
***CARACTERIZACIÓN ANGULAR DE ARREGLOS DE
NANOHILOS MAGNÉTICOS.***



ÁLVARO PATRICIO ESPEJO PIÑA

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Profesor Guía: Dr. Juliano C. Denardin

*Trabajo de Tesis, para optar al
título de Ingeniero Físico*

Santiago de Chile, 2011.

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE

FACULTAD DE CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**CARACTERIZACIÓN ANGULAR DE ARREGLOS DE
NANOHILOS MAGNÉTICOS.**

Álvaro Patricio Espejo Piña

Profesor Guía: Dr. Juliano Casagrande Denardin

Profesores Comisión: Dra. Dora Altbir Drullinsky
Dr. Juan Escrig Murúa
Dr. Roberto Lavín Serrano

Santiago de Chile, 2011

Agradecimientos

Agradezco al profesor Juliano Casagrande Denardin por abrirme las puertas de su laboratorio. Él me ha apoyado constantemente tanto en el trabajo, como en otras circunstancias, ha sabido comprender los tiempos que tenemos los estudiantes e indirectamente me ha enseñado a estresarme menos. Además, ha sido para mí un gran ejemplo de cómo llegar a ser un buen jefe.

Agradezco profundamente a la profesora Dora Altbir Drullinsky por aconsejarme y creer en mí cuando le he pedido apoyo. Sin ella no habría entrado al grupo de Magnetismo de la USACH, lo cual ha sido fundamental en mi experiencia científica.

Agradezco al Dr. Roberto Lavín Serrano por invitarme a participar en ésta y otras investigaciones. Él me ha introducido en el mundo de los nanohilos, me ha enseñado y me ha escuchado con paciencia en mi aprendizaje para realizar este trabajo.

Agradezco al Dr. Juan Escrig Murúa por brindarme apoyo teórico en esta área del micromagnetismo. Él me ha escuchado con atención y me ha corregido con paciencia. Además, me incentivó y me apoyó, al igual que los anteriores profesores mencionados, para que postulase al Doctorado en Ciencias con Mención en Física de la USACH, en donde he puesto mis más altas expectativas.

Agradezco a la Dra. Yolanda Vargas por su apoyo y por invitarme a ser ayudante de una de sus asignaturas. Agradezco al Dr. Luis Gaete Garretón por integrarme a su laboratorio de *Ultrasonidos*. Ahí trabajé por casi 2 años y conocí por primera vez la física experimental universitaria.

Agradezco al Dr. Francisco Melo, porque hubo un momento en que casi desistí de continuar en la carrera, debido a la desmotivación que me producían las asignaturas de laboratorio por ser muy pauteadas, de estructura rígida y poco creativas. El profesor Francisco Melo en su

asignatura de Física experimental, me enseñó por primera vez a jugar con la Física experimental, integrando creatividad y versatilidad en el aprendizaje de los estudiantes.

Agradezco en especial al Dr. Daniel Serafini, por su enseñanza, consejos y su sincera palabra. Agradezco la enseñanza que me han entregado los siguientes profesores: Ernesto Gramsch, Ignacio Olivares, Fernando Méndez, Jorge Gamboa, Jorge Retamal, Francisco Vivanco, Lautaro Vergara, Luis Rodríguez, Álvaro Sanmartín, Enrique Cerda y Jorge Ferrer.

No menos importante y por eso quiero detenerme a mencionar a mis amigos y compañeros con los que compartí durante estos años, con quienes pasamos muchos momentos gratos (ordenados alfabéticamente): Belén Ramírez, Brayan Álvarez, Cecilia Gallardo, Cristopher Morales, Fernando García, Gonzalo Sánchez, Jaime Gómez, Javier Palma, Pascal Toro, Roberto Escobar, Sergio Palma, William Montes.

Quiero agradecer a mi pareja Paola Andrea Cruz Yáñez, por su afecto y compañerismo incondicional, porque junto a ella he crecido en muchos aspectos. En estos casi siete años que hemos estado juntos, hemos vivido grandiosas experiencias, realmente impagables.

Quiero agradecer a mi Hermana Constanza, por todo el amor que me ha entregado, por su comprensión y apoyo en momentos difíciles y también, por no quejarse mucho cuando éramos chicos y yo desarmaba todos tus juguetes para sacarle las luces y los motores para jugar con ellos.

Por último, el mayor y más importante de todos los agradecimientos, se los doy a mis padres, Isabel Piña Castillo y Patricio Espejo Alcaíno. Ustedes me han entregado más que todas las personas de este mundo, ustedes me han dado la vida. Gracias por su amor, sus enseñanzas, esfuerzos, sacrificio, correcciones, virtudes y defectos. Los Amo.

Resumen

Actualmente, el mundo se está adaptando para usar más y de mejor manera las tecnologías de sistemas informáticos, que nos permiten una mayor comodidad en la ejecución de tareas de distintas índoles, y representa uno de los principales medios de comunicación en un mundo cada vez más globalizado. Es aquí donde el almacenamiento de la información cobra real importancia y cada vez va adquiriendo mayor valor.

Para almacenar gran cantidad de información se necesitan millones de pequeñas estructuras magnéticas. Esto es comúnmente logrado a través de arreglos de millones de nanohilos magnéticos uniformes, donde sus parámetros geométricos pueden ser controlados al momento de ser creados. Es por ello, que el estudio de las propiedades magnéticas de arreglos de nanohilos es de gran importancia para el desarrollo tecnológico. Es aquí donde se enmarca el presente trabajo, caracterizando arreglos de nanohilos de níquel y también de cobalto, dando mayor relevancia a este último material, que ha sido menos estudiado en la comunidad científica.

El manuscrito está estructurado de la siguiente forma:

En el capítulo 1 se entrega una introducción teórica del magnetismo, estudiando resumidamente aspectos básicos del magnetismo en los materiales y caracterizándolos según su comportamiento magnético.

En el capítulo 2 se estudian diferentes energías de origen estructural y geométrico en el magnetismo.

En el capítulo 3 se estudia el caso de un nanohilo magnético aislado, cuando invierte su magnetización mediante los modos coherente, transversal y vórtice en función del ángulo en que se aplica el campo magnético externo. Para esto, se hará una introducción teórica de los modos de reversión magnéticos mediante los modelos de Stoner-Wohlfarth, Stoner-Wohlfarth modificado y de Aharoni.

El capítulo 4 corresponde al método y desarrollo experimental, indicándose la forma de como se realizaron las mediciones de las curvas de histéresis en dependencia angular con el campo externo.

En el capítulo 5 se entregan los resultados de las mediciones de las curvas de histéresis de arreglos de nanohilos de níquel y cobalto en dependencia angular, mostrando que para el cobalto existe más de un modo de reversión magnético. Los resultados experimentales serán comparados con modelos analíticos de un nanohilo aislado. Donde se obtiene que para el arreglo de nanohilos de níquel, el modo de reversión tipo transversal es el que presenta mejor comportamiento, mientras que en el cobalto, los modos vórtice y coherente representan esquemáticamente el comportamiento de los resultados experimentales. Finalmente, se presentan los resultados experimentales de las curvas de coercividad en dependencia angular, para dos sistemas de arreglos de nanohilos multisegmentados de níquel y cobalto. El primer arreglo contiene dos segmentos de níquel intercalado con dos segmentos de cobalto (2x2), y el segundo arreglo contiene tres segmentos de níquel intercalado con tres segmentos de cobalto (3x3). Ambos arreglos muestran un solo modo de reversión magnético, similar al que presenta el arreglo de nanohilos de níquel. Además, se presenta mayor coercividad en el arreglo de (2x2), mientras que el mínimo de coercividad coincide en magnitud en ambos sistemas.

En el capítulo 6 se realizan las conclusiones, y en él se hace un recuento de los análisis más importantes que se realizaron en el presente trabajo.

Índice

1.	Introducción al magnetismo	11
1.1.	Conceptos básicos.....	11
1.2.	Diamagnetismo y paramagnetismo.....	12
1.3.	Ferromagnetismo	13
1.4.	Antiferromagnetismo y ferrimagnetismo.....	15
1.5.	Temperatura de Curie T_C y dominios magnéticos	16
1.6.	Histéresis.....	19
2.	Energías	23
2.1.	Energía de Anisotropía cristalina, E_{AC}	23
2.1.1.	Ruptura de simetría.....	23
2.1.2.	Anisotropía magnetocristalina uniaxial.....	25
2.1.3.	Anisotropía magnetocristalina cúbica	26
2.2.	Energía magnetoelástica, E_{ME}	27
2.3.	Campo desmagnetizante, factor desmagnetizante y energía magnetostática, E_{ms}	29
2.4.	Energía de Zeeman, E_Z	33
3.	Modos de reversión magnética coherente, transversal y vórtice.....	34
3.1.	Dependencia angular de la coercividad de un nanohilo	36
3.2.	Reversión coherente.....	36
3.3.	Reversión mediante una pared transversal.....	39
3.4.	Reversión mediante una pared tipo vórtice.....	40
3.5.	Dependencia geométrica de la coercividad en arreglos de nanohilos de Ni.....	41
3.6.	Ancho de la pared de dominio	42

4.	Método y Desarrollo Experimental	44
4.1.	Construcción de bobinas de medición para magnetómetro	50
5.	Resultados y Análisis	52
5.1.	Arreglo de nanohilos de cobalto	52
5.2.	Arreglo de nanohilos de níquel	59
5.3.	Sistemas multisegmentados	64
6.	Conclusiones.....	67
	Apéndice.....	69
	Bibliografía.....	70

Índice de Figuras

Figura 1.	Configuración dipolar atómica para un material diamagnético	13
Figura 2.	Configuración de los dipolos atómicos de un material paramagnético	13
Figura 3.	Alineación mutua de dipolos en un material ferromagnético	15
Figura 4.	Alineamiento antiparalelo de los momentos magnéticos de espín para el óxido de manganeso antiferromagnético	16
Figura 5.	Magnetización de saturación vs temperatura para hierro y Fe_3O_4	18
Figura 6.	Dominios magnéticos en una material ferromagnético o ferrimagnético	19
Figura 7.	Esquema de una pared de dominio magnética	19
Figura 8.	Curva de histéresis magnética virgen	21
Figura 9.	Curva de histéresis	22
Figura 10.	Vector unitario de magnetización	24
Figura 11.	Quiebre de simetría esférica	24
Figura 12.	Deformación magnetostrictiva	28
Figura 13.	Rotación de la magnetización de los dominios magnéticos	28
Figura 14.	Líneas de campo magnético de una barra magnetizada	29
Figura 15.	Energía magnetostática almacenada en un cuerpo magnetizado	31
Figura 16.	Elipsoide	32
Figura 17.	Modos de reversión magnéticos	35

Figura 18.	Aproximación de un cilindro magnético a un elipsoide	37
Figura 19.	Reversión magnética coherente	39
Figura 20.	Reversión magnética transversal	40
Figura 21.	Alúmina nanoporosa	45
Figura 22.	Magnetómetro de muestra vibrante	46
Figura 23.	Oscilador mecánico.	47
Figura 24.	Preamplificado, Stanford research system,	48
Figura 25.	SR560 Amplificador Lock-in, Stanford research system, SR830 DSP	49
Figura 26.	Configuración de bobinas de alta sensibilidad	51
Figura 27.	Cuerpo de bobinas de alta sensibilidad	51
Figura 28.	Curvas de histéresis arreglo de nanohilos de cobalto	53
Figura 29.	Coercividad angular del arreglo de nanohilos de cobalto	54
Figura 30.	Coercividad angular de modos de reversión de cobalto	56
Figura 31.	Coercividad angular de arreglo de nanohilos de cobalto	57
Figura 32.	Curvas de histéresis de arreglo de nanohilos de níquel	59
Figura 33.	Coercividad angular nanohilos de níquel	60
Figura 34.	Coercividad angular nanohilo aislado de níquel	61
Figura 35.	Níquel, resultados experimentales y analíticos	62
Figura 36.	Coercividad angular, sistema multisegmentado Ni/Co (2x2)	64
Figura 40.	Coercividad angular, sistema multisegmentado Ni/Co (3x3)	65

1. Introducción al magnetismo

Los imanes han despertado la curiosidad del hombre desde hace más de dos mil años y mediante su estudio hemos sido capaces de aprovecharlos en nuestro beneficio, utilizándolos principalmente como herramientas tecnológicas, como en algún momento fue la invención de la brújula, generador eléctrico, motor, radio, televisión y variados otros dispositivos que, en general, buscan mejorar nuestra calidad de vida. En la actualidad y en los últimos 30 años, los materiales magnéticos están cursando una época dorada en la historia del hombre (caso aparte en la historia de la navegación marítima) y son coprotagonistas del desarrollo de tecnologías de la información, comunicación, medicina y otros. Como referencia se puede mencionar el premio Nobel de física año 2007, entregado a Albert Fert y Peter Grünberg, por sus acabados estudios en la magnetorresistencia gigante, la cual, como tecnología ha logrado que cualquier celular de la actualidad tenga mayor desempeño que el mejor de los computadores de hace 30 años atrás.

Para empezar, dedicaré las páginas iniciales de este trabajo para entregar información sobre las características que describen a los materiales magnéticos, lo que es necesario para entender algunos fenómenos del magnetismo. Asimismo, se explica lo que corresponde a una pared de dominio magnético, y posteriormente se explican las etapas que sufre la reversión magnética de un material, caracterizándolo mediante una curva de histéresis.

1.1. Conceptos básicos

Para caracterizar a los materiales magnéticos es necesario conocer algunos conceptos que describen a sus propiedades. A continuación, se presentan resumidamente algunas de ellas, las que pueden ser estudiadas para mayor entendimiento en variados libros de magnetismo u electromagnetismo.

Permeabilidad magnética del medio, μ : representa la capacidad de una sustancia o medio, para atraer y dejar pasar a través de sí los campos magnéticos. Esta cantidad física es de gran

importancia en el estudio del magnetismo, ya que no todos los materiales tienen igual permeabilidad magnética. En el sistema internacional de unidades μ tiene unidades de $4\pi \cdot 10^{-7} [N/A^2]$.

Susceptibilidad magnética, χ_m : describe el grado de magnetización de un material, en respuesta a un campo magnético externo. Esta cantidad física es adimensional.

La permeabilidad y susceptibilidad magnética se relacionan mediante $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$, donde μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío.

Existe otra cantidad llamada *permeabilidad relativa* de un material, k_m , que se expresa mediante $k_m = \mu/\mu_0$.

1.2. Diamagnetismo y paramagnetismo

El **diamagnetismo** es una forma muy débil de magnetismo que no es permanente y persiste sólo mientras el campo externo está presente. Es inducido por un cambio en el movimiento orbital de los electrones debido al campo magnético aplicado. La magnitud del momento magnético inducido es extremadamente pequeña y en una dirección opuesta a la del campo aplicado. Por tanto, la permeabilidad relativa k_m es menor que la unidad (aunque sólo ligeramente) y la susceptibilidad magnética es negativa; es decir, la magnitud de un campo \vec{B} dentro de un sólido diamagnético es menor que en el vacío. La susceptibilidad de volumen χ_m para los sólidos diamagnéticos es del orden de -10^{-5} . Cuando se colocan entre los polos de un electroimán fuerte, los materiales diamagnéticos son atraídos hacia las regiones donde el campo es débil. [1]

La figura 1 ilustra de forma esquemática las configuraciones de los momentos magnéticos dipolares para un material diamagnético con y sin campo externo aplicado.

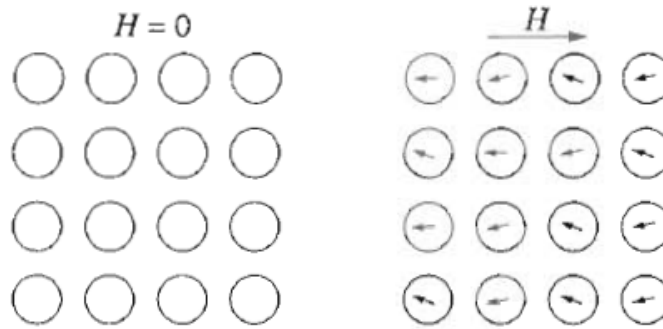


Figura 1. Configuración dipolar atómica para un material diamagnético con y sin campo magnético externo. En ausencia de campo aplicado, no existen dipolos; en presencia de un campo, se inducen dipolos que se alinean en la dirección opuesta a la dirección del campo magnético aplicado.

En algunos materiales sólidos, cada átomo posee un momento magnético dipolar permanente en virtud de la cancelación incompleta del espín de los electrones y/o de los momentos magnéticos orbitales. En ausencia de un campo magnético externo, las orientaciones de estos momentos magnéticos atómicos son azarosas, de tal manera que una pieza de material no posee una magnetización neta permanente. Estos dipolos atómicos son libres para girar y se produce **paramagnetismo** cuando, se alinean de forma preferente con un campo externo, tal como se muestra en la figura 2. Estos dipolos magnéticos son influenciados individualmente sin que exista interacción mutua entre dipolos adyacentes. Como los dipolos se alinean con el campo externo, dan origen a una permeabilidad relativa k_m que es mayor que la unidad y a una pequeña pero positiva susceptibilidad magnética. Las susceptibilidades para los materiales paramagnéticos van desde 10^{-5} a 10^{-2} .

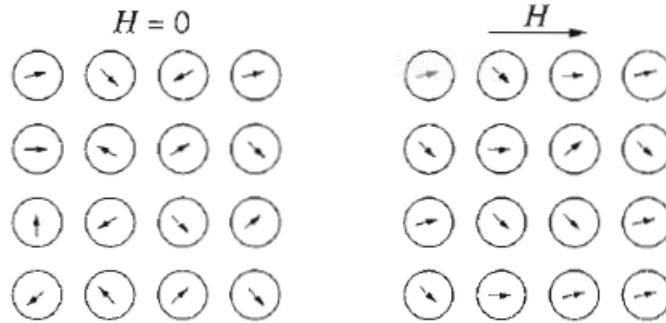


Figura 2. Configuración de los dipolos atómicos con y sin campo externo para un material paramagnético.

Frecuentemente, los materiales diamagnéticos y paramagnéticos son considerados materiales no magnéticos debido a que solo presentan magnetización en presencia de un campo externo. Además, la densidad de flujo \vec{B} en estos materiales es casi la misma que en el vacío. [1]

1.3. Ferromagnetismo

Ciertos materiales metálicos poseen un momento magnético permanente en ausencia de campo externo, y manifiestan magnetizaciones permanentes muy grandes. Esto se conoce como ferromagnetismo y lo presentan los metales de transición como el hierro (con estructura BCC, la ferrita α , el cobalto y el níquel, y algunos elementos de las tierras raras tales como el gadolinio (Gd). Los materiales ferromagnéticos pueden tener susceptibilidades magnéticas tan altas como 10^6 . En consecuencia, $H \ll M$ y esto induce que:

$$\vec{B} \cong \mu_0 \vec{M}$$

Los momentos magnéticos permanentes en los materiales ferromagnéticos resultan de los momentos magnéticos atómicos, debido al espín de los electrones no cancelados como consecuencia de la estructura electrónica. También hay una contribución del momento magnético orbital, pero es pequeña comparada con el momento magnético del espín. Además, en un material ferromagnético las interacciones de acoplamiento hacen que los momentos

magnéticos netos de espín de átomos adyacentes se alineen unos con otros aún en presencia de un campo magnético aplicado. Esto se ilustra esquemáticamente en la figura 3. El origen de estas fuerzas de acoplamiento no es completamente conocido pero se cree que se origina por la estructura electrónica del metal. Esta alineación mutua de los espines se presenta en volúmenes relativamente grandes del cristal denominados **dominios**.

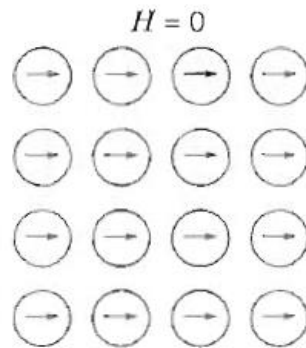


Figura 3. Ilustración esquemática de la alineación mutua de dipolos atómicos para un material ferromagnético, el cual existe aún en ausencia de un campo externo aplicado.

La máxima magnetización posible, o sea la **magnetización de saturación** M_s de un material ferromagnético, representa la magnetización que resulta cuando todos los dipolos magnéticos en una pieza sólida están alineados paralelamente. También existe una correspondiente densidad de flujo B_s . La magnetización de saturación es igual al producto del momento magnético neto de cada átomo y el número de átomos presentes. Para los átomos de hierro, cobalto, níquel los momentos magnéticos netos por átomo son respectivamente 2.22, 1.72 y 0.60 magnetones de Bohr. [1]

1.4. Antiferromagnetismo y ferrimagnetismo

El **antiferromagnetismo** ocurre cuando los momentos magnéticos de los átomos o iones de materiales diferentes de los ferromagnéticos, se alinean o acoplan cada uno con sus vecinos en direcciones exactamente opuestas, como se muestra en la figura 4. Por tanto, existe un momento magnético neto igual a cero mirando macroscópicamente a este tipo de materiales, debido a que los momentos magnéticos se cancelan entre sí con sus vecinos.

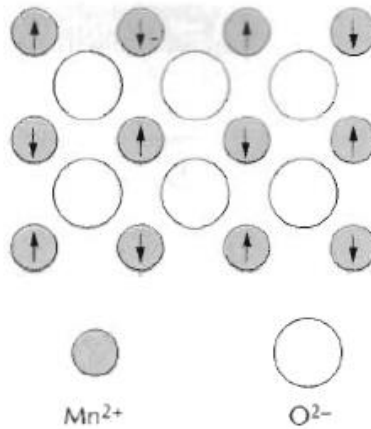


Figura 4. Representación esquemática del alineamiento antiparalelo de los momentos magnéticos de espín para el óxido de manganeso antiferromagnético. [1]

Por otra lado, el fenómeno del **ferrimagnetismo** es similar al del ferromagnetismo, se presenta en algunos materiales cerámicos y poseen magnetización permanente pero con menor intensidad que los ferromagnéticos. La diferencia reside en la presencia del fenómeno antiferromagnético, el cual actúa sobre parte de los momentos magnéticos del material, pero no sobre todos ellos, quedando una componente ferromagnética débil en alguna dirección.

El ferromagnetismo se produce en las llamadas ferritas cúbicas, que son materiales que pueden representarse por MFe_2O_4 , en la cual M representa cualquiera de los elementos metálicos. Los iones de Fe existen en los estados de valencia de +2 y +3, en una proporción de 1:2. Para cada uno de los iones de Fe^{+2} y Fe^{+3} existe un momento magnético, el cual corresponde a 4 y 5 magnetones de Bohr, respectivamente. Por otra parte, los iones de O^{2-} son magnéticamente neutros. Los iones de Fe^{+2} se localizan todos en posiciones octaédricas y están alineados entre sí, mientras que los iones de Fe^{+3} se encuentran alineados en posiciones octaédricas y alineados en dirección contraria en las posiciones tetraédricas, y por lo tanto los momentos magnéticos de todos los iones de Fe^{+3} se anulan entre sí. En consecuencia, son los iones de Fe^{+2} los responsables de la magnetización neta del material. Ésta magnetización de materiales ferrimagnéticos puede ser calculada a partir del producto del momento magnético del espín de cada ión Fe^{+2} y el número de iones de estos. [1], [2]

La magnetización de saturación de los materiales ferrimagnéticos es muy alta, pero presentan baja conductividad eléctrica, por lo que se pueden utilizar como aisladores en tareas donde los materiales ferromagnéticos podrían causar daños. Ejemplo de ello, son los transformadores de alta frecuencia, donde se requiere un campo magnético y baja conductividad eléctrica.

1.5. Temperatura de Curie T_C y dominios magnéticos

Los materiales magnéticos presentan dependencia con la temperatura a la que son expuestos, debido a que ésta es capaz de alterar las vibraciones de los átomos que la conforman. Por ejemplo, al aumentar la temperatura se produce un aumento en la magnitud de vibraciones térmicas de los átomos, esto genera que los momentos atómicos puedan girar y provocar un desalineamiento de los mismos.

En materiales como los ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos, las agitaciones térmicas de los átomos contrarrestan las fuerzas de acoplamiento con los dipolos atómicos adyacentes. Esto ocurre con independencia de un campo externo aplicado, lo que genera una disminución en la magnetización de saturación. Por otro lado, a una temperatura de cero kelvin, las agitaciones térmicas atómicas son mínimas y la magnetización de saturación máxima.

Al aumentar la temperatura de un material la magnetización de saturación disminuye gradualmente y luego cae abruptamente hasta que las fuerzas de acoplamiento de espín son completamente anuladas, los momentos magnéticos se desordenan por completo y los materiales ferro y ferrimagnéticos pasan a tener un comportamiento paramagnético. A esta temperatura se le denomina **temperatura de Curie T_C** [1]. Cada material tiene su propia temperatura de Curie.

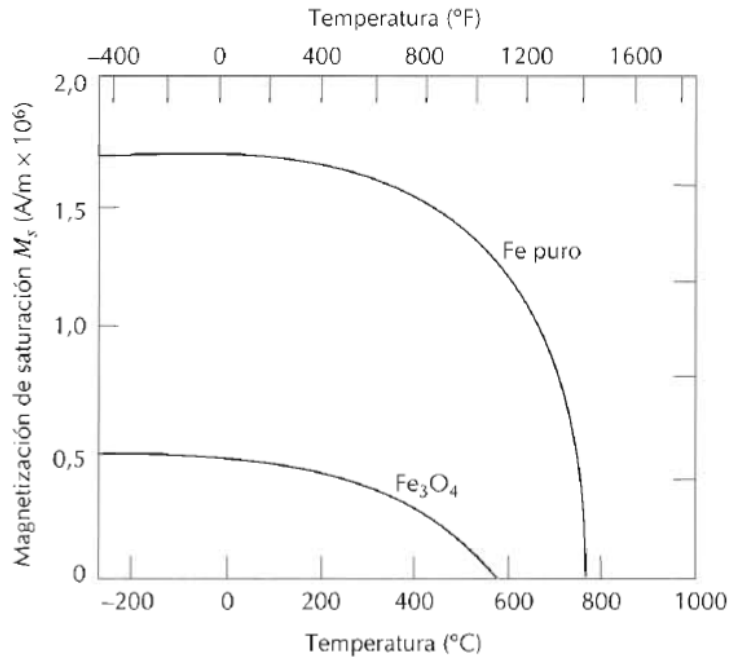


Figura 5. Gráfico de la magnetización de saturación vs temperatura para hierro y Fe_3O_4 .

[1]

Cualquier material ferromagnético y ferrimagnético a temperaturas inferiores a T_c , está formado por pequeñas regiones tridimensionales en las cuales los momentos magnéticos están todos alineados en la misma dirección, como se ilustra en la figura 6. Estas regiones se denominan **dominios**, y cada uno está magnetizado hasta la saturación, es decir todos sus momentos magnéticos son paralelos. Los dominios adyacentes están separados por límites de dominios o **paredes de dominios**, a través de las cuales la dirección de magnetización cambia gradualmente para pasar de un dominio a otro (figura 7). Por lo general, los dominios son de tamaño microscópico. En una pieza macroscópica pueden existir muchos dominios donde cada uno de ellos puede tener su propia orientación. La magnitud del campo \vec{M} para todo el sólido, es la suma vectorial de las magnetizaciones de todos los dominios, estando la contribución de cada dominio ponderada por su fracción de volumen. [3], [1]

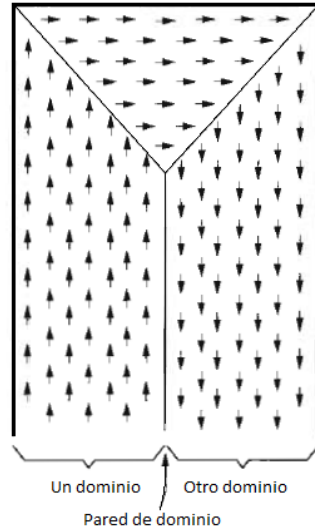


Figura 6. Ilustración esquemática de los dominios magnéticos en una material ferromagnético o ferrimagnético. Cada flecha representa los dipolos magnéticos atómicos.[1]

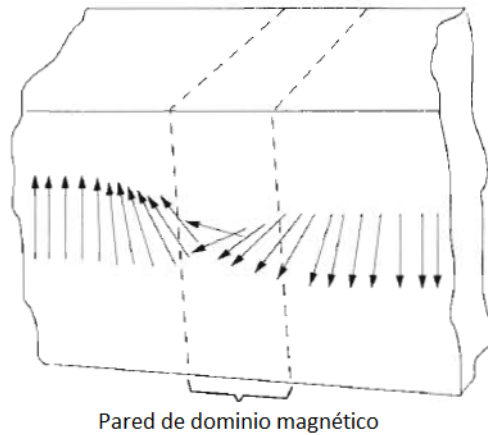


Figura 7. El esquema representa el cambio gradual en la orientación de los momentos magnéticos en la transición de un dominio magnético a otro, lo que da forma a la pared de dominios.[1]

1.6. Histéresis

En los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos la densidad de flujo magnético \vec{B} y la intensidad de campo magnético \vec{H} no son proporcionales. Supongamos que un material no se encuentra magnetizado inicialmente, entonces \vec{B} variará en función de \vec{H} como se muestra en la figura 8, donde la curva empieza creciendo lentamente, para después hacerlo rápidamente hasta alcanzar un valor estable de \vec{B} el cual es independiente de \vec{H} . Este valor de \vec{B} se denomina densidad de flujo de saturación, B_s , y coincide con que los momentos magnéticos del material están todos alineados con el campo externo, es decir su magnetización \vec{M} se encuentra también en saturación, M_s .

Podemos decir que a medida que aumenta el campo \vec{H} , el tamaño de los dominios de los momentos magnéticos que inicialmente se anulaban entre sí empiezan a modificarse con un desplazamiento de las paredes de dominio. Los dominios que se encuentran en una dirección favorable con el campo externo empiezan a crecer. Esto se puede visualizar pensando en que los dominios en dirección no favorable con \vec{H} , empiezan a revertir en su dirección, acomodándose y alineándose con éste, ya que aquello es energéticamente más favorable. Este proceso continúa hasta que todos los dominios magnéticos se encuentran alineados con el campo externo, dando origen a un solo dominio (figura 8). [5], [3]

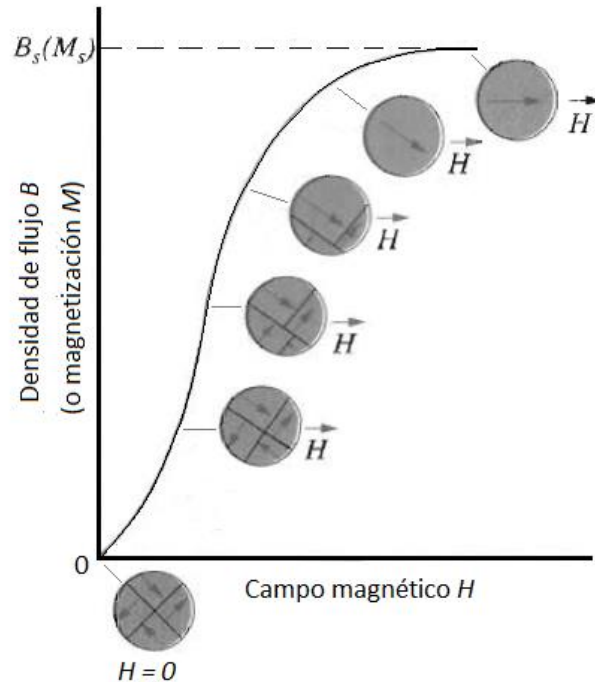


Figura 8. Respuesta de B frente a H de un material ferromagnético o ferrimagnético que inicialmente se encontraba desmagnetizado. A esta curva se le denomina curva virgen del material. Además se representan las configuraciones de los dominios magnéticos durante diferentes estados de magnetización.[1]

Una vez que se alcanza la saturación del material (punto S de la figura 9), si se disminuye \vec{H} para invertir su dirección, la dependencia de la magnetización en función de \vec{H} no sigue la curva inicialmente trazada (curva virgen), sino que se produce un efecto denominado **histéresis** en el cual el campo \vec{B} se retrasa con respecto al campo \vec{H} aplicado (figura 9), el cual puede explicarse por el movimiento de las paredes de dominios, que inicialmente habían sido forzadas a adquirir la dirección del campo externo al llegar a la saturación. Luego cuando \vec{H} empieza a disminuir, el dominio magnético de saturación empieza a girar y ubicándose en una dirección que sea energéticamente más favorable. Si \vec{H} sigue disminuyendo, este dominio dará paso a la formación de multidominios que serán más favorables energéticamente con respecto a la estructura del material, sin embargo, existe un efecto de resistencia a la creación de multidominios que se debe al desplazamiento de las paredes de dominios por la estructura del material. Esta resistencia al movimiento da lugar a que cuando

\vec{H} llega a cero, el material queda con una magnetización residual, llamada **remanencia**, es decir, los dominios magnéticos no alcanzan a anularse vectorialmente y el material queda magnetizado en ausencia de un campo externo.

Para desmagnetizar el material y anular la magnetización de remanencia, es necesario aplicar un campo magnético externo en la dirección opuesta a la que inicialmente se había aplicado para saturarlo. A ésta cantidad de campo externo se le denomina **coercividad** y se denota con H_c .

Al seguir aplicando el campo \vec{H} en dirección contraria a la inicial, nuevamente se llega a obtener una saturación de los momentos magnéticos dando forma a un solo dominio, que tendrá la misma dirección pero sentido opuesto al primer dominio de saturación antes señalado (punto S' de la Figura 9). Si nuevamente se invierte el campo \vec{H} hasta el punto S , se completa la llamada curva de histéresis magnética, que también produce una remanencia negativa, B_r y una coercitividad positiva, H_c . [1- 3]

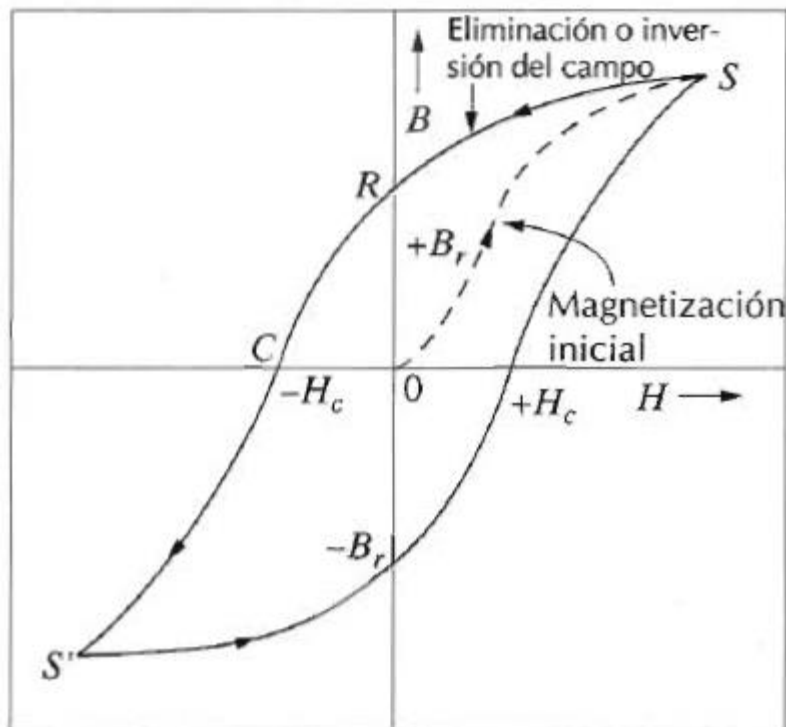


Figura 9. Densidad de flujo magnético frente a la intensidad de campo magnético para un material ferromagnético con saturación de momentos magnéticos en ambas direcciones.[1]

2. Energías

En una partícula magnética existen diferentes contribuciones a la energía de origen estructural y externo. Entre estos podemos mencionar interacciones entre los momentos magnéticos de los electrones, acoplamientos del espín con los orbitales atómicos, la interacción de los momentos magnéticos electrónicos con un campo externo, etc. Estas interacciones definen las propiedades energéticas en un material y son de relevancia en todo estudio de materiales magnéticos. La suma de todas las energías nos entregan la energía total de un sistema magnético:

$$E = E_{EX} + E_Z + E_{AC} + E_M + E_{ME}, \quad (2.1)$$

donde E_{EX} es la energía de intercambio; E_Z es la energía de Zeeman; E_{AC} es la energía de anisotropía magnetocristalina; E_M es la energía magnetostática y E_{ME} es la energía magnetoelástica.

Algunas de las contribuciones a la energía se describen a continuación.

2.1. Energía de Anisotropía Magnetocristalina, E_{AC}

2.1.1. Ruptura de simetría

Consideremos un volumen ΔV con magnetización uniforme \vec{M} , donde $|\vec{M}|=M_S$, y el vector unitario de la magnetización es $\hat{m} = \frac{\vec{M}}{M_S}$. Podemos escribir la magnetización en coordenadas esféricas como (figura 10):

$$\begin{aligned} m_x &= \sin\theta\cos\phi \\ m_y &= \sin\theta\sin\phi \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$m_z = \cos\theta$$

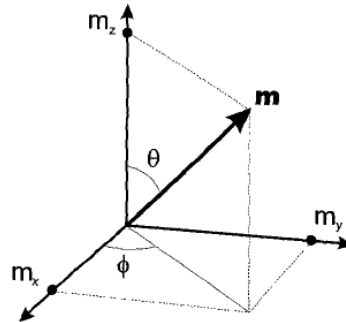


Figura 10. Representación gráfica del vector unitario de magnetización \mathbf{m} ($|\mathbf{m}|=1$), definiéndolo en componentes cartesianos y ángulos de coordenadas esféricas.

La densidad volumétrica de energía de anisotropía ($f_{AC}(\mathbf{m}) = E_{AC}(\mathbf{m})/\Delta V$), puede ser representada gráficamente por una superficie en el espacio, donde la distancia desde el origen a la superficie que se extiende a lo largo del vector director \mathbf{m} es justamente $f_{AC}(\mathbf{m})$ (ver figura 11.A).

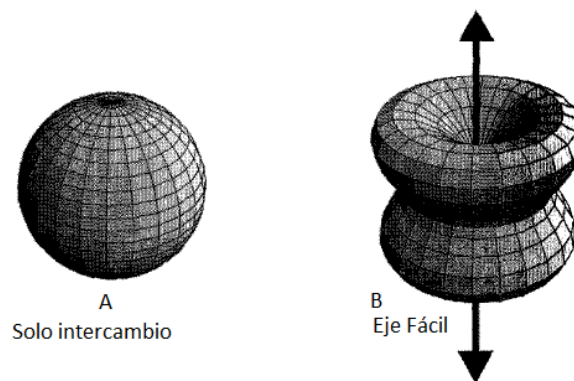


Figura 11. La Ruptura de la simetría esférica da origen a un eje de fácil magnetización.[5]

En esta representación, se permite definir $f_{AC}(\mathbf{m})$ como una constante que no depende de la dirección del vector unitario de magnetización. Elegir diferentes valores para esta constante, dará superficies de energía que difieren en detalles cuantitativos, pero que contienen la misma información sobre la simetría. En particular, la presencia de depresiones en la superficie de

energía indican las direcciones a lo largo de las cuales la magnetización se orienta naturalmente. Estas direcciones se conocen como eje fácil. [5]

Las principales propiedades de esta superficie están determinadas por un conjunto de direcciones de \mathbf{m} que satisfacen la condición de equilibrio:

$$\frac{\partial f_{AC}(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} = 0 \quad (2.3)$$

Las soluciones de esta ecuación representan mínimos locales, puntos de silla, o máximos locales de la superficie de energía. Un mínimo local identifica a un eje fácil. Por otra parte, el eje mediano duro y eje difícil, se utilizan a veces para referirse a un punto de silla o en un máximo local, respectivamente. Dependiendo de la simetría de la superficie de energía, uno puede encontrarse con situaciones simples, donde sólo uno de los ejes fáciles está presente, o situaciones más complejas en las que hay múltiples puntos sillas involucrados. [5]

2.1.2. Anisotropía Magnetocristalina uniaxial

Consideremos que existe sólo una dirección privilegiada de magnetización. Identificaremos esta dirección con el eje z . La energía de anisotropía es invariante con respecto a las rotaciones alrededor del eje de anisotropía, y depende solamente de la orientación relativa del eje con \mathbf{m} . Bajo estas condiciones, la energía de anisotropía se escribe en función de la componente de magnetización a lo largo del eje z , $m_z = \cos\theta$. Es común hacer $m_x^2 + m_y^2 = 1 - m_z^2 = 1 - \cos^2\theta = \sin^2\theta$, a cambio de $\cos^2\theta$ como variable de expansión. Así la densidad de energía $f_{AC}(\mathbf{m})$ puede expandirse como:

$$f_{AC}(\mathbf{m}) = K_0 + K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta + \dots, \quad (2.4)$$

donde las *constantes de anisotropía* tendrán unidades de energía por unidad de volumen. Para hacer un análisis más sencillo consideremos el caso en que la serie es truncada después de K_1 , es decir para ángulos de θ muy pequeños. Entonces $f_{AC}(\mathbf{m})$ podrá ser menor o mayor que cero. Para $K_1 > 0$ existen dos mínimos de energía, $\theta = 0$ y $\theta = \pi$, esto ocurre cuando la

magnetización es positiva o negativa con respecto a la dirección del eje de anisotropía, en este caso, al eje se le denomina *eje fácil de magnetización*.

Para $K_1 < 0$, la energía tendrá un mínimo en $\theta = \pi/2$, y corresponderá a un punto en cualquier parte del plano x - y , y cualquier dirección dentro del plano corresponderá a un eje fácil de magnetización. [5]

La dependencia angular de la energía será igual como si fuese un campo de fuerzas actuando a lo largo del eje fácil.

El campo de anisotropía H_{AC} se escribe como:

$$H_{AC} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}. \quad (2.5)$$

2.1.3. Anisotropía Magnetocristalina cúbica

La simetría cúbica considera la existencia de tres direcciones privilegiadas a lo largo de las direcciones de los ejes x, y, z . El desarrollo para la densidad de energía de anisotropía tomará la siguiente forma:

$$f_{AC}(\mathbf{m}) = K_0 + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \dots \quad (3.6)$$

Nuevamente sólo consideramos $K_1 \neq 0$. Para $K_1 > 0$, la energía es mínima en seis direcciones. Las direcciones positivas y negativas en los ejes x, y, z , que corresponden a los ejes fáciles de magnetización, que en notación cristalográfica se pueden escribir por ejemplo como $\langle 100 \rangle$; Si la dirección de magnetización se encuentra en la dirección $\langle 111 \rangle$, se considera como un eje difícil de magnetización. Al contrario si $K_1 < 0$, el eje fácil se estará en la dirección $\langle 111 \rangle$ y el difícil en $\langle 100 \rangle$. [5]

El campo de anisotropía cristalina cúbica será:

$$H_{AC} = \frac{4 |K_1|}{3 \mu_0 M_S}. \quad (2.7)$$

En nanohilos la anisotropía cristalina puede competir con la anisotropía de forma. Si el eje fácil está alineado con el eje del nanohilo, entonces ambas anisotropías se refuerzan. Mientras que si el eje fácil se encuentra perpendicular al eje del nanohilo, ambas contribuciones compiten. [6]

2.2. Energía Magnetoelástica, E_{ME}

La Magnetostricción es un fenómeno por el cual la forma de un sistema ferromagnético sufre cambios durante el proceso de magnetización. La deformación de ésta, $\frac{\delta l}{l}$, suele ser muy pequeña, dentro de un rango de 10^{-5} a 10^{-6} . A pesar de que la deformación es pequeña, la magnetostricción es un factor importante en la estructura y el ordenamiento de los dominios magnéticos dentro del material. Si se observa la figura 12, se puede apreciar que la magnetostricción empieza a crecer en función del campo magnético externo hasta llegar a una saturación. La razón de este comportamiento es que la red cristalina dentro de cada dominio es deformada en la dirección de la magnetización, dando lugar a una deformación de la red y un ordenamiento de los dominios magnéticos, como se aprecia en la figura 13, favoreciendo la minimización de la energía. [7]

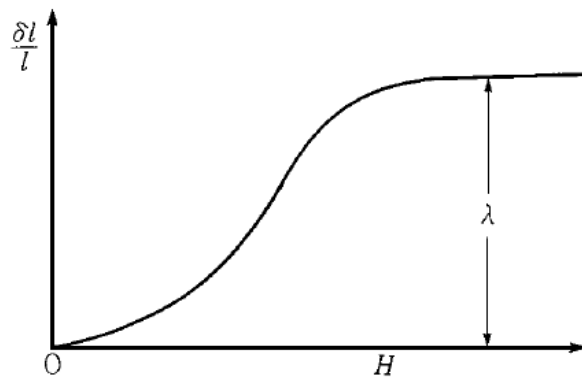


Figura 12. Deformación magnetostrictiva como función del campo externo aplicado.[7]

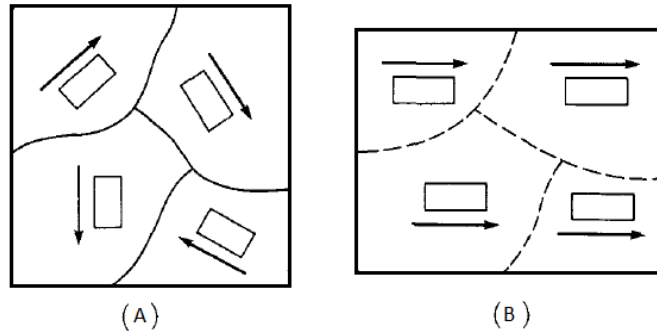


Figura 13. Rotación de la magnetización de los dominios, acompañado de una rotación en el eje de stress espontáneo.[7]

Este fenómeno puede darse inversamente, lo que se conoce como efecto magnetostrictivo inverso (efecto magnetoelástico o anisotropía de stress) en el cual un stress externo produce la deformación de la red cristalina favoreciendo ciertas direcciones de magnetización, es decir, produciendo una anisotropía. [6]

La densidad volumétrica de energía magnetoelástica E_{ME} , la denotamos por f_{ME} y dependerá del stress aplicado al material y de la deformación. Para el caso de una red cúbica, su densidad energética será:

$$f_{ME} = \frac{3}{2} \lambda \sigma \sin^2 \theta, \quad (2.8)$$

donde λ , es la constante magnetostricción del material, σ es el tensor o compresor de esfuerzo y θ el ángulo formado entre σ y la dirección de magnetización.

El stress crea una anisotropía en el material, a lo largo de la dirección del stress aplicado. La constante de anisotropía asociada es:

$$K_{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda \sigma. \quad (2.9)$$

El tipo de anisotropía depende de si $\lambda\sigma > 0$, o si $\lambda\sigma < 0$. A modo de ejemplo, si se aplica una tensión de tracción a un cristal de hierro, a temperatura ambiente, $\lambda_{100} \cong -\lambda_{111} \cong 2 \cdot 10^{-5}$, se obtiene un eje fácil cuando el stress es aplicado a lo largo de la dirección $\langle 100 \rangle$, y un plano fácil de anisotropía cuando el stress es aplicado a lo largo de la dirección $\langle 111 \rangle$. [5]

2.3. Campo desmagnetizante, factor desmagnetizante y energía magnetostática, E_{ms}

En un material ferromagnético, como consecuencia de la existencia de polos, se generan líneas de campo magnético que viajan por dentro y por fuera del mismo material. Estas líneas de campo son curvas cerradas que viajan de norte a sur, como se muestra en la figura 14.

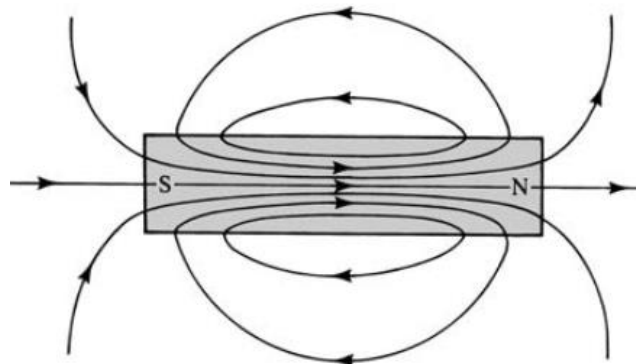


Figura 14. Esquema de las líneas de campo magnético generadas por una barra magnetizada.[8]

Las líneas de campo magnético que viajan de norte a sur, pueden ser visualizadas como un campo magnético asociado al mismo material, que viaja en sentido contrario al vector de magnetización que rige al material. El sentido del campo magnético creado por el material, es opuesto al vector de magnetización, lo que genera un efecto de desmagnetización. Es por esto que a este campo magnético se le denomina *campo magnético desmagnetizante* y se le asocia la letra H_d . Este campo magnético se escribe como sigue a continuación:

$$H_d = -\vec{N}_d \cdot \vec{M}, \quad (2.10)$$

donde N_d es el factor desmagnetizante o coeficiente de desmagnetización. El valor de N_d depende principalmente de la forma del cuerpo, y puede ser calculado analíticamente sólo para un elipsoide. La suma de los factores desmagnetizantes a lo largo de los tres ejes ortogonales de un elipsoide es constante:

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (SI) \quad (2.11)$$

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi. \quad (cgs)$$

Si la geometría del cuerpo fuese muy similar a un cilindro, es decir con $N_x = N_y > N_z$, se obtiene:

$$N_x = \frac{1 - N_z}{2} \quad (SI). \quad (2.12)$$

Si se observa la figura 15, si un cuerpo es magnetizado por un campo aplicado a un cierto nivel A y el campo aplicado posteriormente se elimina, la magnetización se reducirá hasta C debido a la acción del campo de desmagnetización H_d . La recta OC es la línea de campo desmagnetizante, con una pendiente de $-1/N_d$.

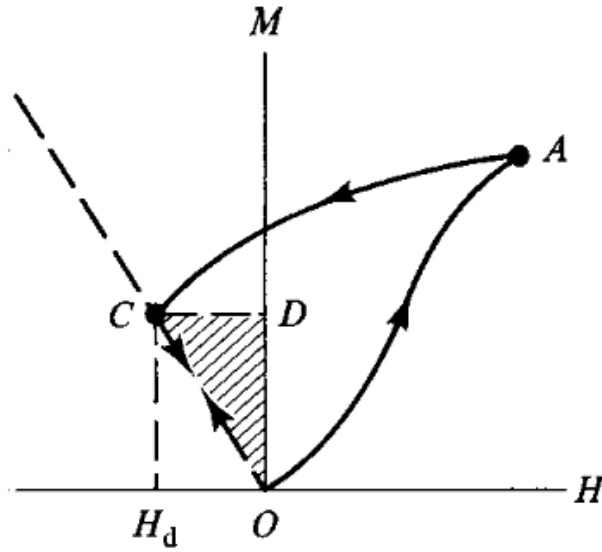


Figura 15. Representación gráfica de la energía magnetostática almacenada en un cuerpo magnetizado y sin campo externo aplicado.[8]

Entonces la energía magnetostática E_{ms} almacenada será igual a la superficie del triángulo sombreado ODC , es decir:

$$E_{MS} = -\frac{1}{2}H_d M_0. \quad (2.13)$$

Si consideramos un cuerpo con forma de elipsoide, como el de la figura 16, con semieje mayor en z , y semiejes menores de igual magnitud en x e y , suponiendo que tiene una magnetización \vec{M} que forma un ángulo ϕ con respecto a z y φ es el ángulo sobre el plano x - y de la magnetización [5], [8], entonces se obtiene que:

$$\frac{E_{MS}}{V} = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} (N_x \sin^2 \phi \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \phi \sin^2 \varphi + N_z \cos^2 \phi) \quad (2.14)$$

$$\frac{E_{MS}}{V} = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} (N_x \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \phi).$$

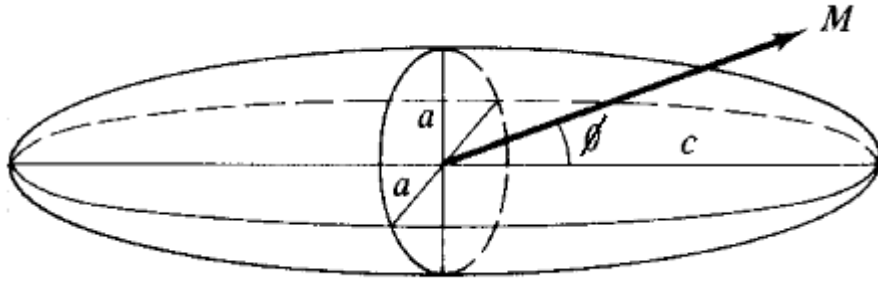


Figura 16. Elipsoide de semiejes menores de igual tamaño.

Utilizando las ecuaciones (2.14) y $\cos^2 \phi = 1 - \sin^2 \phi$, E_{MS} obtiene la siguiente forma:

$$\frac{E_{MS}}{V} = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} N_z + \frac{\mu_0 M_0^2}{2} (N_x - N_z) \sin^2 \phi$$

$$\frac{E_{MS}}{V} = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} N_z + \frac{\mu_0 M_0^2}{4} (1 - 3N_z) \sin^2 \phi$$

$$\frac{E_{MS}}{V} = \frac{\mu_0 M_0^2}{2} N_z + K_s \sin^2 \phi, \quad (2.15)$$

donde K_s recibe el nombre de constante de anisotropía de forma y es igual a $K_s =$

$$\frac{\mu_0 M_0^2}{4} (1 - 3N_z).$$

2.4. Energía de Zeeman, E_Z

La energía de Zeeman es la energía de interacción entre un momento magnético y el campo magnético externo. Así la energía de Zeeman de una pequeña entidad de momento magnético uniforme \vec{m} en un campo magnético externo es:

$$E_Z = -\vec{m} \cdot \vec{B}. \quad (2.16)$$

Para un gran número de momentos magnéticos discretos la energía de Zeeman total, en el límite al continuo, se puede escribir como:

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H} dv, \quad (2.17)$$

Cuando el campo magnético externo y la magnetización dentro del volumen son constantes, entonces la energía de Zeeman es:

$$E_Z = -\mu_0 V \vec{M} \cdot \vec{H}. \quad (2.18)$$

Así, la energía de Zeeman es mínima cuando todos los momentos magnéticos dentro del material se encuentran paralelos al campo magnético externo \vec{H} , ó, en otras palabras, cuando la magnetización dentro del material se encuentra paralela al campo externo. [6]

3. Modos de reversión magnética coherente, transversal y vórtice.

El almacenamiento de información mediante sistemas magnéticos nanométricos es de interés mundial. Entre los sistemas propuestos para el almacenamiento de la información encontramos los arreglos de nanohilos magnéticos, cuyas propiedades magnéticas dependen del material y de su geometría. El comportamiento de los arreglos de nanohilos magnéticos es ampliamente estudiado, tanto desde el punto de vista teórico como experimental [9, 10]. Una de las dificultades del estudio de estos sistemas reside en las interacciones entre elementos, por lo que comúnmente se analiza el comportamiento de un hilo aislado, cuyo análisis se presenta a continuación.

Consideremos un nanohilo aislado, con una magnetización M_0 orientada a lo largo del eje principal. Al aplicarse un campo externo mayor o igual a H_s , con sentido antiparalelo a la magnetización del nanohilo, el nanohilo revertirá su magnetización pasando de un estado de M_0 a $-M_0$. Este proceso de reversión magnética puede ser generado principalmente de tres formas que se conocen como: reversión coherente, reversión transversal y reversión tipo vórtice, como se muestra en la figura 17. Un material magnético revertirá según como le sea más favorable energéticamente, lo cual dependerá fuertemente de parámetros como la geometría y parámetros internos de la estructura del material.

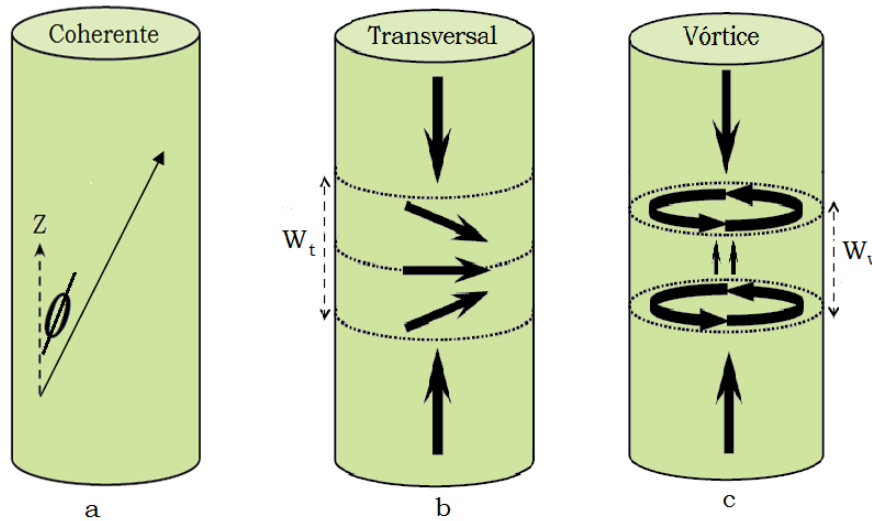


Figura 17. Esquema del movimiento de rotación magnética coherente, transversal y vórtice.

La reversión magnética coherente de un monodominio tiene como característica (ideal) el movimiento uniforme y simultáneo de todos los momentos magnéticos que componen el dominio, los que rotan polarmente al eje de magnetización, como se observa en el figura 17a.

La reversión magnética transversal ocurre a través de la propagación de la pared de dominio transversal a lo largo del eje del nanohilo, figura 17b, empezando a moverse desde las tapas del nanohilo, hacia el centro de este, generando un efecto similar a lo que entendemos como “efecto dominó”, es decir, a medida que avanza la pared de dominio, los monodominios van revirtiendo su magnetización, hasta llegar a una distancian donde se enfrentan las paredes de dominio que van desplazándose desde ambas tapas del hilo.

La reversión magnética mediante una pared tipo vórtice es muy similar al proceso de reversión magnética transversal, puesto que desde las tapas del nanohilo se propagan las paredes de vórtice hacia el centro del nanohilo, figura 17c, revirtiendo en su camino los momentos magnéticos.

Los tres modos de reversión magnéticos mencionados serán estudiados para el caso particular de un nanohilo aislado y tienen gran relevancia en este trabajo, pues sentarán las bases teóricas para generar un modelo analítico que encuentre el modo de reversión de los

nanohilos según su estructura y razón de aspecto, lo que posteriormente será traspuesto con resultados experimentales obtenidos de la medición de arreglos de nanohilos.

3.1. Dependencia angular de la coercividad de un nanohilo

La coercividad de un nanohilo magnético depende de diferentes parámetros, entre los cuales se encuentran los de tipo geométrico, estructura de la red interna, interacciones magnéticas de sus momentos internos, etc. También, depende del ángulo existente entre el hilo y el campo magnético externo. La dependencia angular de la coercividad de un hilo con respecto al campo magnético externo puede variar según el hilo escoja diferentes modos de reversión. Para diferentes materiales pueden existir intervalos angulares en los cuales a un determinado nanohilo le será más eficiente energéticamente revertir de un modo que de otro. Con esto queremos puntualizar que un nanohilo puede revertir utilizando uno o más modos de reversión dentro de un intervalo angular.

3.2. Reversión Coherente

Posiblemente éste sea el modo de reversión magnética más conocido y utilizado en la historia del micro y nano-magnetismo, pues fue propuesto en el siglo pasado en la década del cuarenta en una investigación llevada a cabo por E.C. Stoner y E.P. Wohlfarth [18] y ha trascendido hasta el día de hoy utilizándose como referencia para muchas investigaciones del área.

El modelo de Stoner-Wohlfarth señala que la energía total en la rotación magnética coherente está dada principalmente por la Energía de Zeeman y la presencia de una anisotropía uniaxial, la cual puede describirse como::

$$E(\theta) = K \sin^2 \phi - \mu_0 M_0 H \cos(\phi - \theta), \quad (3.1)$$

donde K es la constante de Anisotropía uniaxial, θ es el ángulo entre la dirección de magnetización y el eje del nanohilo, y ϕ es el ángulo entre la dirección del campo magnético externo y el eje del nanohilo, como se muestra en la figura 18.

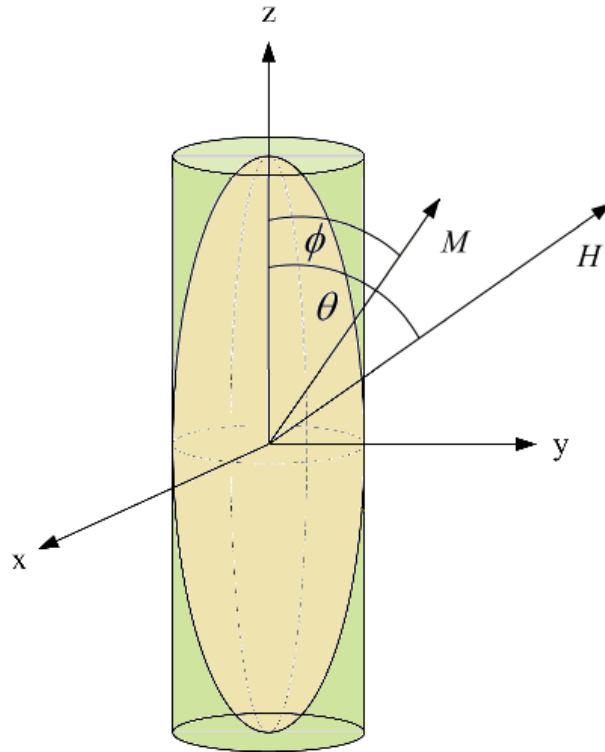


Figura 18. Esquema de la aproximación de un cilindro magnético a un elipsoide.

En la figura 18 se muestra la aproximación de un nanohilo a un elipsoide, lo que es adecuado cuando el largo del nanohilo es mucho mayor que su diámetro, es decir, cuando tiene una gran razón de aspecto ($c > 100$), $c = L/D$. Esta aproximación es necesaria debido a la complejidad existente para determinar los efectos de borde que se producen en las tapas de un nanohilo, en cuyo caso resulta muy complejo calcular las interacciones de los momentos magnéticos. Es por esto, que un elipsoide muy largo surge como alternativa para analizar un nanohilo, y bastante aceptada por la comunidad científica.

Al minimizar la energía del modelo de Stoner-Wohlfarth (Ec. 3.1), se obtiene la expresión analítica para el campo de nucleación de la reversión magnética coherente (referencia [11]):

$$\frac{H_n^C(\theta)}{M_0} = \frac{1 - 3N_z(L)}{2} \frac{\sqrt{1 - t^2 + t^4}}{1 + t^2}, \quad (3.2)$$

donde $t = \tan^{\frac{1}{3}}(\theta)$ y $N_z(L)$ es el factor de desmagnetización a lo largo del eje z, el cual se aproxima mediante:

$$N_z(L) = 1 - F_{21} \left[\frac{4R^2}{L^2} \right] + 8R/3\pi L, \quad (3.3)$$

donde F_{21} es una función hipergeométrica $F_{21}[x] = F_{21} \left[-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2, -x \right]$ y L es el largo del nanohilo.

En el análisis angular de la coercividad, los señores Stoner y Wohlfarth señalan en la página 21 de [11], que la ecuación (3.1) es válida mientras se escriba bajo las siguientes condiciones:

$$H_c^C = \begin{cases} |H_n^C| & \text{para } 0 \leq \theta < \pi/4 \\ 2 \left| H_n^C(\theta = \frac{\pi}{4}) \right| - |H_n^C| & \text{para } \frac{\pi}{4} \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (3.4)$$

donde H_c^C , es el campo coercitivo de reversión magnética coherente.

Si observamos la ecuación (3.2), podemos ver que si el campo externo es paralelo al eje del nanohilo, es decir, $\theta = 0$, entonces $H_n^C = M_0 \frac{1-3N_z(L)}{2}$. Esto indica que el campo coercitivo para un nanohilo aislado depende sólo de la geometría, a través del factor desmagnetizante en el eje axial, el que, a su vez depende únicamente de la razón de aspecto, $c = L/D$.

En base a lo anterior podemos concluir que el campo coercitivo de un nanohilo para una rotación coherente depende sólo de su geometría y del ángulo del campo externo con respecto al eje del nanohilo. En la figura 19 se grafica esta dependencia.

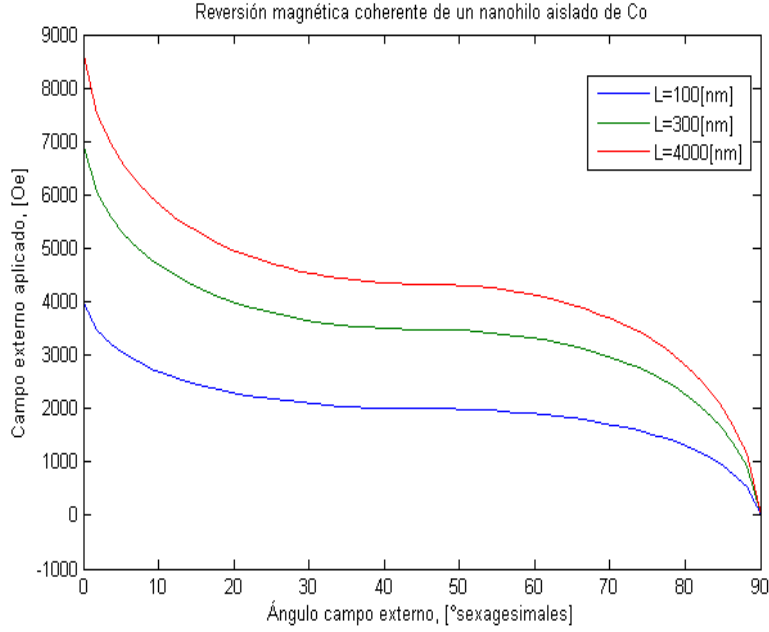


Figura 19. Dependencia de la reversión magnética coherente de un hilo en función del ángulo entre el campo externo y su eje principal, a partir del modelo de Stoner-Wohlfarth. Se usó como parámetros de cálculo un radio constante de $R=25[\text{nm}]$ y $M_0=1,4*10^6[\text{A/m}]$ (magnetización correspondiente a cobalto).

3.3. Reversión mediante una pared transversal.

Para analizar el campo coercitivo mediante reversión transversal se puede utilizar el modelo de Stoner-Wohlfarth modificado [12], que consiste en reemplazar el largo L del hilo utilizado en la ecuación (3.2) por el ancho de la pared w_t , es decir:

$$\frac{H_n^T(\theta)}{M_0} = \frac{1 - 3N_z(w_t) \sqrt{1 - t^2 + t^4}}{2(1 + t^2)}, \quad (3.5)$$

donde $N_z(w_t)$ es el factor de desmagnetización a lo largo del eje z para el ancho de la pared de dominio transversal, dado por la aproximación $N_z(w_t) = 1 - F_{21} \left[\frac{4R^2}{w_t^2} \right] + 8R/3\pi w_t$. La dependencia angular del campo de nucleación es equivalente a la dada en la Ec. (3.4),

$$H_n^T = \begin{cases} |H_n^T| & \text{para } 0 \leq \theta < \pi/4 \\ 2 \left| H_n^T(\theta = \frac{\pi}{4}) \right| - |H_n^T| & \text{para } \frac{\pi}{4} \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (3.6)$$

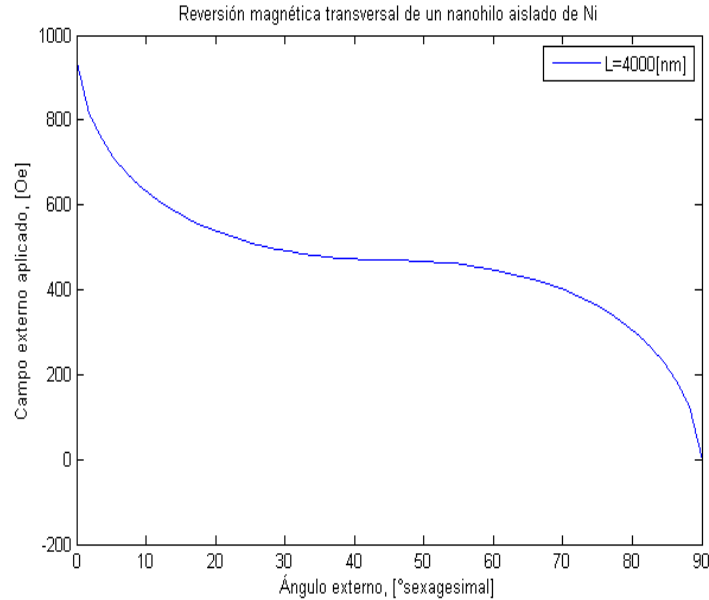


Figura 20. Reversión magnética transversal utilizando el modelo de aproximación de Stoner-Wohlfarth modificado, para un nanohilo aislado en función del ángulo del campo externo. Se usó radio constante de $R=25$ [nm] y $M_0=1,4*10^6$ [A/m] (magnetización del níquel) y ancho de la pared de dominio transversal $W_t=74,8$ [nm].

Es importante notar que para el caso de la reversión magnética transversal, los valores del campo coercitivo no variarán para diferentes largos del nanohilo, ya que la coercividad dependerá del ancho de la pared de dominio y no del largo del hilo.

3.4. Reversión mediante una pared tipo vórtice.

Los momentos magnéticos en la reversión tipo vórtice presentan un flujo cerrado, es decir, no existe una componente neta de la magnetización en el plano perpendicular al eje del nanohilo, ya que en este caso los momentos magnéticos se orientan tangente al manto del cilindro. En la referencia [13], Aharoni presenta un modelo analítico para el campo de

nucleación de un esferoide elipsoidal, mediante reversión tipo vórtice en función del ángulo entre el eje del elipsoide y el campo externo. En [14] J. Escrig et al. extendieron el cálculo de [13] para un nanohilo, obteniendo la siguiente ecuación:

$$\frac{H_n^V}{M_0} = \frac{\left(N_z - \frac{q^2 L_x^2}{R^2}\right) \left(N_x - \frac{q^2 L_x^2}{R^2}\right)}{\sqrt{\left(N_z - \frac{q^2 L_x^2}{R^2}\right)^2 \sin^2 \theta + \left(N_x - \frac{q^2 L_x^2}{R^2}\right)^2 \cos^2 \theta}}, \quad (3.7)$$

donde N_z y N_x son los factores desmagnetizantes del nanohilo calculados en función del largo del hilo, L_x^2 es la longitud de intercambio del material, q^2 es un parámetro geométrico derivado de $q^2 = \alpha(\beta) = \frac{8}{3} \frac{(14-13\beta^2+5\beta^4)}{(11+11\beta^2-7\beta^4+\beta^6)}$ ref.[14], donde $\beta = \frac{a}{R}$, siendo a el radio interno de un cilindro y R su radio externo. Para un cilindro no hueco ($\beta = 0$), se obtiene que $q^2=112/33$. Como es mostrado por Aharoni en [13], el campo de nucleación $-H_n^V$, es una buena aproximación para el campo coercitivo H_c^V .

3.5. Dependencia geométrica de la coercividad en arreglos de nanohilos de Ni

En un trabajo realizado por J. Escrig et al. [17] se calcula el campo coercitivo de un arreglo de nanohilos de níquel a través del campo coercitivo de un nanohilo aislado de níquel, H_c^i , y el campo de interacción dentro de una arreglo de nanohilos, H_{int} , por medio de la ecuación:

$$H_c^T = H_c^i - H_{int}, \quad (3.8)$$

dado por $H_{int} = [2K(L)/\mu_0 M_0][\varepsilon |\tilde{E}_{int}(D)|/K(L)]^{1/2}$, con $K(L) = \frac{1}{4} \mu_0 M_0^2 [1 - 3N_z(L)]$, ε es un parámetro ajustable que depende de la distribución de los hilos magnéticos en el espacio y la correlación de la distancia entre los hilos. Este parámetro varía entre la unidad y algunas decenas. En [15] Escrig et al. utilizan $\varepsilon = 20$, y \tilde{E}_{int} es la interacción magnetostática entre

dos nanohilos separados a una distancia D , caracterizada por, $\tilde{E}_{int} = \frac{\mu_0 M_0^2 R^2}{2LD} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{L^2}{D^2}}} \right)$.

El campo coercitivo del arreglo de nanohilos de níquel se puede calcular cuando el campo externo es paralelo al eje principal de los hilos, es decir, para $\theta = 0^\circ$.

3.6. Ancho de la pared de dominio

El ancho de la pared de dominio es utilizado para calcular el campo de nucleación en los modos de reversión transversal. El ancho de la pared ha sido analizada por los autores P. Landeros et al. en [16], para un cilindro hueco en los modos de reversión vórtice y transversal. Para el cálculo los autores consideran un cilindro hueco, al que le minimizan la energía dipolar y la energía de intercambio, $E = E_d + E_{ex}$, definidas en las siguientes ecuaciones:

$$E_d^T = \pi \mu_0 M_0 R^2 \int_0^\infty \frac{dq}{q^2} [J_1(qR) - \beta J_1(\beta qR)]^2 (g_s + g_v), \quad (3.9)$$

donde E_d^T es la Energía dipolar en modo de reversión transversal, g_s y g_v , se escriben a continuación:

$$g_s = \frac{\frac{q^2 w^2}{2\pi^2}}{1 + \frac{q^2 w^2}{\pi^2}} \left(\frac{qw}{2} + \frac{1 + e^{-qw}}{1 + \frac{q^2 w^2}{\pi^2}} \right) + f_s, \quad (3.10)$$

$$f_s \equiv 1 + e^{-qw} - \frac{e^{-q(H-z_w)} + e^{-qz_w}}{1 + \frac{q^2 w^2}{\pi^2}} \cosh \left[\frac{qw}{2} \right], \quad (3.11)$$

$$g_v = f_v \equiv \frac{\frac{qw}{2} - (e^{-q(H-z_w)} + e^{-qz_w}) \cosh \left[\frac{qw}{2} \right]}{1 + \frac{q^2 w^2}{\pi^2}} + \frac{1 + e^{-qw}}{\left(1 + \frac{q^2 w^2}{\pi^2} \right)^2} \quad (3.12)$$

Análogamente para el modo vórtice:

$$E_d^V = \pi\mu_0 M_0 R^2 \int_0^\infty \frac{dq}{q^2} [J_1(qR) - \beta J_1(\beta qR)]^2 (f_s + f_v), \quad (3.13)$$

La energía de exchange en modo transversal está también definida en la referencia [16] como:

$$E_{ex}^T = \frac{\pi^3 AR^2(1 - \beta^2)}{w}, \quad (3.14)$$

mientras que en modo vórtice está dada por:

$$E_{ex}^V = \pi A w \ln(1/\beta) + \frac{\pi^3 AR^2(1 - \beta^2)}{w}, \quad (3.15)$$

en las ecuaciones, A es la constante de stiffness, H es la altura del cilindro, w es el ancho de la pared de dominio.

4. Método y Desarrollo Experimental

Las muestras que se midieron son arreglos de nanohilos cilíndricos, cuyas características se reflejan en la siguiente tabla:

Nombre muestra	Longitud [μm]	Diámetro [nm]	Potencial [V]	Composición Material
Níquel	4	50	-1.1	níquel
Cobalto	4	50	$\zeta?$	cobalto
MB5	3.8	50	-1.1	Ni/Co 3x3
MB7	3.9	50	-1.1	Ni/Co 2x2

Las muestras MB5 y MB7 corresponden a sistemas multisegmentados de níquel y cobalto dispuestos alternadamente. Los arreglos de nanohilos de níquel y cobalto con los que trabajamos fueron obtenidos mediante electrodeposición sobre un molde de membrana de alúmina nanoporosa obtenida mediante doble anodización, con ordenamiento hexagonal, con separación entre los poros de $D \approx 100[\text{nm}]$ y radio externo de los poros de $R \approx 25[\text{nm}]$, figura [21].

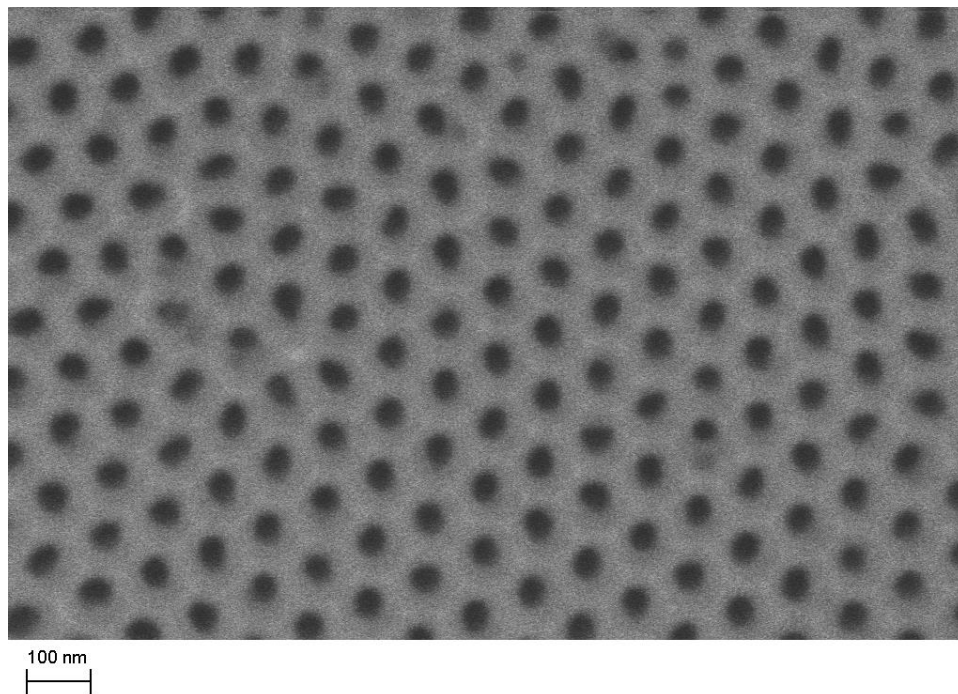


Figura 21. Vista superior obtenida mediante microscopía electrónica de barrido (SEM) de un molde de alúmina nanoporosa de alto ordenamiento hexagonal.

En este trabajo estudiaremos la dependencia angular de la coercividad de arreglos de nanohilos de níquel y cobalto desde un punto de vista teórico y experimental. También estudiaremos experimentalmente arreglos de nanohilos multisegmentados de níquel y cobalto.

Para medir la dependencia angular del campo en arreglos de nanohilos magnéticos, se utilizaron diferentes equipos que se encuentran en el laboratorio de magnetismo de la Universidad de Santiago de Chile, bajo la dirección del Dr. Juliano Denardin. En este laboratorio se encuentra (entre otros) un magnetómetro de muestra vibrante, figura 22.a (VSM, Vibrating Sample Magnetometer) el cual se utilizó para llevar a cabo las mediciones que se presentan en este trabajo.

El método que se utilizó consiste en introducir individualmente las muestras de arreglos de nanohilos, de níquel, cobalto y sistemas multisegmentados (níquel, cobalto), en el campo magnético uniforme que generan las bobinas del magnetómetro. El porta muestra que contiene el arreglo de nanohilos se hace vibrar verticalmente mediante un sistema electromecánico, figura 23.a, que interpreta una señal eléctrica oscilatoria proveniente del amplificador Lock-in, figura 25.b, en un movimiento de oscilación mecánico. La oscilación espacial producida en la muestra producirá un flujo magnético alternante, que será detectado por bobinas de alta sensibilidad de flujo magnético. Estas bobinas han sido diseñadas especialmente para obtener una mayor sensibilidad (ver más adelante detalles de la construcción de las bobinas) según [18], puesto que los arreglos de nanohilos con los que se trabajaron eran de un volumen pequeño, obteniéndose un campo magnético muy bajo, que presentó dificultades para ser medido.

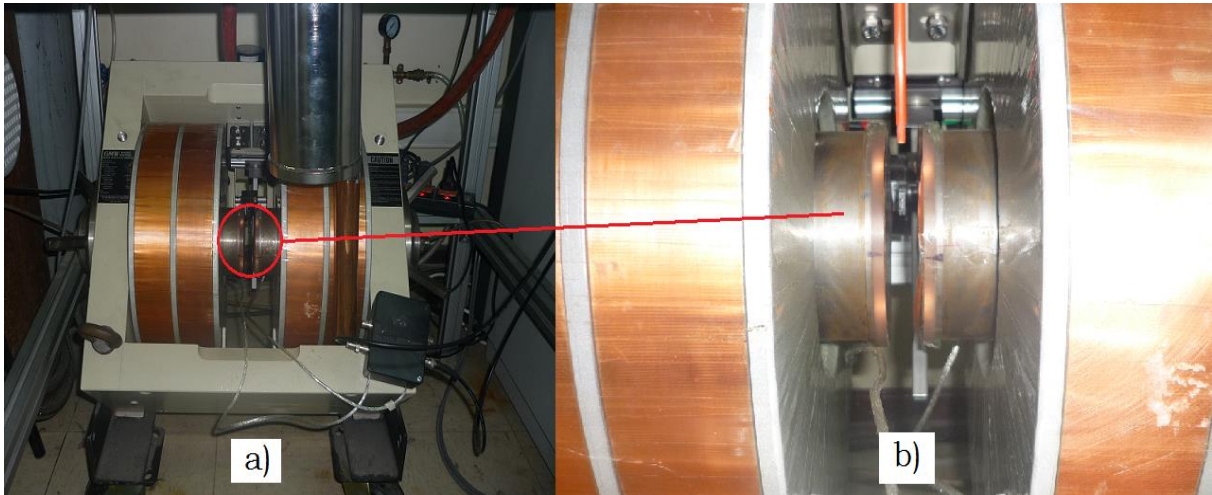


Figura 22. a) Magnetómetro de muestra vibrante, puede generar un campo magnético cercano a 1,2 Tesla. b) Bobinas fabricadas según referencia [18] y ubicadas en el núcleo del magnetómetro.

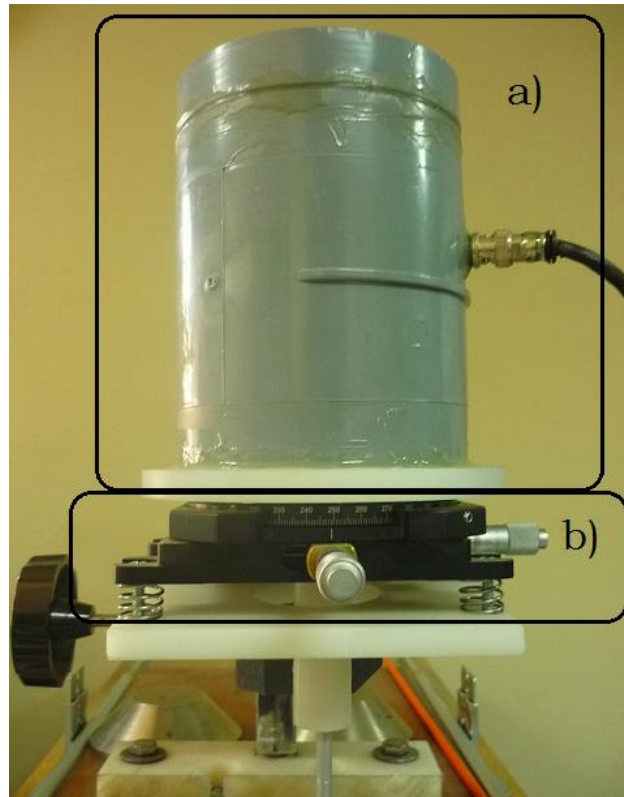


Figura 23. Parte a) corresponde al oscilador mecánico, éste tiene movimiento ajustable en el eje vertical. Parte b) corresponde al goniómetro, de sensibilidad 1° sexagesimal, está instalado en la base del sistema de oscilación mecánica, permitiendo a éste último obtener una movilidad de 360° . Además permite un movimiento micrométrico en el plano horizontal.

Una vez construidas las bobinas de alta sensibilidad, se implementó el sistema de movimiento angular graduado, figura 23.b, que permitió dar un movimiento de 360° al porta muestra de oscilación mecánica. Se obtuvo así un barrido angular completo para la muestra mientras se encuentra vibrando, y obteniendo también un movimiento en los tres ejes coordenados de esta, lo que proporciona un sistema completo para una adecuada calibración en búsqueda de una buena posición para obtener una buena señal de flujo magnético en la lectura de las bobinas.



Figura 24. Preamplificador de señales bajas, contiene filtro para bandas de altas y bajas frecuencias, como también permite dar ganancia a la señal. Marca Stanford research system, modelo SR560.

La señal eléctrica leída por las bobinas va directamente al preamplificador de señal baja, figura 24, que cuenta con filtros pasabandas, en este caso la frecuencia de oscilación proveniente de las muestras era de 47 Hz. El preamplificador se configuró para atenuar señales mayores a 100 Hz, por lo que se podría reducir aún más las señales de ruido externo que interfirieran en el experimento. Análogamente se utilizó el preamplificador para dar ganancia a la señal de lectura.

Posteriormente, la señal de salida del preamplificador pasa al Lock-in, donde es integrada mediante diferentes tiempos, los cuales fueron evaluados en función de la variación de la señal de la muestra que se estaba midiendo. Obtenemos que a mayor calidad (menor variación para una misma medición) de señal de la muestra, menor es el tiempo de integración que se necesita.

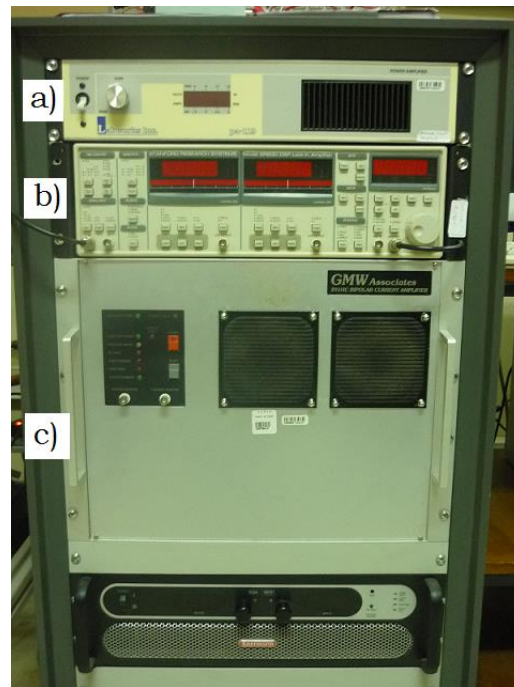


Figura 25. Parte a), corresponde a la fuente de poder que para el sistema de oscilación mecánica, marca Labworks Inc., modelo pa-119. Parte b), corresponde al amplificador Lock-in, marca Stanford research system, modelo SR830 DSP. Parte c) Amplificador de corriente bipolar, se utiliza para alimentar las bobinas de Helmholtz del magnetómetro, su marca es GMW Associates, modelo 231HC.

Finalmente, la información proveniente del Lock-in se traspa a una tarjeta de adquisición de datos, que permite ejecutar un programa diseñado en el computador, utilizando el software LABVIEW®. En él se generan las curvas de histéresis, cuyos datos de campo coercitivo y remanencia se pueden extrapolar para un posterior.

De este modo se cumple el proceso de lectura de los datos provenientes de las fluctuaciones del flujo magnético de las muestras oscilatorias.

La medición de diferentes ángulos en función del campo externo se realizó acorde al siguiente procedimiento.

- Una vez calibrado el equipo, se busca la mejor señal que puedan obtener las bobinas del flujo magnético de la muestra. La primera curva de histéresis se mide con el eje principal del arreglo de nanohilos paralelo al campo magnético del magnetómetro, formando entre ellos un ángulo de $\theta = 0^\circ$.

Indicaciones a posibles problemas: Si la señal de lectura es muy baja, se puede aumentar su ganancia en el preamplificador. Si la señal de lectura tiene muchas variaciones en el tramo en el que la muestra se encuentra saturada magnéticamente, es recomendable aumentar el tiempo de integración de medición de datos en el Lock-in. Si el problema persiste, se puede aumentar el tiempo promedio de lectura de datos en el programa diseñado en LABVIEW®.

- Una vez medida la primera curva de histéresis se repite la medición dos veces más, sin necesidad de volver a calibrar. Si las mediciones arrojan datos iguales o muy similares de coercividad y remanencia, se puede continuar el trabajo, en caso contrario es necesario volver a calibrar.
- Una vez validada la primera curva de histéresis, se gira el porta muestra variando el ángulo entre el eje de los nanohilos y el campo externo, con intervalos de 10° . Se repetirán las tres mediciones para cada variación angular hasta llegar a 70° , donde los intervalos de variación angular pasarán a ser de 5° , hasta que los nanohilos se encuentren perpendiculares al campo externo, $\theta = 90^\circ$.

4.1. Construcción de bobinas de medición para magnetómetro

El diseño de las bobinas se obtuvo de la referencia [18], las que tienen una gran sensibilidad para flujos magnéticos de baja intensidad. Para ellos construyeron 4 discos de acrílico para

bobinas idénticas (figura 27), que son soportadas en dos bases, hechas a la medida, para acoplarse en los núcleos del magnetómetro (un par de bobinas en cada núcleo).

El esquema del circuito eléctrico que forman las bobinas se muestra en la figura 31. Donde las flechas indican el sentido en que debe circular la corriente dentro de cada bobina.

Antes de instalarse las bases para el par de bobinas dentro del magnetómetro, cubrimos la cara externa de cada base con una lámina de cobre, la que fue conectada a tierra. Esto a modo de precaución, ya que la lámina de cobre actuará como escudo frente a ruido eléctrico externo que puedan interferir en las mediciones.

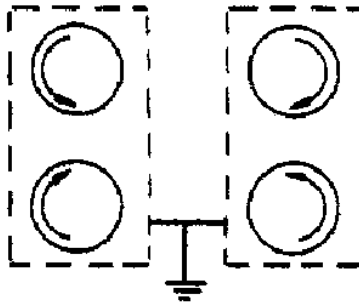


Figura 26. Configuración de los dos pares de bobinas que se utilizaron para medir las variaciones de flujo magnético de las muestras en el magnetómetro.

La geometría de las bobinas se especifica en las indicaciones de la figura 27.

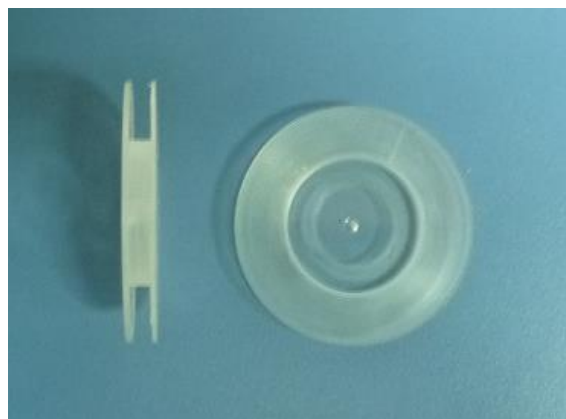


Figura 27. Núcleo de acrílico de las bobinas. Cada bobina tiene 3000 vueltas de cable de cobre esmaltado, un diámetro externo de 40[mm], diámetro interno de 25[mm], ancho externo 5[mm], ancho interno 3[mm].

5. Resultados y Análisis

Inicialmente presentamos los resultados y el análisis de las mediciones efectuadas al arreglo de nanohilos de cobalto. Los resultados serán analizados utilizando cálculos analíticos del comportamiento de mínima energía para un nanohilo aislado de cobalto proveniente de los modelos de Stoner-Wohlfarth, Stoner-Wohlfarth modificado y Aharoni, para los modos de reversión tipo coherente, transversal y vórtice respectivamente. Después, realizaremos el mismo procedimiento para el arreglo de nanohilos de níquel. Finalmente entregaremos los resultados experimentales de las mediciones de los sistemas multisegmentados MB5 y MB7.

5.1. Arreglo de nanohilos de cobalto

Se midieron las curvas de histéresis del arreglo de nanohilos de cobalto en función del ángulo que forma el campo externo aplicado con el eje de los nanohilos. Algunos de los resultados obtenidos se muestran a continuación en la figura 28.

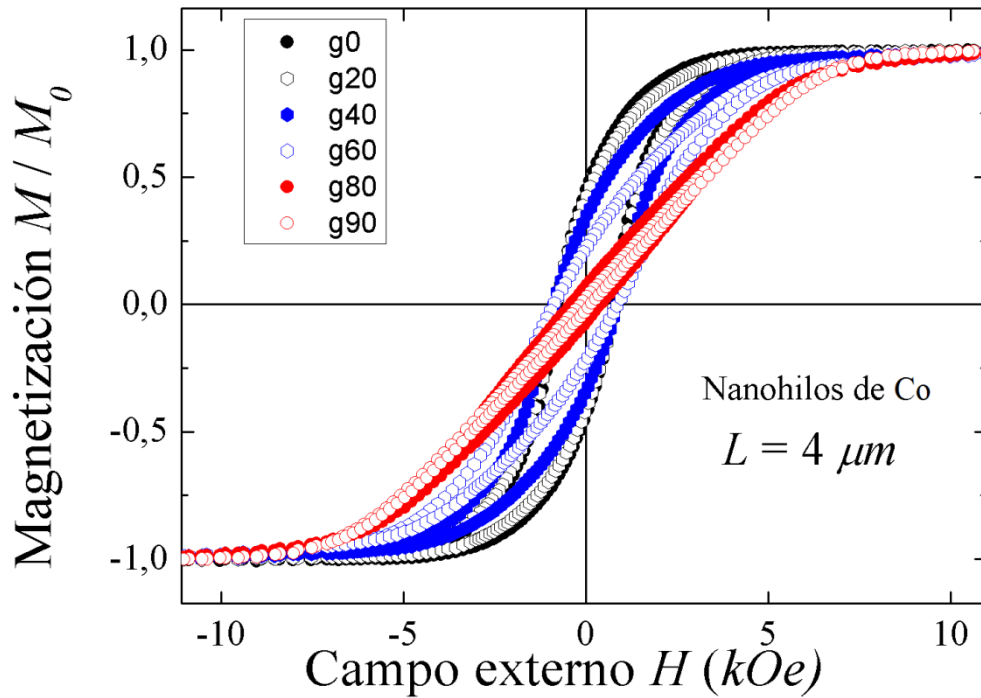


Figura 28. Curvas de histéresis medidas experimentalmente en un VSM para un arreglo de nanohilos de cobalto, con radio de $R=25[\text{nm}]$, parámetro de red $D=100[\text{nm}]$. La curva de ángulo 0° corresponde al campo externo alineado paralelo al eje de los nanohilos y la de 90° al campo externo se encuentra perpendicular al eje de los nanohilos.

De la figura 28, podemos observar que el arreglo de nanohilos de cobalto presenta menor coercividad cuando el campo externo se encuentra perpendicular al eje principal de los nanohilos, y la mayor coercividad se presenta para un ángulo cercano a los 60° . Esto implica que el eje de fácil magnetización se encuentra cerca de 60° con respecto al eje principal de los hilos.

En la figura 29 se muestran nuestros resultados para cobalto.

Coercividad angular nanohilos de cobalto

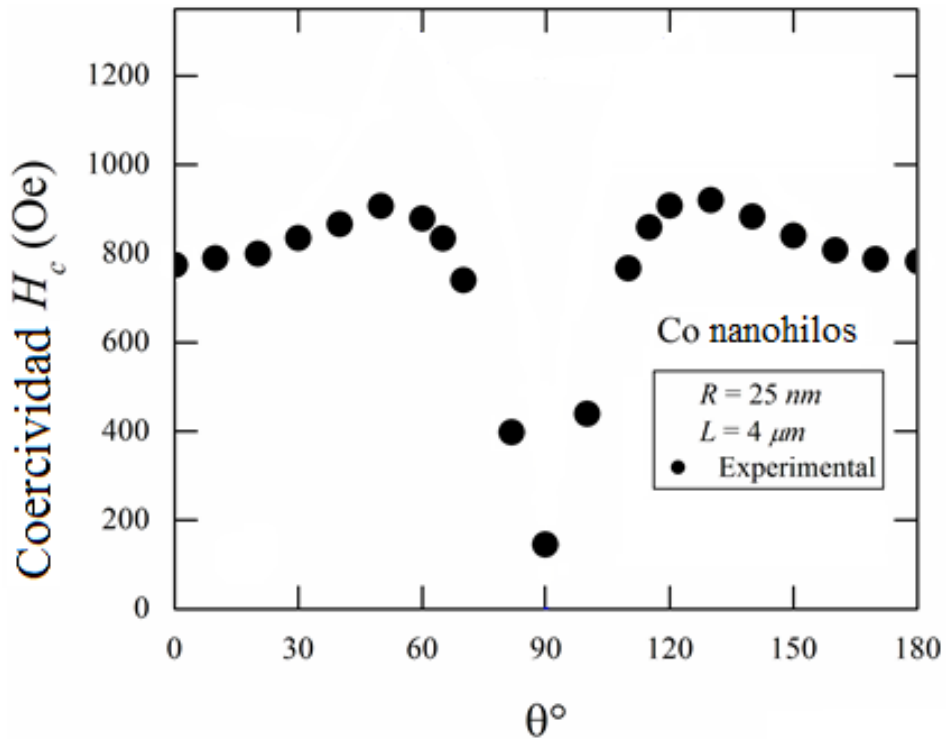


Figura 29. Dependencia angular de la coercividad para arreglo de nanohilos de cobalto.

En la figura 29 apreciamos que la máxima coercividad se obtiene para $\theta \approx 55^\circ$, y la mínima coercividad cuando el campo es perpendicular a los hilos. El hecho de que la coercividad inicialmente creciera hasta llegar a un determinado ángulo ($\theta \approx 55^\circ$) y después decreciera abruptamente, sugiere que existen dos modos de reversión magnéticos, los cuales serían inicialmente vórtice, y luego transversal. Se descarta el modo de reversión coherente, pues generalmente se presenta para nanohilos de mucha menor longitud.

Si quisiéramos comparar los resultados experimentales de la coercividad para diferentes ángulos con un modelo teórico completo de un arreglo de nanohilos, sería necesario incluir las interacciones magnéticas de todos y cada uno de los hilos que lo componen, además de considerar la interacción de todo el arreglo con el campo externo para diferentes ángulos. Esto implicaría incluir todas las energías involucradas dentro de un sistema magnético. Lo cual excede las capacidades computacionales actuales. Una de las formas de enfrentar el

problema es a través de simulaciones, las cuales son controladas para un número fijo y pequeño de nanohilos interactuantes. Frente a esto, en este trabajo compararemos los resultados experimentales con los del modelo de un nanohilo aislado, a través de los modelos de reversión de Stoner-Wohlfarth, Stoner-Wohlfarth modificado y de Aharoni.

Aplicaremos los tres modelos de reversión magnética antes mencionados para reversiones del tipo coherente, transversal y vórtice, empezando inicialmente con el análisis de la reversión en vórtice.

Para el modo de reversión vórtice, utilizando la ecuación (3.7), para un nanohilo de largo $L=4[\mu\text{m}]$, $R=25[\text{nm}]$ y obteniendo los valores de L_x y M_0 de la tabla 1, nos queda por determinar N_z , N_x y $q(\beta)$. Como consideramos un hilo macizo, obtenemos $\beta = 0$ y $q^2=112/33$. Para $L=4[\mu\text{m}]$, obtenemos $N_z(L) = 0,0053$ y $N_x(L) = 0,4974$.

Para la reversión coherente utilizamos el modelo de Stoner-Wohlfarth, ecuación (3.2), donde $N_z(L) = 0,0053$.

Para la reversión transversal utilizamos el modelo de Stoner-Wohlfarth modificado, ecuación (3.5), donde $N_z(w_t) = 0,3323$. El valor del ancho de la pared de dominio transversal es de $w_t = 45.54[\text{nm}]$ y se obtuvo de la minimización de las energías dipolar y de intercambio, ecuaciones (3.9) y (3.14) respectivamente. Resolvimos w_t usando aproximaciones numéricas de las integrales, usando el software MATHEMATICA®.

El gráfico de las curvas de los modelos Stoner-Wohlfarth, Stoner Wohlfarth modificado y Aharoni se presentan en la figura 30.

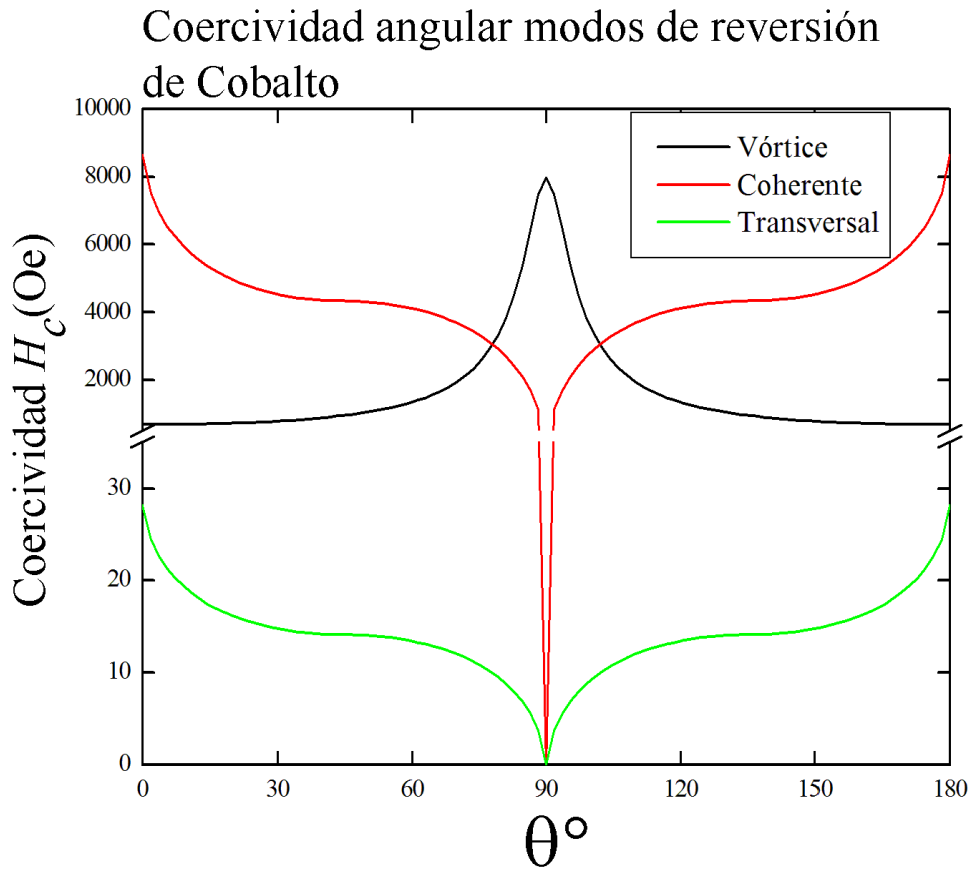


Figura 30. En la figura se ilustran las curvas analíticas de los modos de reversión para el modelo del nanohilo aislado, el ángulo en el que se interceptan las curvas vórtice y coherente es de $\theta = 78^\circ$.

De la figura 30 vemos que el modo de reversión transversal presenta la menor coercividad en todo el intervalo angular, esto indicaría que el nanohilo aislado de cobalto de las dimensiones investigadas debería revertir siempre en modo transversal. Sin embargo, los resultados experimentales nos dicen que el arreglo de nanohilos presenta dos modos de reversión. También, el tamaño de las coercividades experimentales con las del modelo del nanohilo aislado difieren abruptamente, siendo el campo coercitivo máximo medido experimentalmente de $H_c^{Max} = 907 [Oe]$ y $\sim 28[Oe]$ para el nanohilo aislado.

En base a lo señalado y como la curva de reversión magnética transversal genera mucha incertidumbre, por el momento la obviaremos del análisis y nos quedaremos con las curvas de los modos vórtice y coherente.

La menor coercividad la obtendremos de la intersección de las curvas vórtice y coherente, siendo el ángulo de intersección $\theta = 78^\circ$, que además, es el punto en donde se obtiene la mayor coercividad, llegando a un valor de $H_c^{V,C} = 3051 [Oe]$.

La comparación de los resultados analíticos del modelo del nanohilo aislado, con los datos experimentales de la figura 29, se exponen a continuación en la figura 31.

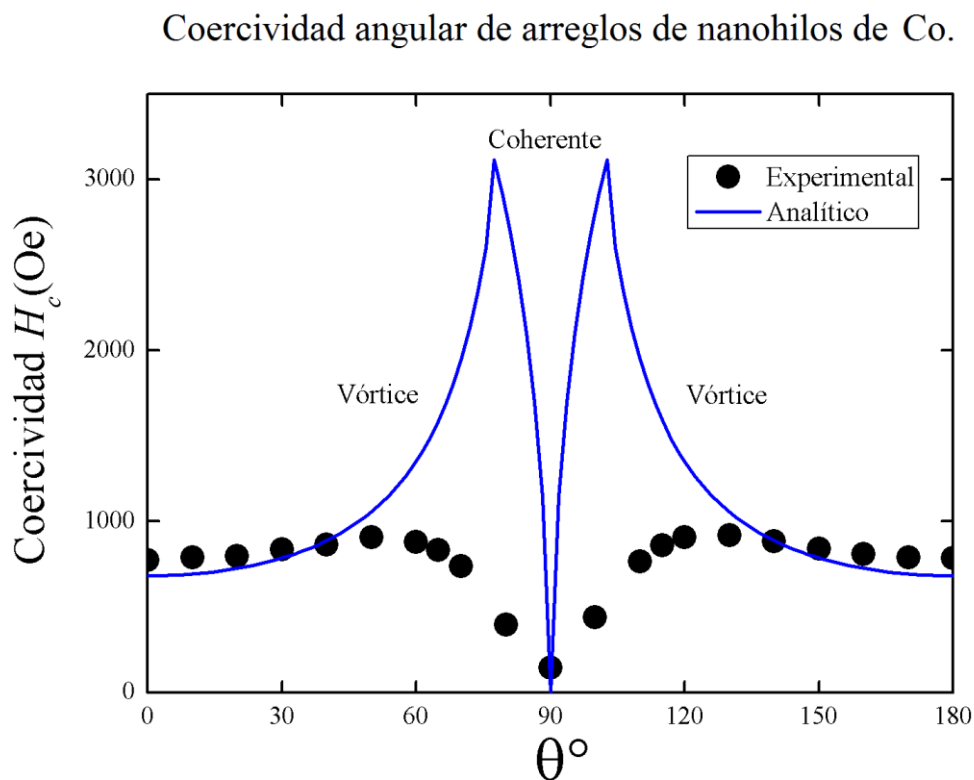


Figura 31. Gráfico comparativo de la coercividad medida experimentalmente para un arreglo de nanohilos de cobalto frente a la curva analítica de la coercividad para un nanohilo aislado de cobalto.

Como se puede apreciar en la figura 31, no hay un buen acuerdo entre los resultados analíticos y los experimentales. Sin embargo se puede concluir de esta comparación que tanto los datos experimentales como la curva analítica empiezan con valores de la coercividad que aumentan cuando el ángulo crece, para luego caer bruscamente antes de llegar a $\theta = 90^\circ$, dejando en claro que realmente existen dos modos de reversión de la magnetización. Para los datos

experimentales, el punto de inflexión para pasar de un modo de reversión a otro es aproximado a $\theta \approx 55^\circ$, mientras que el mismo fenómeno ocurre para $\theta \approx 78^\circ$ en el modelo analítico del nanohilo aislado.

Los modelos anteriores han servido para informarnos de que en este caso existen dos modos de reversión magnéticos, pero, los modelos no han entregado buena información sobre el ángulo en que se produce el cruce de los modos vórtice y coherente, ni tampoco pueden simular el tamaño real de las coercividades para un arreglo de hilos.

Una posible explicación a estos problemas es que estamos comparando resultados para un nanohilo aislado, el que no contiene la energía de interacción entre él y nanohilos vecinos. Esta energía de interacción produce una desmagnetización dentro del arreglo de nanohilos y baja su coercividad. Además, en los modelos tampoco se ha considerado la anisotropía cristalina, siendo que el cobalto presenta una gran anisotropía cristalina, comparable a la anisotropía de forma.

Por lo anterior, no es de extrañar que los modelos de Stoner–Wohlfarth y de Aharoni para un nanohilo aislado de cobalto, no se asemejen lo suficiente a los resultados experimentales.

5.2. Arreglo de nanohilos de níquel

Se realizaron las mediciones de las curvas de histéresis del arreglo de nanohilos de níquel en función del ángulo con respecto al campo externo aplicado. En estas mediciones se obtuvieron las siguientes curvas que se grafican a continuación.

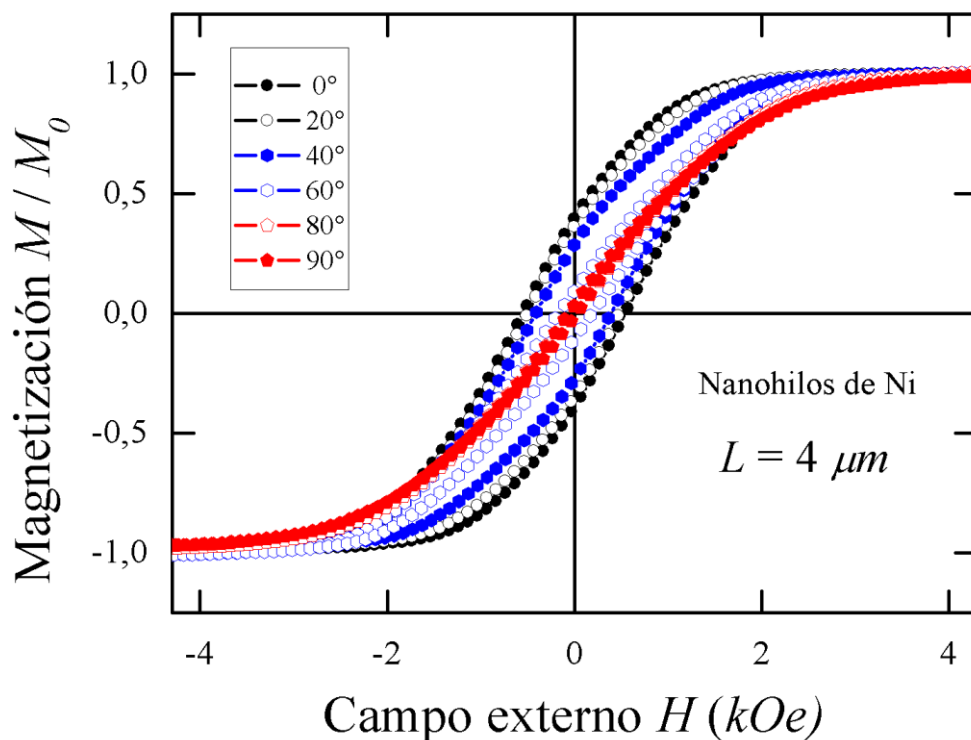


Figura 32. Curvas de histéresis medidas experimentalmente en un VSM para un arreglo de nanohilos de níquel, con radio de $R=25[nm]$, parámetro de red $D=100[nm]$. La curva de ángulo 0° corresponde al campo externo alineado paralelo al eje de los nanohilos y la de 90° cuando el campo externo se encuentra perpendicular al eje de los nanohilos.

De la figura 32 se observa a que a menor ángulo entre el campo externo y el eje de los nanohilos se obtiene una mayor coercividad. Esto se debe a que la magnetización del arreglo de nanohilos le es más favorable, energéticamente, orientarse a lo largo de su eje principal. Es por esto que al campo externo le costará más llevar la magnetización a cero. Análogamente, al campo externo le costará menos trabajo llevar la magnetización del arreglo a cero para ángulos mayores a cero.

Para observar con más detalle el comportamiento de la coercividad en función del ángulo en las mediciones del arreglo de nanohilos de níquel, se resumen a continuación en la figura 33 el todas las coercividades obtenidas.

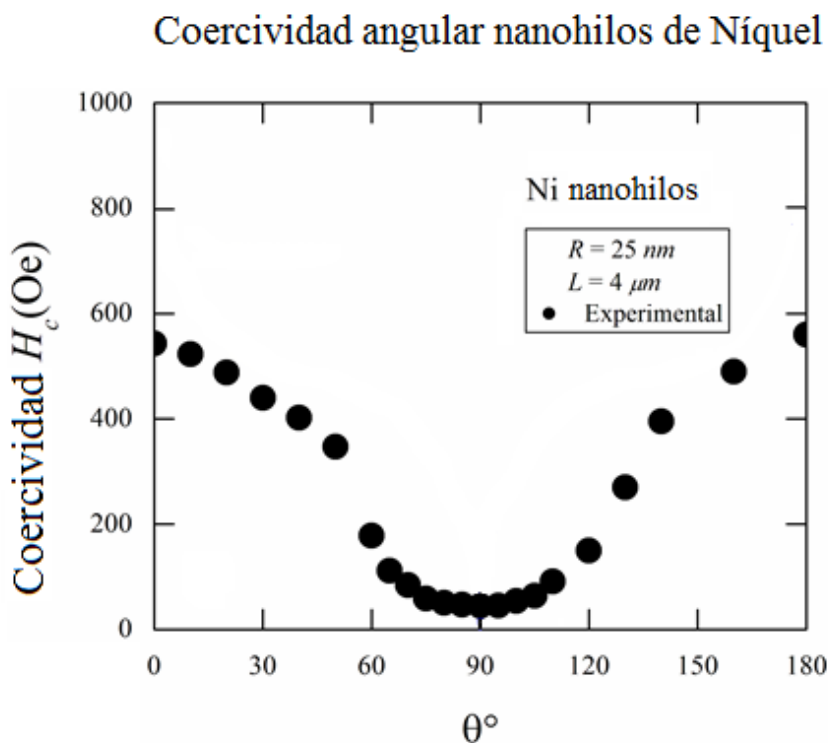


Figura 33. Dependencia angular de la coercividad para arreglo de nanohilos de níquel.

De la figura 33 se puede apreciar que la menor coercividad se presenta cuando el campo externo está completamente perpendicular al eje principal del arreglo de nanohilos de níquel. Asimismo el arreglo de nanohilos presenta una mayor coercividad cuando el campo externo se alinea paralelo con el eje principal. También, se aprecia que en todo el intervalo angular existe un solo modo de reversión magnético, ya que no existen discontinuidades de la coercividad entre 0 y 90°.

Al igual que para el análisis del cobalto se realizará para el níquel una comparación experimental con el modelo analítico de un nanohilo aislado, considerando los modos reversión tipo vórtice, transversal y coherente.

Consideramos un nanohilo macizo de níquel, de diámetro de $R=25[\text{nm}]$ y largo $L=4000[\mu\text{m}]$. Al igual que como se hizo en el estudio del nanohilo aislado de cobalto, obtenemos que para la reversión tipo vórtice (modelo de Aharoni) los factores desmagnetizantes son $N_z(L) = 0,0053$ y $N_x(L) = 0,4974$, y los que reemplazamos en la ecuación (3.7)

Para la reversión coherente utilizamos el modelo de Stoner-Wohlfarth, ecuación (3.2), con $N_z(L) = 0,0053$.

Para la reversión transversal utilizamos el modelo de Stoner-Wohlfarth modificado, ecuación (3.5), con $N_z(w_t) = 0,2301$. El valor del ancho de la pared de dominio transversal es de $w_t = 74,8[\text{nm}]$.

El gráfico de la coercividad como función del ángulo en que aplicamos el campo externo para un nanohilo aislado de níquel se presenta en la figura 34.

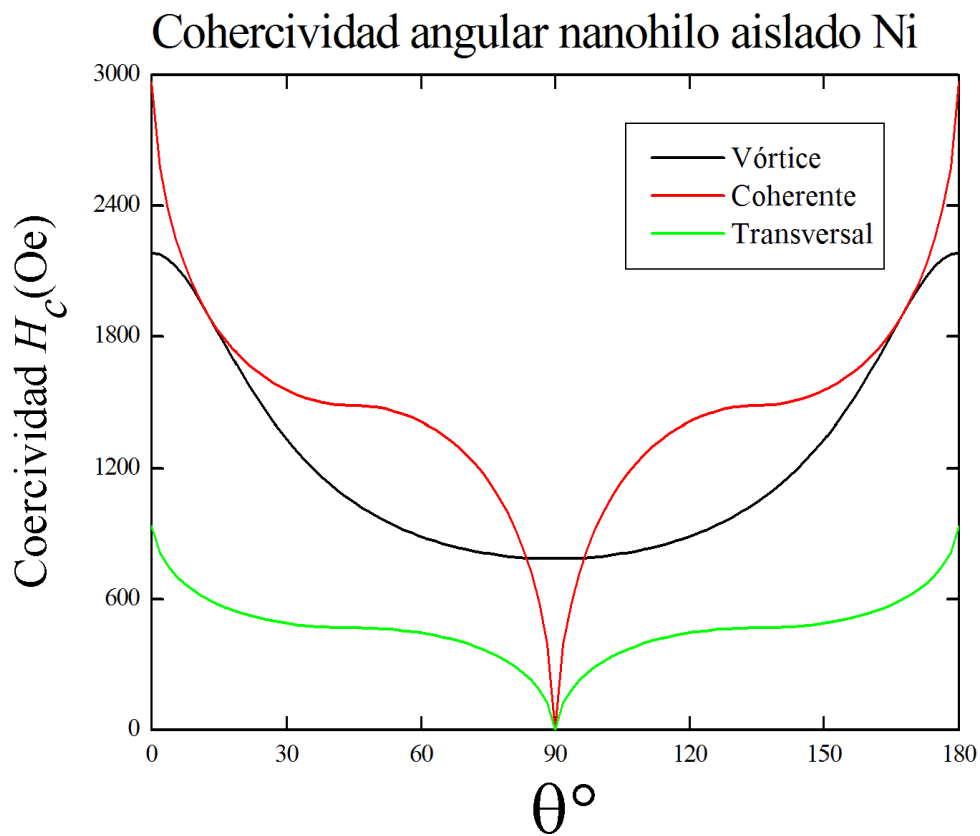


Figura 34. Curvas analíticas de los modos de reversión vórtice, transversal y coherente para el modelo de un nanohilo aislado de Níquel. En el cálculo se consideró el modo de reversión transversal, con un ancho de la pared de dominio de $w_t=74.8$ [nm], mientras que para los modos vórtice y coherente se consideró todo el largo del hilo $L=4$ [μm].

Como se aprecia en las figuras 34, el modo de reversión transversal presenta menor coercividad frente a los modos de reversión coherente y vórtice, revelando que al nanohilo le es más favorable revertir en modo transversal.

Debido a lo anterior podemos concluir que la reversión magnética transversal del modelo analítico, minimiza la coercividad, siendo entonces la adecuada para compararse con los resultados experimentales del arreglo de nanohilos de níquel, figura 35.

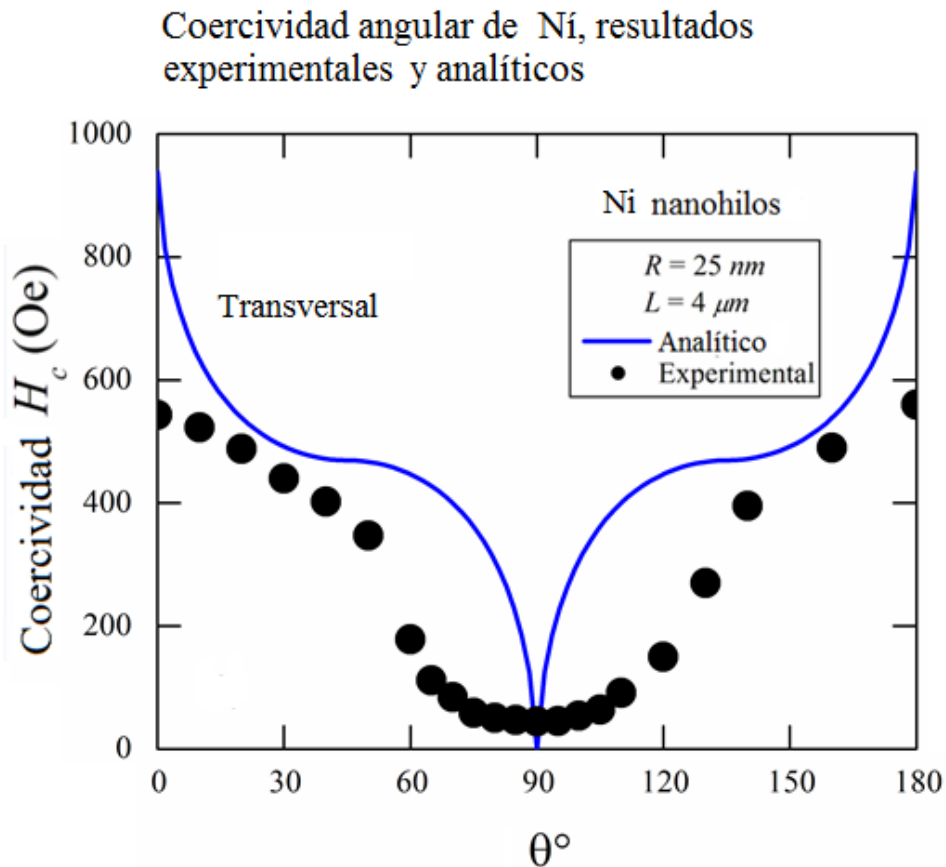


Figura 35. Gráfico comparativo de la coercividad medida experimentalmente para un arreglo de nanohilos de níquel frente a la curva analítica de la coercividad para un nanohilo aislado de níquel.

De los resultados mostrados en la figura 35 podemos ver que los resultados analíticos de la coercividad en función del ángulo para el modo de reversión transversal siguen una tendencia similar a los resultados experimentales, compartiendo los mismos órdenes de magnitud. Ambas curvas alcanzan un máximo de la coercividad para cuando el campo externo es paralelo al eje principal, como también se alcanza el mínimo de coercividad cuando el campo externo se encuentra perpendicular a los hilos.

Por otra parte, si se consideran las interacciones magnetostáticas entre los hilos, de la ecuación (3.8), se obtiene que el campo coercitivo analítico mediante el modo de reversión magnético transversal es $H_c^T = 521 [Oe]$ (para $\theta = 0^\circ$), mientras que el valor de la coercividad del arreglo de nanohilos de los datos experimentales es de $H_c^{Exp.} = 543 [Oe]$.

5.3. Sistemas multisegmentados

Se realizaron mediciones de dos sistemas multisegmentados de arreglos de nanohilos de níquel y cobalto en diferentes longitudes. En este trabajo se entregarán los gráficos de *Coercividad en función del ángulo* y un análisis comparativo entre ambos sistemas. No podemos hacer una comparación con un modelo analítico debido a que aún no entendemos como ocurre el fenómeno de la reversión magnética dentro de estos sistemas.

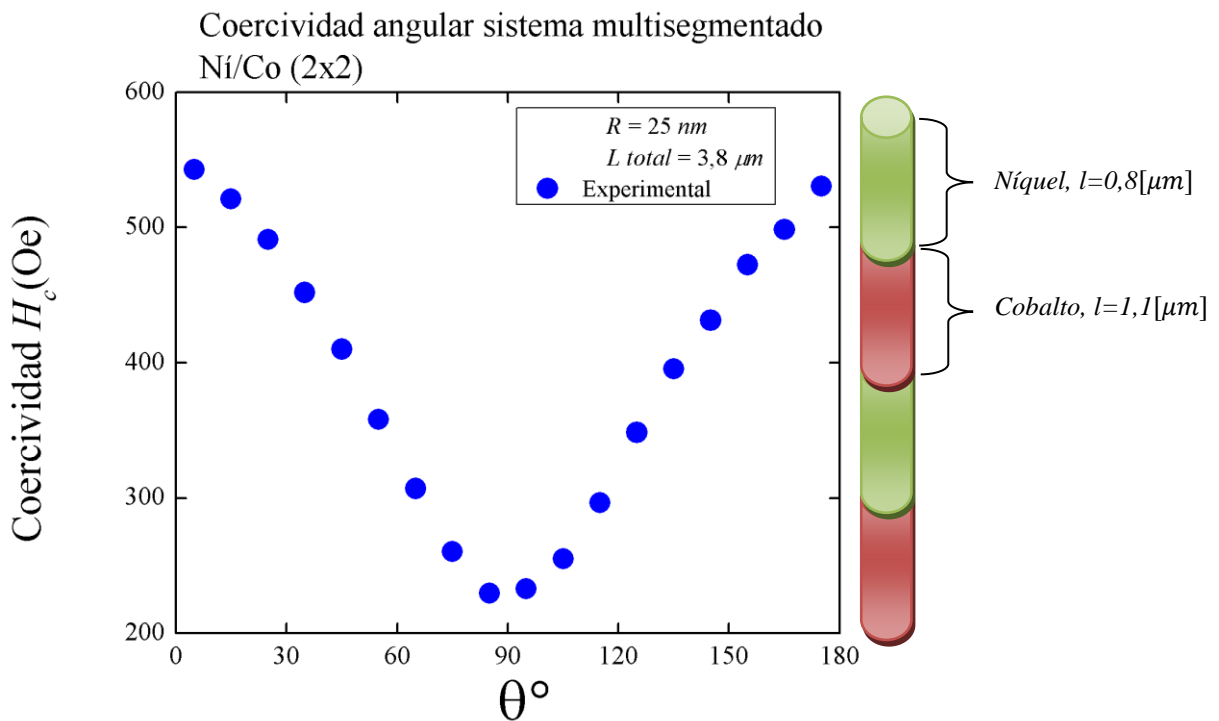


Figura 40. Arreglo de nanohilos compuestos por níquel y cobalto. El sistema contiene dos capas de níquel y dos de cobalto.

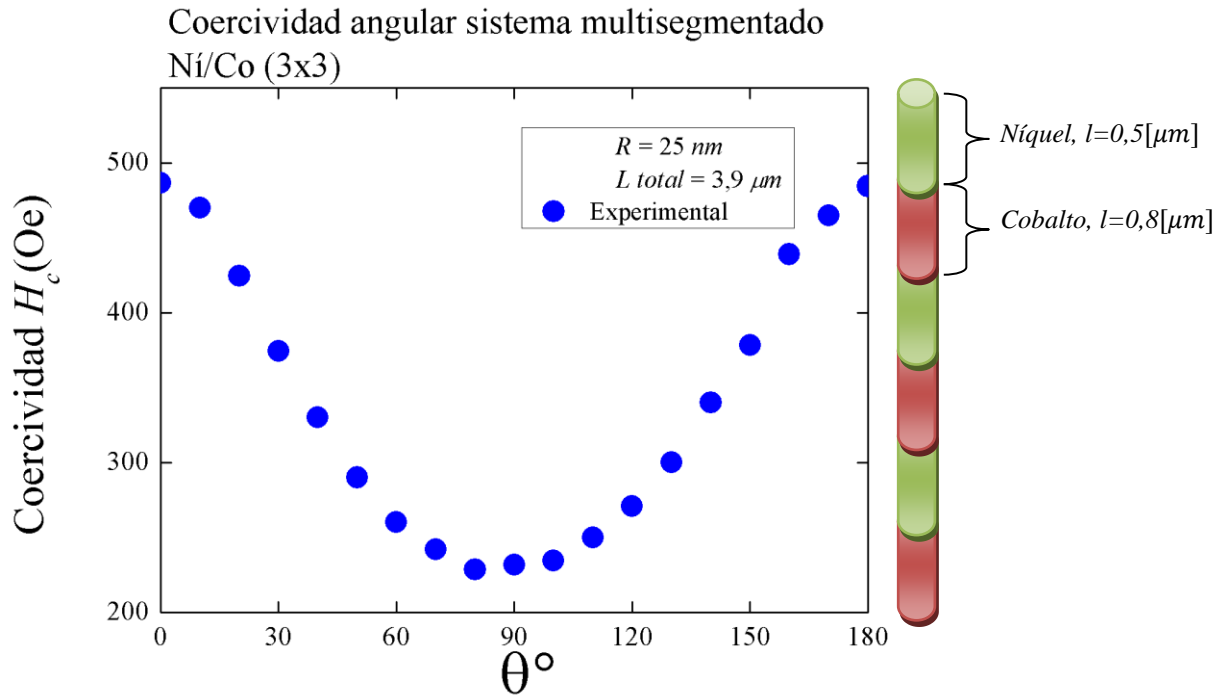


Figura 41. Arreglo de nanohilos compuestos por níquel y cobalto. El sistema contiene tres capas de níquel y tres de cobalto.

De las figuras 40 y 41 apreciamos que el comportamiento de la coercividad no es muy distinto en ambos sistemas. En el arreglo de 2x2 Ni/Co, se obtiene un máximo y mínimo de la coercividad de $H_c^{max,(min)} = 543$ y $(227)[Oe]$ respectivamente, mientras que en el arreglo de 3x3 Ni/Co, se obtuvo $H_c^{max,(min)} = 486$ y $(227)[Oe]$.

El sistema Ni/Co 3x3 presenta menor coercividad que su similar de 2x2. Es posible que esta diferencia entre las coercividades se deba a que el sistema de 3x3 sufre una mayor desmagnetización, por existir mayor interacción magnética al tener más cantidad de segmentos interactuantes cercanos. Se debe recordar que el campo es mayor en las interfaces, y en el sistema de 3x3 hay un número mayor de ellas respecto al de 2x2.

En ambas figuras, podemos apreciar que el máximo de coercividad se presenta cuando los hilos se encuentran paralelos al campo externo. Esto implicaría que para ambos sistemas multisegmentados el eje de fácil magnetización es paralelo a los hilo. Además, aunque ambos sistemas contiene cobalto y sabiendo que este material tiene su eje de fácil magnetización no

paralelo al eje de los hilos y que también presenta más de un modo de reversión, ambos sistemas multisegmentados no presentan las características señaladas de este material. Ambas figuras muestran que pareciera existir un sólo modo principal de reversión magnética, ya que no hay quiebres o puntos de inflexión en los datos.

6. Conclusiones

Hemos realizado mediciones angulares de las curvas de histéresis magnéticas para arreglos de nanohilos de níquel y cobalto. Hemos medido la coercividad de los arreglos en función del ángulo generado con el campo magnético externo aplicado, observando que para nanohilos de níquel y cobalto, el comportamiento de las curvas coercitivas es diferente, lo que se debe a que sus momentos magnéticos revierten mediante diferentes modos.

Para intentar entender qué modo de reversión magnético gobierna el comportamiento de los arreglos de nanohilos de diferentes materiales, utilizamos el modelo de un nanohilo aislado de Stoner-Wohlfarth, Stoner-Wohlfarth modificado y Aharoni, para los modos de reversión coherente, transversal y vórtice, respectivamente.

En las mediciones efectuadas de las curvas de histéresis con dependencia angular, se observó que el arreglo de nanohilos de cobalto presenta mayor coercividad en un ángulo cercano a 55° , y los resultados de las coercividades demostraron que existe más de un modo de reversión magnético para este material.

Se observó que al considerar un nanohilo aislado de cobalto (con la geometría de los nanohilos del arreglo de cobalto estudiado), el cálculo de su coercividad en modo transversal utilizando el modelo de Stoner-Wohlfarth modificado, es mucho menor que las coercividades presentadas para las reversiones en modos vórtice y coherente (en todo el intervalo angular). Asimismo, descartamos este resultado como modelo de comparación con los resultados experimentales, por lo incongruente que resulta la magnitud de la coercividad obtenida y porque los resultados experimentales nos señalan la existencia de dos modos de reversión. Es por esto que, al comparar el resultado experimental con los analíticos, nos quedamos con las coercividades mediante reversión tipo coherente y vórtice, las cuales no satisfacen un buen modelo comparativo para los resultados experimentales.

Análogamente, se realizó el mismo análisis para el arreglo de nanohilos de níquel, donde la máxima coercividad se obtuvo cuando el eje principal del arreglo de nanohilos está paralelo al campo magnético externo. Al obtener resultados analíticos usando el modelo del nanohilo

aislado en los tres modos de reversión mencionados, se observó que mediante el modo de reversión transversal el nanohilo presenta la menor coercividad. Este resultado es comparable a los resultados de las mediciones experimentales. Se obtuvieron resultados positivos y coherentes.

Finalmente, se presentaron los resultados experimentales de las mediciones de la coercividad para dos arreglos de sistemas multisegmentados de nanohilos de níquel y cobalto. En ambos casos, la mayor coercividad fue obtenida cuando el campo externo se encuentra paralelo al eje principal de los nanohilos, y la mínima coercividad fue para cuando el campo externo y los nanohilos se encuentran perpendiculares, siendo prácticamente de igual tamaño en ambos sistemas. Además se aprecia que la coercividad es menor para el sistema multisegmentado 3x3. A simple vista, ambos sistemas parecieran tener un solo modo de reversión magnético.

Apéndice

Constantes magnéticas:

Tabla1

Material	M_0 (A/m)	l_{ex} (nm)
Níquel	4.8×10^5	8.225
Cobalto	1.4×10^6	2.849

Aquí, M_0 es la magnetización de saturación, l_{ex} es la longitud de intercambio.

Bibliografía

- [1] William D. Callister, Jr., *Introducción a la Ciencia e Ingeniería de los Materiales*, University of Utah.
- [2] Stephen Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, University of Oxford, 2001.
- [3] Nicola Spaldin, *Magnetics Materials - Fundamentals and Device Applications*, Cambridge University Press, 2003.
- [4] Ronald K. Wangsness, *Electromagnetics Fields*, University of Arizona, 1986.
- [5] Giorgio Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris, Torino, Italy, 1998.
- [6] Roberto Lavín Serrano, *Tesis de Doctorado – Propiedades Magnéticas de Sistemas Nanoestructurados*, Universidad de Santiago de Chile, Chile, 2009.
- [7] Soshin Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Second Edition, Oxford University Press, 1997.
- [8] B. D. Cullity, C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, Second Edition, University of Notre Dame, University of Pennsylvania, IEEE Press, 2009.
- [9] J. Escrig, R. Lavin, J. L. Palma, J. C. Denardin, D. Altbir, A. Cortes, and H. Gomez, *Nanotechnology* 19, 075713 (2008).
- [10] R. Lavin, J. C. Denardin, J. Escrig, D. Altbir, A. Cortes, and H. Gomez, *IEEE Trans. Magn.* 44, 2808 (2008).
- [11] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* 240, 599 (1948).
- [12] J. Escrig, J. Bachmann, J. Jing, M. Daub, D. Altbir, and K. Nielsch, *PHYSICAL REVIEW B* 77, 214421 (2008).

- [13] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* 82, 1281 (1997).
- [14] J. Escrig, M. Daub, P. Landeros, K. Nielsch, D. Altbir, *Nanotechnology* 18 445706, (2007)
- [15] J. Escrig, R. Lavin, J. L. Palma, J. C. Denardin, D. Altbir, A. Cortes, and H. Gomez, *Nanotechnology* 19, 075713 (2008).
- [16] P. Landeros, S. Allende, J. Escrig, E. Salcedo, D. Altbir, and E. E. Vogel, *Appl. Phys. Lett.* 90, 102501 (2007).
- [17] J. Escrig, R. Lavin, J. L. Palma, J. C. Denardin, D. Altbir, A. Cortes, and H. Gomez, *Nanotechnology* 19, 075713 (2008).
- [18] S. R. Hoont, S. N. M. Willcock, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 21, 772-785 (1988).