



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Experimentos de magnetorresistencia ordinaria y gigante para la
docencia.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Guillermo Alejandro Pérez Lobato

TUTORA

Dra. Edna Magdalena Hernández González



Ciudad de México

2021



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Índice general

1. Introducción	5
2. Marco Teórico	6
2.1. Teoría de magnetorresistencia ordinaria:	6
2.1.1. Punta Hall de InAs	8
2.2. Teoría magnetorresistencia gigante	9
2.2.1. Espín del electrón	9
2.3. Técnica experimental	14
2.3.1. Método de medición de resistencia eléctrica	14
3. Magnetorresistencia ordinaria en punta Hall de InAs	16
3.1. Desarrollo experimental	16
3.2. Resultados	17
3.3. Conclusiones parciales	19
3.3.1. Trabajo a futuro magnetorresistencia ordinaria	19
4. Magnetorresistencia gigante en cabezal de lectura de disco duro	20
4.1. Desarrollo experimental	20
4.2. Resultados	20
4.2.1. Maxtor 3409H4	20
4.2.2. Seagate ST318404LC	22
4.2.3. Caracterización SEM de cabezal de lectura Seagate ST318404LC:	24
4.3. Conclusiones parciales	27
4.3.1. Trabajo a futuro magnetorresistencia gigante	27
5. Conclusiones	28
5.1. Trabajo a futuro	28
Bibliografía	29

Dedicado a las personas en mi familia que me apoyaron para que yo sea quién soy hoy:
A mi mamá. A mis abuelas, Hilda y Loló. A mis tías Isa y Xil. A mi novia, Uxue.

Agradecimientos

Es sorprendente reconocer el mar de personas que es necesario para que un trabajo de este tipo pueda ocurrir. Un trabajo de esta naturaleza nunca es resultado del esfuerzo de una sola persona, si acaso el interesado pueda ser quien le da orden al trabajo conjunto, la cantidad de gente necesaria y que ha tenido un impacto para que esta pequeña investigación exista es impresionante. Reconozco y agradezco la contribución de cada una de estas personas, con el temor de que se me olvide alguien.

Primero, muchas gracias a mi asesora, la Dra. Edna M. Hernández, por todo tu apoyo, paciencia, y todas las oportunidades que me has brindado desde que comenzamos a trabajar en esta tesis hace casi tres años! Uf, ha sido un camino largo que ha tomado más tiempo que lo que pensaba que tomaría. Agradecimientos a DGAPA por el proyecto PAPIME111319

Agradezco a mis sinodales: a la Dra. Beatriz Fuentes, al Dr. Carlos Villagómez, a la Mtra. Laura González, y al Mtro. José Bañuelos, ya que sus comentarios y sugerencias mejoraron la calidad del trabajo escrito resultante.

Agradezco al M. en Ing. E. Jorge Andrade Herrera por permitirnos a Alan y a mi ir más allá del temario de la materia, impulsarnos a buscar algo que se encuentra fuera del libro de texto, y prestarnos espacio, equipo, atención y mucha paciencia en el Laboratorio de Electromagnetismo buscando el efecto de magnetorresistencia ordinaria en diversos lugares hasta encontrarlo en una punta Hall sometida a campos magnéticos muy intensos, más intensos que el campo que genera el electroimán disponible en el laboratorio ($\|B\| \geq 100mT$, este efecto primero pudimos observarlo con imanes permanentes de Neodymio provistos por él). Agradezco a Elisa, la laboratorista de Electromagnetismo, por tu buena disposición y alegría en el trabajo, apoyándonos con el material que fuimos necesitando para realizar los primeros experimentos.

Agradezco a mi amigo Alan por apoyarme en los momentos difíciles de la licenciatura, por realizar el experimento de magnetorresistencia ordinaria en equipo, y por ir a presentar el experimento al Congreso Nacional de Física, en Puebla! Alan: ¡Gracias por tu amistad y todas las anécdotas!

Agradezco a la Dra. Beatriz Fuentes por el acceso al Laboratorio de Física Contemporánea, y poder utilizar los electroimanes que se encuentran allí para realizar los experimentos en esta tesis.

Agradezco al M. en C. Ricardo Martín Hernández Flores por la asistencia técnica con los electroimanes en el Laboratorio de Física Contemporánea, tanto para el experimento de magnetorresistencia ordinaria al trabajar con el electroimán grande, que se usa para el efecto Zeeman, como en el experimento de magnetorresistencia gigante con el electroimán pequeño del efecto Hall. Agradezco al Dr. Jehú López Aparicio por enseñarnos a Esaú y a mi el método de micro soldadura que fue necesario utilizar para poder medir la señal de caída de potencial en la punta de la cabeza de lectura de disco duro. Agradezco a Esaú Cervantes, por realizar el experimento de magnetorresistencia gigante en equipo. ¡Espero que te haya sido interesante!

Agradezco a la Dra. Laura Natalia Serkovic Loli, por supervisar el experimento de magnetorresistencia gigante durante la incapacidad de la Dra. Edna, por tu apoyo para seguir adelante siempre, y por el acceso al laboratorio central de microscopía del IF UNAM con tiempo suficiente para realizar el análisis de caracterización elemental EDX en el microscopio SEM. A los técnicos académicos del laboratorio central de microscopía: muchas gracias por su excelencia en el manejo del equipo para llevar a cabo las mediciones EDX por mi.

Agradezco a mis profesores y ayudantes en mis estudios en la licenciatura de Física, cada uno de ustedes contribuyó a su manera a formar mi pensamiento y ayudarme a construir conocimiento. Mención honorífica particular para Óscar, los dos Carlos, Marcos, Edward, Atahualpa, Lazcano (el matemático, no el biólogo), Karen y Citlali, Catalina y Fernando, Alfredo y Alina, Sebastián Nájera, Alessio y Pedro, Pablo, Jorge, Asaf, Jackson, y un largo etcétera.

En la interface entre lo académico y lo personal, agradezco también a la bandita del taller de óptica láser (antes la bandita de espintrónica), y a la banda más grande de óptica avanzada (óptica cuántica). ¡Gracias Víctor, Josué, Silvestre, Emmanuel, Gaby, Alan, Benja, Adrián, Erick, Diego, Eduardo, Gustavo, Raúl, Hugo, Maureen!

Pasando de lo académico a las amistades. ¡¡Gracias a todos y cada uno de mis amigos!! Ustedes hacen que la vida tenga sentido y sea divertida. Aún las amistades eventuales o en apariencia superficiales pueden hacer que un momento compartido, un lugar, espacio y tiempo, valga la pena y sea divertido. También mas importantes las amistades entrañables, con quienes se comparte el entendimiento del universo (de lo bueno, lo bello, lo realmente importante). Aprendí mucho de ustedes y junto con ustedes; ¡Seguid disfrutando la vida! Aquí no hago una lista porque sería muy larga (y me daría pena dejar a alguien fuera); sólo mencionaré que son tanto de la universidad como de otros espacios, como UWC, la OSA, Querétaro, etc. Ustedes saben quiénes son. ¡Soy muy afortunado por tenerles en mi vida! ¡Espero poder compartir un café, una chela, una plática de cuántica en el gym, y un chiste malo con ustedes pronto de nuevo! (Quizá un chiste tan malo que cause una singularidad que finalmente acabe con el universo). Les extraño en esta cosa horrible que llamamos pandemia por Covid 19.

Agradezco a UWC y a la CEOF como plataformas para mi desarrollo personal y profesional durante estos años de la Licenciatura. Agradezco tanto a las instituciones, como a mis compañeros, los miembros de ambas instituciones, que en diferentes momentos pusieron su confianza en mí para tener la responsabilidad de la toma de decisiones y representación de una comunidad particular durante un tiempo específico. Espero haber servido en el rol que tuve con éxito; puedo decirles que me sirvió mucho para aprender y crecer. Mención honorífica particular de UWC a Marco y a Laura; a Pato, Elba, J.A. y Paco por ser mis co-co's; a Moi y Andrés, a Elys y J.P. por el CENEVAL... Chin, ya se me hizo larga la lista y faltan... De la CEOF, al Sebas, al John, al Agus, a Dany y a Bruno, a Gina y a Ale, a Jorge, a los otros dos Jorges A., a Óscar, Rufino, a los otros dos Óscares, a Julio, Atzin, al Alexis, chin.. ésta lista también ya se hizo larga y de ambos lugares faltan muchos excelentes amigos con quienes tuve el honor de trabajar en algún u otro proyectito que valió mucho el esfuerzo. *Scio te quis sis.*

Agradezco a mi mamá, por tu amor, por la educación que me has brindado, por darle estructura a mi vida y ayudarme a tener claras mis prioridades: ¿Qué es lo importante? Gracias por tu apoyo al impulsar que me dedique completamente a estudiar durante todos estos años, has sido la piedra angular siempre en mi crecimiento personal y profesional de tantas maneras diferentes. Agradezco a Julio, por tu alegría, por enseñarme la importancia de aprovechar la vida, y por el amor que le tienes a mi mamá. Agradezco a mis tías, tíos y primos por su amor, alegría y apoyo. A Isa por el apapacho los fines de semana, a Xil por excelentes conversaciones. Agradezco a mis dos abuelas; a mi abuela Hilda, en mi formación básica. A mi abuela Loló, ya que fuiste instrumental y crucial para que yo pudiera tener éxito en mis estudios de licenciatura. Sin ti, estudiar la licenciatura habría sido mucho más difícil; no habría concluido con el éxito que he tenido. Finalmente, pero no por ello menos, agradezco a Uxue por la motivación para terminar la licenciatura con éxito y otear el horizonte buscando nuevos caminos por recorrer. ¡¡Izad las velas, y veamos a dónde nos lleva el viento!!

Resumen

Con el objetivo de reforzar la componente experimental de la docencia en la licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UNAM, se proponen dos experimentos en los cuales se miden los efectos de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs, y de magnetorresistencia gigante en el cabezal de lectura de un disco duro comercial. En el caso de magnetorresistencia ordinaria, obteniendo un cambio de resistencia porcentual máximo de $17.4\%R_0$ correspondiente a $\Delta R = 0.64 \Omega$ usando un campo magnético de $B = 400$ mT. Se midió el efecto Hall de manera simultánea, y se corroboró que los portadores de carga mayoritarios son negativos, con $R_H = 1.26 \pm 0.02 \Omega\text{mT}^{-1}$. En el caso de magnetorresistencia gigante en el cabezal de lectura de disco duro, al usar un campo magnético de 10mT se midió un cambio de resistencia máximo de 0.7Ω , correspondiente al $1.4\%R_0$. Midiendo el efecto de magnetorresistencia gigante en el cabezal de lectura de manera automatizada con un Keithley 2401, se obtuvo un cambio $\Delta R_{Max} = 9.93\Omega$, correspondiente al $0.11\%R_0$.

Se midió el efecto de magnetorresistencia ordinaria manualmente monitoreando la corriente y la caída de potencial a través de la punta Hall usando dos multímetros independientes. También se implementó este método manual para medir el efecto de magnetorresistencia gigante, y en éste segundo caso también se implementó un método automatizado usando un Keithley 2401 sourcemeter para obtener las curvas IV del dispositivo de manera más rápida y con mayor precisión que con la técnica manual.

Se caracterizó el cabezal de lectura del disco duro mediante la técnica SEM/EDX, con el objetivo de tener información sobre su composición elemental, ya que en principio ésta era desconocida. Se concluye que el cabezal está mayormente compuesto de Titanio (Ti, $62.98 \pm 0.70\%$ en peso), y Aluminio (Al, $25.84 \pm 0.18\%$ en peso), con trazas de Magnesio (Mg, $0.35 \pm 0.04\%$ en peso) a un máximo de una micra de profundidad de la superficie.

Se concluye que ambos dispositivos (punta Hall y cabeza de lectura de disco duro) son Óhmicos ya que la relación entre I y V presenta un comportamiento lineal en los campos magnéticos en los que fueron probados, sin embargo la relación de la resistencia eléctrica como función del campo magnético externo aplicado no es lineal: es cuadrática para el caso de la magnetorresistencia gigante en punta Hall de InAs, y es una función tipo escalón en el caso de la cabeza de lectura de disco duro comercial.

Se han instrumentado ambos experimentos de manera que puedan realizarse en el Laboratorio de Física Contemporánea del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias de la UNAM. El experimento de magnetorresistencia ordinaria complementa el experimento de efecto Hall, mientras que el experimento de magnetorresistencia gigante es una práctica de laboratorio independiente. El medir el efecto de magnetorresistencia gigante permite a los estudiantes observar un fenómeno de mecánica cuántica en estado sólido con aplicaciones tecnológicas bien conocidas, lo cual les permite una entrada para ahondar en el estudio de estos sistemas además de tener una aplicación práctica y concreta del principio del espín del electrón.

Introducción

La licenciatura en Física en la Facultad de Ciencias de la UNAM requiere reforzar su componente experimental, a través de la expansión y modernización de los experimentos realizables en los laboratorios de docencia con el fin de que los alumnos conozcan las áreas nuevas de investigación y desarrollo tecnológico en la física. En particular estamos interesados en proponer experimentos en el área de la espintrónica. A grandes rasgos la espintrónica es el estudio del flujo del espín de los electrones en un dispositivo. Esta área emergió en los 1980's debido a una serie de descubrimientos entre los que se encuentran la observación de la inyección de electrones con espín polarizado de un material ferromagnético a un material no ferromagnético por Johnson y Silsbee [1] y el descubrimiento de la magnetorresistencia gigante por Albert Fert y Peter Grünberg de forma independiente en 1988 [2], [3]. Uno de los puntos más relevantes de la espintrónica es que como se transmite el espín y no la carga, los materiales no aumentan su temperatura. Lo anterior reduce la necesidad de costosos sistemas de enfriamiento para estos equipos, reduciendo su consumo eléctrico. El área es relevante debido a sus aplicaciones en cabezales de lectura magnéticas basadas en magnetorresistencia gigante y magnetorresistencia túnel, memorias antiferromagnéticas [4], transistores magnéticos de tunelaje [5], en la creación [6] [7] y detección [8] de luz con polarización circular controlable. Actualmente se investigan posibles aplicaciones en información cuántica [9] y en computación cuántica [10] si se logra controlar el espín del electrón.

Como primer acercamiento a esta área, en este trabajo se proponen dos experimentos para la docencia experimental en el Laboratorio de Física Contemporánea II. Por un lado se sugiere un experimento de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs, el cual complementa el experimento del efecto Hall con el mismo equipo que ya se realiza continuamente en este laboratorio y el cual permitirá un primer acercamiento a esta área. Además de ayudar al alumno a comprender posteriormente las implicaciones de la magnetorresistencia gigante. El segundo experimento que se propone en este trabajo es el de magnetorresistencia gigante en un cabezal de lectura de disco duro. Es importante ofrecer estos experimentos en este laboratorio ya que el efecto sobre la resistencia eléctrica de un campo magnético externo aplicado no se investiga de manera cotidiana en el curso experimental de electromagnetismo en nuestra Facultad o en algún otro curso optativo u obligatorio. Estos experimentos pueden servir como una puerta de entrada a estas aplicaciones de interés fuera de la academia. Además de mostrar una aplicación del grado de libertad de espín del electrón dentro del contexto de estado sólido.

En este trabajo, se midieron los efectos de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs, y gigante en una punta de disco duro comercial. La organización del contenido es de la manera siguiente:

En el capítulo 2 se explicará la teoría correspondiente a la magnetorresistencia ordinaria y a la magnetorresistencia gigante. También se incluyen unos pocos detalles sobre cada uno de los dispositivos utilizados: la punta Hall de InAs, y la forma de funcionamiento de un cabezal de lectura de disco duro. Luego se detallará el método experimental utilizado para medir un cambio pequeño en la resistencia eléctrica de la muestra.

En el capítulo 3 se presentará el experimento de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs, sus resultados y conclusiones.

En el capítulo 4, se presentará el experimento de magnetorresistencia gigante en el cabezal de lectura de disco duro, resultados y conclusiones. Dentro de este mismo capítulo, se presentará brevemente la técnica de SEM/EDX, que se utilizó para caracterizar la composición elemental del cabezal de lectura de disco duro.

Finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones globales del trabajo de tesis realizado.

Marco Teórico

En este capítulo se presenta la teoría necesaria para explicar los fenómenos de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs, y magnetorresistencia gigante en una válvula de espín: una cabeza de lectura de disco duro comercial, que son los experimentos que se proponen para la materia de Laboratorio de Física Contemporánea II. Primero se presentan antecedentes generales sobre la magnetorresistencia, luego se expone la teoría que explica el fenómeno de magnetorresistencia ordinaria y posteriormente se explica la disminución en resistencia eléctrica correspondiente a la magnetorresistencia gigante. Finalmente, se expone un detalle de la técnica experimental utilizada, conocida como la técnica de cuatro puntas, la cual se utiliza para medir cambios muy pequeños en la resistencia eléctrica del sistema.

2.1. Teoría de magnetorresistencia ordinaria:

En esta sección se exponen los antecedentes y la teoría relevante de la magnetorresistencia ordinaria, con el fin de que sirva como base para explicar los resultados del experimento realizado utilizando una punta Hall de InAs.

La magnetorresistencia ordinaria comienza cuando Edwin Hall [11] deseaba esclarecer si la parte magnética dada en el segundo término de la fuerza de Lorentz,

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.1)$$

actúa sobre lo que hoy conocemos como la corriente eléctrica \mathbf{j} , o sobre el conductor por la que fluye. Él razonó que si la fuerza magnética actúa sobre la corriente, al aplicar un campo magnético intenso sobre un cable que transporta una corriente, esta corriente debe ser desviada al borde del cable (como el agua en un tubo), aumentando su fricción con el borde, y por lo tanto aumentando su resistencia. Lo que estaba proponiendo observar era un efecto de magnetorresistencia. Basta decir que no observó ningún cambio de resistencia, descubriendo en su lugar el efecto de borde que lleva su nombre. En efecto, el efecto de magnetorresistencia ordinaria y el efecto Hall son efectos hermanos, pero la magnetorresistencia ordinaria es un efecto de segundo orden como función de la intensidad del campo magnético (tiene una relación no lineal), mientras que el campo eléctrico del efecto Hall tiene una relación lineal (directamente proporcional) con la intensidad del campo magnético externo aplicado. De acuerdo con Callen [12], la conductividad isotérmica se puede desarrollar en potencias de \mathbf{B} del siguiente modo:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_2 |\mathbf{B}|^2 + \sigma_4 |\mathbf{B}|^4 + \dots \quad (2.2)$$

En donde σ_2 recibe el nombre de coeficiente de magneto-conductividad. De acuerdo con la termodinámica macroscópica como es expuesta por Callen, la paridad de la resistencia eléctrica en función del campo magnético aplicado se debe a una aplicación del teorema de reciprocidad de Onsager, el cual en este caso dice que $\sigma(\mathbf{B}) = \sigma(-\mathbf{B})$ si el tiempo t es sustituido por $-t$ también (en particular, en una situación estacionaria independiente del tiempo). Debido a la paridad de la resistencia eléctrica como función del campo magnético, de manera general requiere campos magnéticos más intensos para ser observada que el efecto Hall ($|\mathbf{B}| \geq 100mT$). Más adelante se desarrollará un punto de vista microscópico y estadístico del modelo de magnetorresistencia ordinaria, en lugar del argumento macroscópico expuesto por Callen.

En una placa conductora, por ejemplo de metal, los portadores de carga tienen energía cinética incluso si no hay un campo eléctrico externo aplicado, e incluso a temperatura cero. Esto se debe a que son Fermiones, partículas con espín semientero, que obedecen el principio de exclusión de Pauli. Más adelante se abordará la cuestión de la naturaleza del espín, en la sección de magnetorresistencia gigante. Por ahora, lo relevante es que como las velocidades son aleatorias, la velocidad promedio de todos los portadores de carga es cero $\langle \mathbf{v} \rangle = 0$. A este caso en física estadística, se le conoce como gas degenerado de Fermi y es el estado base del llamado mar de Fermiones (partículas que cumplen con el principio de exclusión de Pauli), en un potencial externo que en este caso está dado por los átomos que componen la placa conductora [13].

El caso de una placa conductora sin campos electromagnéticos externos está representado en el panel a de la figura 2.1, en el que los átomos que conforman el material conductor se consideran como centros dispersores fijos en sus posiciones espaciales y están representados por los círculos de color naranja, mientras que los electrones están representados por círculos más pequeños de color azul, que tienen asociada una velocidad aleatoria indicada por la flecha más cercana (vector que tiene magnitud y dirección). En éste caso, los portadores de carga chocan con alguno de los centros dispersores cada $\tau \approx l/v$ de tiempo, en donde l es la separación o

distancia interatómica (entre centros dispersores) del conductor y v es la velocidad promedio de los portadores de carga. No se considera aún el grado de libertad de espín más que para indicar que los portadores de carga satisfacen el principio de exclusión de Pauli, como se explicó arriba.

Es oportuno mencionar que esta teoría semiclásica de los metales subestima la distancia que pueden recorrer los portadores de carga en un conductor por un factor de aproximadamente 100, y la velocidad a la que viajan los portadores de carga por aproximadamente el mismo factor [14], [15]. Por coincidencia, estos dos factores se cancelan y se obtienen resultados de resistencia eléctrica razonables. Pero la mayor parte de la dispersión de los portadores de carga no se da entre los átomos del conductor, sino en las fronteras de grano de los cristales que componen al conductor, siendo la longitud de coherencia de la función de onda de los portadores de carga en los conductores hasta 100 o 1000 veces la distancia interatómica típica [15].

Por otro lado, cuando se aplica un campo eléctrico externo, se tiene otra dinámica en el sistema: Se le agrega un término de aceleración constante $\mathbf{F}_E = q\mathbf{E}$. En este caso, los portadores de carga tienen una velocidad inducida por esta fuerza eléctrica además de su velocidad original. De este modo, la velocidad promedio de todos los portadores de carga $\mathbf{v}_{dr} = \langle \mathbf{v} \rangle \neq \mathbf{0}$. A esta velocidad promedio distinta de cero se le asocia la conducción eléctrica. Este caso está representado en el panel b de la figura 2.1, en la que hay un campo eléctrico externo horizontal sobre el eje x, del tipo: $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ aplicado de derecha a izquierda en el panel, que está provisto por los electrodos representados por líneas rectas y la fuente de voltaje en la parte de arriba del diagrama. Una observación que es oportuna hacer aquí es que la velocidad de arrastre típica \mathbf{v}_{dr} es generalmente mucho menor a la velocidad de Fermi \mathbf{v}_F [16].

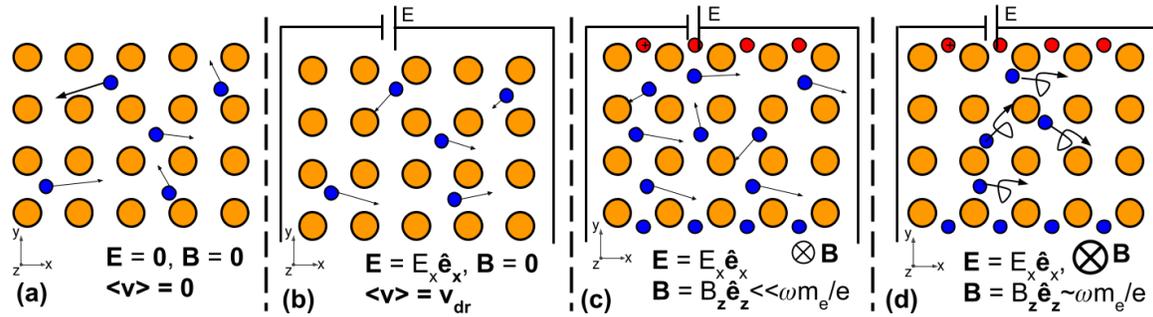


Figura 2.1: Esquema del modelo de Drude. Panel A: Conductor sin campos electromagnéticos externos, electrones tienen velocidad térmica aleatoria no cero. La velocidad promedio es cero. Panel B: Esquema de conducción eléctrica en un metal bajo un campo eléctrico de derecha a izquierda. La velocidad promedio es $\mathbf{v}_{dr} \neq 0$. Panel C: Esquema del efecto Hall ordinario, con un campo eléctrico de derecha a izquierda, y un campo magnético que entra hacia la página. El efecto combinado de éstos produce una acumulación de carga en los extremos verticales (en dirección del eje y). Los círculos rojos son "huecos", o símbolos de falta de un electrón que deja una carga residual neta positiva. Panel D: Esquema del efecto de magnetorresistencia ordinaria, en el que el campo magnético es suficientemente fuerte como para hacer que los electrones describan una vuelta entre cada colisión.

Consideremos ahora que en la placa conductora, además del campo eléctrico horizontal, hay un campo magnético vertical $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ que entra a la página. En este caso, un portador de carga que se mueva dentro del conductor va a experimentar una fuerza perpendicular a su velocidad de acuerdo con la regla de la mano derecha, y proporcional a ella que desviará a los portadores de carga de una trayectoria rectilínea. La fuerza total que cada portador de carga experimentará estará dada por la ecuación 2.3.

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{m_e \mathbf{v}}{\tau} = 0 \quad (2.3)$$

Gracias a esta fuerza que actúa de manera perpendicular a la velocidad de los portadores de carga, se acumularán cargas en los lados verticales (en el eje y) del conductor. Estas cargas generarán un campo eléctrico que va a oponerse al movimiento lateral de portadores de carga adicionales, cancelando de manera aproximada la contribución de la fuerza magnética como se expresa en la ecuación 2.4.

$$q\mathbf{E}_H + q\mathbf{v}_{dr} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

En donde:

$$\mathbf{E}_H = (0, -\frac{B_z J_x}{nec}, 0) \quad (2.5)$$

Este resultado demuestra dos aspectos importantes: el campo eléctrico de Hall \mathbf{E}_H tiene una sólo componente no-nula que es perpendicular tanto al campo eléctrico como al campo magnético aplicados (en este caso en el

eje y), y la magnitud de este campo eléctrico de Hall es directamente proporcional (tiene una relación lineal con) la magnitud del campo magnético externo aplicado, además de con la corriente J_x que es conducida a través del dispositivo. También da información adicional sobre la densidad n , y el signo e de los portadores de carga dentro del dispositivo. A esta situación en la que hay un campo eléctrico y un campo magnético perpendiculares se le conoce como efecto Hall y está representada en el panel b de la figura 2.1. En éste, la contribución nueva con respecto a los paneles anteriores es un campo magnético vertical que entra a la página, acumulando cargas estáticas en los extremos. Los círculos de color rojo en el extremo superior representan huecos, que son portadores de carga positivos y resultan de la ausencia de un electrón en el orbital atómico de uno de los átomos de esa región del material. Cabe notar que determinar el campo eléctrico dentro de la placa conductora en el efecto Hall no es trivial, ya que el problema tiene condiciones de frontera mixtas (potencial constante en los extremos del eje x , y conservación de la carga implica cero corriente eléctrica vertical, lo que se traduce en una condición sobre las derivadas direccionales del potencial en el eje y). Para consultar el planteamiento y la solución a este problema, referirse al artículo de Moelter et al[17].

Sin embargo, la cancelación de la fuerza magnética con la fuerza eléctrica dada por el campo de Hall no es exacta: Una hipótesis necesaria para la explicación sencilla del efecto Hall es que todos los portadores de carga se mueven a la misma velocidad v_{dr} . En realidad, este no es el caso: la velocidad de arrastre en el cristal es un promedio, por lo que habrá algunos portadores que se muevan más rápido que esta velocidad, y algunos otros más lentamente. El campo de Hall no equilibra perfectamente las fuerzas para todos los portadores: Los portadores que se muevan más rápido experimentarán una fuerza de Lorentz mayor que la fuerza de Hall, por lo que serán desviados hacia un lado, mientras que los que se muevan más lentamente observarán una fuerza de Hall superior a la fuerza de Lorentz por lo que serán desviados hacia el lado contrario. De este modo, se concluye que en presencia de un campo magnético, las trayectorias de los portadores no son todas longitudinales: existen corrientes transversales para las cuales su suma algebraica debe ser cero como lo exige la conservación de la carga [18].

Es importante notar que los portadores para los cuales su trayectoria ha sido desviada lateralmente tienen una componente longitudinal de su velocidad que necesariamente disminuye, produciendo una disminución en la corriente longitudinal, es decir, en la conductividad del material [18]. Este es el efecto de magnetorresistencia ordinaria, el cual está representado en el panel 3 de la figura 2.1. En este panel se indica esquemáticamente que los portadores de carga pueden dar al menos una vuelta entre cada dos colisiones cuando el campo magnético es suficientemente intenso, por lo que se puede decir que la longitud de su trayectoria aumenta, por lo que su velocidad promedio disminuye (no su velocidad instantánea) en el sentido de que la resistencia eléctrica macroscópica aumenta.

Considerando un portador de carga con carga e y masa efectiva m_e bajo la influencia de un campo magnético de intensidad B , la frecuencia de ciclotrón con la que gira bajo éste campo magnético es:

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e}. \quad (2.6)$$

Esta frecuencia está relacionada con el tiempo que le toma a un electrón dar una vuelta al propagarse en el sustrato. Si $1/(2\pi\omega_e) < \tau$, los portadores de carga realizarán cuando menos una vuelta antes de colisionar con un centro dispersor. Esto explica que su trayectoria sea más larga que si el campo magnético no estuviera presente, por lo que la resistencia que experimentan en su trayectoria por el sustrato se incrementa al aplicar el campo magnético [19].

2.1.1. Punta Hall de InAs

La punta Hall que se utilizó en éste experimento de magnetorresistencia ordinaria es marca CENCO modelo 080401, y está hecha de Arseniuro de Indio (InAs). En la figura 2.2 se muestra la siguiente información: fotografía de la punta Hall utilizada (a), diagrama de las conexiones eléctricas en el cabezal de la punta (b), estructura cristalina del arseniuro de indio en el espacio real (c) y estructura de bandas del arseniuro de indio (d), obtenida de [20] [21].

En el panel (a) de la figura 2.2 se puede observar que el dispositivo utilizado tiene un objetivo de docencia: tiene un mango plástico de color negro el cual está atornillado a una extensión del mango, en la cual son claramente visibles los cables y las conexiones al área activa de la punta. Éstas conexiones están representadas en un diagrama en el panel (b), y son las que corresponden a la figura respectiva en el manual [22]. Mientras tanto, en el panel (c) está claramente indicada la estructura de zinc blenda que tiene el InAs. Ésta estructura cristalina es peculiar ya que es simétrica respecto a inversión de los elementos que la componen: si se sustituyen

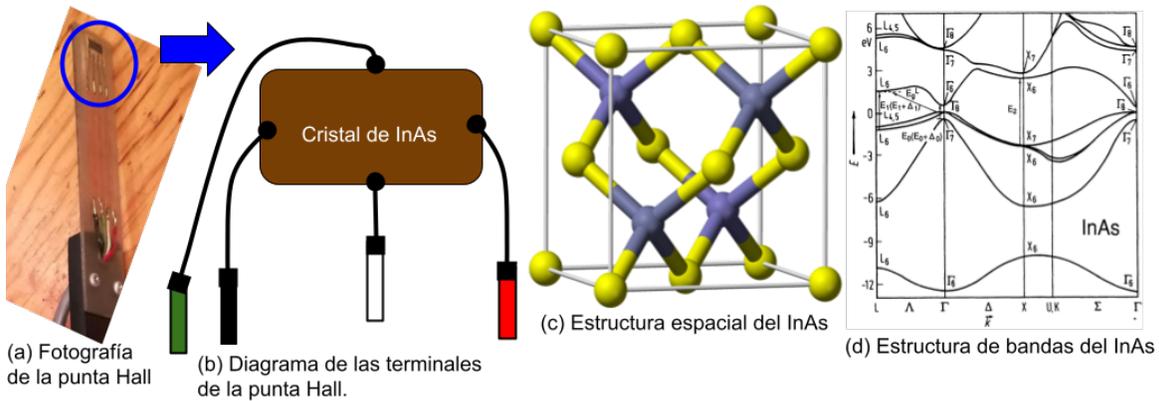


Figura 2.2: En el panel (a) muestra una fotografía de la punta Hall utilizada. En el panel (b) un diagrama de las conexiones de las terminales de la punta Hall. En el panel (c) un diagrama de la estructura cristalina del InAs. En el panel (d) se muestra la estructura de bandas del InAs, figura tomada de: [20] [21].

todos los átomos de uno de los elementos que están en ella por el otro, la estructura termina siendo la misma. Cada átomo en la estructura forma cuatro enlaces con átomos vecinos de la especie contraria, en una estructura FCC [23]. La constante de red (longitud entre dos átomos diferentes) en el InAs es $a = 6.04\text{\AA}$ [24]. Finalmente, en el panel (d) se puede apreciar de la estructura de bandas del InAs que es un semiconductor de brecha directa, y bastante pequeña: el ancho de su brecha es $E_0 = 0.36\text{eV}$ [20] [21].

Aquí concluyen los antecedentes necesarios para explicar el fenómeno de magnetorresistencia ordinaria, un experimento de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs. Ahora procederemos a exponer la teoría y antecedentes de la magnetorresistencia gigante, necesaria para explicar los resultados obtenidos en el segundo experimento.

2.2. Teoría magnetorresistencia gigante

Esta subsección expone los antecedentes y teoría necesarios para explicar el experimento de magnetorresistencia gigante, en particular explicando la relevancia de la interacción entre el espín del electrón con la magnetización del dominio ferromagnético en el que se mueve, para producir un cambio macroscópico en la resistencia eléctrica del sistema.

La magnetorresistencia gigante se define como el cambio en resistencia eléctrica de sistemas metálicos multicapas, cuando la magnetización de las capas ferromagnéticas es reorientada una respecto a otra bajo la aplicación de un campo magnético externo [25]. La magnetorresistencia gigante es un fenómeno que se da debido a propiedades de dispersión dependientes del espín. Este fenómeno ha encontrado un nicho de mercado tecnológico en las cabezas de lectura de medios de almacenamiento de información magnéticos, ya que permite que el tamaño característico de los dominios magnéticos que puede resolver sea muy pequeño. Lo anterior se traduce en una enorme densidad de información, que permite guardar más datos en menor espacio. Bailey [26], le atribuye a este descubrimiento el permitir guardar música en un dispositivo personal portátil (iPod).

2.2.1. Espín del electrón

Los electrones, además de tener carga eléctrica, tienen un pequeño campo magnético asociado. El grado de libertad al que corresponde la dirección en la que apunta éste campo magnético se denomina espín. Este grado de libertad se describe mediante un espacio vectorial sobre los números complejos. Por lo anterior, el espín del electrón es un grado de libertad análogo a la polarización de la luz [27]. El espín es un momento angular intrínseco al electrón, el cual tiene la propiedad de que al ser proyectado sobre un marco de referencia (por ejemplo, en un campo magnético externo aplicado) sólo tiene dos valores posibles: $m_S = +\frac{1}{2}$ o $m_S = -\frac{1}{2}$.

Magnetón de Bohr

El magnetón de Bohr es una unidad de momento magnético (magnitud de la intensidad magnética multiplicada por la distancia entre los polos magnéticos) en la cual se pueden medir los momentos magnéticos de los átomos y las partículas subatómicas [28]. En unidades del sistema internacional, se puede escribir como:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.7)$$

Ésta magnitud de $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} JT^{-1}$ corresponde aproximadamente a la magnitud del momento magnético intrínseco del electrón [29].

Interacción del espín con un campo magnético externo y cuantización espacial

La cuantización del espín se descubrió por primera vez en 1922 por Stern y Gerlach usando átomos de plata [30]. En el caso de la plata, al tener 47 electrones, los primeros 46 conforman una capa cerrada con una distribución con simetría esférica y homogénea. Por lo que el momento angular total del átomo está dado por el momento angular de su electrón en el orbital 5S [31].

Se genera un haz de átomos mediante un horno y un potencial eléctrico que lo acelera, y luego se hace pasar éste haz de átomos de plata por un campo magnético no uniforme, de manera que la fuerza que experimentan los átomos se puede escribir de la siguiente manera:

$$F_z = \frac{\partial}{\partial z} (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) = \mu_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.8)$$

Los átomos experimentan una fuerza proporcional a la proyección de su momento magnético con respecto a la dirección del campo magnético aplicado. De ésta manera, la energía de los átomos en el campo magnético se puede calcular con el Hamiltoniano:

$$\hat{H} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B} \quad (2.9)$$

El Hamiltoniano anterior considera que $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{\mu_B}{\hbar} g \hat{\mathbf{S}}$, en donde g es el factor de Landé que es aproximadamente $g \approx 2.002$ (el cual se puede interpretar de manera semiclásica como qué tan efectivo es el espín de una partícula para generar un campo magnético) [32].

Si se tiene un momento magnético clásico (no cuantizado), se esperaría que el haz de átomos fuese deflejado y ensanchado de manera homogénea por el campo magnético aplicado, formando una mancha continua en la pantalla de observación. En cambio, si se considera la teoría cuántica de Schrödinger en la cual el momento angular l está cuantizado en cantidades enteras, entonces el estado base con $l = 0$ no se desdoblaría. Mientras tanto, el primer estado excitado con $l = 1$ se desdoblaría en tres niveles diferentes: $m = -1, m = 0, m = 1$. Esto no es lo que se observa en el experimento; se observó que el haz se desdobló en sólo dos (no tres) líneas separadas [33].

A este fenómeno de separación de las líneas se le conoce como cuantización espacial. Explicar ésta cuantización espacial fue difícil para los teóricos de la época, al grado que permitió discernir entre una teoría clásica del electrón, y una teoría cuántica, pero la teoría cuántica disponible en la época (de funciones de onda de Schrödinger) no era suficiente para explicar que se observaran dos líneas y no tres. De esta manera, Goudsmith y Uhlenbeck propusieron que además de su momento angular orbital, el electrón posee un momento angular intrínseco que denominaron espín. Por convención, al tener sólo dos proyecciones posibles, se considera que el espín del electrón tiene magnitud $S = \frac{1}{2} \hbar$. De esta manera, sus dos proyecciones posibles son: $m_s = -\frac{1}{2}, m_s = \frac{1}{2}$ [31].

Modelo de Sommerfeld de Fermiones en un potencial y la conducción eléctrica

Como los electrones tienen espín semientero, son Fermiones que obedecen el principio de exclusión de Pauli, el cual dice que la función de onda de varios electrones es totalmente antisimétrica, por lo que dos electrones no pueden tener todos sus números cuánticos iguales entre sí. Al estar en un potencial externo dado por un sistema conductor, se debe asegurar que cada electrón en el sistema tenga un momento (número cuántico) diferente [27]. De ésta manera, la probabilidad de que un Fermión se encuentre en un estado con energía ϵ cuando se tienen muchos Fermiones confinados en un potencial externo está dada por la distribución de Fermi-Dirac:

$$f_{FD}(\epsilon) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} + 1} \quad (2.10)$$

En donde $\epsilon = \frac{1}{2}mv^2$ es la energía del Fermión, μ es el potencial químico, y $\beta = \frac{1}{k_B T}$ [13]. Cuando $T = 0$, ésta función es una función escalón que mantiene el valor uno hasta la máxima energía ocupada E_F , determinada por la condición de normalización para la densidad de carga $n = N/V$ en el material, donde N es el número de portadores de carga y V el volumen:

$$\frac{N}{V} = n = \int_0^\infty f_{FD}(\epsilon) g(\epsilon) d\epsilon = \int_0^{E_F} g(\epsilon) d\epsilon \quad (2.11)$$

En donde $g(\varepsilon)$ es la densidad de estados (degeneración del nivel energético del potencial). Que la distribución de Fermi Dirac mantenga el valor igual a uno hasta una cierta energía que mantiene la condición 2.11 y sea cero para valores más grandes, nos indica que todos los estados posibles de energía están ocupados hasta que cada una de las partículas están acomodadas en alguno de los estados disponibles. A la máxima energía ocupada E_F se le denomina como la energía de Fermi.

Se define el vector de onda de Fermi mediante la siguiente ecuación: [14]

$$k_F = 3n^{1/3} \pi^2 \quad (2.12)$$

En donde n es la densidad de carga. Así, se puede definir la velocidad de Fermi: [14], [15]

$$v_F = \left(\frac{\hbar}{m} \right) k_F \quad (2.13)$$

En este caso cercano al estado base y sin campo externo, las velocidades de los electrones son aleatorias, y todas las velocidades posibles están ocupadas hasta la velocidad máxima permitida que corresponde a la energía de Fermi, dada por: [14]

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} \quad (2.14)$$

Modelo de dos corrientes

Dentro de un dominio ferromagnético¹, se puede asumir que existen dos grupos de electrones que transportan carga en paralelo de manera independiente, eso es: omitiendo la transferencia de momento angular entre los electrones y la red debido a esparcimiento, lo cual cambiaría electrones de un grupo al otro [34]. Los dos grupos que conciernen esta investigación son los electrones con espín alineado de manera paralela a la magnetización del dominio ferromagnético (los cuales en adelante denotaremos como: $|\uparrow\rangle$), y los que están alineados de manera antiparalela a la magnetización del dominio ferromagnético (denotados por: $|\downarrow\rangle$). Se puede separar la dinámica de los electrones con espín paralelo de la dinámica de los electrones con espín anti-paralelo ya que en la mayor parte de las colisiones entre un átomo del sustrato y los electrones, el espín del electrón se conserva por conservación del momento angular [35].

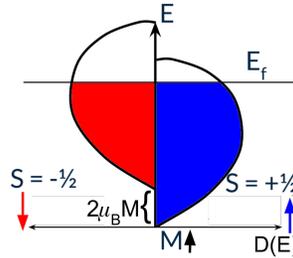


Figura 2.3: Bosquejo del diagrama de bandas en un sustrato ferromagnético, mostrando el desdoblamiento por rompimiento de la simetría entre el espín y la magnetización del sustrato.

Bajo esta aproximación, el tener una magnetización de un dominio ferromagnético hace que la estructura de bandas sea distinta para los electrones con espín paralelo a la magnetización, o anti-paralelo [36]. Desplaza la banda de los electrones con espín anti-paralelo al campo magnético hacia arriba, y jala la banda con espín paralelo a la magnetización hacia abajo. Al mantener el nivel de Fermi fijo, esto llena más la banda paralela, y vacía la banda anti-paralela, lo cual significa que electrones con una menor energía sobre el nivel de Fermi tienen una mejor movilidad sobre la banda anti-paralela a la magnetización, como se observa en la figura 2.3. Lo anterior surge de considerar un Hamiltoniano efectivo de la interacción entre el dominio ferromagnético y los electrones del tipo 2.9 en donde \mathbf{B} es la magnetización del dominio. De manera efectiva, lo anterior modifica la energía de la banda paralela con respecto a la magnetización por $2\mu_B B$ con respecto a la banda anti-paralela. Lo anterior significa que los electrones exhiben una contribución paramagnética para la magnetización efectiva de un dominio ferromagnético, ya que hay más electrones con espín alineado de manera paralela al dominio ferromagnético que electrones alineados de manera antiparalela [37].

Este desdoblamiento de la banda de conducción en las componentes de espín paralela y antiparalela a la magnetización del material generalmente es difícil de observar, ya que casi siempre las dos componentes de la

¹Un material se define como ferromagnético cuando los momentos magnéticos del interior del material interactúan de tal manera que exista una magnetización neta del sólido entero, en ausencia de un campo magnético o eléctrico (corriente) externo aplicado [14].

corriente viajan juntas y es difícil separarlas espacialmente. Para poder observar este desdoblamiento, se crean sistemas multicapas, que sin un campo magnético externo tienen una magnetización antiparalela entre sí, como se muestra en la figura 2.4.

Una nota importante es que para que la dependencia de la conductividad eléctrica en el espín sea notoria, es necesario que el ancho de las capas ferromagnéticas y no ferromagnéticas del sistema sea más delgado que la longitud de coherencia del espín del electrón (la longitud en que puede propagarse la información del espín del electrón sin cambiar). De otra manera, al promediar la corriente eléctrica debida a cada una de las componentes de espín, se obtiene que no hay una diferencia en la resistencia eléctrica del dispositivo.

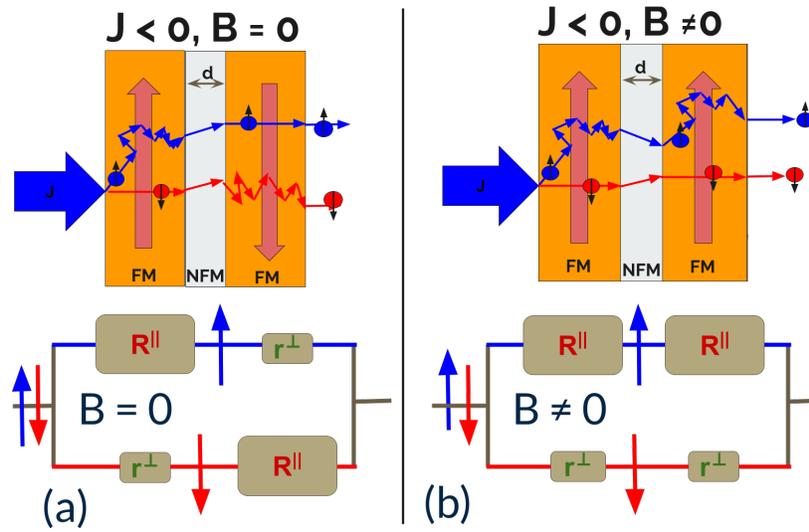


Figura 2.4: Diagrama del modelo de dos corrientes. a) Sin campo magnético externo, los dominios están magnetizados de manera antiparalela. b) Al aplicar un campo magnético externo, los dominios se alinean con el campo. $J \leq 0$ indica que el acoplamiento entre las capas ferromagnéticas es menor a cero, por los motivos que se explicarán a continuación en la sección sobre el acoplamiento de intercambio en multicapas. FM indica que la capa es de un material ferromagnético. NFM indica que la capa es de un material no ferromagnético. La distancia entre las capas ferromagnéticas separadas (el espesor de la capa no ferromagnética) se indica con la letra d .

En la figura 2.4 se observa la geometría de un sistema típico utilizado para observar el fenómeno de la magnetorresistencia gigante: Dos capas ferromagnéticas separadas por una capa no ferromagnética. Cuando no hay un campo magnético externo aplicado, las capas están alineadas de manera antiparalela entre sí. En caso de que haya un campo magnético externo aplicado, las capas ambas se alinean con el campo magnético externo.

Como se explica arriba, se puede separar la dinámica de los electrones en la corriente con espín “hacia arriba” (denotada por: j_{\uparrow}), y la corriente con espín “hacia abajo” (denotada por: j_{\downarrow}). Cuando la corriente con ambas componentes entra al dispositivo sin un campo magnético externo aplicado, primero encuentra una capa ferromagnética con su magnetización “hacia arriba”, por lo que los electrones con el espín “hacia arriba” j_{\uparrow} son fuertemente dispersados, mientras que los electrones con espín “hacia abajo” pasan sin mayor dificultad. Después de pasar a través de la capa no-ferromagnética, el proceso contrario toma lugar: al estar el dominio magnetizado “hacia abajo”, los electrones con espín alineado en esa misma dirección son fuertemente dispersados, mientras que los electrones con espín “hacia arriba” casi no interactúan con esta capa.

Cuando la corriente entra a un dispositivo al cual se le está aplicando un campo magnético externo, y por lo cual tiene todas sus capas alineadas con este campo magnético (“hacia arriba”, por ejemplo), la dinámica es diferente: para los electrones cuyo espín está alineado con el campo magnético externo, sufrirán grandes procesos de dispersión en todas las capas ferromagnéticas. Mientras tanto, los electrones con espín contrario a la magnetización de las capas se desplazarán a través del dispositivo sin mayores problemas.

Los dos párrafos anteriores se pueden parafrasear proponiendo un modelo en el cual la conducción eléctrica se realiza en paralelo en dos canales: uno con espín para arriba, y el otro con espín para abajo. El caso (a) sin campo magnético externo aplicado es equivalente a que la corriente con espín para arriba experimente una resistencia grande, seguida de una resistencia pequeña, y lo contrario pase para la corriente con espín para abajo, la cual experimentará primero una resistencia pequeña, seguida de una resistencia grande. En contraste, en el caso de que haya un campo magnético externo aplicado (b) que reorienta la magnetización de todos los

dominios en dirección al campo magnético externo aplicado, la componente de la corriente con espín paralela a este campo magnético experimenta dos resistencias grandes, mientras que la componente de la corriente con espín en dirección contraria a este campo experimenta dos resistencias pequeñas. Se puede calcular una resistencia equivalente de cada uno de estos circuitos:

$$R_{eq-a} = \frac{r+R}{2} \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{R_{eq-b}} = \frac{1}{2R} + \frac{1}{2r} \Rightarrow R_{eq-b} = \frac{2rR}{r+R} \quad (2.16)$$

Es claro que la resistencia del caso (a) sin campo magnético es mayor a la del caso (b) con campo magnético. Calculando la diferencia de resistencias entre estos dos circuitos, se obtiene:

$$\Delta R = R_{eq-b} - R_{eq-a} = \frac{2rR}{r+R} - \frac{r+R}{2} = \frac{4rR - (r+R)^2}{2(r+R)} = \frac{-r^2 + 2Rr - R^2}{2(r+R)} = -\frac{(R-r)^2}{2(r+R)} \quad (2.17)$$

Es claro que esta expresión ΔR es menor a cero, lo cual expresa que la resistencia baja al aplicar el campo magnético al sistema.

Oscilaciones de acoplamiento de intercambio en multicapas

Para que haya dominios ferromagnéticos alineados de manera anti-paralela entre sí sin un campo magnético externo aplicado, es necesario que haya un acoplamiento antiferromagnético entre los dominios. El acoplamiento antiferromagnético no es algo que ocurra comúnmente, pero puede ocurrir en dominios de material ferromagnético si la distancia entre los dominios ferromagnéticos es la adecuada.

Estas oscilaciones del acoplamiento de intercambio en sistemas de multicapas se pueden explicar mediante el modelo RKKY, de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida (en honor a los científicos que lo propusieron). El Hamiltoniano que describe varios átomos ferromagnéticos con coordenadas espaciales R_α y R_β , momentos magnéticos S_α y S_β , y acoplamiento $J_{\alpha,\beta}$ se puede manipular para que eventualmente tenga la forma [23], [26]:

$$\hat{H}_{RKKY} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta} J_{\alpha,\beta} (R_\alpha - R_\beta) S_\alpha \cdot S_\beta \quad (2.18)$$

Mediante una aplicación de teoría de perturbaciones de tercer orden predice una oscilación en el acoplamiento de intercambio J como función de $d = R_1 - R_2$ la distancia entre los dominios ferromagnéticos del modelo de Ising a orden cero en teoría de perturbaciones, que tiene la forma [23], [26]:

$$J(d) = \frac{\sin(d) - d\cos(d)}{d^4} \quad (2.19)$$

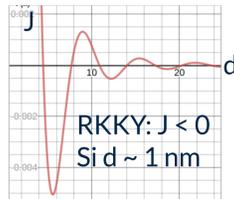


Figura 2.5: Bosquejo de la oscilación de acoplamiento de intercambio en multicapas predicho por la teoría RKKY. Interacción de intercambio como función de la distancia entre capas.

Lo importante de la figura 2.5 es que para algunas distancias entre las capas ferromagnéticas, $J < 0$, por lo que el acoplamiento entre ellas es antiferromagnético y naturalmente (en ausencia de un campo magnético externo) se alinean de manera antiparalela entre sí. Esto es importante para la magnetorresistencia gigante ya que al hacer que las capas estén antiparalelas una con otra, se obtiene que los portadores de carga van a interactuar con capas con diferentes magnetizaciones. Es importante notar dos cosas: el motivo de utilizar el espaciador no-ferromagnético es para separar las capas ferromagnéticas y que tengan un acoplamiento naturalmente antiferromagnético. También, las distancias típicas para obtener acoplamiento antiferromagnético mediante el modelo RKKY son compatibles con el requerimiento de que el espesor de las capas del sistema sea menor a la distancia de coherencia del espín en el sistema [38].

Válvula de espín

Existe una gran diversidad de dispositivos que se utilizan para observar el efecto de magnetorresistencia gigante. En particular, en esta tesis se midió la curva característica de un dispositivo del tipo válvula de espín.

En una válvula de espín, se tiene una capa ferromagnética con una magnetización fija (que generalmente se mantiene fija mediante la interacción con una capa de un material antiferromagnético), y otra capa con magnetización libre. De este modo, la capa libre puede magnetizarse con el campo externo del dominio del disco duro, y el dispositivo cambia su resistencia eléctrica dependiendo de la magnetización relativa entre la capa ferromagnética fija y el dominio del disco duro (que es la misma que la magnetización de la capa libre) [39].

Se sabe que el dispositivo que se midió en ésta tesis es del tipo válvula de espín ya que presenta una disminución de resistencia eléctrica cuando se aplica campo magnético en una dirección (cuando el campo externo es antiparalelo a la magnetización de la capa fija), y no presenta cambio en la resistencia eléctrica cuando se aplica campo magnético en la dirección contraria (en cuyo caso el campo magnético externo es paralelo a la magnetización de la capa fija).

¿Cómo funciona un cabezal de lectura de disco duro?

En ésta subsección se explica cómo funciona un cabezal de lectura de un disco duro, como el que se midió en este trabajo. Éste aspecto fue explicado también en un vídeo de divulgación de la ciencia generado a partir del material aquí presentado [40]. Se puede encontrar el vídeo en el siguiente enlace:

<https://www.youtube.com/watch?v=VcKMBxV721s>

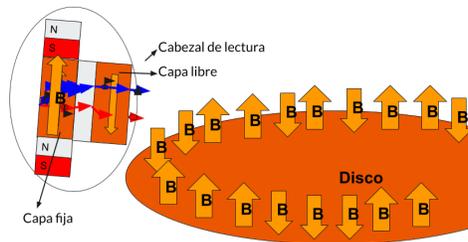


Figura 2.6: Diagrama en el que se muestra el funcionamiento de un cabezal de lectura de disco duro, con la capa fija por imanes externos al área eléctricamente activa, el espaciador, y la capa libre que toma la magnetización del dominio magnético del disco. También se muestra la superficie del disco duro, en la cual se indican las direcciones de las magnetizaciones de los diferentes dominios del disco mediante flechas hacia arriba o hacia abajo.

Un cabezal de lectura de disco duro generalmente tiene una geometría de válvula de espín como está representada en la figura 2.6, en la cual hay tres capas dentro del cabezal: primero una capa con una magnetización fija (la cual se mantiene fija con un acoplamiento antiferromagnético con un imán externo al área por la que pasa la corriente eléctrica), un espaciador no ferromagnético, y una capa ferromagnética libre, la cual puede cambiar su magnetización fácilmente. Ésta capa libre puede cambiar su magnetización con el campo magnético de los dominios del disco duro, con lo cual la resistencia eléctrica del sistema entero cambia al pasar sobre un dominio con magnetización “hacia arriba” o “hacia abajo.” De éste modo es como se obtiene la funcionalidad de sensado de la superficie del disco, obteniendo la información que está guardada en la magnetización relativa de diferentes partes del disco [25].

Con esto concluimos la exposición de la teoría y antecedentes de la magnetorresistencia gigante, y pasaremos a exponer el método experimental de medición de resistencia por cuatro puntas, el cual se utilizó en ambos experimentos.

2.3. Técnica experimental

En esta sección se describirá la técnica experimental que se utilizó para la caracterización de los dispositivos medidos (punta Hall de InAs, y cabeza de lectura de disco duro).

2.3.1. Método de medición de resistencia eléctrica

En esta sección se expone lo básico al respecto a la técnica de medición de resistencia eléctrica conocido como método de cuatro puntas. Este práctica es importante porque permite medir pequeños cambios en la resistencia eléctrica con precisión y con menos ruido que midiendo con sólo dos puntas. Esta forma de medición de resistencia se utilizó en ambos experimentos (magnetorresistencia ordinaria y magnetorresistencia

gigante) para medir cambios pequeños en la resistencia eléctrica de los dispositivos bajo diferentes situaciones experimentales.

La resistencia eléctrica se define como:

$$R = \frac{V}{I} \quad (2.20)$$

En donde V es la caída de potencial o diferencia de voltaje entre dos puntos en el dispositivo e I la corriente que circula en el dispositivo. Un dispositivo se denomina Óhmico si la resistencia es una constante sin importar cómo varíen los parámetros I y V . No todos los dispositivos conocidos siguen esta simple relación lineal. En particular, los semiconductores como los diodos y transistores pueden tener comportamientos muy complejos. De cualquier manera, se define la resistencia de un dispositivo no-Óhmico como el cociente $R = V/I$, para una V e I fijas.

Cuando el dispositivo es óhmico se puede medir R como la pendiente de una gráfica lineal de I vs V , y definir la incertidumbre en la medida de R como la desviación estándar de los cocientes individuales de los puntos de datos: $R_i(I, V) = V_i/I_i$.

Para medir la resistencia R de un Dispositivo Bajo Prueba (DBP), es conveniente medir de manera independiente la corriente I y el voltaje V . Esto en particular debido a que si se miden I y V con un mismo multímetro (método conocido como método de dos puntas), se va a medir la caída de potencial no sólo en el dispositivo, sino también en las terminales de conexión, como se muestra en la figura 2.7. De éste modo, se tiene un error sistemático en la medida de la resistencia de manera que se está midiendo $R = R_{\text{dispositivo}} + R_{\text{terminales}}$.

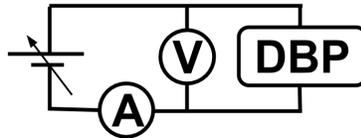


Figura 2.7: Diagrama del circuito para medir la resistencia del Dispositivo Bajo Prueba (DBP) mediante la técnica de 2 puntas.

En particular, en la sección de magnetorresistencia ordinaria, se midió la resistencia del dispositivo a través de mantener fijo un voltaje constante aplicado a la punta Hall. Esto se hizo así ya que la punta Hall cambiaba de resistencia con campo magnético aplicado en suficiente magnitud como para que una medida de resistencia fuera suficiente, dentro de su incertidumbre instrumental, para demostrar el cambio con multímetros de Steren, con resolución de $0.1mV$ y $0.1mA$. Por otro lado, en el experimento de magnetorresistencia gigante se realizó el barrido de corrientes y voltajes primero manualmente, para definir la resistencia del cabezal de lectura de disco duro como la pendiente de la línea IV de mejor ajuste a los datos, y obtener una incertidumbre reducida a través del proceso de ajustar la línea a los datos. Posteriormente, se realizaron mediciones de IV automatizadas utilizando un dispositivo Keithley 2401 Sourcemeeter.

Magnetorresistencia ordinaria en punta Hall de InAs

En este capítulo se expone el desarrollo experimental y los resultados del experimento en el cual se midió el efecto de magnetorresistencia ordinaria en una punta Hall de InAs. En particular, se consiguió un cambio máximo de 0.64Ω , que corresponde a un cambio porcentual del 17.4% al aplicar un campo magnético de $B = 400 \text{ mT}$. Se corroboró que para un campo magnético fijo, la resistencia sigue la ley de Ohm ya que las curvas I vs V son lineales.

3.1. Desarrollo experimental

Para realizar la medida de la resistencia eléctrica de la punta Hall, se utilizó el circuito que se muestra en la figura 3.1, en el cual se emplean un amperímetro, midiendo la corriente de control que pasa a través de la punta Hall, y dos voltímetros: uno de ellos midiendo el voltaje Hall de la punta (componente: 7), y otro midiendo la caída de potencial en la punta (componente: 5). La fuente de voltaje constante fue una batería C de 1.5V, la cual se encontraba dentro de la caja de control junto con una resistencia fija de $R_0 = 3.72\Omega$ y el potenciómetro con el cual se varió la corriente de control. De este modo, se define la resistencia medida según la Ley de Ohm usando la ecuación 2.20, calculando:

$$R = \frac{V_5}{I_3} \tag{3.1}$$

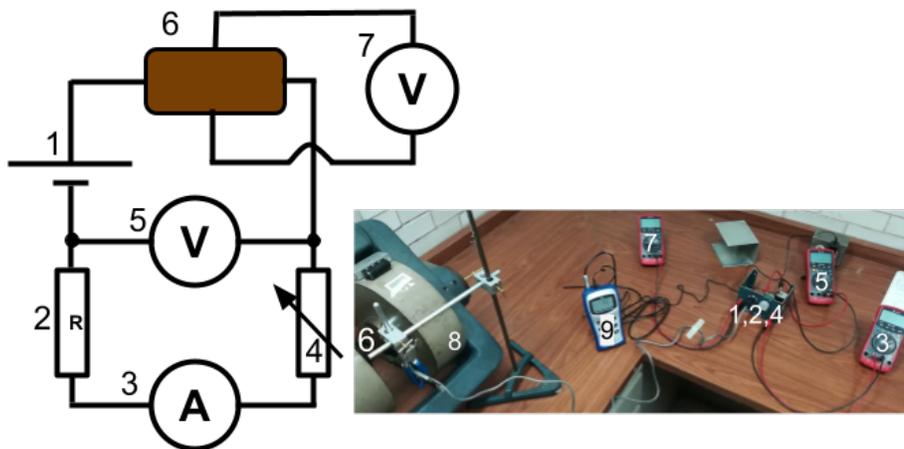


Figura 3.1: Diagrama y fotografía del circuito utilizado para medir el efecto Hall y de magnetorresistencia ordinaria. Electroimán CENCO 079637 (8), punta Hall en soporte universal (6), Gaussmetro (9), voltímetro midiendo voltaje Hall (7), amperímetro (3), voltímetro midiendo la caída de potencial en la punta Hall (5), y caja de control (1,2,4).

En la figura 3.1, también se muestra una fotografía del dispositivo experimental. Dentro de la caja de control indicada con los números (1,2,4) se encontraba la fuente de voltaje para la punta Hall (batería C de 1.5V, indicada con el número 1), el potenciómetro de control (indicado con el número 4), y la resistencia de seguridad para la punta Hall de $R_0 = 3.72\Omega$ (indicada con el número 2). Nótese que el voltímetro (indicado con el número 5) que mide la caída de potencial en la punta Hall está conectado al interior de la caja de control, ya que el dispositivo no estaba diseñado originalmente para llevar a cabo este experimento. Por un lado, se conectó este voltímetro a la terminal positiva de la pila, la cual está conectada con un cable a la punta Hall, y por el otro lado, se conectó a la terminal del potenciómetro, la cual también está conectada a la punta Hall mediante otro cable metálico. Aquí se utilizó el hecho de que en principio, la resistencia de los componentes es mucho mayor que la del cable metálico, por lo que el metal se puede considerar como un equipotencial [16]. Así, medir la caída de potencial en la punta es equivalente a medir la diferencia de voltaje entre dos cables metálicos conectados a sus terminales. Los tres multímetros utilizados en este experimento fueron multímetros modelo MUL 600, marca Steren. Con la resolución de $0.1mV$ y $0.1mA$ [41], fueron suficiente para realizar este experimento. Para aplicar el campo magnético con la intensidad requerida, se utilizó un electroimán CENCO 079637, que generalmente se usa para investigar el efecto Faraday (rotación de la polarización de la luz) y el efecto Zeeman (desdoblamiento de líneas espectrales de emisión atómica bajo un campo magnético intenso) en el laboratorio de física contemporánea ya que puede dejar pasar una corriente de más de $I = 1A$ y generar con ella un campo

magnético muy intenso, del orden de $0.5T$, que es más intenso que el campo magnético que se utiliza para medir el efecto Hall. La fuente de poder que se utilizó para alimentar el electroimán fue modelo BK Precision 1791, “High current DC power supply”, la cual puede proveer un máximo de $V_M = 64V$ e $I_M = 15A$, con ruido de $I_r = \pm 0.05\% + 10mA$ y estabilidad de $I_E = \pm 0.5\% + 10mA$ [42].

3.2. Resultados

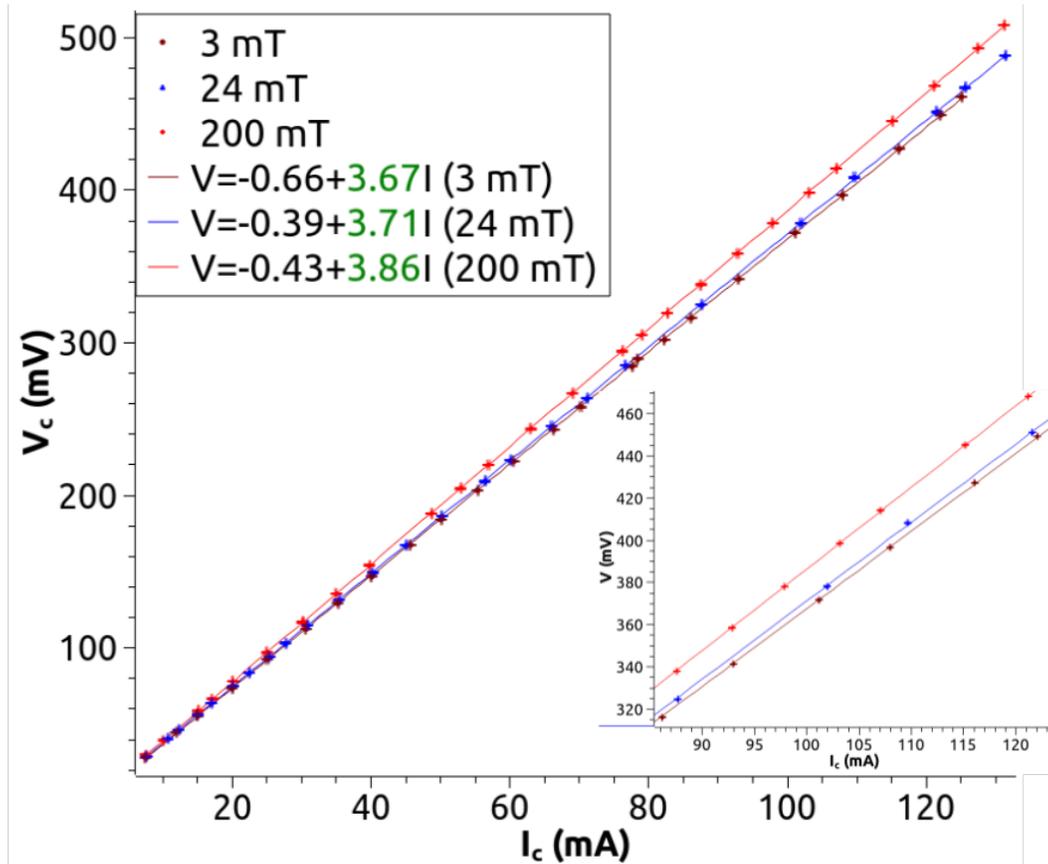


Figura 3.2: Curvas V vs I de respuesta de la punta Hall bajo tres diferentes campos magnéticos: $B = 3mT$, $B = 24mT$, $B = 200mT$.

En la figura 3.2, se puede ver que los datos obtenidos siguen una relación lineal que cumple la ley de Ohm, para tres campos magnéticos externos aplicados diferentes: $B = 3\text{ mT}$, 24 mT , 200 mT . Esto significa que el dispositivo bajo prueba sigue la ley de Ohm en tres órdenes de magnitud de campo magnético externo aplicado. Con éste resultado, no sólo se puede definir R como la pendiente de la línea recta de la gráfica I vs V , sino que se puede tomar a uno de los puntos de datos como una medida representativa de la resistencia, con lo cual se fija $I_c = \text{const}$, variando B y midiendo el efecto de variar B sobre V .

Para obtener la gráfica 3.3, se fijó la corriente de control $I_c = 78mA$, y se varió la intensidad del campo magnético B entre $B = 0mT$ y $B = 400mT$, midiendo el efecto de variar B vs V la caída de potencial en la punta Hall. El máximo cambio en la resistencia con el campo magnético de mayor intensidad aplicado (de $B = 400mT$) fue de: $\Delta R_{max} = 0.64\ \Omega$, correspondiente a 17.4% de R_0 . Se puede observar que la relación no es lineal, necesitando ajustar una curva cuadrática para que pasara por todas las incertidumbres (instrumentales) de los puntos de datos. Lo anterior era de esperarse, ya que el efecto de un campo magnético sobre una placa conductora a primer orden es el efecto Hall, y a segundo orden es el efecto de magnetorresistencia ordinaria.

También se caracterizó el efecto Hall en la punta, al medir el voltaje de Hall contra el campo magnético aplicado. De acuerdo con la gráfica 3.4, se obtuvo como resultado que la constante de Hall del dispositivo es: $R_H = 1.26 \pm 0.02 \times 10^{-4}\ \Omega mT^{-1}$, ya que el espesor de la punta es: $d = 0.15\text{ mm}$. Los resultados obtenidos están dentro del rango esperado, siendo el valor esperado aproximadamente $R_{HT} = 1.3 \times 10^{-4}\ \Omega mT^{-1}$ [43]. Los portadores de carga mayoritarios son negativos.

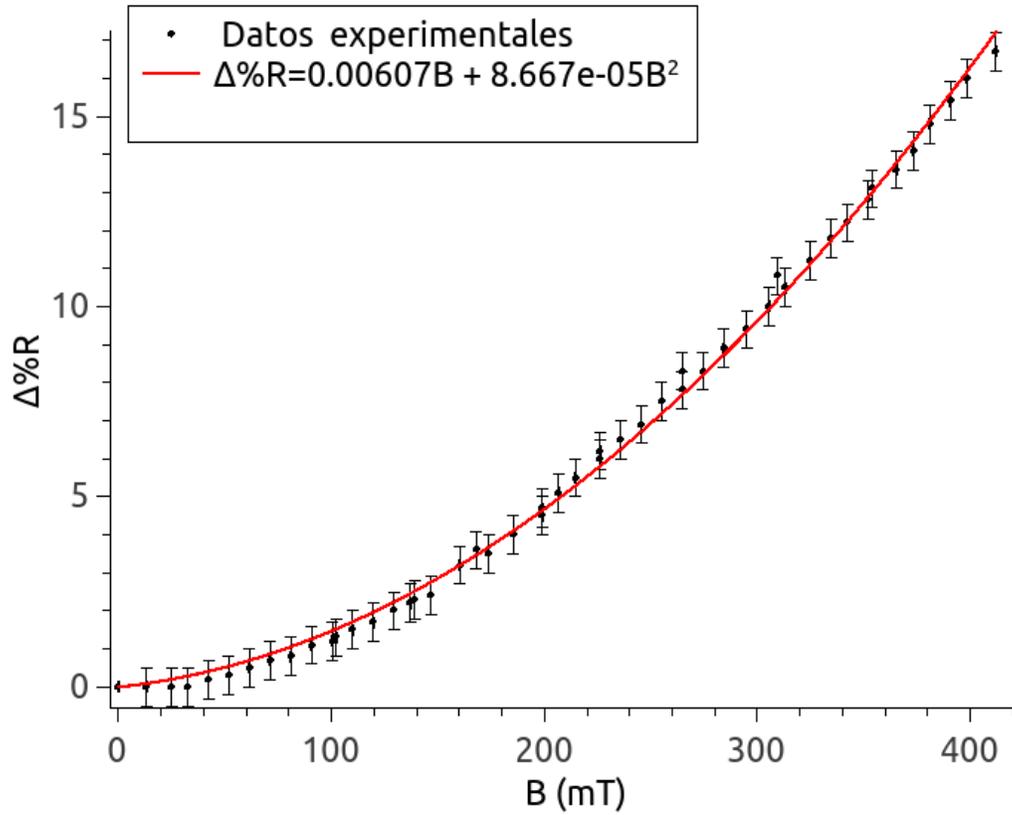


Figura 3.3: Cambio de la resistencia con campo magnético aplicado. $\Delta R_{max} = 0.64 \Omega$. Correspondiente a 17.4% de R_0 . $I_c = 78 \text{ mA}$.

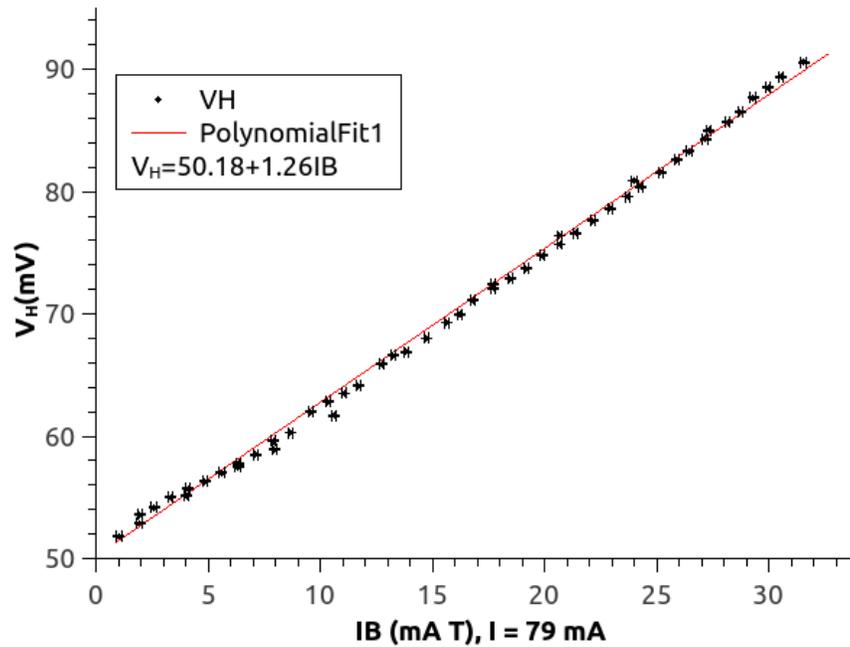


Figura 3.4: Caracterización del efecto Hall de la punta. Corriente constante $I = 79 \text{ mA}$, muestra un coeficiente de Hall $R_H = 1.26 \times 10^{-4} \Omega \text{ m T}^{-1}$, dentro del intervalo esperado.

3.3. Conclusiones parciales

Se midió un cambio porcentual máximo del 17.4% de R_0 con un campo magnético aplicado de $B = 400$ mT, correspondiente a 0.64Ω . Se corroboró que para tres campos magnéticos fijos de órdenes de magnitud distintos ($B = 3mT, B = 24mT, B = 200mT$), la resistencia sigue la ley de Ohm ya que las curvas IV son lineales. Se corroboró que los portadores de carga mayoritarios son negativos, y $R_H = 1.26 \pm 0.02 \Omega mT^{-1}$. Esto está dentro del intervalo esperado, siendo el valor esperado aproximadamente $R_{HT} = 1.3 \times 10^{-4} \Omega mT^{-1}$ [43].

Este efecto de magnetorresistencia ordinaria se puede utilizar para medir campos magnéticos intensos ($B \geq 100mT$), en los cuales el efecto Hall resulta impreciso ya que la magnitud del voltaje Hall depende de la corriente de control, la cual a su vez depende de la resistencia de la placa, y ésta está siendo modificada por acción del campo magnético. Así, si campos magnéticos intensos son medidos puramente midiendo el voltaje de Hall, este efecto de segundo orden puede ser una fuente de incertidumbre en la medición. Para calibrar la medición de campos magnéticos intensos, será óptimo medir simultáneamente el voltaje de Hall y el efecto de magnetorresistencia.

3.3.1. Trabajo a futuro magnetorresistencia ordinaria

Es posible realizar cuando menos dos experimentos más con el equipo que está disponible en la Facultad. El primer experimento consiste en medir la resistencia como función del campo magnético, con el campo magnético en dirección contraria al caso que actual (girando la punta 180 grados, eso sustituye \mathbf{B} por $-\mathbf{B}$). Se espera que esto no cambie los resultados medidos por una consideración de simetría del sistema; el sistema es simétrico con respecto a esta inversión. También por el teorema de reciprocidad de Onsager, las medidas macroscópicas deben ser iguales si se sustituye \mathbf{B} por $-\mathbf{B}$ y al mismo tiempo t por $-t$. En particular, en este caso que no es dependiente del tiempo (caso estacionario), se obtiene que el efecto de magnetorresistencia debe ser simétrico con respecto a la inversión del campo magnético externo. El segundo experimento es medir la resistencia con el campo magnético en paralela y anti-paralela con la dirección de la corriente. Se espera obtener un efecto de magnetorresistencia similar, aunque con un coeficiente diferente. En el momento cuando se llevó a cabo este experimento, no se realizó esta medida ya que el interés estaba en complementar el experimento del efecto Hall, por lo que no había interés en esta otra geometría. Del mismo modo, se podría investigar el efecto de magnetorresistencia ordinaria como función del ángulo entre la corriente y el campo magnético externo en general, variando el ángulo entre ambas de manera arbitraria.

De acuerdo con la referencia [44], para realizar una medida del efecto Hall descartando efectos espurios debido a la caída de potencial entre los electrodos que miden el voltaje transversal, y efectos térmicos debidos a la calidad del contacto de los electrodos con la muestra, es necesario invertir la polaridad del voltaje sobre la muestra, y medir la señal del voltaje invertido de Hall resultante. Sin embargo, en este dispositivo de docencia este procedimiento no está permitido, ya que tiene una batería DC como fuente de alimentación, y para preservar el dispositivo y que pueda ser utilizado por otros estudiantes, no se permite invertir la polaridad de la fuente de energía ni cambiarla. De cualquier manera, para buscar una medida más precisa del efecto Hall, sería importante realizar cuando menos una inversión de la polaridad de la fuente.

Con equipo más avanzado (equipo criogénico y un electroimán de superconductor), en el dispositivo utilizado o uno muy similar se lograría registrar el efecto Hall cuántico, en el cual se encuentra que la caída de potencial a través de la muestra es mínima, y que la resistencia de Hall está cuantizada en mesetas que se mantienen estables en una región de intensidad de campo magnético.

Magnetorresistencia gigante en cabezal de lectura de disco duro

En este capítulo se presenta el desarrollo y los resultados del experimento de medir el efecto de magnetorresistencia gigante en una cabeza de lectura de un disco duro comercial. Se midió el efecto utilizando las cabezas de dos discos duros diferentes: Maxtor 3409H4, y Seagate ST318404LC, y utilizando dos métodos diferentes: variando el voltaje y registrando la corriente manualmente, y de manera automatizada utilizando el dispositivo Keithley 2401 Sourcemeter. Esta medida automatizada sólo se realizó para el cabezal del disco duro Seagate ST318404LC por limitaciones de tiempo y acceso al laboratorio por la pandemia de Covid 19.

4.1. Desarrollo experimental

Para medir el efecto de magnetorresistencia gigante manualmente, se utilizó el circuito mostrado en la figura 4.1, utilizando el método de medición de resistencia de cuatro puntas expuesto en 2.3.1. En el circuito mencionado, se pueden ver las siguientes componentes: (1) fuente de voltaje variable modelo HP 6215A, (2) filtro de capacitores de $C = 100 + 10 + 1 = 111\mu\text{Farad}$, (3) amperímetro UNI-T UT136B, (4) dispositivo bajo prueba, y (5) voltímetro Steren MUL-600, gaussmetro Parker 5170 (6).

Cabe mencionar que se utilizó el volímetro (5) para medir la caída de potencial en el dispositivo, y el banco de capacitores (2) para desacoplar el dispositivo del ruido de fluctuaciones en variación de voltaje de la fuente utilizada, obteniendo una medida más precisa. Es en esencia un filtro pasa-bajas, que deja pasar las señales de baja frecuencia. Mientras tanto, el gaussmetro (6) monitorea la intensidad del campo magnético en tiempo real mientras se realiza el experimento.

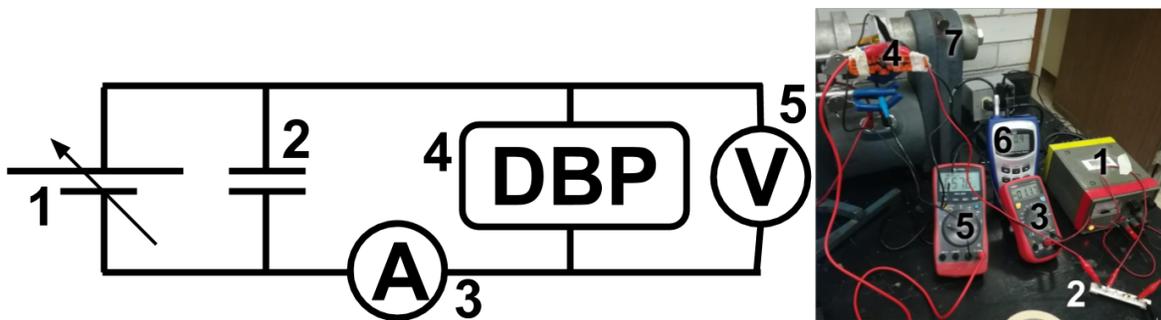


Figura 4.1: Diagrama del circuito utilizado para medir el efecto de magnetorresistencia gigante (izq), y fotografía del montaje experimental (der.).

Además de medir las relaciones I vs V manualmente, también se midieron de manera automatizada utilizando un Keithley 2401 Sourcemeter. Este dispositivo permite realizar mediciones de cuatro puntas de manera automatizada eligiendo intervalos de corriente suministrada y voltaje aplicado entre $I = \pm 1A$, $V = \pm 20V$. En este caso, se utilizó un intervalo reducido de $I = 0.001mA$ a $I = 0.01mA$ con su voltaje correspondiente $V = 10mV$ a $V = 100mV$. Con una resolución de $10pA$ y $1\mu V$, este instrumento es suficientemente sensible para realizar las medidas correspondientes.

Una nota importante es que las mediciones de campo magnético comienzan con un campo magnético de intensidad $B = 2.4mT$, ya que ésta es la magnetización residual de las placas de Hierro del electroimán. Debido a que este instrumento se utiliza en diversos experimentos, como el experimento de efecto Hall, no era viable reducir esta magnetización residual antes de comenzar a medir. Implementar un campo magnético alejando el dispositivo de la fuente de campo resulta en medidas poco precisas de la intensidad del campo, ya que es imposible medir la intensidad exactamente en el sitio en el que se encuentra el dispositivo.

4.2. Resultados

4.2.1. Maxtor 3409H4

En la figura 4.2 se muestran los puntos de datos medidos durante el experimento (curvas IV). Las incertidumbres mostradas son las instrumentales, por lo que son muy pequeñas. El código de colores sirve para identificar diferentes ensayos del experimento, ya que los puntos están muy cerca unos de otros. Se puede observar que las gráficas son lineales para todos los campos magnéticos aplicados, por lo que se concluye que el dispositivo es Óhmico bajo los campos magnéticos aplicados, y se define su resistencia como la pendiente de estas gráficas. En el panel (b) se puede observar cómo las líneas de mejor ajuste comienzan estando muy

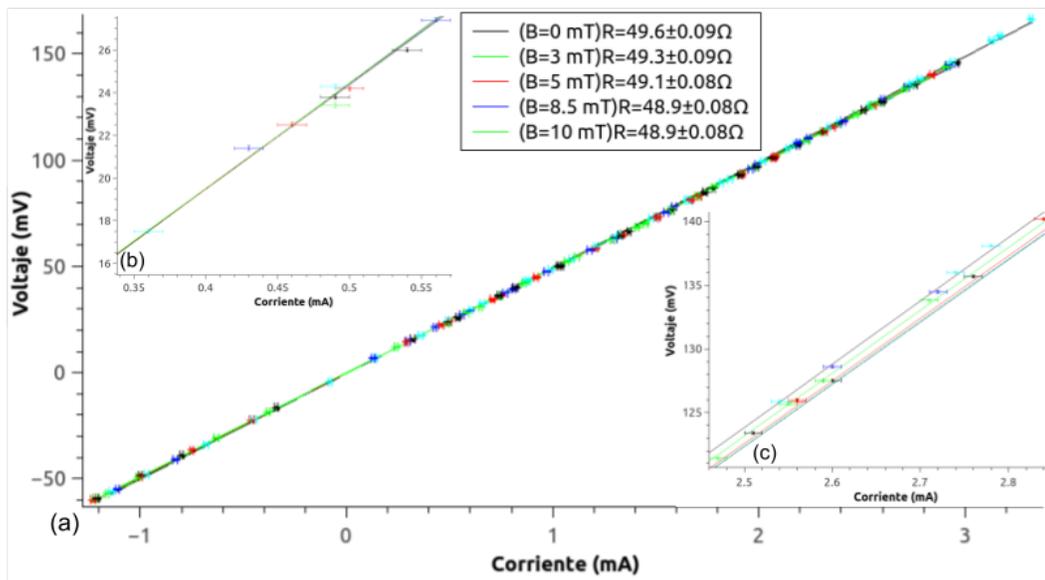


Figura 4.2: Curvas I vs V de respuesta de la cabeza de disco duro Maxtor 3409H4 bajo diferentes intensidades de campo magnético. El efecto de MRG se manifiesta en el cambio de las pendientes de las curvas bajo diferentes intensidades de campo magnético. En el panel (b) se puede observar cómo las líneas de mejor ajuste comienzan estando muy pegadas entre sí cuando la corriente está en el intervalo $I \in (0.35, 0.55) mA$, mientras que en el panel (c), un acercamiento a la región con $I \in (2.0, 2.6) mA$, se puede apreciar que las mismas líneas de mejor ajuste se han separado en éste intervalo. Al ser líneas rectas, la separación entre ellas indica una diferencia de pendiente (no son paralelas entre sí).

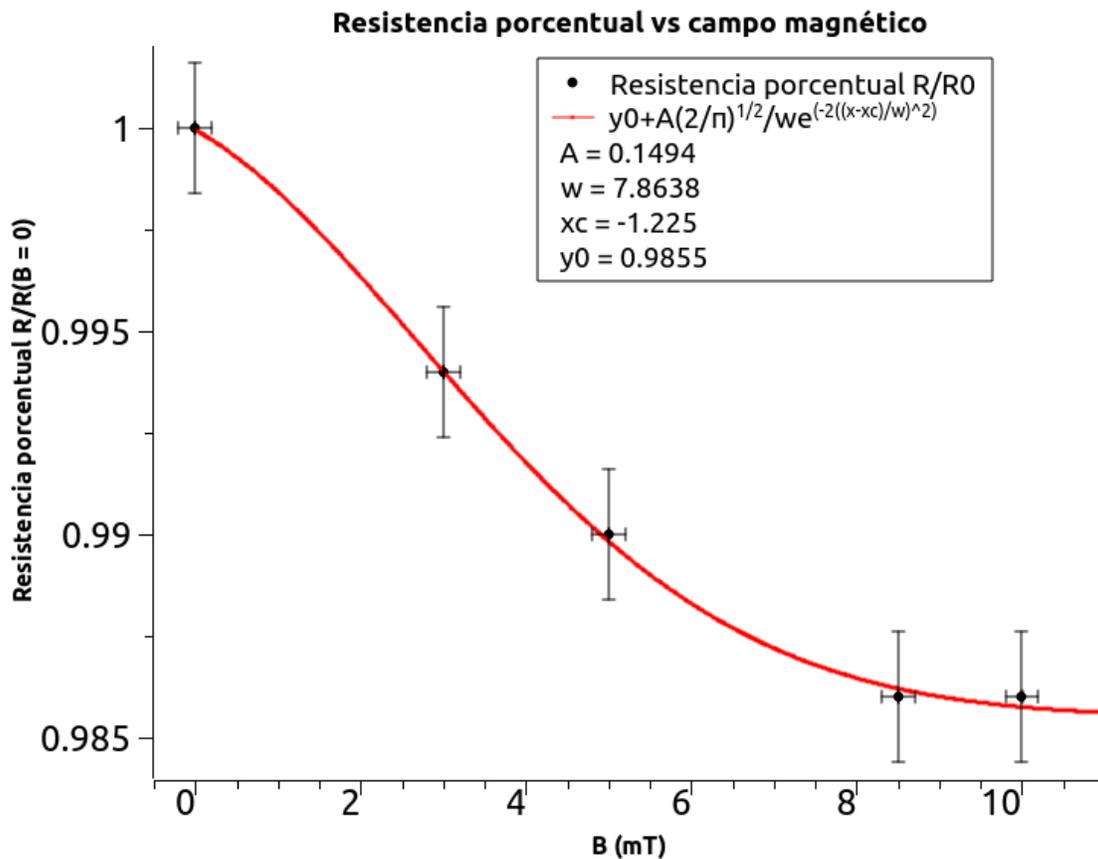


Figura 4.3: Cambio de la resistencia con campo magnético aplicado, para el cabezal de lectura Maxtor 3409H4.

pegadas entre sí cuando la corriente está en el intervalo $I \in (0.35, 0.55)mA$, mientras que en el panel (c), un acercamiento a la región con $I \in (2.0, 2.6)mA$, se puede apreciar que las mismas líneas de mejor ajuste se han separado en éste intervalo. Al ser líneas rectas, la separación entre ellas indica una diferencia de pendiente (no son paralelas entre sí). El cambio medido en la resistencia es de $\Delta R = 49.6 \pm 0.1 - 48.9 \pm 0.1 = 0.7 \pm 0.1 \Omega$.

En la figura 4.3 se grafica la resistencia del dispositivo medida vs cada campo magnético aplicado (la pendiente de la gráfica correspondiente en la figura 4.3), contra el campo magnético que fue aplicado. En este caso, las incertidumbres utilizadas para la resistencia fueron la desviación estándar de las medidas de resistencia individuales del dispositivo ($R_i = V_i/I_i$) que corresponden a la incertidumbre estadística, mientras que las incertidumbres en el campo magnético son las instrumentales del Gáussmetro, tomando en cuenta la fluctuación del campo magnético en el intervalo de tiempo que tomó realizar la medida. Se le ajustó una curva Gaussiana a los puntos de datos medidos, y se observa que el ajuste pasa por todas las barras de incertidumbre. El cambio máximo medido fue de $\Delta R = -0.7 \Omega$, correspondiente a un $-1.4\%R_0$.

4.2.2. Seagate ST318404LC

Se realizó el mismo experimento, con una segunda cabeza de lectura. En este caso, de un disco duro Seagate ST318404LC.

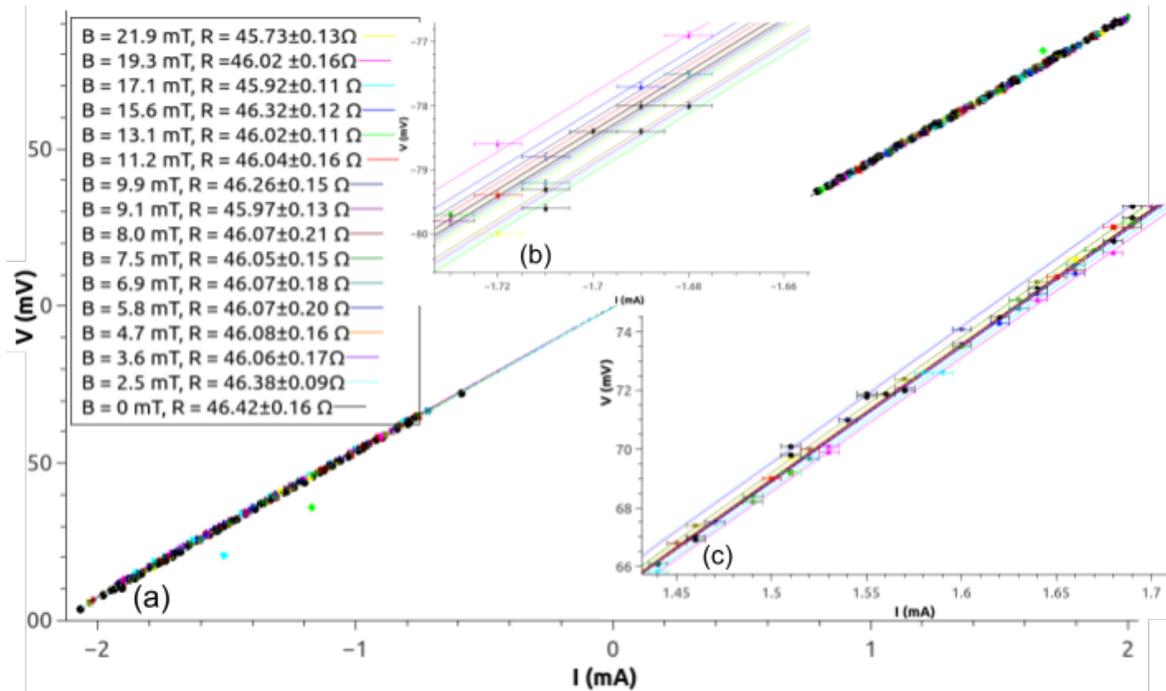


Figura 4.4: Curvas IV de la cabeza de disco duro Seagate ST318404LC bajo diferentes campos magnéticos. El efecto de MRG se manifiesta en el cambio de las pendientes de las curvas bajo diferentes campos magnéticos. En el panel (b), un acercamiento al intervalo con $I \in (-1.72, -1.66)mA$. En el panel (c), un acercamiento a la región con $I \in (1.0, 1.5)mA$. Observe que el orden de las líneas se invirtió al invertir la polaridad: en el panel (b) se aprecia que la línea color rosa está por encima de todas las de más, mientras que en el panel (c) la línea color rosa está por abajo de todas las de más. Lo anterior indica que cada línea tiene una pendiente diferente. No se midió resistencia con corriente $|I| \leq 1mA$ ya que en este régimen, el dispositivo mostraba una respuesta no-Óhmica.

En la figura 4.4 se muestran los puntos de datos medidos durante el experimento (curvas IV). Las incertidumbres mostradas son las instrumentales, por lo que son muy pequeñas. El código de colores sirve para identificar diferentes ensayos del experimento, ya que los puntos están muy cerca unos de otros. Se puede observar que las gráficas son lineales para todos los campos magnéticos aplicados, por lo que se concluye que el dispositivo es Óhmico bajo los campos magnéticos aplicados, y se define su resistencia como la pendiente del ajuste de datos. En el lado inferior derecho de la gráfica se puede apreciar un zoom a una área de la gráfica, que muestra el cambio de pendiente para cada gráfica, por lo que se concluye que se observó un cambio en la resistencia al variar el campo magnético. No se midió resistencia con corriente $|I| \leq 1mA$ ya que en éste régimen, el dispositivo mostraba una respuesta no-Óhmica.

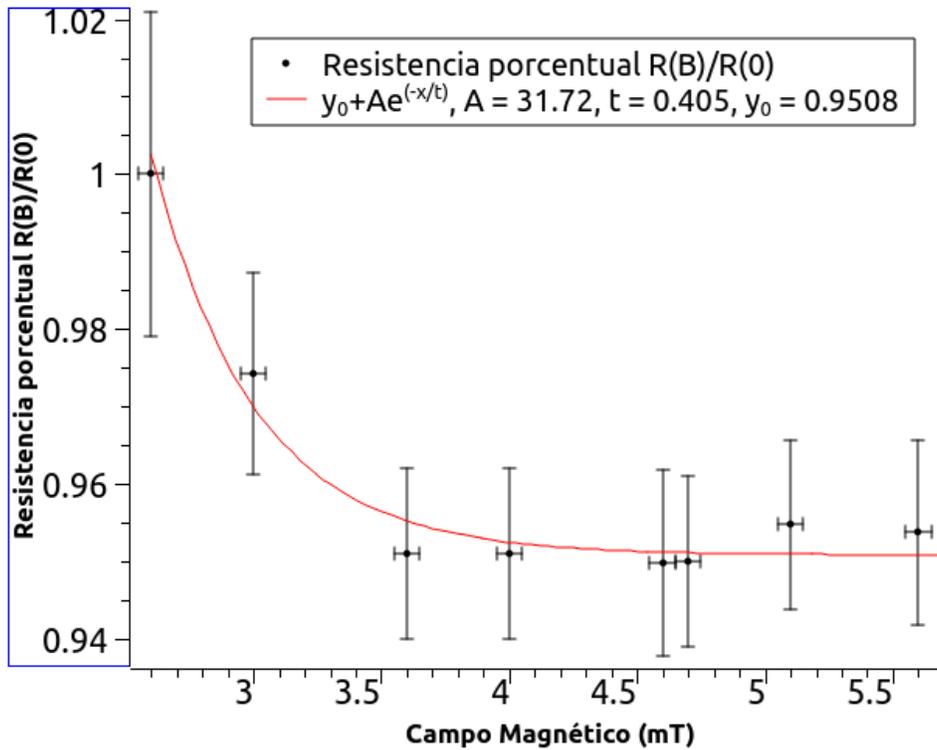


Figura 4.5: Cambio de la resistencia con campo magnético aplicado, para el cabezal de lectura Seagate ST318404LC.

En la figura 4.5 se grafica la resistencia del dispositivo medida vs cada campo magnético aplicado (la pendiente de la gráfica correspondiente en la figura 4.4), contra el campo magnético al que fue sometido. En este caso, las incertidumbres utilizadas para la resistencia fueron la desviación estándar de las medidas de resistencia individuales del dispositivo ($R_i = V_i/I_i$), mientras que las incertidumbres en el campo magnético son las instrumentales del Gáussmetro, tomando en cuenta la fluctuación del campo magnético en el intervalo de tiempo que tomó llevar a cabo la medida. Se le ajustó una curva Gaussiana a los puntos de datos medidos, y se observa que el ajuste pasa por todas las barras de incertidumbre. El cambio máximo medido fue de $\Delta R = -0.7 \pm 0.1 \Omega$, correspondiente a un $-1.5\%R_0$.

En las siguientes gráficas se muestran las relaciones I vs V obtenidas al medir la resistencia del cabezal de lectura del disco duro Seagate ST318404LC bajo diferentes campos magnéticos aplicados, al ser medidos con el Keithley 2401 Sourcemeter.

En la figura 4.6 se pueden ver dos de las relaciones corriente voltaje para el cabezal de lectura Seagate ST318404LC. Se observa que son relaciones Óhmicas, la relación es lineal en todo el rango explorado. Por lo tanto, tiene sentido asociar la resistencia eléctrica del cabezal de lectura con la pendiente de esta línea, y su incertidumbre con el residuo del ajuste de la línea. Aunque en la escala completa parece que se empalman las dos líneas rectas, en el cuadro de zoom insertado en la esquina inferior derecha se puede ver que las dos líneas son diferentes. En particular, ajustan a diferentes conjuntos de datos y tienen pendientes diferentes. Mientras que la línea para $B = 0mT$ tiene pendiente $R_0 = 9,138.09 \pm 0.02 \Omega$, la línea para $B = 2.6mT$ tiene pendiente $R_{2.6} = 9,127.97 \pm 0.03 \Omega$. Esto representa una diferencia de $\Delta R = 9.93 \pm 0.02 \Omega$, que es el $0.11\%R_0$.

Hay que reconocer que no se midió solamente la resistencia de las capas magnéticas dentro del dispositivo: también se midió la resistencia de los contactos soldados en el cabezal del disco duro. Esta resistencia residual puede explicar la mayor parte de la resistencia medida en la gráfica anterior, siendo la resistencia de las capas magnéticas mucho más pequeña que la resistencia de los contactos (basados en el otro cabezal del mismo disco duro podríamos considerar $R_{cabezal} \approx 55 \Omega$, y $R_{contactos} \approx 9k\Omega$). Lo anterior nos ayuda a separar la dinámica del cambio de resistencia dentro del dispositivo, contra el elemento pasivo de los contactos que no deben cambiar de resistencia eléctrica bajo los campos magnéticos aplicados.

Sin embargo, esta resistencia residual de los contactos no representa un problema para medir el cambio

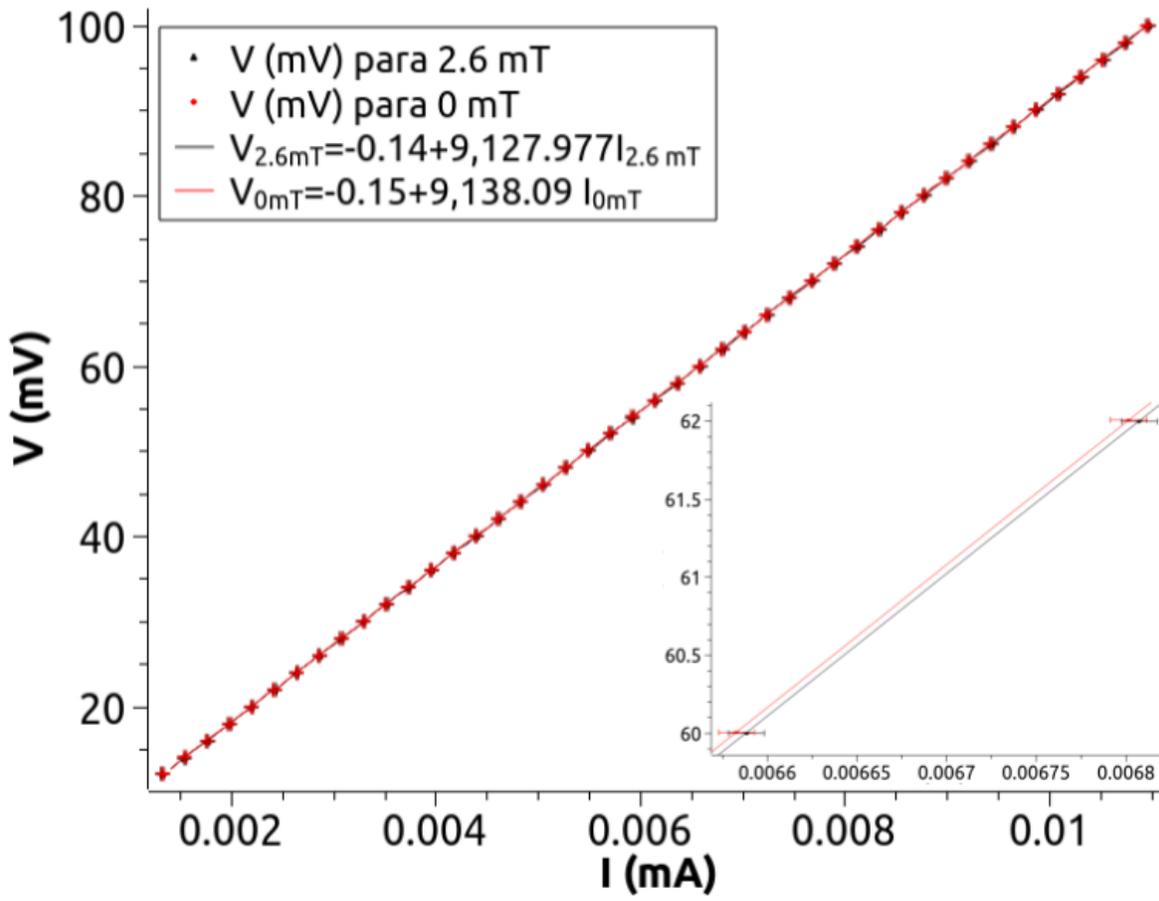


Figura 4.6: Comparativa de pendientes para $B = 0\text{mT}$ y $B = 2.6\text{mT}$ para el cabezal de lectura Seagate ST318404LC.

en resistencia de las capas magnéticas gracias a que los contactos son de naturaleza Óhmica. Esto se puede corroborar observando la linealidad de las curvas IV de este cabezal de lectura para cada uno de los campos magnéticos. Esta linealidad se ve traducida en una incertidumbre pequeña en la medida de la resistencia del cabezal de lectura para cada campo magnético.

A continuación, en la gráfica 4.7 se muestra la resistencia eléctrica medida como se explicó arriba, para cada uno de los campos magnéticos aplicados.

En la gráfica 4.7 se puede apreciar el cambio en la resistencia como función del campo magnético aplicado, para campos magnéticos positivos y negativos. Los puntos de datos son más grandes que la incertidumbre en la medida, así que se omitieron las barras de incertidumbre para tener mayor claridad visual. Se aprecia claramente la geometría de válvula de espín, ya que para campos magnéticos negativos la capa con magnetización libre tiene magnetización antiparalela con la capa con magnetización fija, y por lo tanto el sistema se mantiene casi fijo en un estado de alta resistencia. Por otro lado, cuando se aplican campos magnéticos positivos la magnetización de la capa libre se puede mover a ser paralela a la magnetización de la capa fija por lo que la resistencia del sistema baja. Se registra un descenso máximo de $\Delta R_{Max} = 9.93 \pm 0.02 \Omega$, correspondiente al $0.11\%R_0$. Este cambio minúsculo en la resistencia medido es detectable gracias a la precisión del instrumento Keithley 2401 utilizado, gracias a la resolución del instrumento de medición y a que la línea recta de mejor ajuste pasa dentro de las barras de incertidumbre de la medida de I vs V (el dispositivo es Óhmico). Éste cambio medido es de la misma magnitud que los cambios de resistencia medidos en estudios previos [38].

4.2.3. Caracterización SEM de cabezal de lectura Seagate ST318404LC:

La técnica de microscopía electrónica de barrido se utilizó para caracterizar la cabeza de lectura de disco duro usada en el experimento de magnetorresistencia gigante, ya que no se sabía en principio la composición química de este dispositivo (a diferencia de la punta Hall de InAs).

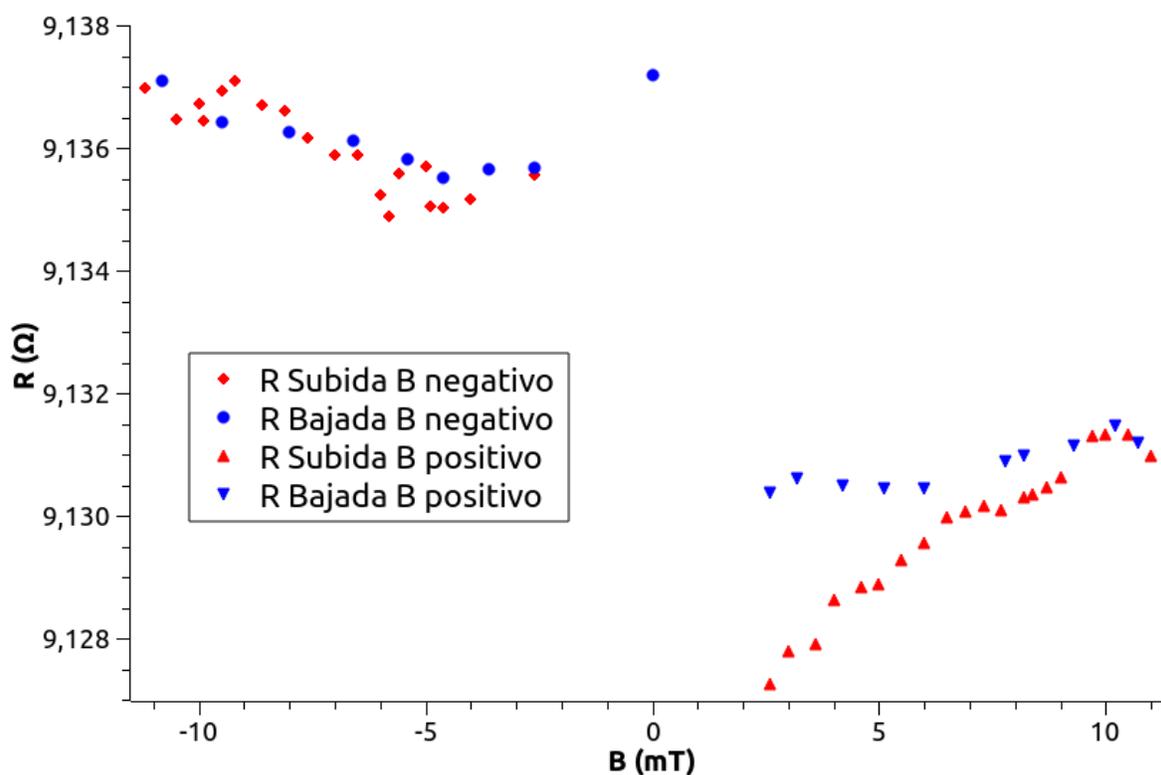


Figura 4.7: Cambio de la resistencia como función del campo magnético aplicado, para el cabezal de lectura Seagate ST318404LC. El tamaño de los puntos es más grande que la incertidumbre de la medición (las barras de incertidumbre quedaban dentro del punto de datos).

Se utilizó un microscopio electrónico Jeol 5600 LV, con el cual se obtuvo una micrografía (fotografía) mediante la técnica SEM (microscopía electrónica de barrido), y se realizó caracterización elemental mediante la técnica EDX (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy). En ésta técnica, se hacen incidir electrones enfocados sobre la muestra. Para crear una imagen, el haz de electrones es barrido sobre la muestra y se detectan los electrones que rebotan de manera inelástica sobre la muestra y son reflejados hacia el detector (llamados en éste caso electrones secundarios). Por otro lado, para la determinación elemental (EDS) se detectan rayos X que son emitidos por la muestra al interactuar con los electrones emitidos. La longitud de onda de los rayos X que son emitidos permite determinar los elementos químicos presentes.

Cuando un electrón del haz colisiona con un átomo, el electrón externo puede ionizar al átomo sacando de su orbital a uno de los electrones internos (con nivel de energía de número cuántico principal $n = 1$). Cuando uno de los otros electrones del átomo con $n = 2$ cae al nivel vacante con $n = 1$, la diferencia de energía entre los niveles con $n = 2$ y $n = 1$ es emitida en forma de rayos x denominados K- α , cuya longitud de onda es característica de cada elemento, y puede funcionar para determinar la composición elemental de una muestra desconocida. La intensidad de cada uno de los picos presentes en una muestra de composición desconocida dividida entre la intensidad obtenida para una muestra conocida de composición elemental pura, se denomina *k-ratio* [45].

Las correcciones ZAF son cálculos que se realizan para, basado en la intensidad K- α medida para cada uno de los elementos químicos detectados en la muestra, poder determinar la proporción de cada uno de los elementos que componen la muestra desconocida. Estas correcciones se calculan de acuerdo a modelos previamente estudiados de los efectos que tienen la composición química (número atómico Z), la absorción A de la muestra, y la fluorescencia interna de la muestra F [45].

El número atómico Z de los átomos en la muestra influye principalmente de dos maneras: a través de que elementos más pesados tienen una mayor sección eficaz de colisión S mayor que elementos ligeros (es más probable que los electrones del microscopio interactúen con estos elementos más pesados), y al mismo tiempo los elementos más pesados tienden a dispersar los electrones incidentes de manera más eficaz en colisiones elásticas que hacen que los electrones se salgan de la muestra. Lo anterior conlleva a que menos electrones

Elemento:	Proporción k (calculada)	ZAF	Porcentaje atómico	Porcentaje en peso por elemento	Error porcentual en peso (1 - Sigma)	Número de cationes
C -K	0.0076	2.802	5.86	2.12	±0.15	7.758
O -K	0.0227	3.837	18.12	8.72	±0.26	—
Al -K	0.2127	1.215	31.83	25.84	±0.18	42.159
Ti - K	0.59	1.067	43.71	62.98	±0.70	57.882
Mg - K	0.0026	1.340	0.48	0.35	±0.04	0.63
Total			100.00	100.00		108.43

Tabla 4.1: Caracterización elemental del cabezal de lectura Seagate ST318404LC mediante SEM. Se muestra la composición elemental porcentual de la superficie del cabezal (1 micra de profundidad máxima de medición). Corregido mediante factores ZAF, voltaje de aceleración = 10kV, ángulo de despegue = 28.04°, 4 iteraciones. El número de cationes estimado está basado en considerar 24 átomos de oxígeno.

están disponibles para ionizar los átomos y generar rayos x [45].

La absorción influye en la medida en la que se cumple la ley de Beer-Lambert, que dice que la intensidad de la luz decrece exponencialmente con la distancia de la longitud de penetración (i.e. $I(d) \approx I_0 \exp(-\mu d)$). De este modo, las señales de elementos que se encuentren a una profundidad mayor de la superficie serán más tenues que las de los elementos a una profundidad menor, más cerca de la superficie, ya que los rayos x que emiten son absorbidos por el material. Por último, la corrección por fluorescencia ocurre ya que la energía de las líneas de emisión de algunos elementos son mayores que la energía de ionización de otros elementos, por lo que luz que haya sido emitida por un elemento puede ser absorbida y reemitida por otro, cambiando su longitud de onda a través del fenómeno de fluorescencia. Esto podría hacer parece que haya mayor concentración del segundo elemento y menor del primero que lo que realmente es el caso [45].

Para corregir los errores delimitados arriba en cuestión de número atómico Z, absorción A y fluorescencia F, se emplea un método iterativo en el que primero se aproxima la concentración C de cada elemento mediante el K-ratio ($C_0 = k$), y se calcula el factor de corrección ZAF_1 para esa composición. Después se vuelve a calcular la concentración multiplicando el factor de corrección por el K-ratio ($C_2 = k * ZAF_1$). Dada esta segunda composición calculada, se vuelve a calcular el factor de corrección ZAF_2 , y se calcula de nuevo la composición elemental de la muestra. Se repite el procedimiento de calcular la composición y el factor de corrección hasta que la sucesión de concentraciones converge, formalmente: $C_n = C_{n+1}$ [45].

Se caracterizó el cabezal del disco duro Seagate ST318404LC mediante la técnica SEM (Scanning Electron Microscopy), obteniendo los resultados mostrados en la tabla 4.1, y discutidos a continuación.

Se determina que el cabezal está mayormente compuesto de Titanio (Ti, $62.98 \pm 0.70\%$ en peso), y Aluminio (Al, $25.84 \pm 0.18\%$ en peso), con trazas de Magnesio (Mg, $0.35 \pm 0.04\%$ en peso). También se encuentran trazas de Carbón (C, $2.12 \pm 0.15\%$ en peso), y Oxígeno (O, $8.72 \pm 0.26\%$ en peso), pero estas trazas se atribuyen a contaminación superficial, y oxidación de las superficies de metal expuestas. Todas estas medidas tienen una profundidad aproximada de una micra. Graficando en la figura 4.8:

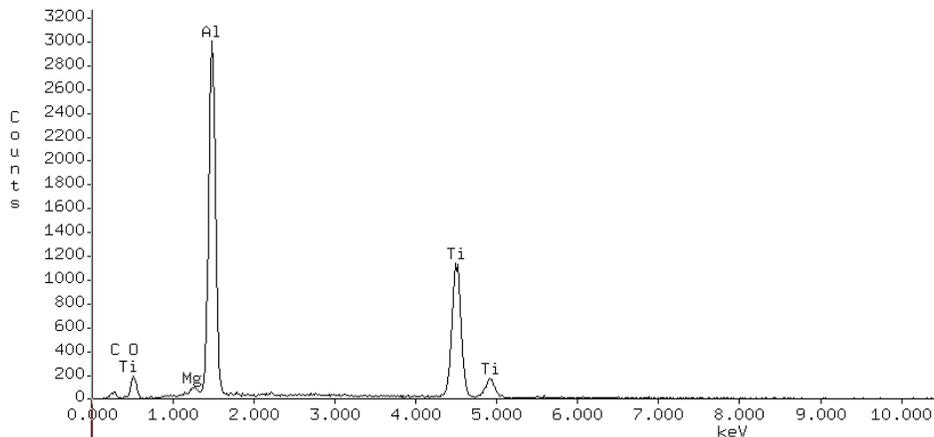


Figura 4.8: Caracterización elemental del cabezal de lectura Seagate ST318404LC mediante SEM, graficando picos de intensidad medida. Profundidad máxima de medición: 1 micra. Fuera del rango mostrado y hasta 15000 keV, la señal era nula (no mostraba picos).

En la figura 4.8 se muestra el resultado de los picos de intensidad medida mediante SEM del cabezal de lectura Seagate.

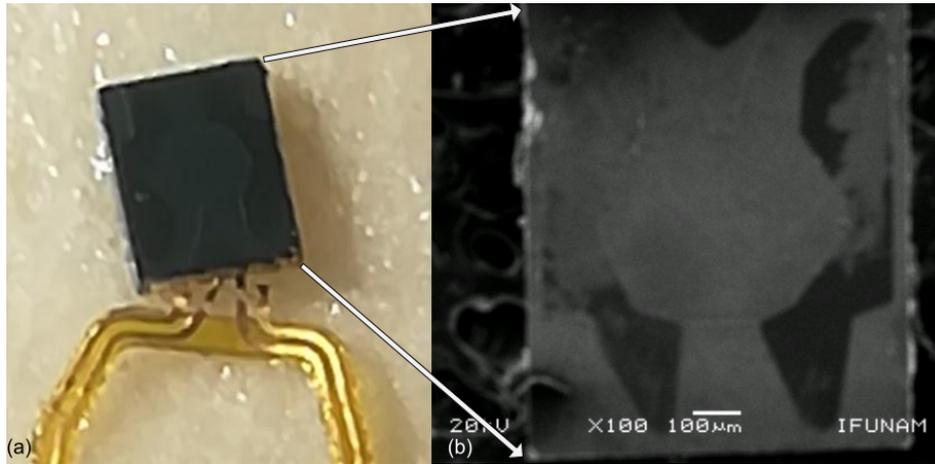


Figura 4.9: Fotografía del cabezal de lectura Seagate ST318404LC mediante técnicas ópticas panel (a), y SEM en el panel (b), 100x.

En la figura 4.9 se muestra una fotografía del cabezal de lectura Seagate mediante SEM. Magnificación de 100x.

4.3. Conclusiones parciales

En el caso del disco duro Maxtor, se midió un cambio máximo de $\Delta R = -0.7\Omega$, correspondiente a un $-1.4\%R_0$, con $|\mathbf{B}| = 10mT$. Mientras tanto, en el disco duro Seagate, se midió un cambio de resistencia de $\Delta R = -0.7\Omega$, correspondiente a un $-1.5\%R_0$, con $|\mathbf{B}| = 21.9mT$ al medir de manera manual. Midiendo de manera automatizada con el Keithley 2401, se obtuvo un cambio $\Delta R_{Max} = 9.93\Omega$, correspondiente al $0.11\%R_0$. En los tres casos se corroboró que el dispositivo es Óhmico al tener linealidad en las relaciones I vs V medidas. Del análisis SEM que se realizó al cabezal Seagate, se concluye que el cabezal está mayormente compuesto de Titanio (Ti, $62.98 \pm 0.70\%$ en peso), y Aluminio (Al, $25.84 \pm 0.18\%$ en peso), con trazas de Magnesio (Mg, $0.35 \pm 0.04\%$ en peso) a una micra de profundidad máxima de la superficie.

4.3.1. Trabajo a futuro magnetorresistencia gigante

De manera igual que en el caso de magnetorresistencia ordinaria, se propone investigar el efecto de magnetorresistencia gigante como función del ángulo entre el campo magnético externo y el cabezal de lectura. En este caso sólo se investigó el caso perpendicular ya que es el caso de interés para lectura de discos duros y como sensor. Sin embargo, al variar el ángulo θ del campo magnético externo con respecto al cabezal, se espera que la magnetización de la capa libre siga la dirección del campo magnético externo. De este modo, en analogía con la polarización de la luz, se espera que la magnitud del efecto de magnetorresistencia gigante tenga una modulación tipo $\cos^2(\theta)$ con respecto al ángulo entre la magnetización de la capa con magnetización fija y el campo magnético externo aplicado (el cual determina la magnetización de la capa libre), ya que el espín del electrón hará que se disperse al interactuar con un dominio ferromagnético de manera análoga a la luz polarizada al interactuar con un polarizador. De ésta manera, el efecto esperado en la magnetorresistencia gigante del dispositivo es análogo a la ley de Malus de la óptica.

En un proyecto más ambicioso dentro de esta misma línea de investigación, se propone construir y caracterizar un dispositivo de magnetorresistencia gigante fabricado dentro de la UNAM. Más detalles de una propuesta en este sentido se dan después de las conclusiones generales finales del trabajo.

Conclusiones

Los dos experimentos que se presentan en este trabajo presentan una base para introducir a los alumnos al campo de la espintrónica en el último semestre de la licenciatura de física. Con estos experimentos los alumnos pueden comprender más a fondo los efectos cuánticos de los electrones en la interfaz entre dos medios, uno ferromagnético y uno no magnético. El experimento de la magnetorresistencia ordinaria (MRO) tiene como principal ventaja que todo el equipo necesario se encuentra en el Laboratorio de Contemporánea. Cabe resaltar en este punto que el electroimán que se encuentra en el Laboratorio de Electromagnetismo no es lo suficientemente potente para hacer este experimento, sin embargo el Laboratorio de Contemporánea si cuenta ya con un electroimán lo suficientemente potente que genera un campo de 500 mT. Usando este electroimán CENCO se consiguió medir los efectos de magnetorresistencia ordinaria (MRO) en una punta Hall de InAs. Los efectos de magnetorresistencia gigante (MRG) en una cabeza de disco duro comercial se logró medir con un electroimán CENCO menos potente que llega a 80 mT.

En el caso de la MRO, se consiguió un cambio porcentual máximo del 17.4% de R_0 con un campo magnético aplicado de $B = 400$ mT, correspondiente a 0.64Ω . Se corroboró que para tres campos magnéticos fijos de órdenes de magnitud distintos ($B = 3$ mT, $B = 24$ mT, $B = 200$ mT), la resistencia sigue la ley de Ohm ya que las curvas IV son lineales. Se corroboró que los portadores de carga mayoritarios son negativos, y $R_H = 1.26 \pm 0.02 \Omega mT^{-1}$. Este efecto de magnetorresistencia ordinaria se puede utilizar para medir campos magnéticos grandes ($B \geq 100$ mT), en los cuales el efecto Hall resulta impreciso ya que la magnitud del voltaje Hall depende de la corriente de control, la cual a su vez depende de la resistencia de la placa, y ésta está siendo modificada por acción del campo magnético. Así, si campos magnéticos grandes son medidos puramente midiendo el voltaje de Hall, este efecto de segundo orden puede ser una fuente de incertidumbre en la medición. Para calibrar la medición de campos magnéticos grandes, será óptimo medir simultáneamente el voltaje de Hall y el efecto de magnetorresistencia.

En el caso de la MRG, se midió un cambio en la resistencia máximo de $\Delta R = -0.7\Omega$, correspondiente a un $-1.4\%R_0$, utilizando un campo magnético de $B = 10$ mT al medir a mano. Midiendo de manera automatizada con el Keithley 2401, se obtuvo un cambio $\Delta R_{Max} = 9.93\Omega$, correspondiente al $0.11\%R_0$. En este caso, se corroboró que el dispositivo es Óhmico en todos los campos magnéticos probados, ya que para $|I| \in (1, 2)$ mA las curvas IV son lineales. Los resultados obtenidos en éste caso de magnetorresistencia gigante se corroboran con los resultados reportados en la literatura, siendo el cambio de resistencia a temperatura ambiente 1.5% para [3]. (Se pueden conseguir cambios de resistencia de más del 80% a temperaturas criogénicas [2], pero a temperatura ambiente un cambio del orden de menos de 2% es la magnitud típica [25]). Se caracterizó una de las dos cabezas de lectura utilizadas mediante la técnica SEM, concluyendo que el cabezal está mayormente compuesto de Titanio (Ti, $62.98 \pm 0.70\%$ en peso), y Aluminio (Al, $25.84 \pm 0.18\%$ en peso), con trazas de Magnesio (Mg, $0.35 \pm 0.04\%$ en peso) a un máximo de una micra de profundidad de la superficie.

El medir el efecto de magnetorresistencia gigante permite a los estudiantes observar un fenómeno de mecánica cuántica en estado sólido con aplicaciones tecnológicas bien conocidas, lo cual les permite una entrada para ahondar en el estudio de estos sistemas además de tener una aplicación práctica y concreta del principio del espín del electrón.

5.1. Trabajo a futuro

Se propone construir y caracterizar un dispositivo que utiliza de manera simultánea el efecto Hall y el efecto de magnetorresistencia gigante. El dispositivo propuesto se muestra esquemáticamente en la figura 5.1.

En la figura 5.1 se propone construir un dispositivo con dos dominios ferromagnéticos de Permalloy o LSMO, que están separados por un espacio del orden de magnitud de una micra, y conectados eléctricamente por una hoja de grafeno. El Permalloy es una aleación de hierro con níquel, que tiene propiedades ferromagnéticas, y de polarización de espín adecuadas para realizar un experimento de éste tipo. El LSMO es una cerámica perovskita compuesta de Lantano, Estroncio y óxido de Manganeso (Mn), que resulta ser un semi-metal, lo cual significa que para la componente de espín paralelo a su magnetización la banda de conducción está completamente llena (llamada también banda completa, o banda cerrada, ya que no admite portadores de carga adicionales), mientras que la banda de conducción para proyección de espín antiparalela a su magnetización está parcialmente vacía. De este modo, el LSMO puede conducir portadores de carga con espín antiparalelo con su magnetización, pero no puede conducir portadores de carga con espín paralelo con su magnetización. A lo anterior se le llama un filtro de espín, y a la corriente eléctrica que resulta se le llama corriente espín-polarizada.

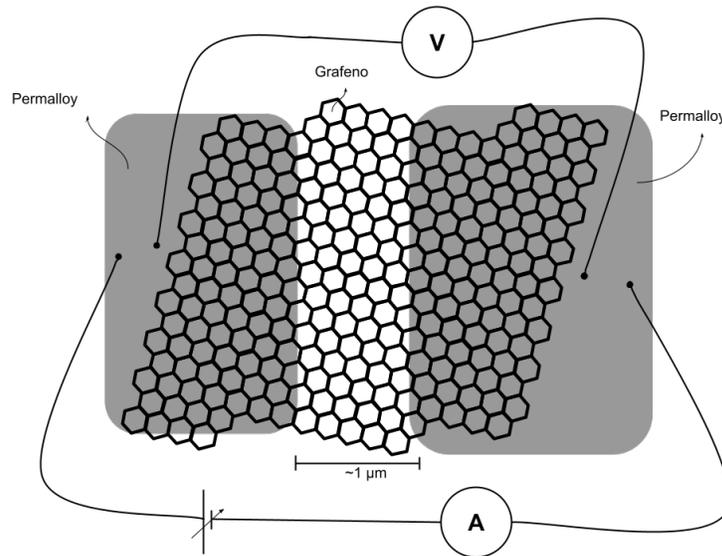


Figura 5.1: Diagrama del dispositivo propuesto para construir y caracterizar un dispositivo que utiliza el efecto Hall, y la magnetorresistencia gigante de manera simultánea. Funcionaría como sensor de campos magnéticos externos, que al cambiar la magnetización relativa de diferentes dominios ferromagnéticos del sistema modifican la resistencia eléctrica del dispositivo.

El LSMO tiene el punto de Curie cerca de los $100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

El grafeno resulta ser un buen conductor de corrientes espín-polarizadas, ya que puede conservar las propiedades del espín de los portadores que transporta a través de distancias mesoscópicas (en este caso, del orden de micras). Por este motivo, se propone usarlo para transportar la corriente espín polarizada de un electrodo al otro. Se propone que uno de los dominios ferromagnéticos sea más pequeño que el otro, para que pueda cambiar de magnetización con más facilidad uno que el otro. De esta manera, se podría obtener un sistema biestable en magnetización en un intervalo de campos magnéticos aproximadamente entre $B \in (10, 100)\text{mT}$, dependiendo de las características geométricas del sistema fabricado. De la misma manera que un termómetro mide la temperatura reportando su propia temperatura [46], este sistema podría medir un campo magnético externo a través de reportar un cambio en su propia magnetización.

Al medir la caída de potencial a través del conector de grafeno entre los dos dominios ferromagnéticos, este dispositivo funciona de manera simultánea mediante los efectos de magnetorresistencia gigante, y el efecto Hall. El efecto Hall será inducido por el campo magnético correspondiente a la magnetización de los dos dominios ferromagnéticos, en contacto con el listón de grafeno. De esta manera, el dispositivo puede ser útil como un sensor de campos magnéticos, pero no como una medición precisa del efecto Hall o del efecto de magnetorresistencia gigante por separado (se observarían ambos efectos juntos simultáneamente, sin separarlos.).

Dos cuestiones experimentales importantes todavía sin resolver son cuál sustrato se debería utilizar para construir este dispositivo (un portaobjetos de vidrio, silicio, zafiro), y si el grafeno debería estar dopado (por ejemplo con una cubierta de pmma) o no.

Muestras de grafeno hay disponibles en el taller de óptica láser. Un blanco de permalloy para realizar erosión catódica llegó al laboratorio en Abril 2020, por lo que ahora se cuenta con los materiales necesarios para realizar el experimento propuesto.

Bibliografía

- [1] Mark Johnson y R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Physical Review Letters*, 55(17):1790–1793, Octubre 1985.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, y J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21):2472–2475, Noviembre 1988.
- [3] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, y W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7):4828–4830, Marzo 1989.
- [4] O. Gomonay, T. Jungwirth, y J. Sinova. Concepts of antiferromagnetic spintronics. *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters*, 11(4):1700022, Abril 2017.
- [5] Sebastiaan van Dijken, Xin Jiang, y Stuart S. P. Parkin. Room temperature operation of a high output current magnetic tunnel transistor. *Applied Physics Letters*, 80(18):3364–3366, Mayo 2002.
- [6] Paulo E. Faria Junior, Gaofeng Xu, Jeongsu Lee, Nils C. Gerhardt, Guilherme M. Sipahi, y Igor Žutić. Toward high-frequency operation of spin lasers. *Physical Review B*, 92(7):075311, Agosto 2015.
- [7] M. Holub, J. Shin, D. Saha, y P. Bhattacharya. Electrical Spin Injection and Threshold Reduction in a Semiconductor Laser. *Physical Review Letters*, 98(14):146603, Abril 2007.
- [8] F. Zhao, A. Balocchi, A. Kunold, J. Carrey, H. Carrère, T. Amand, N. Ben Abdallah, J. C. Harmand, y X. Marie. Spin-dependent photoconductivity in nonmagnetic semiconductors at room temperature. *Applied Physics Letters*, 95(24):241104, Diciembre 2009.
- [9] Albert Fert, Vincent Cros, y João Sampaio. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8(3):152–156, Marzo 2013.
- [10] Michael N Leuenberger y Daniel Loss. Spintronics and quantum computing: switching mechanisms for qubits. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10(1-3):452–457, Mayo 2001.
- [11] E. H. Hall. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Mathematics*, vol. 2, núm. 3, 1879.
- [12] Herbert B. Callen y Herbert B. Callen. *Thermodynamics and an introduction to thermostatistics*. Wiley, New York, 2nd ed edición, 1985.
- [13] Michel Le Bellac, Fabrice Mortessagne, y G. George Batrouni. *Equilibrium and non-equilibrium statistical thermodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK ; New York, 2004.
- [14] Neil W. Ashcroft y N. David Mermin. *Solid state physics*. Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976.
- [15] Steven H. Simon. *The Oxford solid state basics*. Oxford University Press, Oxford, primera edición, 2013. OCLC: ocn853504907.
- [16] David J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Prentice Hall. New Jersey, 1999.
- [17] Matthew J. Moelter, James Evans, Greg Elliott, y Martin Jackson. Electric potential in the classical Hall effect: An unusual boundary-value problem. *American Journal of Physics*, 66(8):668–677, Agosto 1998.
- [18] Hervé Fanet Mathieu, Henry. *Física de Semiconductores y Componentes Electrónicos*. Dirección General de Publicaciones y Fomento Editorial, 2013.
- [19] A. B. Pippard. *Magnetoresistance in metals*. Cambridge University Press, 1989.
- [20] Sadao Adachi. Indium Arsenide (InAs). In *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors*, p. 257–267. Springer US, Boston, MA, 1999.

- [21] James R. Chelikowsky y Marvin L. Cohen. Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. *Physical Review B*, 14(2):556–582, Julio 1976.
- [22] Cenco. *P2100 Passive Probe operation manual*. Cenco No. 080401.
- [23] Jenő. Sólyom. *Fundamentals of the Physics of Solids. Vol. 2: Electronic Properties*. Springer, 2009.
- [24] Michael P. Marder. *Condensed matter physics*. Wiley, Hoboken, N.J, 2nd edición, 2010.
- [25] E. Tsymbal y I. Zutic. *Handbook of spin transport and magnetism*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2012.
- [26] Bernard Bailey. Patterson, James. *Solid-State Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [27] Jun John Sakurai. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley. Reading, Mass., 1994.
- [28] The Editors of Encyclopaedia. Britannica. "magneton". *Encyclopedia Britannica*, 16 Sep. 2019.
- [29] NIST. Fundamental physical constants, bohr magneton. *CODATA*, 2018.
- [30] Allan Franklin y Slobodan Perovic. Experiment in physics. In Edward N. Zalta, editor, *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*. Metaphysics Research Lab, Stanford University, 2019.
- [31] Nouredine Zeittili. *Quantum Mechanics: Concepts and Applications 2nd Edition*. Wiley, 2009.
- [32] Carl R. Nave. Electron spin, stern gerlach experiment. *Hyperphysics*, 2016.
- [33] John S. Townsend. *A Modern Approach to Quantum Mechanics 2nd Edition*. University Science Books, 2012.
- [34] I. Campbell. A. A. Fert. Transport properties of ferromagnetic transition metals. *Journal de Physique Colloques*, 1971, 32 (C1).
- [35] I. A. Campbell A. Fert. Electric resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys. 1976.
- [36] Nevill Francis Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proceedings of the Royal Society A*, 1936.
- [37] Harald Ibach y Hans Lüth. *Solid-State Physics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [38] Parkin. Oscillations of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in (111) oriented permalloy/au multilayers. *Phys. Rev. Lett.* 72, 3718, 1994.
- [39] Albert Fert. Giant magnetoresistance. *Scholarpedia*, 6(2):6982, 2011.
- [40] Hernández-González Edna M. Pérez-Lobato Guillermo A. Explicación magneto resistencia gigante (gmr) y cómo funcionan los discos duros, en español. *Youtube, Web*, 29 Abril 2020.
- [41] Steren. *Manual de Instrucciones, MUL-600, Multímetro profesional de lujo con interface para PC. 0115b, Ver. 1.0*.
- [42] BKPrecision. *Instruction Manual 1791 High Current Power Supply*.
- [43] M Levinshtein, S Rumyantsev, y M Shur. *Handbook Series on Semiconductor Parameters: Volume 1: Si, Ge, C (Diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb*, volume 1. WORLD SCIENTIFIC, Noviembre 1996.
- [44] Jeffrey Lindemuth. *Hall effect measurement handbook: a fundamental tool for semiconductor material characterization*. Lake Shore Cryotronics, Abril 2020.
- [45] Ul-Hamid Anwar. *A beginners' guide to scanning electron microscopy*. Springer Science+Business Media, New York, NY, 2018.
- [46] Max Planck. *Treatise on Thermodynamics*. Dover Publications, Berlin, 7a edición, 1910.