

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



**PROPIEDADES MAGNÉTICAS DE NANOLÁMINAS DE
Ti/Co DEPOSITADAS SOBRE SUSTRATOS DE VIDRIO,
NANODOMOS Y ANTIDOTS**

Rodrigo Fernando Silva Fernández

Profesor Guía: Dr. Juliano Denardín Casagrande

Tesis presentada por Rodrigo Fernando Silva Fernández
para obtener el título de Ingeniero Físico

Santiago - Chile
2015

Propiedades magnéticas de nanoláminas de Ti/Co depositadas sobre sustratos de vidrio, nanodornos y antidots

Rodrigo Fernando Silva Fernández

Este trabajo de titulación ha sido preparado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Juliano Denardín Casagrande, académico del Departamento de Física y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora del candidato:

Dr. Juliano Denardín

Dr. Juan Escrig

Dr. Sebastián Michea

Dr. Juan Luis Palma

.....

Directora Departamento de Física

Agradecimientos

El presente escrito es un trabajo que ha recibido una gran colaboración y que se ha llevado a cabo en el Laboratorio de Magnetismo de la Universidad de Santiago de Chile. Es por ello que esta nota de agradecimiento busca además de agradecer, reconocer la labor de aquellos que apoyaron el desarrollo del mismo. Agradezco profundamente al profesor Dr. Juliano Denardín por el conocimiento, la orientación, la ayuda y el apoyo brindados en la realización de este trabajo. Agradezco a los profesores del comité evaluador Dr. Juan Escrig, Dr. Juan Luis Palma y Dr. Sebastián Michea por las valiosas correcciones, comentarios y sugerencias que hicieron al trabajo. Agradezco a los compañeros de laboratorio y carrera Angelina Bustos, Juan Pablo García, Nicolás Vargas y Sorach Vidal, quienes compartieron conmigo su experiencia y conocimientos, tanto prácticos como teóricos, lo que facilitó en gran medida la realización de este trabajo. Agradezco a mis familiares y amigos quienes me apoyaron durante este proceso y que siempre estuvieron cerca, preguntando por el desarrollo del trabajo y alentando a continuar. A todos y cada uno de ellos, muchas gracias.

Resumen

Se ha observado que al sintetizar láminas nanométricas de Titanio, Cobalto y Cromo sobre sustratos de vidrio, éstas presentan una anisotropía fuera del plano [1]. Por otra parte, los sustratos de nanodomos y antidots han sido ampliamente estudiados [2–4] y se ha advertido que para dichos sustratos, existe una anisotropía fuera del plano [5, 6]. Estos resultados motivan el estudio de láminas nanométricas de Titanio y Cobalto (Ti/Co) depositadas sobre vidrio, para obtener una lámina continua, y luego sobre sustratos de nanodomos y antidots, para observar los efectos del sustrato en la lámina de Ti/Co .

En el capítulo 1, se desarrollan los aspectos teóricos necesarios para el trabajo realizado. Se describen los aspectos fundamentales del magnetismo y del magnetismo en la materia. También se desarrollan los conceptos de anisotropía, magnetorresistencia y efecto Hall.

En el capítulo 2, se describe el proceso de síntesis de las láminas de Ti/Co mediante la técnica de pulverización catódica en alto vacío. Se dan a conocer las tasas de depósito de Titanio y Cobalto utilizadas, como las condiciones de trabajo de ellas (presión de Argón, nivel de vacío y flujo de Argón). Se indican las láminas sintetizadas especificando los espesores de Titanio, Cobalto y el tipo de sustrato utilizado en éstas.

En el capítulo 3, se describen los resultados del análisis morfológico. Se muestran imágenes obtenidas por microscopía SEM y los fundamentos físicos involucrados. Se muestran esquemas de perfil de los sustratos de antidots y nanodomos, y se atribuye la anisotropía fuera del plano de las muestras moduladas debido al material depositado en la periferia o perímetro de los antidots y nanodomos.

En el capítulo 4, se describen las características magnéticas de las láminas, resultados obtenidos a partir de sus curvas de histéresis, obtenidas mediante el uso de un magnetómetro de Flanders. Se discute acerca de las coercitividades medidas en el plano y fuera de éste. Se concluye que existe cierta anisotropía fuera del plano en algunas de las láminas continuas, hecho observado al aumentar el espesor de Titanio y disminuir el de Cobalto. Se observa una mayor magnetización fuera del plano, para las láminas de sustratos modulados, que para la lámina continua, lo cual se asocia a una mayor aniso-

tropía fuera del plano. Se observa además que para algunas de las láminas continuas, al variar la relación de espesor de Titanio sobre el espesor de Cobalto, aumentando el primero y disminuyendo el segundo, existe un aumento en la coercitividad tanto para la medición en el plano como fuera de éste.

En el capítulo 5, se desarrollan las mediciones de magnetorresistencia anisotrópica lineal y transversal, efecto Hall planar y efecto Hall extraordinario, mediante la técnica de Van der Pauw. Se dan a conocer los porcentajes de variación de la magnetorresistencia y efecto Hall planar para la lámina 25/15/*vid*. Se grafican las curvas de efecto Hall extraordinario para dicha lámina y para las láminas 25/25/*ndom* y 25/25/*adot*. Se calculan sus sensibilidades, obteniendo $3.0 \mu\Omega/\text{Oe}$ en 25/15/*vid*, $9.7 \mu\Omega/\text{Oe}$ en 25/25/*ndom* y $15.1 \mu\Omega/\text{Oe}$ en 25/25/*adot*.

Índice general

1. Introducción teórica	12
1.1. Fundamentos magnéticos	13
1.2. Magnetismo en materiales	16
1.2.1. Curva de magnetización	17
1.2.2. Diamagnetismo	17
1.2.3. Paramagnetismo	18
1.2.4. Ferromagnetismo	18
1.2.5. Ciclo de histéresis	18
1.3. Anisotropía magnética	20
1.3.1. Anisotropía magnetocristalina	20
1.3.2. Anisotropía de forma	20
1.4. Dominios magnéticos	22
1.4.1. Energía magnetostática	22
1.4.2. Energía de Zeeman	23
1.4.3. Energía de intercambio	23
1.4.4. Energía magnetostrictiva	24
1.4.5. Paredes de dominio	24
1.4.6. Formación de dominios magnéticos	25
1.5. Efecto Hall y magnetorresistencia	26
1.5.1. Efecto Hall	26
1.5.2. Efecto Hall extraordinario	27
1.5.3. Magnetorresistencia	27
1.5.4. Efecto Hall planar y magnetorresistencia anisotrópica	28
2. Síntesis de láminas	29
2.1. Pulverización catódica en alto vacío	30
2.2. Método experimental	32
2.3. Resultados	33

3. Caracterización Morfológica	34
3.1. Microscopio de barrido electrónico	35
3.2. Resultados	35
3.3. Conclusiones	37
4. Caracterización Magnética	38
4.1. Magnetómetro AGFM	39
4.2. Método experimental	39
4.3. Resultados	40
4.4. Conclusiones	44
5. Medición de efecto Hall y magnetorresistencia	46
5.1. Técnica de Van der Pauw	47
5.2. Método experimental	47
5.3. Resultados	50
5.4. Conclusiones	53
6. Conclusiones	54
A. Manejo de equipo de pulverización catódica en alto vacío	55

Índice de tablas

2.1. Tasas de depósitos y potencias	32
2.2. Espesores nominales	33
4.1. Mediciones de coercitividad y remanencia	40

Índice de figuras

1.1. Ley de Michell	13
1.2. Curvas de magnetización de materiales	16
1.3. Curva de histéresis	17
1.4. Campo desmagnetizante	21
1.5. Material con forma de elipsoide	21
1.6. Dominios magnéticos	22
1.7. Polos magnéticos	23
1.8. Pared de Block	24
1.9. Pared de Néel	25
1.10. Efecto Hall	26
1.11. Magnetorresistencia	27
1.12. Efecto Hall Extraordinario	28
2.1. Esquema de equipo pulverización catódica en alto vacío	30
2.2. Esquema de la física de la pulverización catódica en alto vacío	31
2.3. Equipo de pulverización catódica	32
2.4. Esquema de lámina sintetizada	33
3.1. Imagen SEM de nanodomos	36
3.2. Imagen SEM de antidots	36
3.3. Esquema de vista transversal de nanodomos	37
3.4. Esquema de vista transversal de antidots	37
4.1. Magnetómetro de Flanders	39
4.2. Histéresis en el plano, láminas continuas	41
4.3. Histéresis fuera del plano, láminas continuas	41
4.4. Histéresis en el plano, láminas de nanodomos	42
4.5. Histéresis fuera del plano, láminas de nanodomos	42
4.6. Histéresis en el plano, láminas de antidots	43
4.7. Histéresis fuera del plano, láminas de antidots	43

4.8. Coercitividad en función de c para las láminas continuas	44
5.1. Esquema de medición de técnica de van der Pauw	47
5.2. Portamuestra y conector	48
5.3. Bobinas, fuente de corriente y nanovoltímetro	48
5.4. Técnica de van der Pauw	49
5.5. Medición de magnetorresistencia lineal	50
5.6. Medición de magnetorresistencia transversal	51
5.7. Medición de efecto Hall planar	51
5.8. Medición de efecto Hall extraordinario, lámina continua	52
5.9. Medición de efecto Hall extraordinario, láminas de antidots y nanodoms	52

Capítulo 1

Introducción teórica

En este capítulo se desarrollan los conceptos básicos del magnetismo, desde la ley de Michell y cómo esta explica el principio físico del funcionamiento del magnetómetro, hasta fenómenos como el efecto Hall y la magnetorresistencia. Se muestra cómo la corriente eléctrica y el campo magnético están relacionados y cómo dicha relación puede ser descrita mediante la ley de Ampère. Se describe cómo esta relación considerada a nivel atómico, además de algunas consideraciones cuánticas, puede describir el magnetismo en materiales. Se detallan las clasificaciones que reciben los materiales dependiendo de su comportamiento magnético, con énfasis en los materiales ferromagnéticos y su curva magnética, la cual presenta histéresis. Se explica como el magnetismo puede ser descrito como el resultado de distintas energías presentes en los materiales, que en equilibrio, dan origen a los dominios magnéticos y a las paredes de dominio. Se describe finalmente, como se mencionó antes, el efecto Hall y la magnetorresistencia. Se da una breve descripción del efecto Hall planar y de la magnetorresistencia anisotrópica.

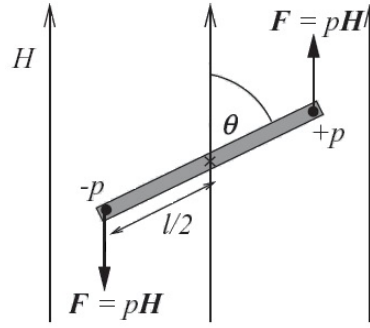


Figura 1.1: Imán de barra inmerso en un campo magnético \mathbf{H} , el cual ejerce, de acuerdo a la ley de Michell, un par de fuerzas sobre el imán, una en cada polo del mismo, generando un torque que orienta al imán en la dirección del campo [7].

1.1. Fundamentos magnéticos

En 1750, Michell descubrió la ley de interacción entre polos magnéticos [7]: la fuerza entre dos polos magnéticos es directamente proporcional al producto de sus fuerzas polares e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre dichos polos.

$$F = \frac{p_1 p_2}{r^2} \quad (1.1)$$

Esta ley puede ser rescrita como $\mathbf{F} = p\mathbf{H}$ donde \mathbf{H} se define como el campo magnético asociado a uno de los polos de la barra. Por otra parte, si una barra magnética (un imán) es ubicada dentro de un campo magnético, entonces de acuerdo a la ley de Michell, habrá un torque τ actuando sobre dicha barra (véase Figura 1.1).

$$\tau = plH \sin \theta = mH \sin \theta \quad (1.2)$$

Definiendo así a \mathbf{m} como el momento magnético de la barra, el cual es una propiedad intrínseca de todo imán. Además, este hecho muestra que un imán tiende a alinearse a la dirección del campo magnético aplicado sobre él, o de manera equivalente, el momento magnético de un imán tiende a alinearse al campo magnético aplicado sobre él. La energía necesaria para alinear el momento magnético al campo aplicado, estando éste orientado perpendicularmente al campo magnético es [8]

$$E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \quad (1.3)$$

Por lo tanto, la fuerza producida por esta energía potencial será

$$\mathbf{F} = -\vec{\nabla} E = \vec{\nabla} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) \quad (1.4)$$

Considérese el caso en que $\mathbf{m} = m\hat{x}$ con m constante, y que además $\mathbf{H} = h_0x\hat{x}$, donde h_0 es constante. Reemplazando estos valores en la ecuación 1.4 se obtiene la fuerza sobre el imán para las condiciones planteadas

$$\mathbf{F} = mh_0\hat{x} \quad (1.5)$$

Notar que $h_0 = \frac{dH}{dx}$, este valor es denominado gradiente de campo y es el fundamento del funcionamiento del magnetómetro de Flanders[24] (véase capítulo 4).

Por otra parte, al analizar las unidades de \mathbf{m} , se observa que $[m] = [pl] = Am^2$, es decir, que la fuerza polar de un polo magnético por el largo de la barra que lo contiene, es dimensionalmente igual a cierta corriente eléctrica por cierta área. Esto da cuenta de una equivalencia entre corriente eléctrica y polo magnético. Equivalencia que descubriría Oersted 70 años después al descubrimiento de Michell. Oersted observó que una brújula era deflectada por el paso de una corriente eléctrica, lo que en 1826 describiría Ampère en su ley de circuitos [9].

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I \quad (1.6)$$

La ley de Ampère puede ser interpretada como que las corrientes eléctricas generan campos magnéticos (lo que se condice con la igualdad de unidades entre polo magnético y corriente eléctrica), siendo esto precisamente lo que Oersted observó en su experimento, es decir, la aguja imantada en la brújula se deflectó ante el paso de la corriente eléctrica debido al campo magnético que generó esta última. La aguja se alineó al campo magnético aplicado.

Por otro lado, un electrón en un átomo, puede ser visualizado como una corriente que circula alrededor del núcleo, formando precisamente un lazo cerrado que abarca cierta área. Por tanto, es posible hablar del momento magnético de un electrón en un átomo, es decir, que un átomo presenta comportamiento magnético, luego, cada átomo se comporta como si fuese un imán. Es necesario mencionar que, a diferencia de las corrientes eléctricas ordinarias, estas corrientes en el átomo, llamadas corrientes atómicas, no generan transporte de carga. A pesar de esto, ambas producen campos magnéticos [10].

Ya que un átomo presenta momento magnético, éste puede ser orientado hacia cierta dirección mediante un campo magnético externo. Además, como el momento magnético es una cantidad vectorial, si hay muchos de ellos, estos se verán superpuestos, resultando en un momento magnético total. La suma de todos los momentos magnéticos por unidad de volumen es llamada magnetización \mathbf{M} [11]. Así, dado un material en su estado

natural o desmagnetizado, $\langle \mathbf{M} \rangle$ debiese ser cero, dado que en general se esperaría que cada momento magnético apuntase en cierta dirección arbitraria (paramagnetismo), resultando en promedio una magnetización nula. Aún así, existen materiales magnéticos sin la necesidad de aplicarles un campo externo. Entonces, para ciertos materiales el orden aleatorio no se cumple, por lo que es necesaria la existencia de cierto orden (a nivel atómico) de sus momentos magnéticos, para que estos materiales tuviesen una magnetización no nula y así explicar su comportamiento magnético. Por ejemplo, que todos sus momentos magnéticos apuntasen en una misma dirección (ferromagnetismo).

A pesar de que la idea de corriente atómica si explica el origen del magnetismo en la materia, no da cuenta de por qué algunos materiales son magnéticos y otros no. Para ello es necesario considerar los momentos magnéticos del átomo y cómo estos se orientan unos respecto de otros. Al considerar las características cuánticas de la materia, este ordenamiento es causa de la minimización de la energía de los electrones en el átomo.

Considérese el problema del átomo de hidrógeno. Para describirlo se utilizan los números cuánticos n , l y m_l . El valor de n puede ser cualquier número natural, es decir, $n = 1, 2, 3, \dots$, y éste dependerá de cuánta energía posea el electrón, ya que $E = -\frac{13,6}{n^2} eV$. El número l depende directamente de n , debido a que $l = 0, 1, \dots, n - 1$. El valor de l determina el valor del momento angular L del electrón en la igualdad $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$. Por último, los posibles valores de m_l dependen de l , dado que $m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l$. m_l determina la orientación del giro del electrón, es decir, la dirección del momento magnético[12]. También se sabe que el propio electrón presenta un momento angular sobre sí mismo, el espín (o spin en inglés). Para describir esta característica se utiliza el número cuántico $m_s = \pm\frac{1}{2}$ [13]. Junto con el principio de exclusión de Pauli, m_l y m_s explican como es que los materiales no son todos magnéticos, ya que a medida que se van llenando las capas atómicas, los momentos se van contrarrestando (cada uno con una orientación opuesta). A medida que los electrones van ocupando los orbitales del átomo, lo hacen utilizando la menor energía posible, y así se cumple cuando los electrones van ubicándose con el mismo espín, es decir, los espines se van agrupando de forma paralela. Este ordenamiento paralelo de los espines concuerda con que al resolver la ecuación de Schrodinger para el átomo de Helio (se considera este átomo por ser el más simple con más de un electrón), la energía resulta ser igual a $E = E_1 + E_2 + K \pm J$, donde E_1 y E_2 corresponden a las energías de cada electrón en interacción con el núcleo, K da cuenta de la interacción entre las densidades eléctricas y J (que no tiene un análogo clásico) da cuenta de la interacción entre los espines. El signo delante de J indica si los espines están orientados paralelamente, para el signo menos, o antiparalelamente, para el signo más

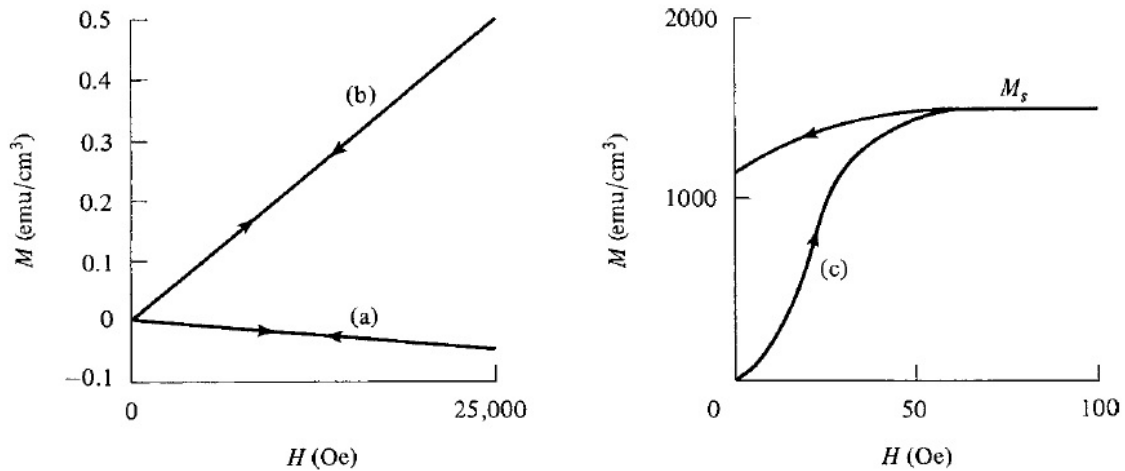


Figura 1.2: Las curvas (a) diamagnética y (b) paramagnética resultan ser rectas con pendientes negativa y positiva, respectivamente. La curva (c) ferromagnética alcanza un valor de saturación y se necesita un campo mucho menor que en el caso paramagnético y diamagnético para ser observada [16].

[14]. Luego, un valor de J positivo disminuye la energía, favoreciendo un ordenamiento paralelo de los espines, lo cual ocurre para los elementos ferromagnéticos, es decir, Hierro, Cobalto y Níquel. Este factor J es conocido como integral de intercambio y está relacionado con la energía de intercambio, la cual es determinante en la formación de dominios magnéticos, como se detalla en la sección 1.4.3.

1.2. Magnetismo en materiales

De acuerdo a lo discutido hasta aquí, un campo magnético puede ser generado por la presencia de un polo magnético (imán) o por una corriente eléctrica. Cualquiera sea el caso, este campo afecta a la materia, magnetizándola. La magnetización del material actúa de forma similar a un campo magnético, por tanto, el campo resultante entre la intensidad magnética aplicada al material y su magnetización como respuesta, se verán superpuestas, induciendo un campo magnético (en principio) de mayor intensidad. Este campo es denominado inducción magnética \mathbf{B} [15].

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} \quad (1.7)$$

Dependiendo de la respuesta que muestre el material a la intensidad magnética aplicada, éste puede ser clasificado como uno que se magnetiza mucho (ferromagnético), poco (paramagnético) o incluso uno que se opone a ser magnetizado (diamagnético) [7].

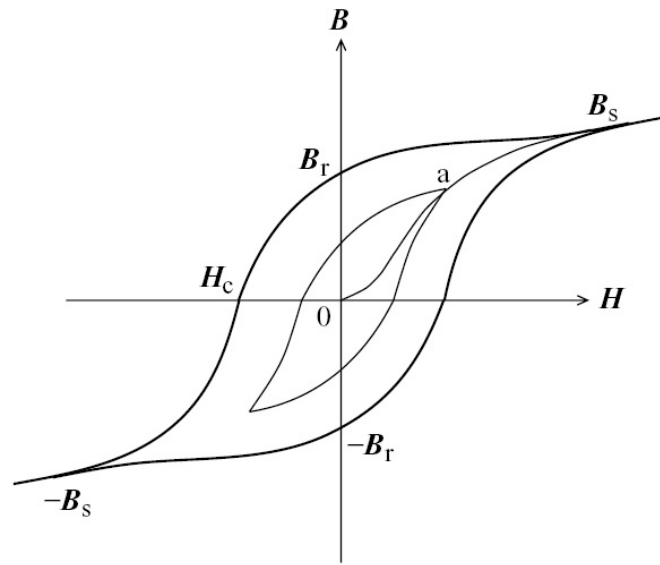


Figura 1.3: La curva de histéresis presenta saturación a un campo denominado campo de saturación B_s . Cuando el campo aplicado vuelve a ser cero, después de que el material alcanzó el estado saturado, la magnetización en el material no es nula, es decir, presenta una magnetización remanente, denominada remanencia B_r . Para desmagnetizar el material, se aplica un campo opuesto a dicha magnetización, conocido como coercitividad H_c [7].

1.2.1. Curva de magnetización

La relación 1.7 puede ser normalizada por \mathbf{H} dando como resultado $\mu = 1 + 4\pi\chi$ donde μ y χ son la permeabilidad magnética y la susceptibilidad magnética, respectivamente. La primera representa cuán concentrado es el flujo de campo magnético dentro del material y la susceptibilidad indica cuánto se magnetiza el material por efecto del campo magnético aplicado. Si $\chi > 0$ se habla de un material paramagnético, si $\chi \gg 0$ el material es ferromagnético y si $\chi < 0$ el material es diamagnético [11]. Las curvas de magnetización de los paramagnéticos y diamagnéticos se muestran en la figura 1.2. La curva de magnetización ferromagnética se muestra en la figura 1.3. Notar que para observar el efecto ferromagnético en la curva de magnetización, se requiere una intensidad magnética cientos de veces menor que para los casos paramagnético y diamagnético, es decir, un material ferromagnético se magnetiza a una intensidad magnética mucho menor que para los casos paramagnético o diamagnético.

1.2.2. Diamagnetismo

El diamagnetismo es el fenómeno mediante el cual un material al verse expuesto a un campo magnético, tiene una respuesta neta a oponerse al campo aplicado, es decir, su magnetización es opuesta a la intensidad magnética, dando por resultado, una mag-

netización negativa. En términos generales, el diamagnetismo es debido a una corriente inducida que se opone a la corriente atómica. El campo magnético circula a través de la trayectoria de los electrones, generando un flujo magnético, el cual finalmente induce un voltaje que genera esta corriente opuesta. El diamagnetismo está presente en todos los materiales, pero es un fenómeno débil y es opacado por el resto de los fenómenos magnéticos. Se da de forma notoria en elementos con configuraciones electrónicas completas o cerradas (como los gases nobles) [7].

1.2.3. Paramagnetismo

Como ya se ha mencionado, al aplicar una intensidad magnética a un material, sus momentos magnéticos tienden a orientarse en la dirección de este campo aplicado. A medida que los momentos magnéticos se alinean, el material se va magnetizando. Los materiales paramagnéticos requieren una intensidad magnética de gran valor (~ 10 kOe) para poder apreciar su magnetización. Los momentos magnéticos de estos materiales interactúan débilmente entre sí, por lo que el efecto de la temperatura predomina en ellos. Esto último causa mayor desorden en los momentos, volviendo más difícil el alinearlos (por esto la necesidad de un campo magnético de gran valor para magnetizarlo) [7].

1.2.4. Ferromagnetismo

Así como hay materiales en los cuales sus momentos magnéticos interactúan de forma despreciable, también los hay en los cuales la interacción es predominante. En este tipo de materiales, un campo magnético de baja intensidad (~ 100 Oe) permite observar una magnetización mucho mayor que en un material paramagnético; en este caso se habla de un material ferromagnético. A diferencia de los paramagnetos, la interacción entre los momentos magnéticos del ferromagneto, les permite ordenarse (venciendo los efectos térmicos) y ser más fácilmente alineados a un campo aplicado [7].

1.2.5. Ciclo de histéresis

Si la magnetización es una medida de cuán alineados están los momentos magnéticos a cierta intensidad magnética aplicada, entonces después de cierto valor crítico de campo magnético, no habrán más momentos magnéticos por alinear, por lo que el material estará completamente magnetizado. En este caso, la magnetización del material ha alcanzado un estado saturado. El campo que consigue este estado en el material

es llamado campo de saturación B_s . Una característica notable de los materiales ferromagnéticos, es el hecho de que al quitar el campo aplicado para magnetizarlo, este no vuelve a su estado inicial desmagnetizado, sino que presenta una magnetización, menor que la de saturación. A esta magnetización que permanece se le llama remanencia B_r . Para regresar el material a su estado desmagnetizado, es necesario aplicar un campo opuesto a la magnetización de remanencia. A este campo que se opone a la remanencia del material hasta llevarlo a su estado desmagnetizado, se le denomina campo coercitivo o coercitividad H_c . Este ciclo completo, desde saturar el material en una dirección y luego en la opuesta, es denominado ciclo de histéresis (véase Figura 1.3) [7].

1.3. Anisotropía magnética

La anisotropía magnética hace referencia al hecho de que ciertas propiedades magnéticas de un material dependen de la dirección en que el campo magnético es aplicado en relación a éste. Esto se observa al magnetizar una muestra desde dos direcciones diferentes. Al comparar ambos resultados, se observa que en una determinada dirección la muestra satura a una intensidad de campo pequeña o fácilmente, y que para la otra, se necesita una intensidad de campo mucho mayor o que es difícil de magnetizar. Así se definen los ejes de fácil y difícil magnetización, por lo que se habla de una dirección de magnetización preferente del material. En este apartado se describen dos tipos de anisotropía, la magnetocristalina y la de forma.

1.3.1. Anisotropía magnetocristalina

La anisotropía magnetocristalina tiene lugar cuando la interacción entre el espín y la órbita del electrón es predominante. Cuando una muestra es magnetizada, los momentos magnéticos son forzados a alinearse a lo largo de la dirección del campo magnético aplicado. Esto implica que los espines son reorientados a dicha dirección. Por otra parte, si la orientación de las órbitas atómicas es energéticamente favorable en dicha dirección, entonces los momentos magnéticos se orientan fácilmente, pero, de ser el caso contrario, la interacción espín-órbita impedirá la reorientación de los espines, volviendo difícil el orientar los momentos magnéticos en esta dirección. Para el caso de una estructura cristalina hexagonal, la energía por unidad de volumen almacenada debido a la reorientación de la magnetización por el campo aplicado, solo depende del ángulo entre la magnetización y el eje de anisotropía, por ello este tipo de anisotropía magnetocristalina es llamada anisotropía uniaxial.

$$E = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (1.8)$$

El ángulo θ es aquel entre la magnetización y el eje de anisotropía. Los ejes fácil y difícil del material, quedan determinados por los distintos valores que pueden tomar las constantes de anisotropía K_1 y K_2 . La constante de anisotropía K_0 es despreciada por no presentar dependencia en θ .

1.3.2. Anisotropía de forma

Para describir la anisotropía de forma, primero es necesario conocer el concepto de campo desmagnetizante. Considérese el cuerpo magnetizado de la Figura 1.4. La magnetización del material induce un campo que se opone a la misma, este campo

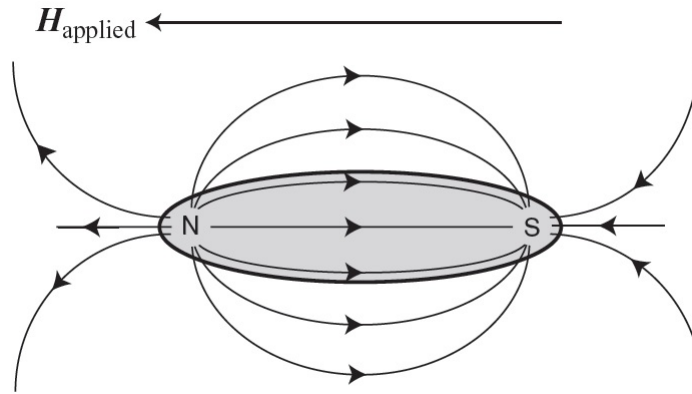


Figura 1.4: El material al estar magnetizado, genera un campo opuesto a su propia magnetización que tiende a desmagnetizarlo, este campo desmagnetizante \mathbf{H}_d tiene relación directa con la anisotropía de forma [7].

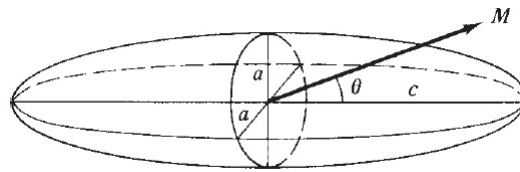


Figura 1.5: Material con forma de elipsoide. El eje c es el eje de fácil magnetización. Este resultado es puramente geométrico [16].

tiende a desmagnetizar al material y es denominado campo desmagnetizante \mathbf{H}_d . Ya que este campo es generado por la magnetización, es proporcional a ésta.

$$\mathbf{H}_d = N_d \mathbf{M} \quad (1.9)$$

Donde N_d es el factor desmagnetizante. Ya que el campo desmagnetizante se opone a la magnetización, éste realiza un trabajo sobre el material, generando cierta cantidad de energía

$$E = \frac{1}{2} H_d M = \frac{1}{2} N_d M^2 \quad (1.10)$$

Considérese el elipsoide de la Figura 1.5. Al escribir la ecuación de energía para este cuerpo, utilizando la ecuación 1.10, se obtiene un resultado similar que en el caso de la simetría uniaxial.

$$E = \frac{1}{2} N_c M^2 + \frac{1}{2} (N_a - N_c) M^2 \sin^2 \theta \quad (1.11)$$

Donde $K_0 = \frac{1}{2} N_c M^2$ y $K_1 = K_s = \frac{1}{2} (N_a - N_c) M^2$, son las constantes de an-

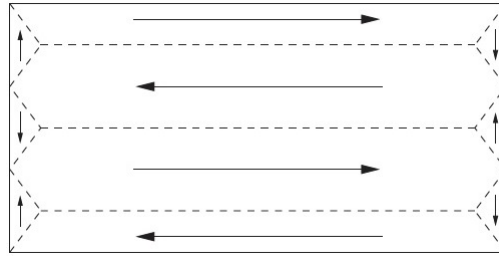


Figura 1.6: La formación de dominios magnéticos es determinada por el equilibrio entre las distintas energías magnéticas en el material [7].

isotropía. Este resultado indica que el eje de fácil magnetización es c , ya que si la magnetización se alinea a este eje, la energía es nula. Notar que si $N_a = N_c$, entonces se trata de una esfera, la cual no presenta anisotropía de forma. La anisotropía de forma tiene relación con la geometría de la muestra, ya que es una consecuencia puramente geométrica y está altamente asociada con la energía magnetostática, como se detalla en la sección 1.4.1.

1.4. Dominios magnéticos

En los materiales ferromagnéticos, los momentos magnéticos tienden a tener una única orientación dada la interacción entre los mismos, pero esto no es del todo cierto. El material presenta diferentes zonas, en las que en cada una de éstas, los momentos están orientados en una dirección determinada. Estas zonas son llamadas dominios magnéticos (véase Figura 1.6) y su formación se explica por razones energéticas.

1.4.1. Energía magnetostática

La energía magnetostática está relacionada con la formación de polos magnéticos en el material. Cuando el material está saturado, este tiene una única orientación magnética y es similar a un imán (presencia de dos polos) como en la Figura 1.7 (a). En este caso, la energía magnetostática es máxima, por lo que hay un desequilibrio energético. Este es eliminado aumentando el número de polos en el material, lo que genera distintas magnetizaciones en el mismo, y con ello la formación de dominios magnéticos. La energía en el material es debida al campo desmagnetizante y ésta resulta ser igual a la energía de anisotropía de forma (véase 1.3.2) cuando el campo externo es nulo y el campo desmagnetizante es generado únicamente por la magnetización del propio material.

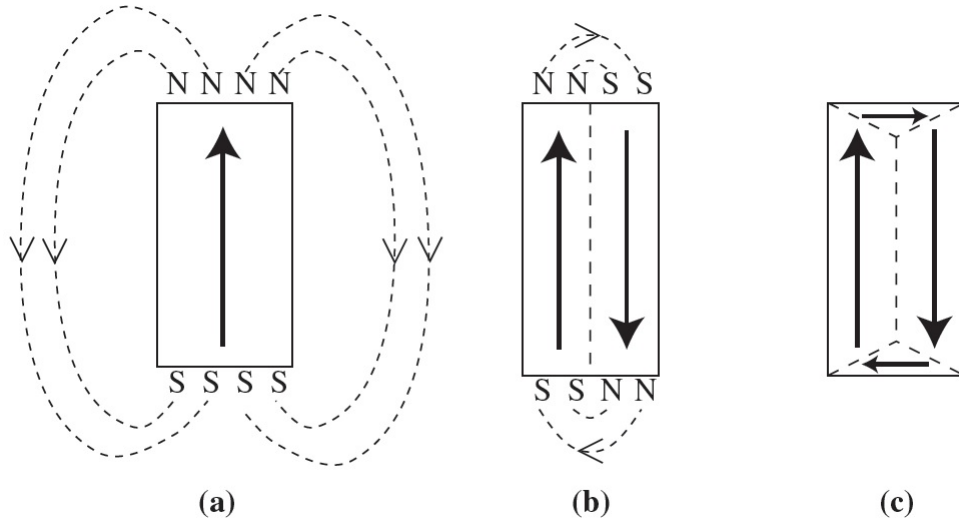


Figura 1.7: Para un solo dominio magnético, la energía magnetostática es máxima. La formación de dominios permite disminuir esta energía [7].

$$E = \frac{1}{2} \int \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dv \quad (1.12)$$

1.4.2. Energía de Zeeman

La energía de cada momento magnético de un material, inmerso en un campo magnético, está dada por la ecuación 1.13.

$$\varepsilon = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B} \quad (1.13)$$

Al sumar todas las contribuciones de cada momento magnético dentro del volumen que ocupa el material, la energía total, en unidades *mks* está dada por la ecuación 1.14.

$$E = -\mu_0 \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} dv \quad (1.14)$$

Esta energía es conocida como energía de Zeeman y es mínima cuando la magnetización está alineada al campo aplicado.

1.4.3. Energía de intercambio

La energía de intercambio es aquella que se da cuando los espines interactúan y es mínima para un ordenamiento paralelo de los espines.

$$E = -2JS_i S_j \cos \varphi \quad (1.15)$$

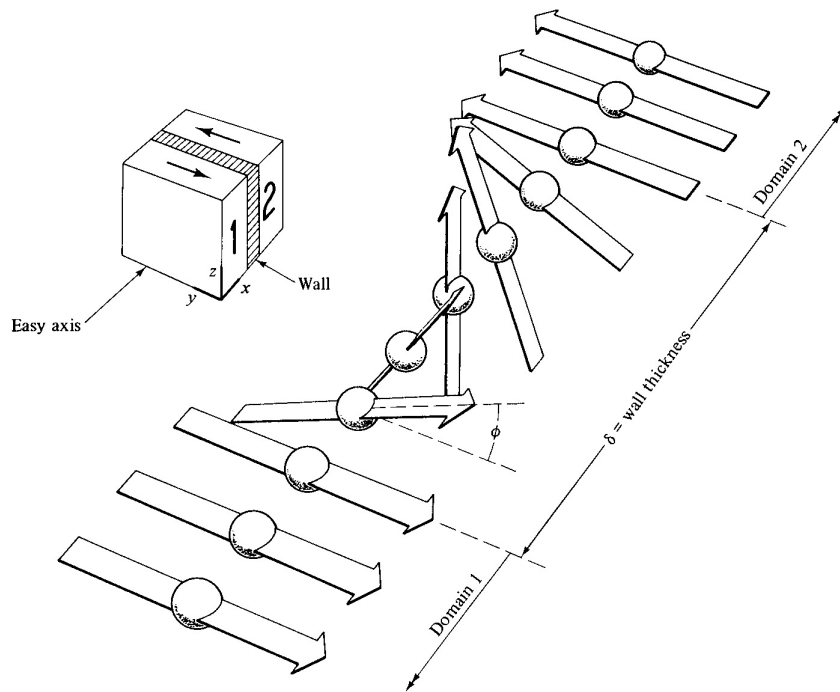


Figura 1.8: Pared de Block. Desde el dominio 1 al dominio 2, la magnetización es invertida en 180° . La zona en que la magnetización invierte de dirección es conocida como pared de dominio [16].

La ecuación 1.15 es la energía de interacción entre dos espines, siendo φ el ángulo entre ellos y S_i y S_j los valores de los espines. Esta energía debe ser sumada para todos los pares de espines para obtener la energía de intercambio [15].

1.4.4. Energía magnetostrictiva

Cuando los dominios se forman en un material, estos tienden a deformarlo. El material se ensancha en la dirección de la magnetización almacenando energía por el contacto entre diferentes dominios, la cual es suficiente para intervenir en su formación. Esta energía es llamada energía magnetostrictiva.

1.4.5. Paredes de dominio

Si hay dominios magnéticos, necesariamente hay zonas en las que la magnetización se invierte o se reorienta. Estas zonas son llamadas paredes de dominio y tienen un espesor de algunas decenas de nanómetros. En su interior, la magnetización cambia de dirección, como muestra la Figura 1.8. Este tipo de pared es conocida como pared de Block.

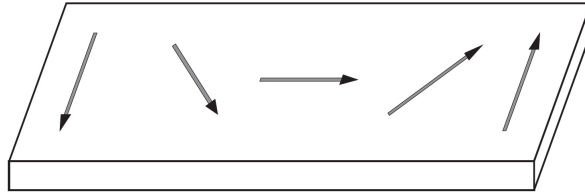


Figura 1.9: Pared de Néel. En láminas delgadas, las paredes de dominio muestran una reorientación de la magnetización en el plano de la misma [7].

$$\delta = \pi \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad (1.16)$$

El espesor de la pared está dado por la ecuación 1.16, donde A es la constante de rigidez, la cual está asociada a la energía de intercambio, y K_1 es la constante de anisotropía cristalina [7, 16].

Si el material es delgado, como en una lámina delgada, el espesor de la pared se vuelve semejante al de la lámina, forzando a la magnetización, en la pared de dominio, a reorientarse en el plano de la misma, como muestra la Figura 1.9. Este tipo de pared es denominado pared de Néel.

La formación de paredes de dominio tiene cierta energía asociada a la misma, como indica la ecuación 1.17.

$$E \propto \sqrt{AK_1} \quad (1.17)$$

1.4.6. Formación de dominios magnéticos

Diferentes clases de energías magnéticas están presentes en un material ferromagnético. Las energías tienden a disminuir individualmente hasta alcanzar un mínimo total, que las contenga a todas. La energía magnetostática generará la máxima cantidad de dominios, para así disminuir lo más posible. Este efecto será contrarrestado por la cantidad de energía que aumentará la de intercambio, al generar espines no paralelos; por la energía de anisotropía magnetocristalina, al generar magnetizaciones fuera del eje fácil de magnetización, y además, por la cantidad de energía que se da en las paredes de dominio (véase ecuación 1.17). Todas estas energías *compiten* y en consecuencia se generan los dominios magnéticos separados por las paredes de dominio.

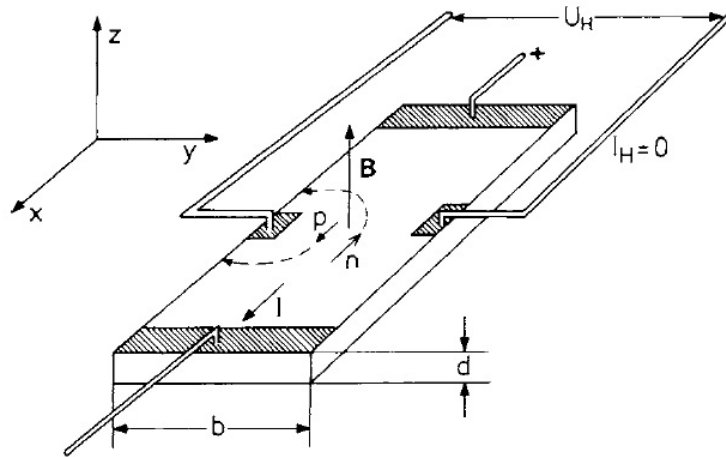


Figura 1.10: Habiendo un campo magnético perpendicular a la muestra y una corriente pasando por esta, un campo eléctrico, perpendicular al campo magnético y a la corriente, aparece. Este efecto es conocido como efecto Hall [17].

1.5. Efecto Hall y magnetorresistencia

Cuando una corriente eléctrica circula por un material, estando éste inmerso en un campo magnético, se observan fenómenos como el efecto Hall y la magnetorresistencia. En esta sección se detallan dichos fenómenos y de cómo dependen de la dirección relativa entre la densidad de corriente y la magnetización, para el efecto Hall planar y la magnetorresistencia anisotrópica.

1.5.1. Efecto Hall

Considérese una barra por la cual circula una corriente I (véase Figura 1.10), al aplicar un campo magnético B sobre la barra, perpendicular a I , una fuerza es aplicada sobre los portadores de carga, perpendicular a su trayectoria inicial y al campo magnético aplicado. Esta fuerza es denominada fuerza de Lorentz y es igual a $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Los portadores de carga comienzan a acumularse en la cara del material hacia donde apunta la fuerza magnética, generando una diferencia de potencial. Este voltaje crea un campo eléctrico que se opone a la fuerza magnética que acumula a las cargas. La carga se acumula hasta que las fuerzas magnética y eléctrica se igualan, haciendo que los portadores vuelvan a describir una trayectoria recta, como en ausencia de campo magnético. Este fenómeno es conocido como efecto Hall. El voltaje debido a la acumulación de carga es llamado voltaje Hall V_H y puede ser derivado de la igualdad de fuerzas (cuando las cargas ya no se desvían) eléctrica y magnética $eE_H = ev_d B$. $E_H = bV_H$ es el campo de Hall

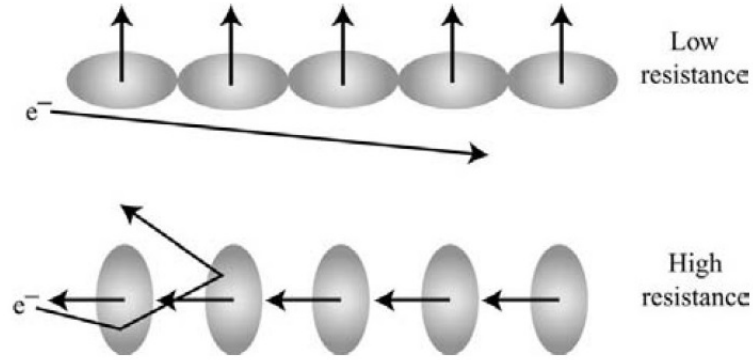


Figura 1.11: La magnetorresistencia es la variación de la resistencia eléctrica ante la presencia de un campo magnético. El campo magnético aplicado reorienta las nubes electrónicas en el material, disminuyendo el número de eventos de dispersión de los electrones al desplazarse al interior del mismo, y disminuyendo así la resistencia eléctrica [7].

y $j = -nev_d$ la densidad de portadores de carga, por tanto $V_H = -\frac{1}{ne}jBb = R_H j B b$. La constante de proporcionalidad $R_H = -\frac{1}{ne}$ es conocida como constante de Hall [17, 18].

1.5.2. Efecto Hall extraordinario

El efecto Hall extraordinario (EHE por su sigla en inglés) es el mismo efecto Hall pero para el caso de materiales ferromagnéticos, en los cuales la magnetización del material, tiene un efecto dominante en el fenómeno.

$$\rho_H = R_H H + R_{EHE} M \tag{1.18}$$

Donde ρ_H es la resistividad Hall y R_{EHE} es la constante del EHE.

1.5.3. Magnetorresistencia

La magnetorresistencia es la variación que presenta la resistencia eléctrica de un material ante la aplicación de un campo magnético al mismo (véase Figura 1.11). Para cuantificar esta propiedad se utiliza el porcentaje del cociente entre la variación en la resistencia ante el campo magnético ΔR y la resistencia en su estado desmagnetizado R_0 .

$$MR = \frac{\Delta R}{R_0} \tag{1.19}$$

En ausencia de un campo magnético, los electrones viajan en línea recta en el metal, pero cuando un campo magnético es aplicado, los electrones toman trayectorias curvas

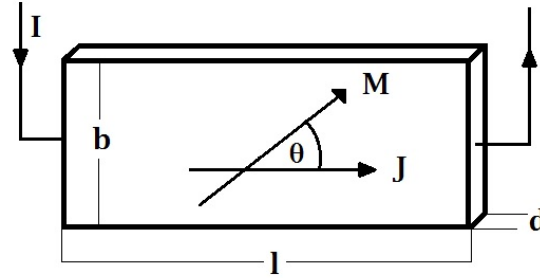


Figura 1.12: La AMR y el PHE depende del ángulo que forman la magnetización y la densidad de corriente en el material [19].

debido a la fuerza de Lorentz $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Al describir trayectorias más extensas, el número de veces que los electrones son dispersados aumenta, incrementado la resistencia eléctrica [7].

1.5.4. Efecto Hall planar y magnetorresistencia anisotrópica

El efecto Hall planar y la magnetorresistencia Anisotrópica (PHE y AMR, respectivamente, por sus siglas en inglés) son fenómenos que ocurren en materiales ferromagnéticos. La resistividad del material ferromagnético depende del ángulo entre la magnetización \mathbf{M} y la densidad de corriente \mathbf{J} en el mismo (véase Fig.1.12).

$$\rho_x(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \quad (1.20)$$

ρ_{\perp} es la resistividad de la muestra cuando \mathbf{M} y \mathbf{J} son perpendiculares y ρ_{\parallel} , cuando son paralelas. Así, dada una muestra ferromagnética con cierta magnetización, ésta presentará cierta resistividad, pero si un campo magnético es aplicado a la muestra, en el plano de esta, la dirección de la magnetización en la muestra cambia, luego, el valor de su resistividad también, y a su vez, el valor de la resistencia de la muestra. He ahí el término de resistencia magnética anisotrópica o magnetorresistencia anisotrópica AMR, ya que esta depende de la dirección relativa entre \mathbf{M} y \mathbf{J} .

En el caso del PHE, éste da cuenta de una resistividad perpendicular a la de la AMR, la cual es dada por la ecuación 1.21.

$$\rho_y(\theta) = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos \theta \sin \theta \quad (1.21)$$

Este efecto es nulo cuando \mathbf{M} y \mathbf{J} son paralelas o perpendiculares, y es máximo cuando forman un ángulo de 45° [19].

Capítulo 2

Síntesis de láminas

En este capítulo se detalla la técnica mediante la cual las láminas son sintetizadas, esta técnica es la pulverización catódica en alto vacío. Se describen los procesos físicos involucrados en la misma y el método experimental para utilizar el equipo en cuestión. Se detalla cómo mediante una microbalanza de cuarzo es posible medir las tasas de depósito de los materiales, a una potencia eléctrica dada. Luego se dan los resultados de los depósitos efectivamente realizados, siendo dichos resultados valores nominales calculados mediante la tasa de depósito medida por la microbalanza.

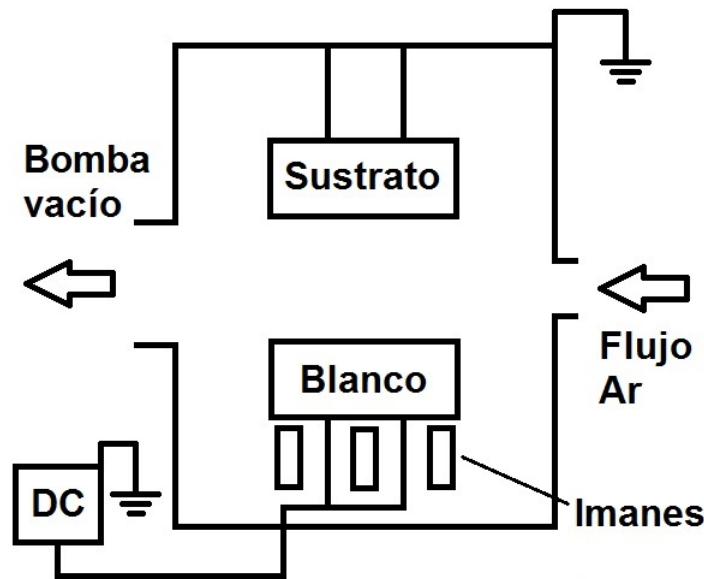


Figura 2.1: Esquema de equipo de pulverización catódica en alto vacío. La cámara está conectada a tierra mientras que el blanco se encuentra a un alto voltaje.

2.1. Pulverización catódica en alto vacío

La pulverización catódica es el proceso físico en el cual un sólido es erosionado bajo la acción de un gas de iones que colisionan con éste, arrancando átomos desde la superficie del mismo. Este fenómeno es utilizado como técnica de síntesis de láminas delgadas [20].

La técnica de pulverización catódica consiste en la ionización de un gas noble, como el Argón en este caso, por medio de un campo eléctrico entre un cátodo y un ánodo dentro de una cámara al vacío (véase Figura 2.1). El material a depositar, llamado blanco, es ubicado en el cátodo, mientras que en el ánodo es situado el sustrato, en el cual se depositan los átomos desprendidos del blanco (véase Figura 2.2). Cuando el campo eléctrico es aplicado, los electrones presentes en el medio son acelerados, estos impactan los átomos de Argón (Ar^0) arrancándoles un electrón (e^-), ionizando así al átomo de Argón. El número de e^- aumenta y con esto el número de colisiones entre e^- y Ar^0 , provocando un efecto tipo avalancha que se traduce finalmente en la aparición de plasma. Los iones de Ar (Ar^+) aceleran hacia el ánodo y colisionan con el blanco, desprendiendo átomos de este último. Estos átomos desprendidos son eyectados de la superficie del blanco con suficiente energía como para alcanzar el sustrato, depositándose en él. El sustrato puede ser vidrio (superficie lisa) o alguna superficie metálica (superficie modulada). Para aumentar la efectividad de esta técnica, se utiliza un campo magnético,

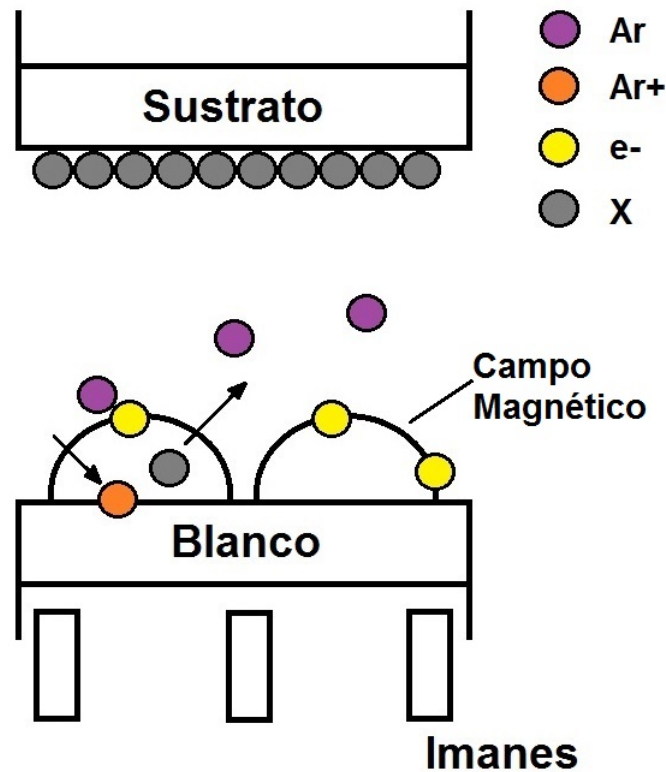


Figura 2.2: Esquema de la física de la pulverización catódica en alto vacío. Los átomos de Ar (violeta) están en la cámara. Al colisionar con los e^- (amarillo), confinados en el campo magnético, pierden un e^- . El Ar^+ (naranja) es acelerado hacia el blanco, choca con este y arranca un átomo X del blanco (gris) el cual es eyectado hacia el sustrato y depositado en este.

el cual confina a los e^- a la superficie del blanco, esto aumenta el número de colisiones entre Ar^0 y e^- (véase Figura 2.2). Estas colisiones adicionales aumentan la densidad del plasma (en la superficie del blanco), y esto a su vez, la tasa de depósito hasta en un factor 30 [21]. Es debido a este confinamiento que el plasma se observa solo sobre el blanco y no dentro de toda la cámara como podría esperarse. En este caso se habla de pulverización catódica asistada por campo magnético.

La tasa de depósito depende del material que se deposita, de la potencia eléctrica utilizada en la fuente DC, del nivel de vacío en la cámara, de la presión y flujo de Ar. Para medirla, se utiliza una microbalanza de cristal de cuarzo (QCM). La QCM mide los cambios en la frecuencia de resonancia del cristal debido a la variación en su masa. La masa del cristal cambia por el material que se deposita sobre el mismo durante el proceso de pulverización [22]. Al conocer las tasas de depósito al momento de sintetizar las láminas, es posible determinar el espesor de las mismas midiendo el tiempo de depósito.

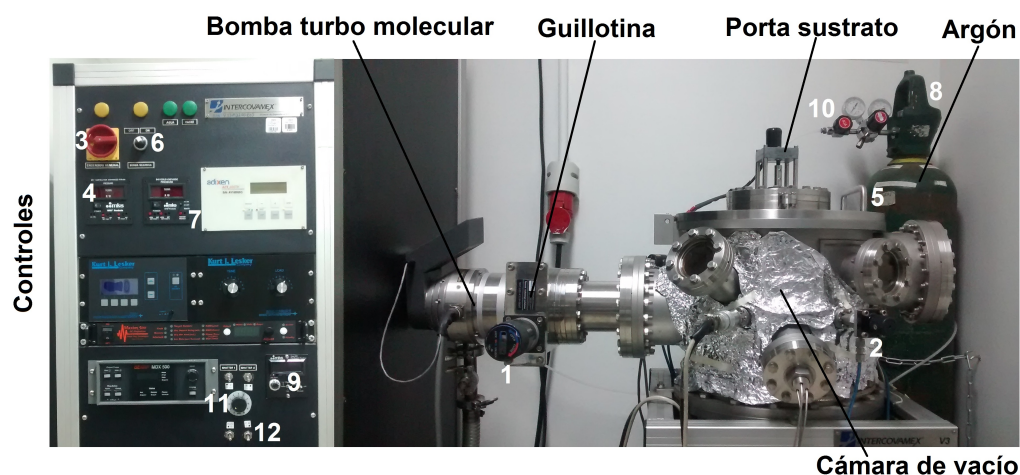


Figura 2.3: Equipo de pulverización catódica en alto vacío. Los números son referencias para la lectura del manejo del equipo desarrollado en el apéndice A.

2.2. Método experimental

Se midieron las tasas de depósito para el Titanio y el Cobalto mediante el uso de una QCM, en nanómetros depositados por minuto transcurrido. El Titanio fue depositado a una potencia de 100 W y el Cobalto a 50 W. Todos los depósitos (tanto los de medición de tasa de depósito como los de síntesis de láminas) fueron hechos a un vacío de 10^{-6} Torr, a una presión de Ar de 10^{-3} Torr y a un flujo de Ar de 20 sccm. La Tabla 2.1 muestra los resultados para las tasas de depósito de Titanio y Cobalto para las potencias indicadas. En el apéndice A se encuentra el detalle del manejo del equipo de pulverización catódica en alto vacío. La Figura 2.3 muestra una foto del equipo de pulverización catódica en alto vacío, destacando las partes más relevantes. Los números blancos sobre la misma son referencias para la lectura del apéndice A.

	Ti	Co	Indicación
t_R [nm/min]	1.6	2.5	Tasa de depósito
P [W]	100	50	Potencia DC

Tabla 2.1: Tasas de depósito de Titanio y Cobalto medidas mediante QCM.

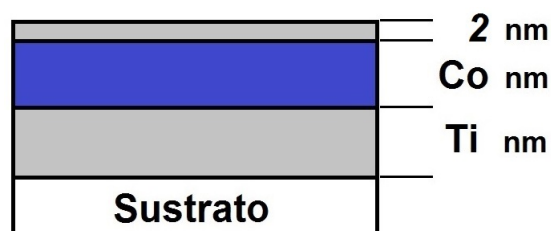


Figura 2.4: Sobre el sustrato se deposita una lámina de Titanio a 1.6 nm/min y sobre ésta, una de Cobalto a 2.5 nm/min. Para evitar la oxidación de la lámina, se deposita una capa de Titanio de 2 nm de espesor, común a todas las láminas. Todos los espesores están medidos en nanómetros (nm).

2.3. Resultados

En la tabla 2.2 se muestran los resultados para las nueve láminas sintetizadas, las que han sido llamadas $Ti/Co/S$, donde Ti y Co son los espesores en nanómetros de los depósitos de Titanio y Cobalto, respectivamente. S representa el sustrato utilizado en dicha muestra, donde *vid* es para vidrio, *adot* para antidots y *ndom* para nanodomos. El espesor de Titanio de 2 nm, común a todas las muestras, tiene el objetivo de recubrir a las mismas para retrasar el efecto de oxidación que sufren conforme el tiempo transcurre [23]. La Figura 2.4 es un ejemplo de las láminas obtenidas al realizar el depósito. En la Tabla 2.2 se indica la lámina, los espesores de Titanio y Cobalto de la misma y el tipo de sustrato utilizado.

Lámina	Ti [nm]	Co [nm]	Ti [nm]	Sustrato
14/44/ <i>vid</i>	14.0	44.0	2.0	vidrio
29/29/ <i>vid</i>	29.0	29.0	2.0	vidrio
44/14/ <i>vid</i>	44.0	14.0	2.0	vidrio
25/15/ <i>vid</i>	25.0	15.0	2.0	vidrio
25/25/ <i>vid</i>	25.0	25.0	2.0	vidrio
25/15/ <i>adot</i>	25.0	15.0	2.0	antidots
25/25/ <i>adot</i>	25.0	25.0	2.0	antidots
25/15/ <i>ndom</i>	25.0	15.0	2.0	nanodomos
25/25/ <i>ndom</i>	25.0	25.0	2.0	nanodomos

Tabla 2.2: Espesores de láminas depositadas. Valores nominales.

Capítulo 3

Caracterización Morfológica

Para caracterizar la forma de las muestras se utiliza un microscopio de barrido electrónico (SEM por su sigla en inglés). Se explica el funcionamiento de este microscopio y se muestran las imágenes adquiridas de sustratos de antidots y nanodots. Se atribuye la anisotropía fuera del plano que se observa en el análisis magnético al material que se deposita en el contorno de los antidots y nanodots. Esto se desarrolla mediante un esquema, para cada caso.

3.1. Microscopio de barrido electrónico

El microscopio de barrido electrónico o SEM (por su sigla en inglés) es un dispositivo de magnificación que utiliza un haz de electrones en vez de uno de luz, y ha sido ampliamente estudiado [27]. Los electrones del haz, llamados electrones primarios, son acelerados mediante una diferencia de potencial hacia la muestra. Estos electrones penetran en la misma cierta distancia llamada distancia de penetración. Al penetrar en la muestra, los electrones primarios interactúan con los de la muestra, produciendo una dispersión de los primeros. Estas interacciones ocurren dentro de una zona llamada volumen de interacción. Algunos electrones son dispersados hacia atrás (BSE) y otros son dispersados desde los átomos de la muestra, estos últimos son llamados electrones secundarios (SE). Los SE son captados y dependiendo de la topografía de la muestra, habrán más o menos SE, por lo que es posible obtener un perfil de intensidad de la muestra. El SEM es capaz de obtener imágenes con resoluciones de algunas decenas de nanómetro. Dado que los electrones acelerados son dispersados por la materia, la cámara que contiene la muestra debe estar al vacío.

3.2. Resultados

La Figura 3.1 muestra una imagen tomada por el SEM de la superficie de nanodomos. En la Figura 3.2 se observa la superficie de los antidots para distintas magnificaciones. Estas imágenes fueron necesarias de considerar antes de realizar cualquier tipo de medición en las muestras ya que en algunas ocasiones, las superficies fueron cubiertas completamente por el material depositado, perdiendo la muestra la característica de presentar una anisotropía fuera del plano. La Figura 3.3 y la Figura 3.4 muestran un esquema del perfil de los nanodomos y antidots, respectivamente. En estas imágenes se resalta la zona del borde de los nanodomos y de los antidots, dado que en estas zonas el material se acumula de tal forma que permite exista una componente de la magnetización con espacio suficiente como para orientarse en la dirección fuera del plano de los nanodomos y antidots, induciendo una anisotropía fuera del plano de las láminas.

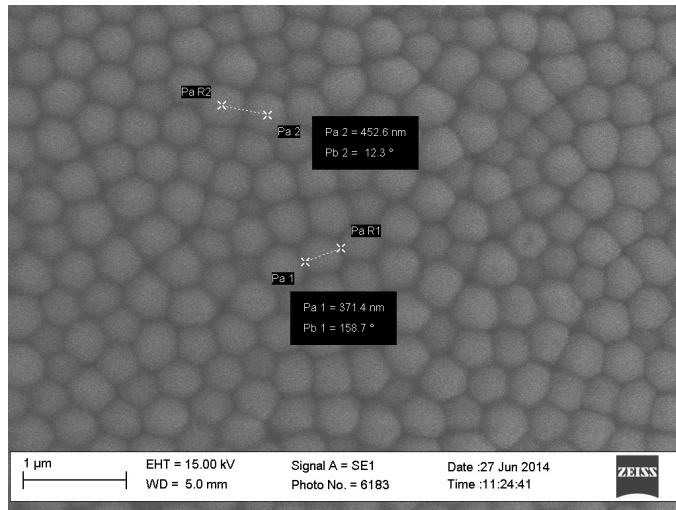


Figura 3.1: Imagen SEM de nanodomos. Los nanodomos tienen un diámetro diez veces más grande que los antidots, aproximadamente.

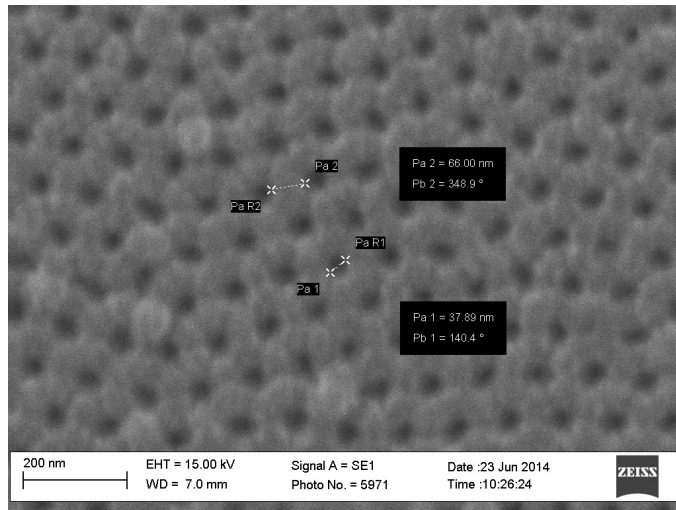


Figura 3.2: Imagen SEM de antidots. Los antidots tienen un diámetro diez veces menor que el de los nanodomos, aproximadamente.



Figura 3.3: Esquema de depósito sobre sustrato de nanodomos. La acumulación de material en la periferia del nanodomo presenta una anisotropía tal que esta apunta fuera del plano de los mismos.

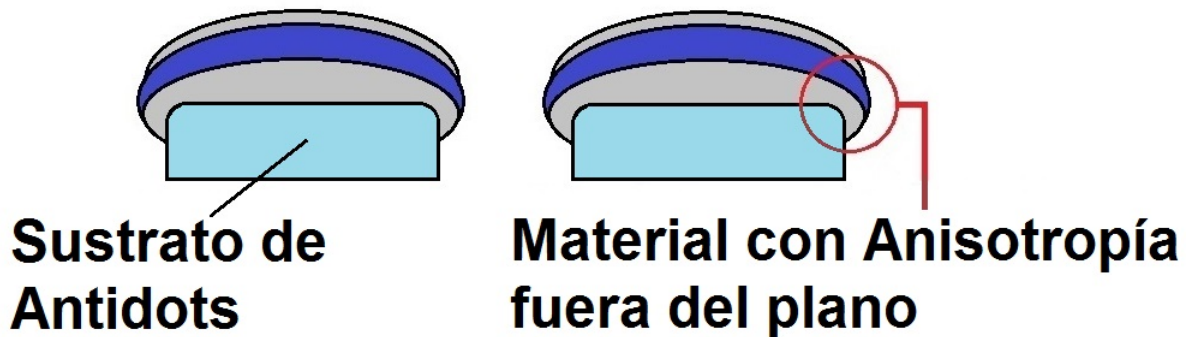


Figura 3.4: Esquema de depósito sobre sustrato de antidots. La acumulación de material en la periferia del agujero, permite una anisotropía tal que esta apunta fuera del plano de los antidots.

3.3. Conclusiones

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis morfológico de las láminas de antidots y nanodomos, a partir de las imágenes obtenidas mediante un microscopio de barrido electrónico. El diámetro de los nanodomos es aproximadamente diez veces el de los antidots, de acuerdo a lo observado en las imágenes SEM de nanodomos y antidots, mostradas en la Figura 3.1 y la Figura 3.2, respectivamente. Se cree que los efectos de anisotropía fuera del plano en los sustratos modulados se deben a su geometría, es decir, tienen una explicación en base a su energía de anisotropía de forma. El material en la periferia de los antidots y nanodomos, tiende a depositarse de tal forma que en dicha zona, la forma del depósito es más larga hacia fuera del plano que a lo largo del plano, provocando un eje de anisotropía fácil alrededor de los antidots y nanodomos.

Capítulo 4

Caracterización Magnética

En este capítulo se detalla el funcionamiento del magnetómetro de gradiente de campo alternante, o AGFM por su sigla en inglés, mediante el cual se obtienen las curvas de magnetización de las distintas láminas caracterizadas. Se detalla el protocolo experimental para llevar a cabo lo anterior. Los resultados obtenidos en las láminas continuas son explicados a través de la anisotropía de forma, y cómo esto da cuenta del hecho de que la coercitividad en el plano sea menor que fuera de él. Se concluye que en el caso de las láminas de antidots y nanodomas, los resultados se deben a una anisotropía inducida en las mismas debido a la modulación del sustrato.

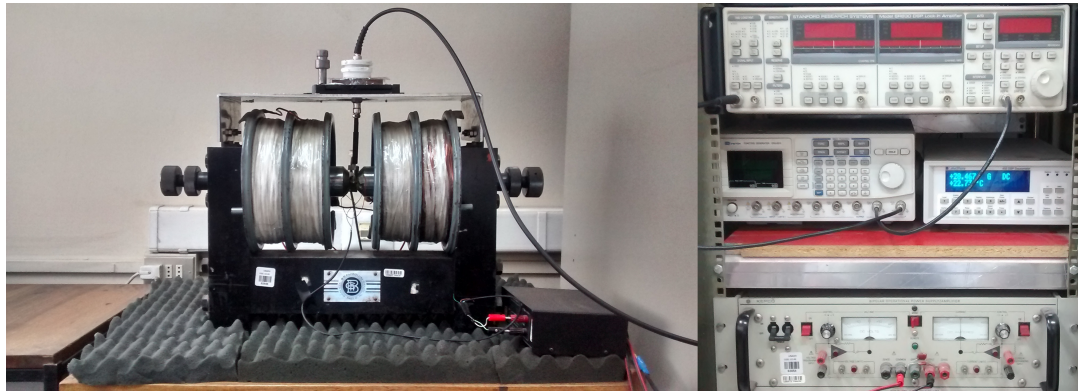


Figura 4.1: A la derecha, magnetómetro tipo Flanders. A la izquierda, equipo de magnetómetro: fuente de poder, medidor de campo magnético, amplificador Lock-In y generador de señales.

4.1. Magnetómetro AGFM

Un magnetómetro es un dispositivo que permite medir magnetización en una muestra dada. El magnetómetro de gradiente de campo alternante (AGFM por su sigla en inglés) es un tipo de magnetómetro propuesto por Flanders [24]. El AGFM utiliza la equivalencia entre fuerza y magnetización planteada en la ecuación 2.4. En el proceso de medición se utilizan dos campos magnéticos, uno constante y uno alterno. El campo constante es el encargado de magnetizar la lámina, mientras que el campo alterno presenta gradiente, ejerciendo una fuerza sobre la lámina [8]. El portamuestra es deflexado por dicha fuerza, y esta deflexión es captada por un piezoeléctrico. El voltaje producido en el piezoeléctrico, debido a la deformación en el mismo por la deflexión del portamuestra, es proporcional a la fuerza en la lámina, por lo que midiendo este voltaje es posible conocer la fuerza sobre la lámina y así, la magnetización en la misma, relativa a su magnetización de saturación. Este voltaje es muy pequeño para ser medido directamente, por lo que es aumentado mediante un amplificador tipo lock-in.

4.2. Método experimental

Las láminas deben ser preparadas para poder medir su curva de magnetización en el magnetómetro. La lámina debe ser cortada utilizando corta vidrio y vidrios. Los vidrios se utilizan como reglas para cortar de forma precisa la lámina. El corta vidrio no debe ser usado para cortar completamente la lámina, sino que sólo superficialmente, dejando una línea sobre la misma a modo de marca. El vidrio se utiliza para presionar sobre la marca y así cortar la lámina. El tamaño de las láminas debe ser similar al del

portamuestra.

Se realizan dos tipos de medición: en el plano (IP) y fuera del plano (OP), y para cada tipo de medición se utiliza un tipo de portamuestra. Se debe tener especial precaución con la limpieza de los portamuestras, ya que restos de otras láminas pueden quedar en ellos, dando como resultado de la medición una curva que da cuenta de la magnetización de la lámina y de los restos. Estos restos pertenecen a otras láminas de otros trabajos que se realizan utilizando el equipo AGFM.

4.3. Resultados

Los gráficos desde la Figura 4.2 a la Figura 4.7 muestran las curvas de magnetización de las láminas de la Tabla 2.2. Las curvas han sido separadas en aquellas mediciones en el plano (IP) y mediciones fuera del plano (OP). Además, han sido agrupadas de acuerdo al sustrato que poseen. De las gráficas es posible obtener los valores de coercitividad H_c y de remanencia M_r relativa a la saturación, tanto en el plano como fuera de él. Estos valores se muestran en la Tabla 4.1. Se observa de las curvas que para todas ellas, independientemente del sustrato y/o de los espesores de Titanio y Cobalto, la saturación en el plano es más fácil de alcanzar que aquella fuera de él. La Tabla 4.1 muestra el cociente entre las coercitividades en el plano y fuera de él, respectivamente. Solo para el caso de la lámina 25/25/*ndom* este cociente es mayor a uno. Considérese $c = \frac{T_i}{C_o}$, donde c es el cociente entre el espesor de Titanio y Cobalto, respectivamente. La Figura 4.8 muestra un gráfico entre la coercitividad, en el plano y fuera de él, contra el cociente de espesores c .

$T_i/C_o/S$	$H_c\text{IP}[\text{Oe}]$	$M_r/M_s\text{IP}[\%]$	$H_c\text{OP}[\text{Oe}]$	$M_r/M_s\text{OP}[\%]$	$H_c\text{IP}/H_c\text{OP}$
14/44/ <i>vid</i>	7	62	315	13	0.02
29/29/ <i>vid</i>	49	87	350	18	0.14
44/14/ <i>vid</i>	106	82	553	18	0.19
25/15/ <i>vid</i>	11	57	270	11	0.04
25/25/ <i>vid</i>	76	78	730	15	0.10
25/15/ <i>adot</i>	219	75	296	22	0.74
25/25/ <i>adot</i>	140	56	190	15	0.74
25/15/ <i>ndom</i>	216	72	440	23	0.49
25/25/ <i>ndom</i>	127	79	104	7	1.22

Tabla 4.1: Valores de coercitividad y remanencia relativa a la saturación de las láminas en medición en el plano IP y fuera del plano OP.

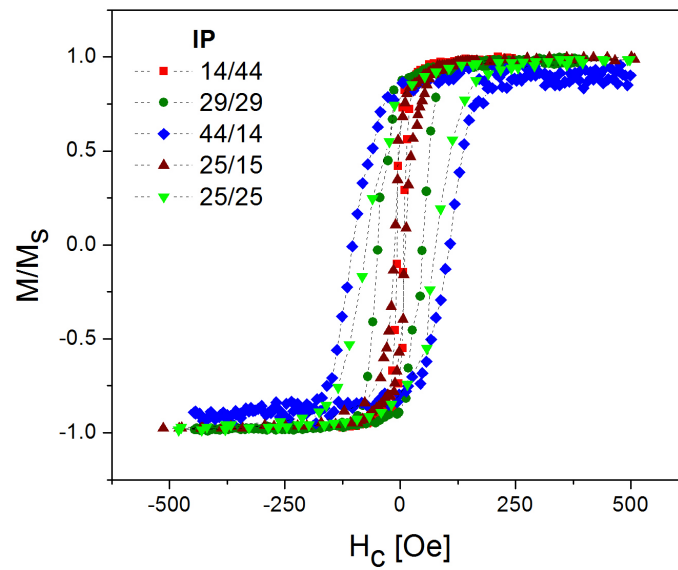


Figura 4.2: Mediciones en el plano (IP) para las láminas continuas. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

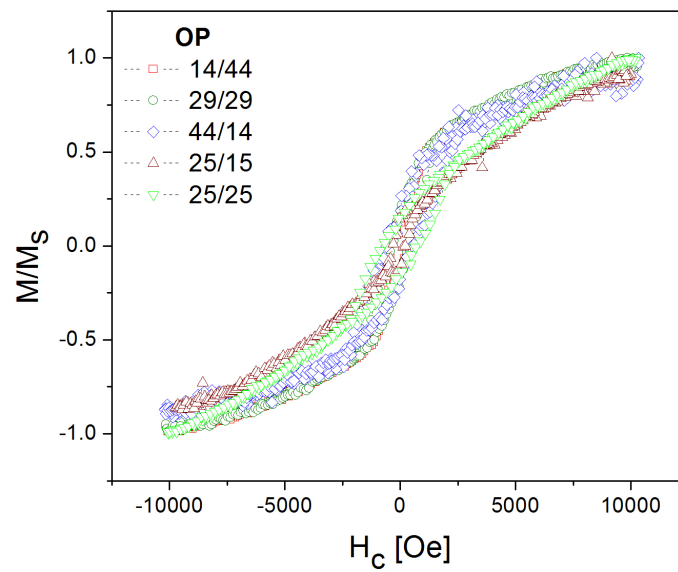


Figura 4.3: Mediciones fuera del plano (OP) para las láminas continuas. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

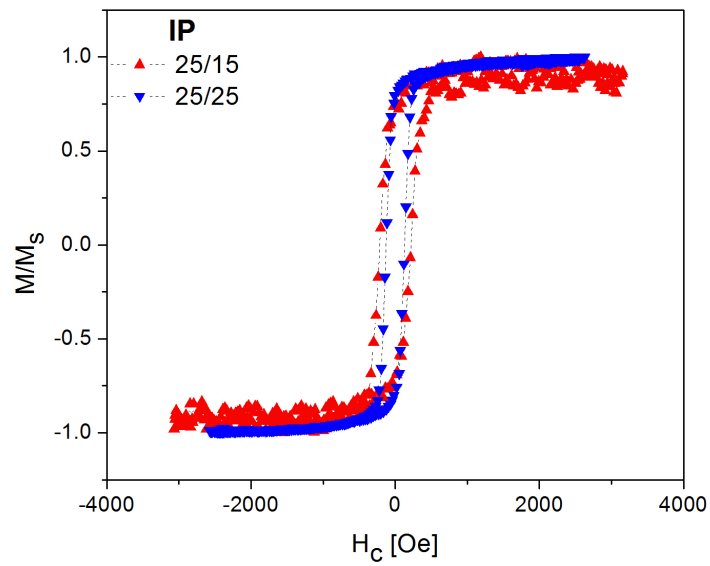


Figura 4.4: Mediciones en el plano (IP) para las láminas de nanodomos. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

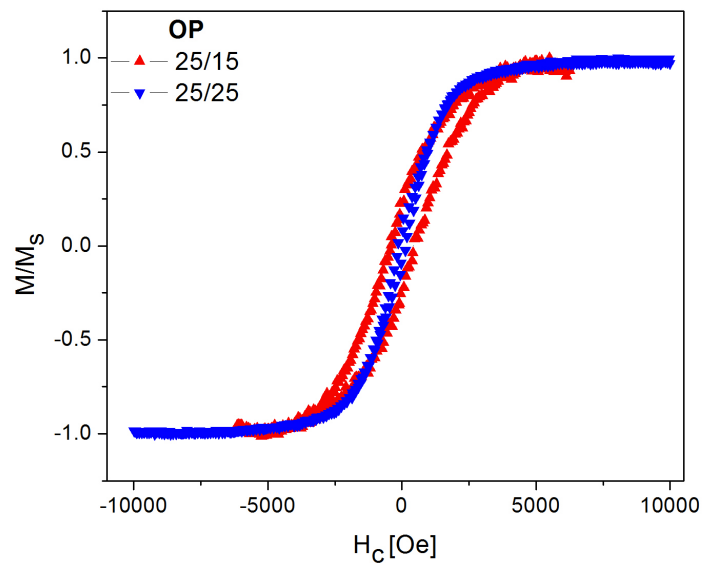


Figura 4.5: Mediciones fuera del plano (OP) para las láminas de nanodomos. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

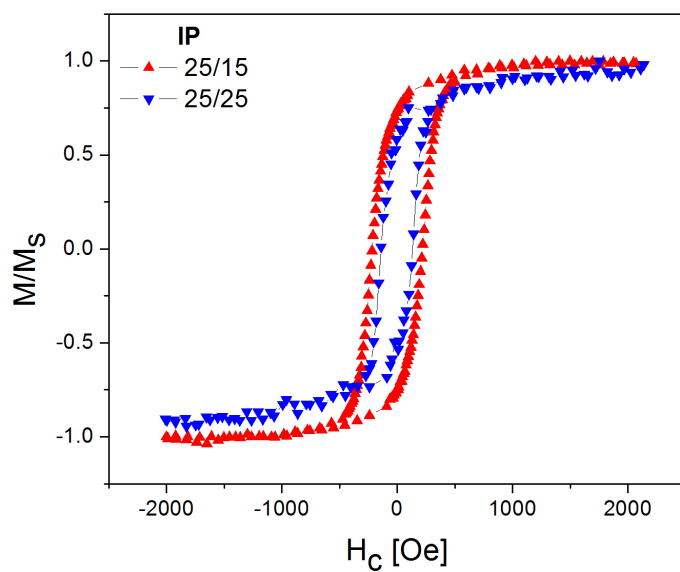


Figura 4.6: Mediciones en el plano (IP) para las láminas de antidots. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

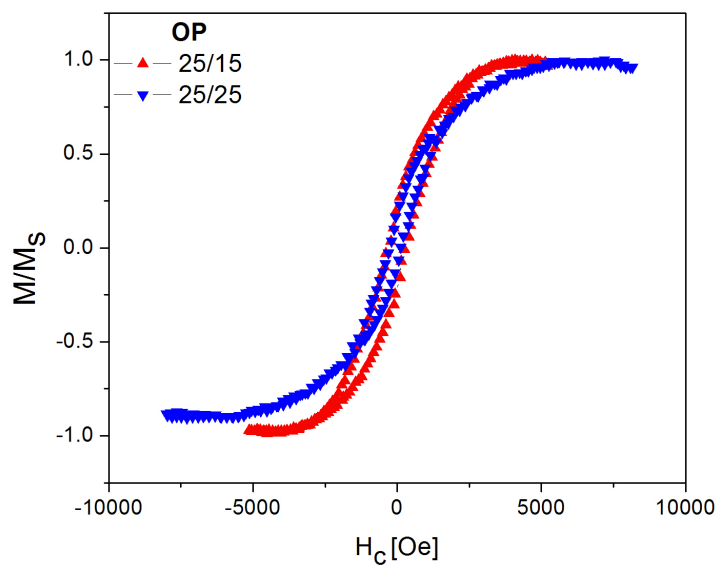


Figura 4.7: Mediciones fuera del plano (OP) para las láminas de antidots. Los espesores, medidos en nanómetros, están indicados como Ti/Co .

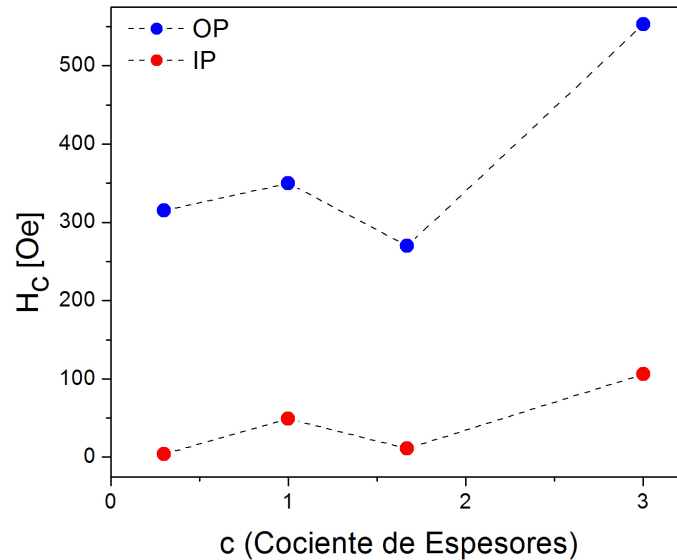


Figura 4.8: Coercitividad en el plano (rojo) y fuera de él (azul) para el cociente de espesores de Titanio y Cobalto c para las láminas continuas. Existe una tendencia de aumentar la coercitividad al aumentar dicho cociente, es decir, aumentar el espesor de Titanio y disminuir el de Cobalto.

4.4. Conclusiones

En este capítulo se presentan los resultados de la caracterización magnética de las láminas mediante el uso de un magnetómetro de Flanders.

La Figura 4.2 muestra las curvas de magnetización, en el plano, de las láminas continuas de espesores indicados en la misma. Se observa un aumento en la coercitividad a medida que el espesor de Titanio aumenta y el de Cobalto disminuye. En el caso de la remanencia, se observa un comportamiento similar, pero no tan pronunciado como en el caso de la coercitividad. Todas las láminas continuas saturan aproximadamente a 500 Oe para la medición en el plano.

La Figura 4.3 muestra las curvas de magnetización, fuera del plano, de las láminas continuas de espesores indicados en la misma. Como en el caso de la medición en el plano, las coercitividades tienden a aumentar al aumentar el espesor de Titanio y disminuir el de Cobalto. Presenta el mismo comportamiento la remanencia, que en el caso de la medición en el plano, salvo que para 29/29/*vid* y 44/14/*vid* la remanencia es la misma. Se observa en la Figura 4.3 que al aumentar el espesor de Titanio y disminuir el de Cobalto, la curva muestra una pendiente mayor, el eje fuera del plano comienza a ser más fácil de magnetizar, es decir, la anisotropía fuera del plano es mayor.

Es necesario señalar que las láminas no logran saturar completamente, es necesario un campo de mayor intensidad para llevarlo a cabo.

La Figura 4.4 muestra las curvas de magnetización, en el plano, para las láminas de nanodomas. Se observa una disminución en la coercitividad y un aumento leve en la remanencia, al aumentar el espesor de Cobalto, manteniendo constante el de Titanio.

La Figura 4.5 muestra las curvas de magnetización, fuera del plano, para las láminas de nanodomas. La coercitividad y la remanencia disminuyen, al aumentar el espesor de Cobalto, manteniendo constante el de Titanio. Las mediciones fuera del plano muestran un comportamiento similar a aquellas en el plano, ya que la coercitividad disminuye al aumentar el espesor de Cobalto manteniendo constante el de Titanio, así como la remanencia. Se observa, a diferencia de las láminas continuas, que las láminas de nanodomas sí saturan para un campo de 10 kOe, lo cual se asocia a un aumento de la anisotropía fuera del plano. Además, al comparar la coercitividad en el plano con la coercitividad fuera del plano, todas las láminas presentan una menor coercitividad en el plano que fuera de él, con excepción de la lámina 25/25/*ndom*, la cual muestra un cociente 1.22 para las coercitividades (véase Tabla 4.1).

La Figura 4.6 muestra las curvas de magnetización, en el plano, de las láminas de antidots. Tanto la coercitividad como la remanencia disminuyen, al aumentar el espesor de Cobalto, manteniendo constante el de Titanio.

La Figura 4.7 muestra las curvas de magnetización, fuera del plano, de las láminas de antidots. Se observa nuevamente una disminución en la coercitividad y en la remanencia bajo el mismo cambio en el espesor de Cobalto. Notar que las láminas de antidots muestran el cociente más alto entre la coercitividad en el plano y fuera de él, con excepción de la lámina 25/25/*ndom*. Las láminas de antidots, como las de nanodomas y a diferencia de las láminas continuas, sí saturan para un campo de 10 kOe. Como en el caso de los nanodomas, esto se asocia a un aumento de la anisotropía fuera del plano en relación a la lámina continua.

La Figura 4.8 muestra un gráfico con dos curvas, en las que se relacionan el cociente entre espesores de Titanio y Cobalto y la remanencia en el plano (curva roja) y fuera del plano (curva azul). Se observa lo mencionado antes, al aumentar este cociente (aumenta el Titanio y disminuye el Cobalto) la remanencia aumenta, pasando por un máximo en $c = 1,00$ y un mínimo en $c = 1,67$.

Capítulo 5

Medición de efecto Hall y magnetorresistencia

En este capítulo se desarrollan los resultados obtenidos de las mediciones de magnetorresistencia anisotrópica (AMR) lineal y transversal, Efecto Hall planar (PHE) y efecto Hall extraordinario (EHE) para la lámina continua 25/15/*vid*. Se muestran los resultados de la medición de EHE para las láminas 25/25/*ndom* y 25/25/*textitadot*. Se dan a conocer las sensibilidades de estas tres láminas calculadas a partir de las curvas de EHE.

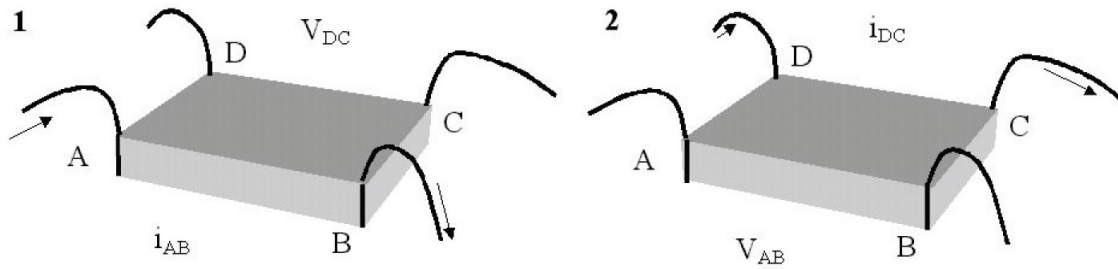


Figura 5.1: La corriente fluye entre A y B mientras el voltaje es medido entre C y D. Bajo esta configuración es posible obtener el valor de la resistencia $R_{AB,CD}$. Al invertir la configuración, es decir, la corriente entre C y D, y el voltaje entre A y B, es posible obtener el valor de la resistencia $R_{CD,AB}$.

5.1. Técnica de Van der Pauw

La técnica de Van der Pauw permite medir resistividad en láminas que tengan una forma arbitraria y que sean delgadas (el espesor es mucho menor que el ancho y el largo) mediante la medición de corriente y voltaje en cuatro puntos de dicha lámina (véase Figura 5.1). La configuración de la lámina debe cumplir ciertos criterios para que la medición sea coherente con la técnica [26].

- Los contactos deben ubicarse en el perímetro de la lámina.
- La superficie de los contactos debe ser mucho menor que la de la lámina (idealmente, los contactos deben ser de superficie infinitesimal).
- El espesor de la lámina debe ser homogéneo.
- La lámina no debe poseer agujeros (la superficie debe ser simplemente conexa).

Si estos criterios son cumplidos, la resistividad de la lámina es dada por la ecuación 5.1.

$$\exp \left\{ -\pi \frac{R_{AB,CD}}{\rho} d \right\} + \exp \left\{ -\pi \frac{R_{CD,AB}}{\rho} d \right\} = 1 \quad (5.1)$$

Donde $R_{AB,CD} = \frac{V_D - V_C}{i_{AB}}$ y $R_{CD,AB} = \frac{V_A - V_B}{i_{CD}}$.

5.2. Método experimental

Las láminas deben ser preparadas de manera similar a la indicada en la sección 3.2. El tamaño de éstas queda determinado por el tamaño del portamuestra para los contactos eléctricos. Las láminas son cortadas tal que tengan una forma aproximadamente

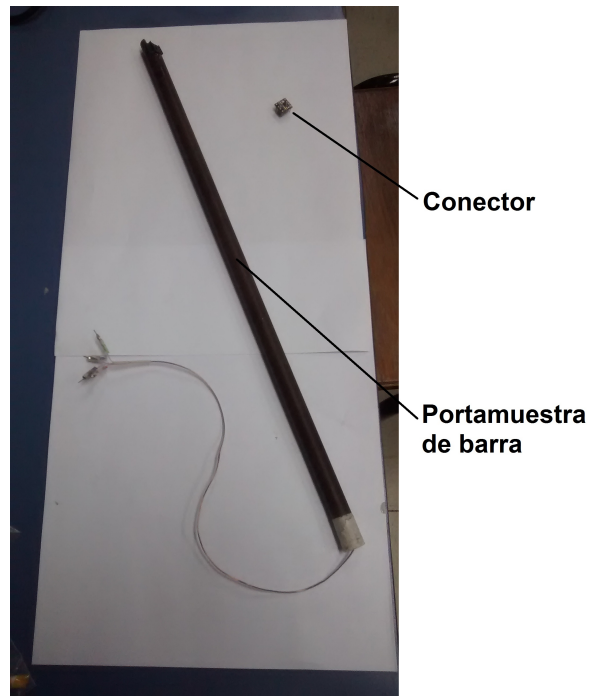


Figura 5.2: El portamuestra de barra y el conector sobre el cual van las láminas soldadas.

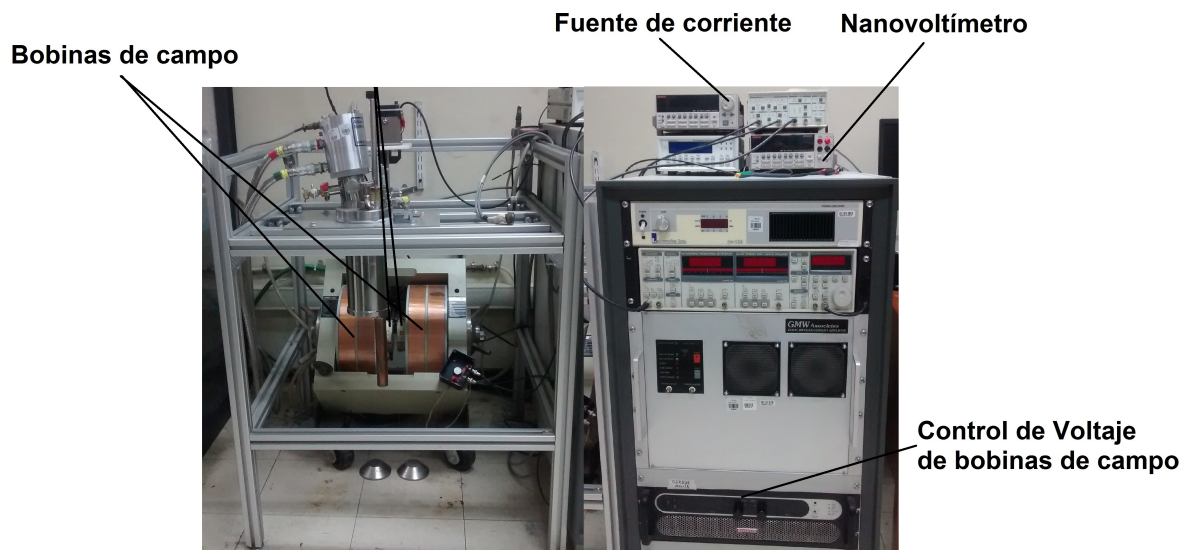


Figura 5.3: A la derecha, las bobinas se utilizan como fuente de inducción magnética. A la izquierda, el control de las bobinas, la fuente de corriente y el nanovoltímetro.

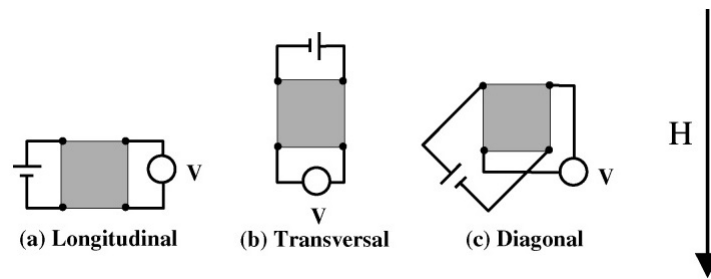


Figura 5.4: La técnica de van der Pauw permite medir resistividad en láminas delgadas. En la figura se muestran las tres configuraciones utilizadas para la medición de AMR lineal (a), AMR transversal (b) y PHE (c) [25].

cuadrada. Los contactos son adheridos a las cuatro puntas de la lámina con una pintura conductora de plata. Una vez secada la pintura (24 horas) los contactos son soldados al conector con soldadura de Indio, la cual permite usar una menor temperatura al soldar que para el Estaño y no despegar la pintura de plata. Finalmente, el portamuestra es añadido al portamuestra de barra, mostrados en la Figura 5.3. El portamuestra de barra es ubicado entre las bobinas generadoras de campo magnético. La corriente que pasa por la lámina es obtenida mediante una fuente de corriente (*6221, DC and AC Current Source, Keithley*) y el voltaje es medido con un nanovoltímetro. Tanto las bobinas como la fuente de corriente y el nanovoltímetro, son mostrados en la Figura 5.4. Los datos son adquiridos y graficados a través de un programa diseñado en LabView.

Es pertinente mencionar la gran dificultad práctica que presenta llevar a cabo esta técnica de preparación de las láminas, para su posterior medición, debido a la fineza del trabajo precisado en la misma. Es altamente probable que al intentar soldar los contactos, estos se despeguen. Además, en ciertas ocasiones, aunque la lámina pareciera ser útil, no existe contacto eléctrico en la misma, imposibilitando obtener información de ella. Para obtener los dos valores de resistencia, necesario para aplicar la ecuación 5.1, la conexión es invertida, como muestra la Figura 5.1. Esto es hecho mediante una tarjeta matricial (*2700, Multimeter/Data Acquisition, Keithley*). Para realizar las mediciones se utilizan las configuraciones mostradas en la Figura 5.2, para el caso del EHE la medición es realizada con el campo aplicado fuera del plano de la lámina.

5.3. Resultados

A continuación se muestran las curvas de AMR, PHE y EHE de la lámina 25/15/*vid*. La Figura 5.5 y la Figura 5.6, muestran las AMR lineal (AMRL) y transversal (AMRT), respectivamente. Para la AMRL la variación porcentual es de 0.1 %, mientras que para la AMRT es de 0.2 %.

La Figura 5.7 y la Figura 5.8, muestran las curvas de PHE y EHE, respectivamente. Para la curva de EHE, la lámina presenta una sensibilidad de $3.0\mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 6.7 kOe. La Figura 5.9 muestra las curvas de EHE para los sustratos de antidots y nanodoms para las láminas 25/25/*adot* y 25/25/*ndom*. La lámina de antidots presenta una sensibilidad de $15.1\mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 6.0 kOe y la lámina de nanodoms presenta una sensibilidad de $9.7\mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 9.6 kOe.

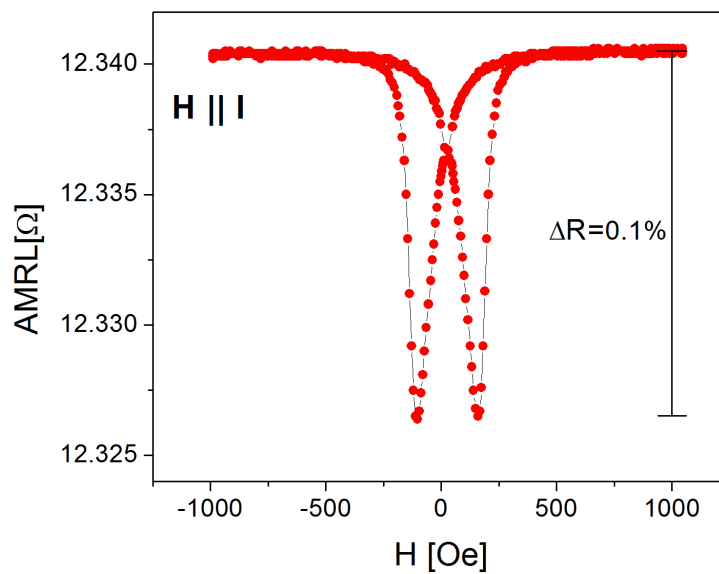


Figura 5.5: 25/15/*vid*, medición de Magnetorresistencia Lineal. Variación de 0.1 %

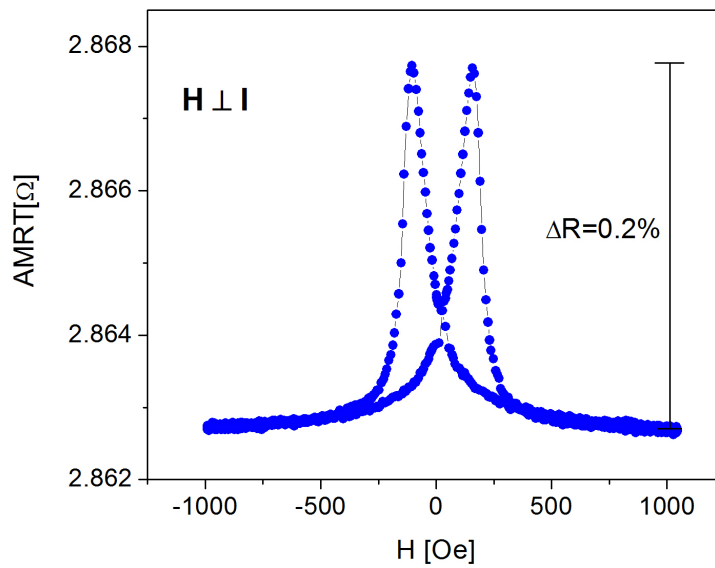


Figura 5.6: 25/15/*vid*, medición de Magnetorresistencia Transversal. Variación de 0.2%.

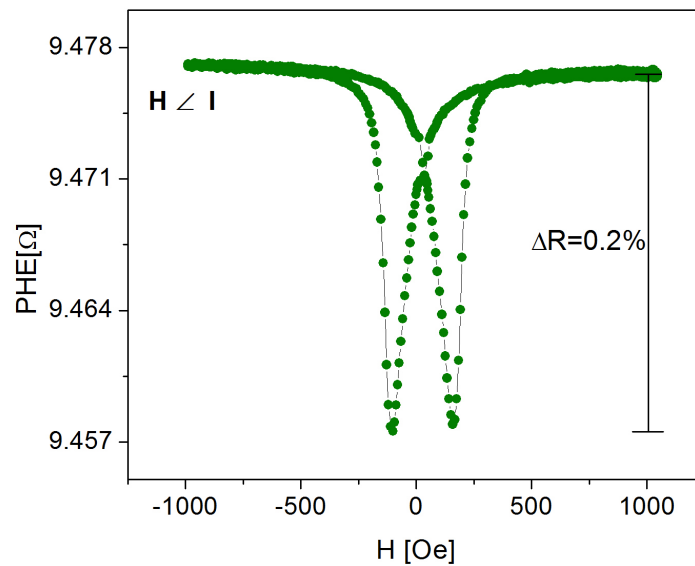


Figura 5.7: 25/15/*vid*, medición de efecto Hall planar. Variación de 0.2%

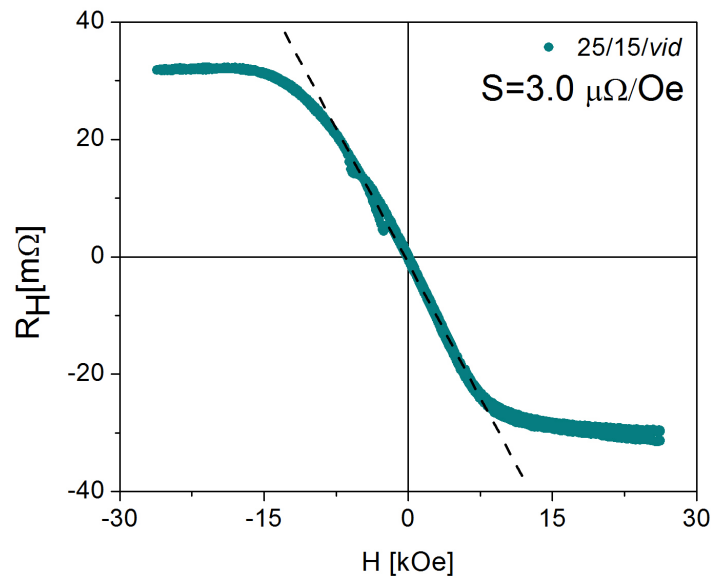


Figura 5.8: 25/15/vid, medición de efecto Hall extraordinario. Sensibilidad de $3.0\mu\Omega/Oe$. El cálculo es realizado para la parte lineal de la curva, resaltada con una recta negra.

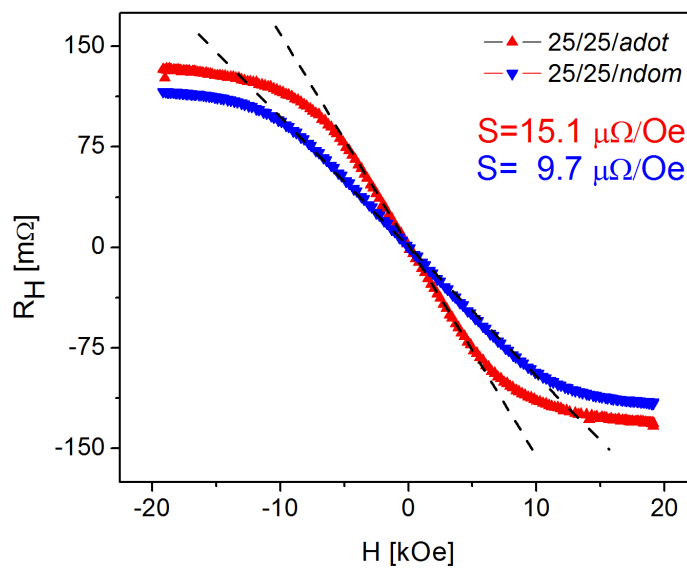


Figura 5.9: 25/25/adot y 25/25/ndom, medición de Efecto Hall. Sensibilidades $15.1\mu\Omega/Oe$ y $9.7\mu\Omega/Oe$.

5.4. Conclusiones

En este capítulo se presentan los resultados del estudio de las láminas mediante la técnica de van der Pauw. Las Figuras 5.5, 5.6 y 5.7 presentan las curvas de AMR lineal, AMR transversal y PHE, respectivamente, para la lámina continua 25/15/*vid*. En estas se observan una variación de 0.1% para el caso de AMR lineal, de 0.2% para AMR transversal y de 0.2% para el caso de PHE. La Figura 5.8 presenta la curva de EHE para la lámina continua, la cual muestra una sensibilidad de $3.0 \mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 6.7 kOe. La Figura 5.9 presenta las curvas de EHE para las láminas 25/25/*adot* y 25/25/*ndom*. Se observa una sensibilidad de $15.1 \mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 6.0 kOe, para los antidots, y $9.7 \mu\Omega/\text{Oe}$ hasta 9.6 kOe, para los nanodoms, respectivamente. La sensibilidad de la lámina de antidots resulta ser mayor que para el caso de la lámina de nanodoms, para los mismos espesores de Titanio y Cobalto. La lámina continua resulta tener la menor sensibilidad de las tres láminas estudiadas, notando que posee 10 nm más de Cobalto.

Capítulo 6

Conclusiones

A continuación, se resumen las conclusiones de los capítulos 3, 4 y 5.

En el análisis morfológico, se observa de las imágenes SEM de los sustratos de antidots y nanodomos, que el diámetro de los nanodomos es aproximadamente diez veces el de los antidots. Se propone que el material depositado en el contorno de los antidots y nanodomos causa una mayor anisotropía fuera del plano, que para el caso de la lámina continua, debido a una anisotropía de forma. El material depositado en esta zona es más extenso fuera del plano que en él, volviendo a este eje, el eje fácil de magnetización, en la zona alrededor del antidot y el nanodomo.

En el análisis magnético, se observa que las láminas continuas son más fáciles de magnetizar en el plano que fuera de él. Se observa un aumento en la anisotropía fuera del plano al aumentar el espesor de Titanio y disminuir el de Cobalto. A diferencia de las mediciones fuera del plano para las láminas continuas, tanto en las láminas de antidots como en las de nanodomos, se observa una saturación a 10 kOe, lo que se asocia a un aumento de la anisotropía fuera del plano en las láminas moduladas a diferencia de la lámina continua.

En el análisis de magnetorresistencia y efecto Hall, la lámina continua 25/15/*vid* presenta una variación de 0.1 % para su AMR lineal, 0.2 % para su AMR transversal y 0.2 % para el PHE. Se observa que la sensibilidad de dicha muestra es de $3.0 \mu\Omega/\text{Oe}$, información obtenida a partir de su curva de EHE. También se observa que la sensibilidad de las muestras 25/25/*adot* y 25/25/*ndom* son de $15.1 \mu\Omega/\text{Oe}$ y $9.7 \mu\Omega/\text{Oe}$, respectivamente. Esto indica que la muestra de antidots presenta mayor sensibilidad para las mismas tasas de depósito que el caso de los nanodomos y que la sensibilidad para la lámina continua es la menor, considerando la diferencia de 10 nm menos en el espesor de Cobalto que en las láminas moduladas.

Apéndice A

Manejo de equipo de pulverización catódica en alto vacío

A continuación se detalla el paso a paso en el manejo del sistema de pulverización catódica. Este método está referenciado a la Figura 2.3.

Verificar si tanto la guillotina (1) como la aguja de aire (2) están cerradas. Luego, el encendido general (3) debe ser activado. Verificar el indicador de presión (4) y si ésta es inferior a la ambiente, abrir la aguja de aire y cerrarla cuando la presión alcance el valor atmosférico (670 Torr apróx.). Abrir la escotilla de la cámara de vacío (5) y montar las muestras en el ánodo, previa preparación de las mismas. Se debe verificar que no exista continuidad (con un multitester) entre el cañón y el blanco. El blanco estará conectado a alto voltaje y el cañón en contacto con la cámara. La cámara no debe estar al mismo voltaje que el blanco, incluso, el blanco debe estar aislado del resto del sistema. Suele ocurrir que al montar el cañón, éste queda en contacto con el cátodo, por ello al medir continuidad y ser positivo el resultado (hay continuidad) el cañón debe ser reposicionado hasta que no exista contacto entre el mismo y el cátodo. Al cerrar la cámara, se debe procurar que las gomas que poseen la tapa y la zona de la cámara donde la tapa es depositada, coincidan. Esto asegura el aislamiento de la cámara del ambiente. Luego, activar la bomba de vacío mecánica (6). La guillotina debe ser abierta de manera paulatina, esto para evitar posibles daños sobre la bomba turbo molecular. Generalmente, al abrir la guillotina con la bomba mecánica encendida, el indicador de la bomba turbo molecular indica revoluciones en las aspas de la misma, esto puede utilizarse como indicador de no abrir más la guillotina hasta que no siga indicando revoluciones en las aspas de la bomba turbo molecular. Si está en cero el contador de revoluciones, se puede seguir abriendo de forma paulatina la guillotina, hasta abrirla totalmente. Alcanzada una presión de 10^{-3} Torr (alrededor de 15 min), debe activarse la bomba turbo molecular(7), procurando encenderla en modo de espera (*Stand By*), esto

para evitar que la bomba vaya de forma abrupta a su máxima capacidad y así disminuir las probabilidades de falla. Es recomendable, antes de activar la bomba turbo molecular, disminuir la apertura de la guillotina, ya que la presión disminuye rápidamente en este punto debido a la bomba turbo molecular, y este cambio abrupto de presión (las aspas de la bomba turbo molecular desplazan gran cantidad de aire) puede causar deterioro o desgaste de la vida útil de la bomba turbo molecular. La guillotina debe ser nuevamente abierta de forma paulatina. Una vez la bomba turbo molecular alcance su máxima capacidad y el nivel de presión comienza a descender lentamente, la guillotina puede ser abierta completamente y desactivado el modo de espera. Alcanzada una presión de alrededor de 10^{-6} Torr (12 horas apróx.) debe cerrarse parcialmente la guillotina y dar paso al flujo de Ar (8). Encender el regulador de flujo de Ar (9). El flujo debe ser estabilizado a una presión de 10^{-3} Torr y un flujo de Argón de 20 sccm, esto se logra mediante el regulador de presión del flujo de Ar (10). Una vez alcanzando un estado estacionario del flujo (no se observan variaciones ni de presión ni de flujo), encender el sistema de enfriamiento. Hecho esto, es posible aplicar el alto voltaje. Este voltaje es obtenido mediante el manejo de la potencia eléctrica aplicada. La potencia eléctrica puede ser aumentada manual o automáticamente (dependiendo de cual de las dos fuentes DC disponibles se esté utilizando). Al hacerlo de forma manual, el aumento debe ser paulatino. Alcanzada la potencia requerida, activar el giro del portamuestra (11) y el cañón (12) que se esté utilizando (el equipo de pulverización posee cuatro de estos cañones). El giro del portamuestra permite que el depósito de las muestras sea más homogéneo y el cañón retiene el material desprendido del blanco hasta que éste sea abierto, esto se hace para limpiar el disco de muestra de cualquier posible impureza que pudiese tener. El cañón solo funcionará si el paso de aire está abierto (no confundir con la aguja de aire), el cual permite levantar las tapas de los cañones. Aquí comienza el proceso de pulverización en sí, por lo que se observa el plasma. De no ser así, es posible que no esté aislado el cátodo de la cámara. El equipo de pulverización posee un dispositivo de cortocircuito en caso de que el cátodo esté en contacto con la cámara. Es necesario monitorear el proceso en todo momento, esto es debido a que los valores de presión y flujo pueden variar. Si la presión disminuye lo suficiente, la configuración de plasma no es lograda (el plasma se "apaga") interrumpiendo el proceso de pulverización. Una vez terminados los depósitos, el flujo de Ar debe ser cerrado y la bomba turbo molecular apagada. El sistema de enfriamiento debe permanecer operando mientras la bomba turbo molecular se apaga, ya que la temperatura del cátodo permanece elevada aún después de apagar la fuente de poder. Una vez que la bomba turbo molecular ha llegado a cero revoluciones, apagar sistema de enfriamiento, cerrar guillotina, abrir aguja de aire y abrir la cámara (una vez alcanzada presión atmosférica) para retirar

las muestras. Se debe hacer vacío al cerrar la cámara, con la bomba mecánica, esto ayuda a mantener cierto grado de pureza dentro de la cámara, lo que agiliza futuras extracciones de aire para obtener vacío (disminuye el tiempo en que se alcanza un vacío de 10^{-6} Torr).

Bibliografía

- [1] Pan, G., Mapps, D.J., Akhter, M.A. (1992). Microstructure and magnetic properties of very thin CoCr films deposited on different underlayers by rf-sputtering. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 113, 21-28.
- [2] Michea, S. et. al. (2014). Tailoring the magnetic properties of cobalt antidot arrays by varying the pore size and degree of disorder. *Journal of Physics*, 47, 335001.
- [3] Denardín J. et. al. (2014). Magnetic Properties of Co/Cu/Py Antidot Films With Different Pore Diameters. *IEEE Transactions On Magnetics*, 40, 2302804.
- [4] Piraux, L. et. al. (2012). Periodic arrays of magnetic nanostructures by depositing Co/Pt multilayers on the barrier layer of ordered anodic alumina templates. *Applied Physics Letters*, 10, 013110.
- [5] Palma, J. (2012). *Síntesis y Caracterización de Nanoestructuras Magnéticas*. Santiago: Universidad de Santiago de Chile.
- [6] Michea, S. (2012). *Propiedades Magnéticas y Efecto Hall Extraordinario en Películas Delgadas Nanoestructuradas*. Santiago: Universidad de Santiago de Chile.
- [7] Spaldin, N. (2010). *Magnetic Materials*. New York: Cambridge University Press.
- [8] Coey, J. (2010). *Magnetism and Magnetic Materials*. New York: Cambridge University Press.
- [9] Serway, R., Vuille, C., Faughn J. (2008). *College Physics*. Belmont, CA: Brooks/Cole.
- [10] Reitz, J., Milford, F., Christy, R. *Fundamentos de la Teoría Electromagnética*. Addison-Wesley Iberoamericana.
- [11] Kip, A. (1969). *fundamentals of electricity and magnetism*. EE.UU.: McGraw-Hill.
- [12] Griffiths, D. (1995). *Introduction to Quantum Mechanics*. EE.UU.: Prentice Hall.

-
- [13] Eisberg, R (1967). *Fundamentals of Modern Physics*. EE.UU.: John Wiley & Sons, Inc.
- [14] Atkins, P. & Friedman, R. (2005). *Molecular Quantum Mechanics*. Oxford: Oxford University Press (2005).
- [15] Aharoni, A. (1996). *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford: Oxford University Press.
- [16] Cullity, B. & Graham, C. (2009). *Introduction to Magnetic Materials*. Piscataway, NJ: IEEE Press.
- [17] Ibach, H. & Lüth, H. (2009). *Solid State Physics*. Aachen, Germany: Springer.
- [18] Pavplov, P. (1987). *Física del Estado Sólido*. URSS: Editorial MIR.
- [19] Ripka, P. (2001). *Magnetic Sensors and Magnetometers*. Norwood, MA: Artech House.
- [20] Behrisch, R. (1981). *Sputtering by Particle Bombardment I. Physical Sputtering of Single-Element Solids*. Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [21] Behrisch, R. & Wittmaack, K. (1991). *Sputtering by Particle Bombardment III. Characteristics of Sputtered Particles, Technical Applications..* Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [22] Johannsmann, D. (2015). *The Quartz Crystal Microbalance in Soft Matter Research*. Switzerland: Springer.
- [23] Gulbransen, E. & Andrew, K. (1951). The Kinetics of the Oxidation of Cobalt. *Journal of the Electrochemical Society*, 98, 241-251.
- [24] Flanders, P. (1988). An alternating-gradient field magnetometer. *Journal of Applied Physics*, 63, 3940-3945.
- [25] Stavroyiannis, S. (2002). Planar Hall effect and magnetoresistance in Ni₈₁Fe₁₉ and Co square shaped thin films. *Solid State Communications*, 125, 333-336.
- [26] van der Pauw L.J. (1958). A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape. *Philips Technical Review*, 20, 220-224.
- [27] Egerton, R. (2008). *Physical Principles of Electron Microscopy. An Introduction to TEM, SEM and AEM*. Edmonton, Alberta, Canada: Springer.