un arreglo de nanohilos con diámetros modulados formados de dos segmentos de igual longitud (líneas punteadas azules), mientras que el otro es un arreglo de nanohilos con diámetros modulados formados de dos segmentos de igual volumen (líneas sólidas rojas). A partir de este resultado y con el fin de remover el efecto del campo de interacción dipolar de los nanohilos vecinos utilizamos los ciclos principales para la histéresis junto a los ciclos menores de la remanencia isotérmica, procedimiento propuesto por Martínez Huerta *et al.* [Martínez et al., 2012], obteniendo la curva de histéresis que representaría un nanohilo aislado (ver Fig. 5.3(b)).

A partir de la comparación de estas curvas, se observó un incremento en la coercividad para la muestra con igual volumen en relación con la muestra con igual longitud. Por otro parte, de los valores para el campo de saturación, 2 kOe para la muestra con segmentos de igual longitud y 2,4 kOe para la muestra con segmentos de igual volumen, podemos asumir que el proceso de reversión de la magnetización en cada una de las muestras es muy diferente, como puede verse claramente a partir de las formas diferentes de las curvas de histéresis. Es importante notar que la curva de histéresis para el sistema con segmentos de igual volumen (ver la curva roja en la Fig. 5.3(b)) tiene cuatro quiebres bien definidos indicados por flechas y se definen como cambios bruscos en la pendiente

de la magnetización como función del campo magnético externo aplicado.

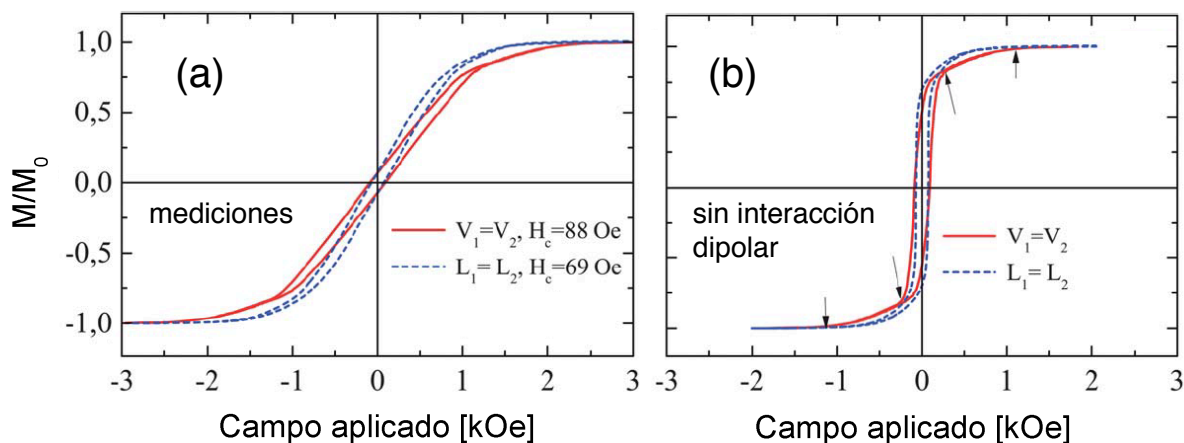


Figura 5.3: (a) Curva de histéresis para los dos arreglos de nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ obtenidas mediante SQUID a temperatura ambiente cuando el campo magnético se aplica paralelo al eje del nanohilo. Las líneas punteadas azules corresponden a un arreglo de nanohilos con diámetros modulados formados de dos segmentos de igual longitud, mientras que las líneas sólidas rojas corresponden a un arreglo de nanohilos con diámetros modulados formados de dos segmentos de igual volumen. (b) Los mismos datos que en (a) después de un tratamiento de las curvas de acuerdo con el procedimiento presentado por Martínez Huerta *et al.* [Martínez et al., 2012] para eliminar el campo de interacción dipolar.

A continuación, con el fin de representar la existencia de interacción y distribuciones de coercividad en los ciclos de histéresis longitudinales de ambas muestras, usamos el método de las curvas de reversión de primer orden (FORC). Más detalles sobre la técnica pueden encontrarse en el Anexo C. La Fig. 5.4 muestra la distribución FORC para los dos arreglos de nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ descritos en la Fig. 5.1: nanohilos con diámetros modulados formados por dos segmentos de igual longitud (Fig. 5.4(a)), y nanohilos con diámetros modulados formados por dos segmentos de igual volumen (Fig. 5.4(b)). Por simplicidad, se gráfico la distribución utilizando las coordenadas (H_c, H_u) , donde H_c y H_u son los campos coercitivos y de interacción, respectivamente. La transformación de las coordenadas, H y H_R (que son el campo y el campo de reversión, respectivamente), se realiza mediante una rotación de coordenadas definida por $H_c = (H - H_R)/2$ y $H_u = (H + H_R)/2$. El diagrama FORC se obtuvo usando el software FORCinel [Harrison and Feinberg, 2008].

A partir de la Fig. 5.4 observamos una línea FORC vertical para ambos arreglos de nanohilos, lo que indica una distribución estrecha en las coercividades (cuyo valor promedio es consistente con lo obtenido a partir de las mediciones de SQUID) y un campo de interacción intenso. Sin embargo, a partir de los valores del campo de interacción H_u

hemos aprendido que el campo de interacción es más intenso en el caso de segmentos de igual volumen. Esto es consistente con la inclinación que muestra la curva de histéresis en comparación con el caso de igual longitud (ver Fig. 5.3).

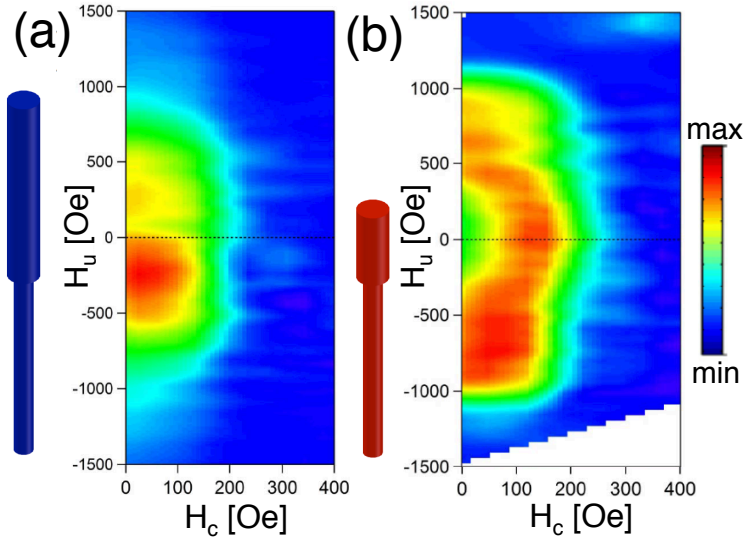


Figura 5.4: Diagrama FORC para los dos arreglos de nanohilos definidos en la Fig. 5.1: (a) Nanohilos con diámetros modulados formados por dos segmentos de igual longitud y (b) nanohilos con diámetros modulados formados de dos segmentos de igual volumen.

5.3. Modelo y discusión

5.3.1. Ecuaciones para el campo de reversión

La anisotropía de forma es la responsable de que los nanohilos prefieran alinear su magnetización a lo largo del eje fácil, por lo que su configuración de mínima energía será $\mathbf{M} = \pm M_0 \mathbf{z}$. Por otra parte, para nanohilos magnéticos aislados, la reversión de la magnetización, esto es, el cambio de la magnetización desde uno de sus mínimos de energía ($\mathbf{M} = M_0 \mathbf{z}$) al otro ($\mathbf{M} = -M_0 \mathbf{z}$), puede ocurrir a través de uno de solo dos mecanismos idealizados, el modo tipo vórtice (V), donde los espines en rotación permanecen tangentes a la pared del hilo, o el modo transversal (T), donde aparece una componente de la magnetización en el plano (x,y). En ambos casos, aparece una pared de dominio en uno de los extremos de los nanohilos que se propagan hacia el otro extremo. A partir de las ecuaciones presentadas por Landeros *et al.* [Landeros et al., 2007], se puede calcular la barrera de energía a campo cero, así como el ancho de la pared de dominio para cada modo de reversión de la magnetización como función de sus parámetros geométricos.

Recientemente, Escrig *et al.* [Escrig et al., 2008] han propuesto ecuaciones simples para calcular el campo de reversión de un nanohilo o nanotubo magnético aislado siempre y cuando la reversión de la magnetización de estas estructuras ocurra a través de uno de los dos modos de reversión presentados previamente. Para el modo T, el campo coercitivo H_n^T se puede aproximar como un modelo adaptado de Stoner-Wohlfarth [Stoner and Wohlfarth, 1991] donde la longitud de la rotación coherente se reemplaza por el ancho de la pared de dominio, ω_T . Siguiendo esta aproximación,

$$\frac{H_n^T}{M_0} = \frac{2K(\omega_T)}{\mu_0 M_0^2}, \quad (5.1)$$

donde $K(L)$ es la anisotropía de forma y $N_z(L)$ corresponde al factor demagnetizante a lo largo de z , dados por

$$K(L) = \frac{1}{4} \mu_0 M_0^2 [1 - 3N_z(L)], \quad (5.2)$$

$$N_z(L) = \frac{2R}{L} \int_0^\infty \frac{dq}{q^2} [J_1(q)]^2 (1 - e^{-qL/R}). \quad (5.3)$$

Para el caso del modo V, usaremos una expresión para el campo de nucleación obtenida por Chang *et al.* [Chang et al., 1994]. En este caso se asume que la magnetización del hilo revierte completamente para el campo de nucleación. Para un hilo infinito, el campo de nucleación para el modo V, H_n^V , está dado por

$$\frac{H_n^V}{M_0} = 1,08\pi \frac{\ell_{ex}^2}{R^2}, \quad (5.4)$$

donde, $\ell_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_0^2}$ es la longitud de intercambio y $1,08\pi$ es un coeficiente obtenido para la nucleación de un cilindro [Frei et al., 1957].

Usando las ecuaciones anteriores, hemos calculado el campo coercitivo para cada segmento que conforma nuestros nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, definidos en la Fig. 5.1. Los resultados se presentan en la Tab. 5.3.1. Hemos usado los parámetros conocidos para el Permalloy, con una magnetización de saturación $M_0 = 860 \times 10^3$ A/m y una constante de intercambio $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m. Como los hilos son policristalinos, hemos despreciado la anisotropía cristalina. Este análisis muestra que de los dos posibles modos de reversión de la magnetización, el modo V prevalece para nuestros nanohilos, ya que exhibe una coercividad menor que para el modo T. Además, considerando un comportamiento puramente aditivo, combinando los valores para la coercividad obtenidos analíticamente para los segmentos delgados y gruesos de los hilos, tenemos $H_c = 93$ Oe y $H_c = 161$ Oe para nanohilos con diámetros modulados formados por dos segmentos de igual longitud y volumen, respectivamente.

Estos resultados analíticos son consistentes con esos medidos experimentalmente, donde la coercividad para el sistema con segmentos de igual volumen tiene una coercividad mayor que el sistema con segmentos de igual longitud. Además, y considerando que hemos usado un modelo analítico muy simple, los valores de coercividad son bastante similares a los del experimento. Es importante recordar que los cálculos analíticos consideran un nanohilo aislado. Sin embargo, el valor de la coercividad medido experimentalmente considera un arreglo de nanohilos. Así, es razonable pensar que el valor de la coercividad obtenido analíticamente debe ser mayor que el valor experimental, debido a las interacciones magnetostáticas presentes en el arreglo. Sin embargo, estos resultados no permiten visualizar la dinámica en la reversión de la magnetización para cada nanohilo, que podría explicar las diferencias observadas en la forma de las curvas de histéresis experimentales.

d / [nm]	L / [μm]	H^T / [Oe]	H^V / [Oe]
150	6,5	386,37	77,24
250	6,5	604,80	108,78
250	2,5	599,82	379,59

Tabla 5.1: Coercividades para los modos T y V para los diferentes segmentos de los nanohilos con diámetro d y longitud L .

5.3.2. Simulaciones micromagnéticas

Hemos investigado las curvas de histéresis de nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ no interactuantes usando el programa OOMMF [Donahue and Porter, 2002]. Nuestros resultados también son válidos para arreglos donde la distancia entre los hilos es suficientemente grande para considerar que estos son no interactuantes. Para tratar de imitar los resultados experimentales, hemos usado los parámetros magnéticos definidos anteriormente. Las simulaciones para los nanohilos con segmentos de igual volumen e igual longitud fueron realizadas considerando una longitud total de $1,89 \mu\text{m}$ y $2,78 \mu\text{m}$, respectivamente. Hemos elegido celdas cúbicas de $5 \times 5 \times 5 \text{ nm}^3$. Como estamos simulando nanohilos muy largos, con longitudes cercanas a los 3 micrones, hemos escogido un tamaño de celda suficientemente grande para finalizar las simulaciones en un tiempo razonable, pero suficientemente pequeñas para que sean menores a la longitud de intercambio $\ell_{\text{ex}} = 5,3 \text{ nm}$ (Anexo A). Además, todas las simulaciones se considerarán en un régimen cuasiestático con una constante de amortiguamiento de $\alpha = 0,5$, que es grande comparada con los valores experimentales, pero que permite que las simulaciones converjan al equilibrio en un tiempo razonable.

Las Figs. 5.5 y 5.6 muestran las curvas de histéresis y los mecanismos de reversión de la magnetización cuando se aplica un campo magnético externo en forma paralela

al eje de fácil magnetización de los nanohilos con diámetros modulados con igual longitud y volumen, respectivamente.

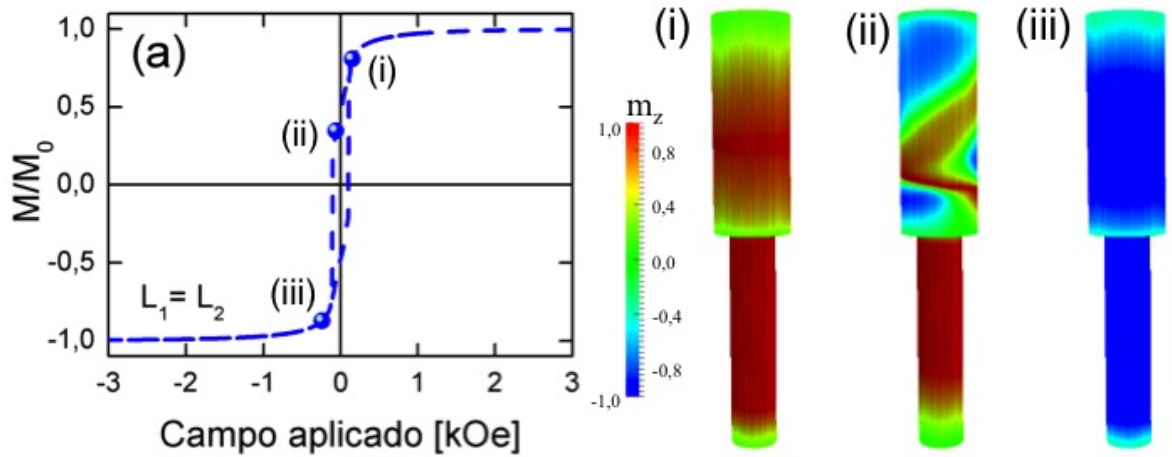


Figura 5.5: (a) Curva de histéresis de nanohilo con diámetro modulado formado de dos segmentos de igual longitud. (i-iii) Reversión de la magnetización para (i) $H = 0,15$ kOe, (ii) $H = -0,06$ kOe y (iii) $H = -0,24$ kOe. Los colores representan la magnetización a lo largo del eje del sistema.

Observamos un acuerdo cualitativo entre las curvas de histéresis obtenidas numéricamente y las curvas medidas experimentalmente. Se observa claramente que el sistema con segmentos de igual volumen tiene cuatro quiebres bien definidos, a diferencia de lo que se observa para la muestra con igual longitud, que exhibe una caída mucho más suave. El hecho de que la muestra con segmentos de igual volumen presente una coercividad mayor que la muestra con segmentos de igual longitud se confirma en los cálculos numéricos.

Se observa que en todos los casos la nucleación comienza, como se esperaba [Allende et al., 2009], en la sección más gruesa y luego se propaga hacia la sección más delgada, independientemente de la longitud de los segmentos. A partir de estas figuras se observa además que el sistema comienza generando paredes de dominio tipo vórtice tanto en los extremos del nanohilo como en la región de transición entre los dos segmentos, para minimizar la energía magnetostática generada por las superficies perpendiculares a la magnetización inicial de la muestra (ver Figs. 5.5(i) y 5.6(i)). Los dominios existentes en el segmento más grueso (diámetro mayor) comienzan a propagarse hasta que se encuentran en el medio de la sección más gruesa. Esto da lugar a la primera caída brusca en la magnetización de la muestra (ver Figs. 5.5(ii) y 5.6(ii)). Como la Fig. 5.6(a) muestra un segmento de menor longitud, entonces la caída de la magnetización no es tan significativa

como en el caso de la Fig. 5.5(a). Esta es la principal diferencia entre las dos curvas de histéresis. Por último, una vez que el segmento más grueso ha revertido casi completamente su magnetización, la pared de dominio comienza a propagarse a través del segmento más delgado. Esto produce una caída final en magnetización de las curvas de histéresis.

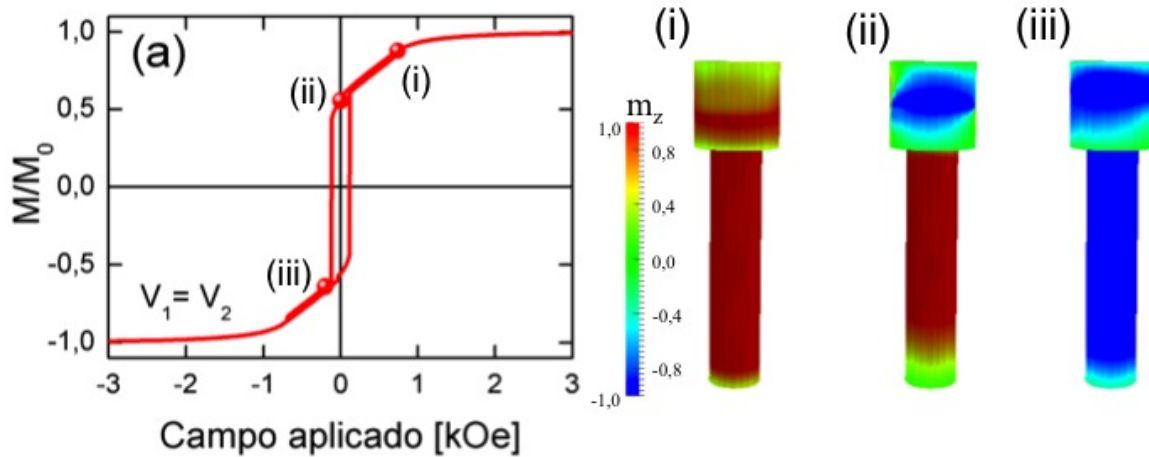


Figura 5.6: (a) Curva de histéresis de nanohilo con diámetro modulado formado de dos segmentos de igual volumen. (i-iii) Reversión de la magnetización para (i) $H = 0,74$ kOe, (ii) $H = 0$ kOe y (iii) $H = -0,2$ kOe. Los colores representan la magnetización a lo largo del eje del sistema.

Así podemos decir que el sistema revierte su magnetización en dos pasos: primero, el sistema revierte la magnetización a través del segmento más grueso y, a continuación, a través de la sección más delgada. Sin embargo, cuando estamos considerando segmentos de igual volumen, la longitud del segmento más grueso es tan pequeña que pareciera que el sistema revierte su magnetización en un solo paso.

5.4. Conclusión

En resumen, hemos producido mediante electrodeposición nanohilos cilíndricos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ altamente ordenados dentro de los poros de membranas de alúmina porosa. Hemos observado un excelente acuerdo entre las curvas de histéresis obtenidas numéricamente versus las curvas medidas experimentalmente. Hemos visto numéricamente y obtenido analíticamente que los nanohilos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con diámetros modulados revierten su magnetización mediante la nucleación y propagación de una pared de dominio tipo vórtice. El sistema comienza generando paredes de dominio tipo vórtice tanto en los extremos del nanohilo como en la región de transición entre los dos segmentos, para minimizar la

energía magnetostática generada por las superficies perpendiculares a la magnetización inicial de la muestra. Además, obtuvimos que en todos los casos la nucleación comienza en la sección más gruesa y luego se propaga hacia la sección más delgada, independientemente de la longitud de los segmentos. Por otro lado, se observa tanto analíticamente como experimentalmente un aumento de la coercividad para la muestra con segmentos de igual volumen en comparación con las muestras de igual longitud. Además, se observó una línea FORC vertical para ambos arreglos de nanohilos, indicando una distribución estrecha en las coercividades y un campo de interacción intenso. De hecho, el campo de interacción es más intenso en el caso de segmentos de igual volumen. Finalmente, la habilidad para controlar las modulaciones debiera permitirnos obtener nuevos fenómenos que pueden ser útiles para potenciales aplicaciones.

Conclusiones Generales

Las nanoestructuras ferromagnéticas ofrecen la oportunidad de explorar nuevos fenómenos físicos y el desarrollo de importantes dispositivos tecnológicos. La anisotropía magnética es la dependencia de la dirección de las propiedades magnéticas de un material. En la ausencia de un campo magnético externo aplicado, un material magnéticamente anisotrópico alineará su momento magnético a lo largo de uno de los ejes de fácil magnetización. Existen varias fuentes de anisotropía magnética, sin embargo, al tener una partícula que no es perfectamente esférica, el campo desmagnetizante no será igual para todas las direcciones, creando uno o más ejes de fácil magnetización, siendo esta anisotropía magnética la anisotropía de forma. Sin embargo, la anisotropía de forma no es algo nuevo, pero ha alcanzado un papel fundamental en las nanoestructuras ya que es capaz de determinar el estado magnético de las nanoestructuras, especialmente para sistemas policristalinos.

El objetivo general de esta tesis ha sido controlar las propiedades magnéticas y el proceso de reversión de la magnetización de nanoestructuras magnéticas como función de sus parámetros geométricos. Así, por ejemplo, hemos visto que aunque a primera vista pareciera que las nanoestructuras elípticas y con forma de estadio son similares, sus propiedades magnéticas son muy diferentes, mostrando el efecto de la anisotropía de forma sobre sus coercividades. Además, se observó que las elipses son más similares a los hilos que las estructuras con forma de estadio. Estas propiedades permiten proponer que estas nanoestructuras puedan ser usadas en aplicaciones en el área de grabación magnética.

Por otro lado, hemos introducido una nueva geometría definida como una nanoestructura plana con morfología hilo-anillo, que podría ser usada en muchas potenciales aplicaciones relacionadas con el control de las paredes de dominio en nanohilos planos, ya que dependiendo del espesor del anillo es posible predecir en que lugar se nucleará una pared de dominio. Es interesante mencionar que aún existen muchos estudios que realizar sobre esta nueva geometría, como puede ser el movimiento de paredes de dominio debido a un campo magnético externo o a una corriente espín polarizada, que podría significar poder considerarla como alternativa a las memorias magnéticas tipo *pista de carreras*.

Finalmente, verificamos que los nanohilos cilíndricos de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ con diámetros modulados revierten su magnetización mediante la nucleación y propagación de una pared de dominio tipo vórtice. El sistema comienza generando paredes de dominio tipo vórtice tanto en los extremos del nanohilo como en la región de transición entre los dos segmentos, para minimizar la energía magnetostática generada por las superficies perpendiculares a la magnetización inicial de la muestra. Siempre la nucleación comenzó en la sección más gruesa y se propagó hacia la sección más delgada, independientemente de la longitud de los segmentos. Los nanohilos con diámetros modulados pueden ser usados para controlar el movimiento de las paredes de dominio magnéticas, siendo una alternativa para almacenar información o incluso realizar funciones lógicas.

Referencias Bibliográficas

- Aharoni, A. (1996). *Introduction to the theory of ferromagnetism*. Oxford University Press.
- Alexeev, A., Bykov, V. A., Popkov, A. F., Polushkin, N. I., and Korneev, V. I. (2003). Remanent state studies of elliptical magnetic particles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 258-259:42–44.
- Allende, S., Altbir, D., and Nielsch, K. (2009). Magnetic cylindrical nanowires with single modulated diameter. *Physical Review B*, 80(174402).
- Allwood, D. A., Xiong, G., Cooke, M. D., Faulkner, C. C., Atkinson, D., Vernier, N., and Cowburn, R. P. (2002). Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register. *Science*, 296:2003–2006.
- Álvarez-Sánchez, R., Costa-Krämer, J. L., and Briones, F. (2006). Analytical model for shape anisotropy in thin-film nanostructured arrays: interaction effects. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 307:171–177.
- Atkinson, D., Allwood, D. A., Xiong, G., Cooke, M. D., Faulkner, C. C., and Cowburn, R. P. (2003). Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure. *Nature Materials*, 2:85–87.
- Bance, S., Fischbacher, J., Schrefl, T., Zins, I., Rieger, G., and Cassignol, C. (2014). Micromagnetics of shape anisotropy based permanent magnets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 363:121–124.
- Barkhausen, H. (1919). Zwei mit hilfe der neuen verstärker entdeckte erscheinugen. *Physik Z*, 20:401–403.
- Berkov, D. V., Ramstöck, K., and Hubert, A. (1993). Solving micromagnetic problems. Towards an optimal numerical method. *Physica Status Solidi (a)*, 137:207–225.
- Bertotti, G. (1998). *Hysteresis in magnetism. For physicists, materials scientists, and engineers*. Academic Press, New York.

- Bogart, L. K., Atkinson, D., O'Shea, K., McGrouther, D., and McVitie, S. (2009). Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires. *Physical Review B*, 79(054414).
- Bogart, L. K., Eastwood, D. S., and Atkinson, D. (2008). The effect of geometrical confinement and chirality on domain wall pinning behavior in planar nanowires. *Journal of Applied Physics*, 104(033904).
- Buchanan, K. S., Roy, P. E., Grimsditch, M., Fradin, F. Y., Guslienko, K. Y., Bader, S. D., and Novosad, V. (2006). Magnetic-field tunability of the vortex translational mode in micron-sized permalloy ellipses: Experiment and micromagnetic modeling. *Physical Review B*, 74(064404).
- Cambel, V., Tóbiš, J., Šoltýs, J., Fedor, J., Precner, M., Š. Gaži, and Karapetrov, G. (2013). The influence of shape anisotropy on vortex nucleation in pacman-like nanomagnets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 336:29–36.
- Castaño, F. J., Ross, C. A., Frandsen, C., Eilez, A., Gil, D., Smith, H. I., Radjfal, M., and Humphrey, F. B. (2003). Metastable states in magnetic nanorings. *Physical Review B*, 67(184425).
- Castillo-Sepúlveda, S., Vargas, N. M., Altbir, D., and Allende, S. (2012). Mechanisms of magnetization reversal in stadium-shaped particles. *Journal of Applied Physics*, 112(083906).
- Chang, C.-R., Lee, C.-M., and Yang, J.-S. (1994). Magnetization curling reversal for an infinite hollow cylinder. *Physical Review B: Condensed Matter*, 50(9):6461–6464.
- Coe, J. M. D. (2010). *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press.
- Corona, R. M., Altbir, D., and Escrig, J. (2012). Magnetic properties of elliptical and stadium-shaped nanoparticles: Effect of the shape anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324:3824–3828.
- Corona, R. M., Aranda, A., Palma, J. L., Lopez, C. E., and Escrig, J. (2014). Controlling the magnetization reversal in planar nanostructures with wire-ring morphology. *Applied Physics Letters*, 105(082406).
- Cowburn, R. and Petit, D. (2005). Spintronics: turbulence ahead. *Nature Materials*, 4:721–722.
- Donahue, M. J. and McMichael, R. D. (1997). Exchange energy representations in computational micromagnetics. *Physica B: Condensed Matter*, 233:272–278.

- Donahue, M. J. and Porter, D. G. (2002). Oommf user's guide. Version 1.2a3 <http://math.nist.gov/oommf>.
- Eames, P. (2004). *Vortex and antivortex structures in stadium-shaped, magnetic particles*. PhD thesis, University of Minnesota.
- Eastwood, D. S., Bogart, L. K., and Atkinson, D. (2010). Scaling behaviour of chirality dependent domain wall pinning in planar nanowires. *Acta Physica Polonica A*, 118(5):719–722.
- Escrig, J., Bachmann, J., Jing, J., Daub, M., Altbir, D., and Nielsch, K. (2008). Crossover between two different magnetization reversal modes in arrays of iron oxide nanotubes. *Physical Review B*, 77(214421).
- Felton, S., Warnicke, P., Gunnarsson, K., Roy, P. E., Lidbaum, H., and Svedlindh, P. (2006). Domain configuration of permalloy ellipses in a rotating magnetic field. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39:610–614.
- Ferré, R. (1997). Large scale micromagnetic calculations for finite and infinite 3d ferromagnetic systems using fft. *Computer Physics Communications*, 105:169–186.
- Frei, E. H., Shtrikman, S., and Treves, D. (1957). Critical size and nucleation field of ideal ferromagnetic particles. *Physical Review*, 106:446–455.
- Gadbois, J., Zhu, J.-G., Vavra, W., and Hurst, A. (1998). The effect of end and edge shape on the performance of pseudo-spin valve memories. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(4):1066–1068.
- Gilbert, T. L. (1955). A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review*, 100:1243–1255.
- Goldfarb, R. B. and Fickett, F. R. (1985). Units for magnetic properties.
- Guimarães, A. P. (2009). *Principles of nanomagnetism: Nanoscience and technology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Han, C. W. and Lim, S. H. (2009). Variation of the magnetic energy barrier with the cell shape of nanostructured magnetic thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42(045006).
- Hao, Y., Walsh, M., Farhoud, M., Ross, C. A., Smith, H. I., Wang, J. Q., and Malkinski, L. (2000). In-plane anisotropy in arrays of magnetic ellipses. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(5):2996–2998.

- Harrison, R. J. and Feinberg, J. M. (2008). FORCinel: An improved algorithm for calculating first-order reversal curve distributions using locally weighted regression smoothing. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 9(5).
- Hayashi, N., Saito, K., and Nakatani, Y. (1996). Calculation of demagnetizing distribution based on fast fourier transform of convolution. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35:6065–6073.
- Heisenberg, W. (1928). Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physike*, 49:619–636.
- Himeno, A., Okuno, T., Kasai, S., Ono, T., Nasu, S., Mibu, K., and Shinjo, T. (2005). Propagation of a magnetic domain wall in magnetic wires with asymmetric notches. *Journal of Applied Physics*, 97(066101).
- Himeno, A., Ono, T., Nasu, S., Shigeto, K., Mibu, K., and Shinjo, T. (2003). Dynamics of a magnetic domain wall in magnetic wires with an artificial neck. *Journal of Applied Physics*, 93(10):8430–8432.
- Hubert, A. and Schäfer, R. (2009). *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Ivanov, Y. P., Il'in, A. I., Pustovalov, E. V., Nefedov, K. V., and Chebotkevich, L. A. (2012). Effect of the shape anisotropy and configuration anisotropy on the magnetic structure of ferromagnetic nanodots. *The Physics of Metals and Metallography*, 113(3):222–227.
- Jackson, J. D. (1962). *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons Ltd., New York; London.
- Kläui, M. (2008). Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(313001).
- Kronmüller, H. and Fähnle, M. (2009). *Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids*. Cambridge University Press.
- Kronmüller, H. and Parkin, S. (2007). *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials - General micromagnetic theory*. John Wiley & Sons, Universidad Estatal de Pensilvania.
- Landau, L. and Lifshitz, E. M. (1935). Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8(153-169).
- Landau, L. D. and Lifshitz, E. M. (1960). *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press.

- Landeros, P., Allende, S., Escrig, J., Salcedo, E., Altbir, D., and Vogel, E. E. (2007). Reversal modes in magnetic nanotubes. *Applied Physics Letters*, 90(102501).
- Lee, J., Oh, K., Kim, H.-J., and Kim, K. Y. (2004). Magnetization reversal process of the nanosized elliptical permalloy magnetic dots with various aspect ratios. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272-276:736–737.
- Lim, J., Yeap, S. P., Leow, C. H., Toh, P. Y., and Low, S. C. (2014). Magnetophoresis of iron oxide nanoparticles at low field gradient: the role of shape anisotropy. *Journal of Colloid and Interface Science*, 421:170–177.
- Martínez, J. M., Medina, J. D. L. T., Piraux, L., and Encinas, A. (2012). Self consistent measurement and removal of the dipolar interaction field in magnetic particle assemblies and the determination of their intrinsic switching field distribution. *Journal of Applied Physics*, 111(083914).
- Masuda, H. and Fakuda, K. (1995). Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina. *Science*, 268:1466–1468.
- Miltat, J. E. and Donahue, M. J. (2007). *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials - Numerical micromagnetics: Finite difference methods*. John Wiley & Sons, Universidad Estatal de Pensilvania.
- Mironov, V. L., Gribkov, B. A., Fraerman, A. A., Gusev, S. A., Vdovichev, S. N., Karetnikova, I. R., Nefedov, I. M., and Shereshevsky, I. A. (2007). MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 312:153–157.
- Montoncello, F., Giovannini, L., Nizzoli, F., Vavassori, P., Grimsditch, M., Ono, T., Gubbiotti, G., Tacchi, S., and Carlotti, G. (2007). Soft spin waves and magnetization reversal in elliptical permalloy nanodots: Experiments and dynamical matrix results. *Physical Review B*, 76(024426).
- Negoita, M., Hayward, T. J., and Allwood, D. A. (2012). Controlling domain walls velocities in ferromagnetic ring-shaped nanowires. *Applied Physics Letters*, 100(072405).
- Niu, D. X., Zou, X., Wu, J., and Xu, Y. B. (2009). Anisotropic magnetization reversal in 30 nm triangular FeNi dots. *Applied Physics Letters*, 94(072501).
- O’Shea, K. J., Tracey, J., Bramsiepe, S., and Stamps, R. L. (2013). Probing nanowire edge roughness using an extended magnetic domain wall. *Applied Physics Letters*, 102(062409).
- Parkin, S. S. P. (2004). Shiftable magnetic shift register and method of using the same. U. S. patent **6,834,005**.

- Rave, W. and Hubert, A. (2000). Magnetic ground state of a thin-film element. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36:3886–3899.
- Ross, C. A. (2001). Patterned magnetic recording media. *Annual Review of Materials Research*, 31:203–235.
- Rotaru, A., Lim, J.-H., Lenormand, D., Diaconu, A., Wiley, J. B., Postolache, P., Stancu, A., and Spinu, L. (2011). Interactions and reversal-field memory in complex magnetic nanowire arrays. *Physical Review B: Condensed Matter*, 84(13).
- Salem, M. S., Sergelius, P., Corona, R. M., Escrig, J., Göerlitz, D., and Nielsch, K. (2013). Magnetic properties of cylindrical diameter modulated Py nanowires: interaction and coercive fields. *Nanoscale*, 5:3941–3947.
- Salem, M. S., Sergelius, P., Zierold, R., Montero, J. M., Göerlitz, D., and Nielsch, K. (2012). Magnetic characterization of nickel-rich NiFe nanowires grown by pulsed electrodeposition. *Journal of Materials Chemistry*, 22:8549–8557.
- Sampaio, L. C., Sinnecker, E. H. C. P., Cernicchiaro, G. R. C., Knobel, M., Vázquez, M., and Velázquez, J. (2000). Magnetic microwires as macrospins in a long-range dipole-dipole interaction. *Physical Review B*, 61(13):8976–8983.
- Schneider, M., Liszkowski, J., Rahm, M., Wegscheider, W., Weiss, D., Hoffmann, H., and Zweck, J. (2003). Magnetization configurations and hysteresis loops of small permalloy ellipses. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36:2239–2243.
- Seberino, C. and Bertram, H. N. (2001). Concise, efficient three-dimensional fast multipole method for micromagnetics. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37:1078–1086.
- Sekhar, M. C., Liew, H. F., Purnama, I., Lew, W. S., Tran, M., and Han, G. C. (2012). Helical domain walls in constricted cylindrical NiFe nanowires. *Applied Physics Letters*, 101(152406).
- Shigeto, K., Shinjo, T., and Ono, T. (1999). Injection of a magnetic domain wall into a submicron magnetic wire. *Applied Physics Letters*, 75(2815).
- Singh, N., Goolaup, S., and Adeyeye, A. O. (2004). Fabrication of large area nanomagnets. *Nanotechnology*, 15:1539–1544.
- Spinu, L., Stancu, A., Radu, C., Li, F., and Wiley, J. B. (2004). Method for magnetic characterization of nanowire structures. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40:2116–2118.
- Stoner, E. C. and Wohlfarth, E. P. (1991). A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *IEEE Transition Magnetics*, 27:3475–3518.

- Sun, L., Searson, P. C., and Chien, C. L. (2001). Magnetic anisotropy in prismatic nickel nanowires. *Applied Physics Letters*, 79(26):4429–4431.
- Thomas, L., Hayashi, M., Jiang, X., Moriya, R., Rettner, C., and Parkin, S. S. P. (2006). Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length. *Nature*, 443:197–200.
- Thomas, L., Rettner, C., Hayashi, M., Samant, M. G., Parkin, S. S. P., Doran, A., and Scholl, A. (2005). Observation of injection and pinning of domain walls in magnetic nanowires using photoemission electron microscopy. *Applied Physics Letters*, 87(262501).
- Tsiantos, V., Scholz, W., Suess, D., Schrefl, T., and Fidler, J. (2002). The effect of the cell size in Langevin micromagnetic simulations. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245:999–1001.
- Varga, R., Garcia, K. L., Vázquez, M., and Vojtanik, P. (2005). Single-domain wall propagation and damping mechanism during magnetic switching of bistable amorphous microwires. *Physical Review Letters*, 94(017201).
- Vavassori, P., Zaluzec, N., Metlushko, V., Novosad, V., Ilic, B., and Grimsditch, M. (2004). Magnetization reversal via single and double vortex states in submicron permalloy ellipses. *Physical Review B*, 69(214404).
- Wang, J., Adeyeye, A. O., and Singh, N. (2005). Magnetostatic interactions in mesoscopic $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ring arrays. *Applied Physics Letters*, 87(262508).
- Weiss, P. (1907). L'hypothèse du champ moléculaire et al propriété ferromagnétique. *Journal de Physique Theorique et Appliquee*, 6:666–690.
- Wernsdorfer, W., Doudin, B., Mailly, D., Hasselbach, K., Benoit, A., Meier, J., Ansermet, J.-P., and Barbara, B. (1996). Nucleation of magnetization reversal in individual nanosized nickel wires. *Physical Review Letters*, 77(6):1873–1876.
- Xiong, G., Allwood, D. A., Cooke, M. D., and Cowburn, R. P. (2001). Magnetic nanoelements for magnetoelectronics made by focused-ion-beam milling. *Applied Physics Letters*, 79(21):3461–3463.
- Yuan, S. W. and Bertram, H. N. (1992). Fast adaptive algorithms for micromagnetics. *IEEE Transactions on Magnetism*, 28:2031–2036.
- Zhang, H., Liu, Y., Yan, M., and Hertel, R. (2010). Azimutal spin wave modes excited in an elliptical nanomagnet with vortex pair states. *IEEE Transactions on Magnetism*, 46(6):1675–1678.
- Zhu, X. and Zhu, J.-G. (2003). On the shaped optimization of magnetic random access memory element design. *Journal of Applied Physics*, 93(10):8376–8378.

Anexo A

Constantes magnéticas

Para la realización de los cálculos presentados en esta tesis, se han utilizado los valores predeterminados del programa OOMMF para los parámetros magnéticos de diferentes materiales [Donahue and Porter, 2002].

Material	M_s [kA/m]	K_1 [kJ/m ³]	A [pJ/m]	ℓ_{ex} [nm]
Cobalto (Co)	1400	520	30	4,9
Hierro (Fe)	1700	48	21	3,4
Níquel (Ni)	490	-5,7	9	7,7
Permalloy (Ni ₈₀ Fe ₂₀)	860	0	13	5,3

Tabla A.1: Constantes magnéticas de los materiales

donde:

- M_s , es la magnetización de saturación.
- K_1 , es la constante de anisotropía.
- A , es la constante de intercambio (Stiffness).
- ℓ_{ex} , es la longitud de intercambio.

Anexo B

Propiedades magnéticas (unidades)

Los valores y relaciones físicas de anexo han sido extraídos desde la Ref. [Goldfarb and Fickett, 1985].

Cantidad (Símbolo)	Gauss	Factor de conversión C	SI
Permeabilidad (μ)	adimensional	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m
Densidad de flujo magnético (B)	G	10^{-4}	T
Flujo magnético (Φ)	Mx	10^{-8}	Wb
Potencial magnético (U)	Gb	$10/4\pi$	A
Campo magnético (H)	Oe	$10^3/4\pi$	A/m
Momento magnético (M)	emu/cm ³	10^3	A/m
Magnetización ($4\pi\mathbf{M}$)	G	$10^3/4\pi$	A/m
Polarización magnética (J)	emu/cm ³	$4\pi \times 10^{-4}$	T
Intensidad de magnetización (I)	emu/cm ³	$4\pi \times 10^{-4}$	T
Momento magnético (m)	emu	10^3	A/m ²
Momento dipolar magnético (j)	emu	$4\pi \times 10^{-10}$	Wb · m
Susceptibilidad (χ & κ)	adimensional	4π	adimen., H/m
Densidad de energía (W)	erg/cm ³	10^{-1}	J/m ³
Factor desmagnetizante (D & N)	adimen.	$1/4\pi$	adimen.

Tabla B.1: Unidades de las propiedades magnéticas

Las unidades de Gauss constituyen un sistema métrico de las unidades físicas. Este sistema se basa en el sistema de unidades CGS (centímetro-gramo-segundo), así como también constituye parte del sistema CGS la unidad emu, la cual es comúnmente utilizada por los experimentales. La relación entre la densidad de flujo magnético, **B**, el

campo magnético, \mathbf{H} , y la magnetización, \mathbf{M} , se define a partir de

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}. \quad (\text{B.1})$$

Las unidades magnéticas más utilizadas en el sistema de Gauss son gauss [G], maxwell [Mx], gilbert [Gb], oersted [Oe] y ergios [erg].

El sistema SI (sistema internacional de unidades) ha sido adoptado por "National Bureau of Standards". Para convertir al sistema internacional, multiplicamos un número en unidades de Gauss por el valor de conversión C . Las unidades magnéticas más utilizadas en el sistema SI son henry [H], tesla [T], weber [Wb], ampere [A] y joule [J].

Anexo C

Curvas FORC

El diagrama FORC se obtiene como un gráfico de contorno ofreciendo información visual cualitativa de la interacción en un sistema que se puede usar fácilmente para diferenciar sistemas con diferentes intensidades de interacción. En el caso de arreglos de nanohilos magnéticos, Spinu *et al.* [Spinu *et al.*, 2004] propusieron por primera vez el método FORC como un método eficaz para caracterizar la interacción magnética, y recientemente esta técnica ha sido usada para investigar nanohilos con diámetros modulados [Rotaru *et al.*, 2011, Salem *et al.*, 2012]. Al alcanzar la saturación magnética positiva axial, el campo magnético se reduce a un campo de reversión dado (H_R). A partir de este campo, la magnetización se mide con el aumento del campo hasta que se alcanza de nuevo la saturación positiva, trazando una sola FORC. Este proceso se repite para una serie de campos de reversión hasta que el interior del ciclo de histéresis principal se llena completamente con varias curvas de reversión. A partir de todos los ciclos grabados, se puede determinar la distribución FORC de los campos coercitivos de los nanohilos individuales y de sus campos de interacción usando la segunda derivada mezclada de la magnetización normalizada [Rotaru *et al.*, 2011, Salem *et al.*, 2012].

Por simplicidad, en general se traza la distribución en coordenadas (H_c , H_u), donde H_c y H_u son los campos coercitivos y de interacción, respectivamente. La transformación de las coordenadas H , H_R se realiza mediante una rotación de coordenadas definida por $H_c = (H - H_R)/2$ y $H_u = (H + H_R)/2$. En general, los diagramas FORC se obtienen usando el software FORCinel [Harrison and Feinberg, 2008].

Anexo D

Publicaciones

D.1. Publicaciones relacionadas con la tesis

1. Corona, R. M., Altbir, D., and Escrig, J. (2012). Magnetic properties of elliptical and stadium-shaped nanoparticles: Effect of the shape anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324:3824-3828.
2. Corona, R. M., Aranda, A., Palma, J. L., Lopez, C. E., and Escrig, J. (2014). Controlling the magnetization reversal in planar nanostructures with wire-ring morphology. *Applied Physics Letters*, 105:082406.
3. Salem, M. S., Sergelius, P., Corona, R. M., Escrig, J., Göerlitz, D. and Nielsch, K. (2013). Magnetic properties of cylindrical diameter modulated Ni₈₀Fe₂₀ nanowires: interaction and coercive fields. *Nanoscale*, 5:3941-3947.

D.2. Publicaciones no relacionadas con la tesis

1. Castillo-Sepúlveda, S., Corona, R. M., Altbir, D., and Escrig, J. (2016). Magnetic properties of mosaic nanocomposites composed of nickel and cobalt nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 416:325-328.
2. Salazar-Aravena, D., Corona, R. M., Göerlitz, D., Nielsch, K., and Escrig J. (2013). Magnetic properties of multisegmented cylindrical nanoparticles with alternating magnetic wire and tube segments. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 346:171-174.