



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

**Comportamiento crítico y
fenómenos de magneto
transporte en vidrios
metálicos basados en hierro y
cobalto.**

Helver Augusto Giraldo Daza

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física y Química
Manizales, Colombia
2015

Comportamiento crítico y fenómenos de magneto transporte en vidrios metálicos basados en hierro y cobalto

Helver Augusto Giraldo Daza

Tesis de maestría presentada como requisito parcial para optar al
título de:
Magister en Ciencias-Física

Director:
PhD. Andrés Rosales Rivera

Línea de Investigación:
Magnetismo y materiales avanzados

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física y Química
Manizales, Colombia
2015

A mis padres: Luz Mery Daza y Abel Antonio Giraldo; a mis hermanos: Mónica Andrea, Luz Adriana y Wilson Arley, a mi esposa: Yolanda Cardona y a mi hijo Daniel Arturo, a quienes amo con todo mi corazón y estuvieron siempre presentes apoyándome en todo este proceso de formación.

Agradecimientos

Deseo expresar mis más sinceros agradecimientos a todas aquellas personas e instituciones que hicieron posible la culminación de mis estudios de maestría. En primer lugar, agradezco a Dios por haber tenido la oportunidad de iniciar y finalizar satisfactoriamente mi posgrado. Infinitas gracias doy a mis padres y hermanos, quienes con su amor y apoyo constante, estuvieron siempre a mi lado, aportando de todas las maneras posibles a mi proceso de formación académica, desde pregrado hasta culminar los estudios de maestría.

A mi esposa Yolanda, quien ha sido mi compañera permanente durante todos estos años, y quien me brinda todos los días su amor y ternura, y sobre todo, quien me ha dado el mayor regalo de mi vida: mi hijo Daniel Arturo. Gracias por ser mi motivación diaria.

A todos mis compañeros y amigos del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia: Juanita Hincapié, Jessica Paola López, Andrea Valencia, Abilo Andrés Velázquez, Nicolás Antonio Salazar, Diego Fernando Gómez, Juan Fernando Jaramillo, Jorge Andrés Chavarría, Juan Carlos Hernández, Jhon Jaither Melo, Santiago Emilio Calvo, Iván Gerardo Cely Orjuela y Roberto Bernal, quienes de una u otra manera han contribuido enormemente al trabajo académico e investigativo para dar feliz término a mi tesis de maestría.

De igual manera, agradezco a la Dirección de Investigaciones de Manizales DIMA, de la Universidad Nacional de Colombia, por su apoyo económico al proyecto de investigación "Propiedades Magnéticas y de Magneto-transporte de aleaciones magnéticamente blandas", el cual está estrechamente relacionado esta tesis de Maestría.

A la Universidad Nacional de Colombia, por brindarme la formación profesional y la primera experiencia laboral como docente de laboratorios durante mi proceso de formación de posgrado.

También quiero expresar mis agradecimientos a la Universidad de Manizales, por la oportunidad de continuar con mi experiencia laboral como docente e investigador, en especial al profesor Alejandro Cardona quien creyó en mí y me brindó su apoyo.

Finalmente, quiero agradecer de manera muy especial al Doctor Andrés Rosales Rivera, director de mi tesis de maestría, a quien debo todos los conocimientos adquiridos a nivel académico e investigativo,

parte fundamental de este proceso de formación. El profesor Andrés, ha aportado a mi vida, no solo sus conocimientos teóricos y métodos experimentales, sino un sinnúmero de herramientas y consejos muy valiosos para desempeñarme como un verdadero profesional en todo sentido, por ello reitero mis más sinceros agradecimientos al Doctor, maestro y amigo: Andrés Rosales Rivera.

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio del comportamiento crítico y fenómenos de magneto-transporte de tres vidrios metálicos basados en hierro y cobalto, a saber, $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$. Estos vidrios metálicos fueron preparados por la técnica de Melt Spinning. Las propiedades magneto-eléctricas, fueron estudiadas por la técnica de efecto Hall DC y la técnica de Magneto impedancia. Las propiedades magnéticas se estudiaron por la técnica de Magnetometría de Muestra Vibrante (VSM). Las medidas de efecto Hall DC se realizaron a temperatura ambiente variando campo magnético DC desde 10 kOe a + 10kOe y para diferentes corrientes DC en un rango de 10mA - 50mA. La magneto-impedancia de las muestras se estudió a temperatura ambiente utilizando un analizador de impedancia de precisión para un rango de campo magnético externo de -74 Oe a +74 Oe y para diferentes frecuencias en el rango de 1MHz-30MHz. La magnetización como función de temperatura de cada muestra fue medida en un rango de 300K - 950K usando un magnetómetro de muestra vibrante (VSM-Versa-Labb by Quantum Design) a un campo magnético (H) externo fijo en un rango de 0 a 30kOe.

A partir de las medidas de magnetización vs temperatura (M vs. T), se determinaron los exponentes críticos para magnetización a campo cero (β), isothermas críticas (δ) y temperaturas críticas. El valor experimental obtenido para β en la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ es 0.341 ± 0.008 , para muestra de $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ es 0.338 ± 0.006 . Este resultado podría indicar que la clase de universalidad para estas dos muestras podría corresponder al modelo de Ising. Por otra parte, se encontró un valor de $\beta=0.399 \pm 0.014$ para la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ el cual es mayor al valor predicho teóricamente para la clase de universalidad 3-D de Heisenberg y tiene un valor de 0.3645 según la referencia (J.C & J., 1980). Se analizaron los posibles mecanismos que conducen a tales clases de universalidad, incluyendo la interacción espín-orbita, anisotropías de forma, entre otros. Los experimentos de efecto Hall DC indican que la contribución Hall extraordinaria decrece más rápidamente en $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ que en $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.

Palabras clave: exponentes críticos, vidrios metálicos, temperatura crítica, efecto Hall, magneto-impedancia gigante, VSM, transiciones ferro-magnéticas.

Abstract

Critical Behavior and magneto-transport phenomena of three metallic glasses based on iron and cobalt.

This thesis presents a study of the critical behavior and magneto-transport phenomena of three metallic glasses based on iron and cobalt, namely $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ and $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ occurs. These metallic glasses were prepared by the technique Melt Spinning. The electrical properties were studied by the technique of DC Hall effect. Similarly, the magnetic properties were studied by the technique of Magneto Impedance and Vibrating Sample magnetometry (VSM). The DC Hall effect measurements were performed at room temperature varying DC magnetic field from -10kOe to $+10\text{kOe}$ and for different DC currents in a range of 10mA - 50mA . For this sample, the Giant Magneto Impedance (GMI) was studied at room temperature using a precision impedance analyzer for external magnetic field range of -74Oe to $+74\text{Oe}$ and for different frequencies in the range 1MHz - 30MHz . The magnetization as a function of temperature for each sample was measured in a range of 300 to 950 K using a vibrating sample magnetometer (VSM-Versa Lab by Quantum Design) to a fixed external magnetic field (H) in a range of 0 to 30kOe .

From measurements of magnetization vs temperature (M vs. T), critical exponents for zero field magnetization (β), critical isotherm (δ) and critical temperatures were determined. The experimental value obtained for $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ was $\beta = 0.341 \pm 0.008$ and for $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ was $\beta = 0.338 \pm 0.008$. This result may indicate that the universality class for these two samples could correspond to the model of Ising. Moreover, a value of $\beta = 0.399 \pm 0.014$ for sample $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ was found; this value is very close to the theoretically predicted value for the kind of universal 3-D Heisenberg and equals 0.3645 according to ref (J.C & J., 1980). The possible mechanisms leading to such universality classes including the spin-orbit interaction, shape anisotropies, direct exchange and itinerant exchange are analyzed. The Hall Effect experiments indicate that the extraordinary Hall contribution decreases more rapidly on $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ as compared to $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.

Keywords: critical exponents, Metallic glasses, critical temperature, Hall Effect, Giant Magneto Impedance (GMI), vibrating sample magnetometer (VSM), Ferromagnetic phase transition.

Contenido

	Pág.
Resumen	VII
Lista de figuras.....	XIII
Lista de tablas.....	XV
Introducción	1
1. Capítulo 1: REVISIÓN TEÓRICA.....	3
1.1 Momento magnético.....	3
1.2 Momento magnético y momento angular.....	4
1.3 Magnetización y campo.....	5
1.4 Materiales diamagnéticos.....	7
1.5 Materiales paramagnéticos.....	7
1.6 Materiales ferromagnéticos.....	7
1.7 Materiales antiferromagnéticos.....	9
1.8 Materiales ferrimagnéticos.....	10
1.9 Vidrios de espín.....	10
1.10 Interacción espín-Orbita.....	11
2. Capítulo 2: TÉCNICAS DE FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN	13
2.1 Método de Melt Spinning para la fabricación de vidrios metálicos.....	13
2.2 Técnica de VSM (Magnetometría de Muestra Vibrante).....	14
2.3 Técnica del efecto Hall DC.....	15
2.4 Magneto-impedancia.....	17
2.4.1 Descripción de la técnica de magneto-impedancia... ..	17
2.4.2 Breve descripción del fenómeno de magneto-impedancia	18
3. Capítulo 3: CONCEPTOS Y TEORÍAS SOBRE EL COMPORTAMIENTO CRÍTICO	21
3.1 Breve revisión conceptual.....	21
3.1.1 Orden y parámetro de orden.....	21
3.2 Modelos simples del magnetismo.....	22
3.2.1 Teoría de Landau del ferromagnetismo.....	22
3.2.2 Modelo de Heisenberg.....	23
3.2.3 Modelo de Ising.....	23
3.3 Exponentes críticos.....	24
3.4 Método para determinar los exponentes críticos.....	24
4. Capítulo 4: RESULTADOS Y DISCUSIÓN	29

4.1	Caracterización magnética: Magnetometría de Muestra Vibrante	30
4.2	Caracterización magneto-eléctrica: Efecto Hall	30
4.3	Caracterización magneto-eléctrica: Magneto-Impedancia ..	30
4.3.1	Magnetometría de muestra vibrante y cálculo de los exponentes críticos β y δ	31
4.3.2	Magneto-Impedancia:	39
5.	Conclusiones y recomendaciones	45
5.1	Conclusiones	45
5.2	Recomendaciones	46
A.	Anexo A: Gráficas de magneto-impedancia gigante sobre las cintas de estudio.....	47
B.	Anexo B: Curvas de histéresis.....	49
C.	Anexo C: Trabajos presentados.....	50
	Bibliografía.....	51

Lista de figuras

	Pág.
Figura 1-1(a): Momento magnético elemental debido a una espira de corriente en sentido anti-horario. (b) Momento magnético elemental debido a una espira de corriente en sentido horario. Construido a partir de (Blundell, 2001, págs. 1-2)	4
Figura 1-2 (a): Orientación de los momentos magnéticos atómicos en ausencia de campo.....	8
Figura 1-3: Curva de histéresis para un material Ferromagnético. (Nebot Pedrós & Medina, 2015)	9
Figura 1-4: Comportamiento antiferromagnético. Construido a partir de (Salazar, 2009, págs. 12-13)	9
Figura 1-5: Comportamiento ferrimagnéticos. Construido a partir de (Salazar, 2009, pág. 12)	10
Figura 1-6 (a): Interacciones anti-ferromagnéticas con los vecinos más cercanos en una red cuadrada. (b) interacciones anti ferromagnéticas con los vecinos más cercanos en una red triangular. (Blundell, 2001)	11
Figura 2-1: representación del efecto Hall. (Ashcroft & Mermin, 1976)	15
Figura 4-1: Comparación de los datos experimentales para las curvas $M(T)$ con respecto a los resultados numéricos usando la ecuación (3.10), (a) muestra de $(Fe_{50}Co_{50})_{75}Si_{15}B_{20}$, (b) $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$ y (c) $Co_{70}Nb_{10}B_{20}$	32
Figura 4-2: (a) β vs. H para la muestra de $(Fe_{50}Co_{50})_{75}Si_{15}B_{20}$. (b) β vs. H para la muestra de $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$. (c) β vs. H para la muestra de $Co_{70}Nb_{10}B_{20}$	34
Figura 4-3: Curvas de histéresis para campos axiales y transversales. (a) Muestra de $(Fe_{50}Co_{50})_{75}Si_{15}B_{20}$, (b) muestra de $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$ y (c) muestra $Co_{70}Nb_{10}B_{20}$	37
Figura 4-4: Comparación de resistividad en función del campo aplicado para las tres muestras de estudio.	38
Figura 4-5: Comparación de medidas de magneto-impedancia para las tres muestras a 5MHz a una amplitud de 10mV RMS.	41
Figura 4-6: Resultados de magneto-impedancia para la cinta $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$	41

Figura 4-7: resultados de magneto-impedancia para la cinta (Fe ₅₀ Co ₅₀) ₇₅ Si ₁₅ B ₂₀	42
Figura 4-8: resultados de magneto-impedancia para la cinta Co ₇₀ Nb ₁₀ B ₂₀	42

Lista de tablas

	Pág.
Tabla 4-1: Exponentes críticos β y η para las tres muestras de estudio	35

Introducción

En este trabajo se presenta un estudio de investigación sobre materiales magnéticos denominados vidrios de espín y se utilizan técnicas de caracterización eléctrica y magnética con el propósito de estudiar estos materiales, con miras a que en un futuro se le den algunas aplicaciones tecnológicas gracias a este tipo de investigaciones.

Los vidrios metálicos tales como cintas amorfas basadas en hierro y cobalto son un tipo de materiales muy importantes en la física de la materia condensada y en aplicaciones prácticas de magnetismo (Warlimont, 2001). Estos exhiben y comparten propiedades magnéticas blandas, baja coercitividad y baja pérdida de histéresis, aunque pueden diferir con respecto a otras propiedades físicas como magnetostricción y permeabilidad magnética inicial que juegan un papel importante en las propiedades blandas de estos materiales. Sin embargo, la magnetostricción de las aleaciones basadas en hierro es mayor y positiva con respecto a las basadas en cobalto en las cuales es cercana a cero. Otra diferencia importante radica en que la permeabilidad inicial de los vidrios metálicos basados en hierro es mayor comparado con la de los basados en cobalto.

En los últimos años se han observado varios fenómenos en este tipo de materiales, en los cuales las propiedades eléctricas y de magneto-transporte junto con las propiedades magnéticas blandas juegan un papel muy importante. Entre estos fenómenos se encuentra la magneto-impedancia gigante (GMI) (Rosales-Rivera, Valencia, & Pineda-Gomez, 2007), el efecto Hall (Quintero, 2011) y la respuesta magneto-calórica (B. Schwarz, N. Mattern, Q. Luo, & J. Eckert, 2012) bajo la aplicación de un campo magnético. Estos efectos junto con el comportamiento magnético blando conllevan a posibles aplicaciones tecnológicas como energía magnética de alto rendimiento. Además, la mayoría de trabajos de investigación en estos materiales se ha enfocado en sus propiedades eléctricas, magnéticas y térmicas, al igual que en la cinética de cristalización y estado estructural.

Sin embargo, hay una escasez de conocimientos sobre otras características físicas importantes de estos materiales tales como la temperatura de Curie (T_c) y el comportamiento crítico magnético. En especial, la determinación de la temperatura crítica de Curie en materiales ferrimagnéticos es una característica clave para determinar posibles aplicaciones de estos materiales. Así mismo, el

comportamiento crítico magnético es básico en el estudio de la materia condensada.

El propósito principal de la presente tesis de maestría es describir el comportamiento magnético crítico, el efecto Hall y magneto-impedancia en tres vidrios metálicos diferentes: $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_5\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Mediante el estudio magneto y eléctrico de estos materiales se encontró que existen algunas diferencias claras de las muestras $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_5\text{B}_{20}$ con respecto a la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Para las dos primeras muestras se encontró que posiblemente la clase de universalidad corresponde al modelo de Ising, mientras que para esta última muestra al parecer el tipo de universalidad corresponde al modelo de Heisenberg. Los experimentos de Efecto Hall indican que la contribución extraordinaria Hall en $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ decrece más rápidamente comparado con las muestras $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_5\text{B}_{20}$. En consecuencia, el efecto de las interacciones spin-orbita sobre los exponentes críticos en la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ está menos marcado que en las muestras de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_5\text{B}_{20}$ tal vez siendo más marcado en la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.

Finalmente, es importante resaltar que las muestras de estudio fueron fabricadas en el Laboratorio de Sólidos Amorfos de la Universidad de Buenos Aires, Argentina, dirigido por el Dr. Fabio Saccone y a cargo del estudiante de maestría Diego Fernando Gómez Montoya del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia, sede Manizales.

1. Capítulo 1: REVISIÓN TEÓRICA

En este capítulo se presenta una breve descripción teórica del magnetismo en la materia condensada, empezando con un elemento fundamental, el momento magnético, que junto con el espín y diversas interacciones magnéticas, dan lugar a diferentes propiedades de tipo magnético en muchos materiales. También se expondrán diferentes tipos de magnetismo en materiales como diamagnetismo, paramagnetismo, ferromagnetismo, antiferromagnetismo, ferri-magnetismo y vidrios de espín. En la última sección se expondrá la definición de interacción spin-orbita.

1.1 Momento magnético

La física clásica permite hacer una comparación del momento magnético con una espira de corriente. Suponga entonces, que existe una corriente I alrededor de un elemento infinitesimal de área $d\mathbf{A}$ en sentido anti-horario, como se ve en la figura 1-1 (a). La magnitud del vector $d\mathbf{A}$ es igual al área de la espira y su dirección depende del sentido de la corriente que circula por la espira. Para una corriente circulando en el sentido anti-horario, la dirección del vector $d\mathbf{A}$ estará en el eje Z positivo. Si en cambio, la corriente está circulando por la espira en sentido horario, la dirección de $d\mathbf{A}$ estará en el eje Z negativo. Ver figura 1-1 (b).

De acuerdo a lo anterior, el momento magnético se puede definir como el producto de la corriente por la magnitud de $d\mathbf{A}$ y se simboliza con la letra griega μ . (Ver ecuación 1.1).

$$d\mu = I \cdot dA \quad (1.1)$$

Para un elemento finito de área \mathbf{A} , se puede calcular el momento magnético, integrando la ecuación 1.1.

$$\mu = \int d\mu = I \cdot \int dA = I \cdot A \quad (1.2)$$

Figura 1-1(a): Momento magnético elemental debido a una espira de corriente en sentido anti-horario. **(b)** Momento magnético elemental debido a una espira de corriente en sentido horario. Construido a partir de (Blundell, 2001, págs. 1-2)



1.2 Momento magnético y momento angular

Si un electrón está en movimiento orbital alrededor de un átomo y tiene una masa m_e y una carga $-e$, puede asociarse un momento magnético μ a esta partícula, ya que el electrón es una carga en movimiento, y la ecuación (1.2) se cumple. Aquí la corriente debida al electrón es $I = -\frac{e}{\tau}$ y el área de la órbita del electrón es πr^2 . Si además se considera la masa del electrón orbitando alrededor del átomo, también puede asociarse un momento angular L a dicho electrón. Este momento angular se expresa como $r m_e v$, que en el estado fundamental es \hbar . Como hay movimiento orbital de masa al igual que de carga eléctrica, se puede conectar el momento magnético con el momento angular (Blundell, 2001). La relación de estas dos magnitudes se puede escribir de la siguiente manera:

$$\mu = \gamma.L \tag{1.3}$$

La constante γ se denomina relación giro-magnética.

El momento magnético del electrón se puede calcular conocida la corriente $I = -\frac{e}{\tau}$ donde $\tau = 2.\pi.r/v$ y además el momento angular es $r.m_e.v = \hbar$, por lo tanto:

$$\mu = -\frac{e.\hbar}{2.m_e} = -\mu_B \tag{1.4}$$

En la ecuación (1.4) μ_B se denomina magnetón de Bohr y tiene un valor de $9.274 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$. Este valor es el momento magnético del electrón girando alrededor de un átomo.

La relación descrita anteriormente entre el momento magnético y el momento angular, se debe exclusivamente al movimiento orbital de un electrón alrededor del núcleo. En realidad, la situación es más compleja debido a que un electrón posee un momento magnético intrínseco el cual está asociado con un momento angular intrínseco llamado espín. Esta magnitud se denomina así, debido al giro del electrón sobre su propio eje.

Por lo tanto, todos los fenómenos magnéticos son debidos a cargas eléctricas en movimiento, las cuales generan pequeñas corrientes debido a dos movimientos: electrones orbitando alrededor del núcleo y electrones girando sobre su propio eje. A nivel macroscópico, estos lazos de corriente tan pequeños se pueden tratar como dipolos magnéticos que debido a la orientación aleatoria de los átomos, se cancelan entre sí. Solo si existe un campo magnético externo, estos dipolos se pueden alinear para dar un momento magnético neto y de esta manera el material se puede magnetizar (Griffiths, 1999). Dependiendo de la forma como estos momentos magnéticos se puedan alinear con el campo externo, se distinguen diferentes tipos de materiales magnéticos.

1.3 Magnetización y campo

Como ya se dijo, los átomos que constituyen la materia contienen electrones en movimiento, formando espiras microscópicas de corriente, las cuales producen momentos magnéticos individuales debido al movimiento orbital y de espín del electrón. En general, existen materiales que presentan momentos magnéticos permanentes y otros que no.

Cuando se coloca un campo magnético externo a un material, los momentos magnéticos individuales tienden a alinearse con dicho campo en posiciones de mínima energía. En general, el campo magnético de una espira, es proporcional al momento dipolar magnético de la espira. De la misma manera, a nivel microscópico el campo producido por espiras de corrientes debido a los electrones, es proporcional al momento magnético total por unidad de volumen en el material. Esta cantidad se denomina magnetización del material magnético y se simboliza con la letra M . Esta magnetización se expresa como:

$$M = \frac{\mu_{total}}{V} \quad (1.5)$$

Donde μ_{total} representa la magnetización por cuenta de los momentos magnéticos orbital y de espín, V es el volumen del material.

Existe una relación lineal de los campos magnéticos B y H en el espacio libre, la cual se expresa como se ve en la ecuación (1.6)

$$B = \mu_0 H \quad (1.6)$$

Donde μ_0 es la permeabilidad del espacio libre con un valor de $4.\pi.10^{-7}Tm/A$, B y H son los campos magnéticos. En un material magnético la relación anterior es más complicada y estos dos campos pueden ser diferentes en magnitud y dirección (Blundell, 2001).

$$B = \mu_0(H + M) \quad (1.7)$$

En la naturaleza se puede encontrar gran variedad de materiales magnéticos, algunos presentando una relación funcional de linealidad de la magnetización con el campo aplicado, la cual se observa al aplicar un campo magnético H a un material, que presenta magnetización solo mientras el campo esté presente. Este comportamiento existe en los materiales paramagnéticos y diamagnéticos.

Si existe una relación lineal entre la magnetización y el campo externo H, se puede escribir esta relación de la siguiente manera:

$$M = \chi H \quad (1.8)$$

En la ecuación anterior χ se llama susceptibilidad magnética, que se entiende como el momento magnético inducido debido a un campo externo H por unidad de volumen, y es adimensional. En materiales diamagnéticos esta cantidad es muy pequeña y negativa y en materiales paramagnéticos, la susceptibilidad también es pequeña pero positiva.

Puede reescribirse la ecuación (1.7) en términos de la ecuación (1.8) de la siguiente manera:

$$B = \mu_0(1 + \chi).H \quad (1.9)$$

La expresión $(1 + \chi)$ se denomina permeabilidad relativa μ_r y la ecuación (1.9) se expresa como

$$B = \mu_r.\mu_0.H \quad (1.10)$$

La relación anterior muestra que el campo magnético B en cualquier punto del material es mayor en un factor μ_r , el cual es diferente de un material a otro.

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (1.11)$$

No en todos los materiales magnéticos existe una relación lineal de la magnetización con el campo. Los materiales ferromagnéticos, por ejemplo, pueden mantener la magnetización aun si el campo magnético es removido. Estos materiales, incluyendo los diamagnéticos y paramagnéticos se explican a continuación.

1.4 Materiales diamagnéticos

La gran mayoría de los materiales muestran algún grado de diamagnetismo. La característica de estos materiales, es que ellos presentan una susceptibilidad magnética χ negativa y de un valor muy pequeño que esta alrededor de 10^{-6} . En un estado, en el que estos materiales no están sometidos a campos magnéticos externos, todos los momentos atómicos de estos materiales están orientados aleatoriamente y su magnetización en estas condiciones es cero. Si se aplica un campo magnético externo, los momentos magnéticos estarán alineados de manera anti-paralela al campo, lo cual produce un efecto magnético negativo (Salazar, 2009). Por lo tanto, la dirección del campo adicional proveniente de la magnetización del material, se opone siempre al campo aplicado.

1.5 Materiales paramagnéticos

Este tipo de materiales presentan una susceptibilidad magnética positiva, y al igual que en los materiales diamagnéticos, su valor es muy pequeño comparado con materiales ferromagnéticos. Si se aplica un campo magnético externo H a estos materiales, sus momentos magnéticos se pueden alinear de manera paralela al campo aplicado, produciendo una magnetización neta en la misma dirección del campo aplicado. Aunque un incremento del campo magnético tienda a alinear los momentos magnéticos en la dirección de éste, un incremento en la temperatura tendrá el efecto contrario haciendo que los momentos magnéticos estén alineados aleatoriamente y no en la dirección del campo. Por lo tanto la magnetización de una material paramagnético dependerá de la relación que hay entre el campo aplicado y la temperatura a la cual este el material. Esta relación fue propuesta por Pierre Curie (1859-1906) y se escribe como:

$$M = C \frac{H}{T} \quad (1.12)$$

La constante C , se llama constante de Curie en honor a Pierre Curie. A temperatura ambiente la magnetización paramagnética es débil, pero a bajas temperaturas este efecto es mayor, según la ley de Curie.

1.6 Materiales ferromagnéticos

A diferencia de los materiales paramagnéticos, los materiales ferromagnéticos presentan una fuerte "empatía" entre cada dipolo magnético y sus vecinos, los cuales forman regiones donde todos los momentos magnéticos están apuntando en una sola dirección. Aunque cada una de estas regiones contiene millones de momentos magnéticos apuntando en una dirección dada, cada región a su vez, presenta orientaciones aleatorias, con lo cual, el material en todo su

conjunto, no presenta una magnetización fuerte ya que los momentos magnéticos de ciertas regiones se cancelan con otros.

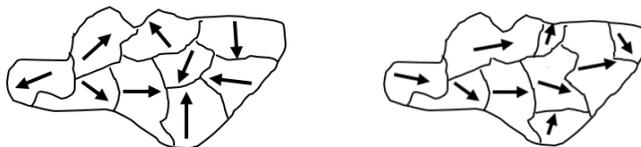
A las regiones donde existen momentos magnéticos, todos apuntando en una sola dirección, se les llama dominios magnéticos. Las fronteras entre estos dominios reciben el nombre de paredes de dominio, (ver figura 1-2(a)).

Si a estos materiales se les aplica un campo magnético H en cierta dirección, muchos de los momentos magnéticos de los átomos tenderán a alinearse con este campo, lo cual produce una magnetización M en el material como se ve en la figura 1-2(b).

El proceso para incrementar estos dominios en dirección del campo externo, se lleva a cabo por orientación de éstos en la dirección del campo y por desplazamiento de las paredes de dominio, haciendo que los dominios magnéticos orientados paralelos al campo crezca y aquellos en otras direcciones, disminuya. A medida que se aumenta el campo magnético externo, la magnetización aumenta progresivamente hasta cierto valor de campo máximo, en donde todos los dominios ya se encuentran alineados de forma paralela con este campo. A partir de este campo máximo la magnetización permanece constante y ya no se incrementa. Al valor de la magnetización en esta condición, se le llama magnetización de saturación y se da para cierto valor de campo máximo externo.

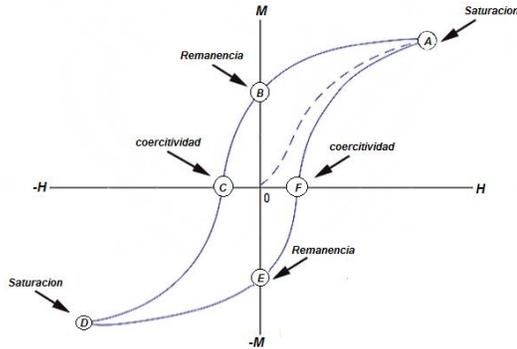
Figura 1-2 (a): Orientación de los momentos magnéticos atómicos en ausencia de campo.

(b) orientación de los momentos magnéticos atómicos en presencia de campo aplicado. Construido a partir de (Blundell, 2001, pág. 132)



Si se elimina el campo magnético externo, una magnetización neta permanece en el material en la dirección inicial del campo externo. Para eliminar esta magnetización, es necesario aplicar un campo en dirección opuesta a la dirección inicial. A este comportamiento se le denomina histéresis, y a las curvas de magnetización versus campo aplicado se les llama curvas de histéresis. La figura 1-3 muestra una curva de histéresis típica de estos materiales.

Figura 1-3: Curva de histéresis para un material Ferromagnético. (Nebot Pedrós & Medina, 2015)



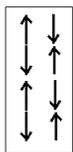
Dentro de este grupo de materiales ferromagnéticos, se encuentra el hierro (Fe), el níquel (Ni), el cobalto (Co) y muchas otras aleaciones que contienen estos elementos.

1.7 Materiales antiferromagnéticos

Otro tipo de materiales magnéticos corresponde a materiales antiferromagnéticos. En estos materiales, la posición más favorable en presencia de campo magnético externo, es tal que, los momentos magnéticos moleculares tienden a alinearse anti-paralelos con sus vecinos más cercanos. Entonces la magnetización molecular que se produce está en direcciones opuestas y la suma total de cada una de las magnetizaciones moleculares se cancela.

Aunque esto solo ocurre para algunas temperaturas, en general y dependiendo de la temperatura a la que estén estos de materiales, la relación entre la susceptibilidad antiferromagnética es una función más compleja de la temperatura.

Figura 1-4: Comportamiento antiferromagnético. Construido a partir de (Salazar, 2009, págs. 12-13)



La relación que hay entre la susceptibilidad para estos materiales y la temperatura obedece a la ley de Curie-Weiss.

$$\chi \propto \frac{1}{T-\theta} \tag{1.13}$$

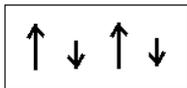
Donde θ es la temperatura de Weiss (Blundell, 2001).

Elementos como el manganeso y el cromo en estado sólido y a temperatura ambiente presentan antiferromagnetismo.

1.8 Materiales ferrimagnéticos

En estos materiales, los momentos magnéticos atómicos se pueden alinear de manera anti-paralela con sus vecinos más cercanos, al igual que lo hacen los materiales antiferromagnéticos, pero en este caso la magnitud de la magnetización molecular de cada uno de los vecinos más cercanos puede ser diferente y por lo tanto la magnetización molecular podría no cancelarse y así el material presentara una magnetización neta. La relación de esta magnetización con la temperatura podría ser muy compleja y la susceptibilidad magnética de los materiales ferrimagnéticos no sigue la ley de Curie-Weiss. Un ejemplo de estos materiales son las ferritas que a temperatura ambiente son materiales ferrimagnéticos.

Figura 1-5: Comportamiento ferrimagnéticos. Construido a partir de (Salazar, 2009, pág. 12)



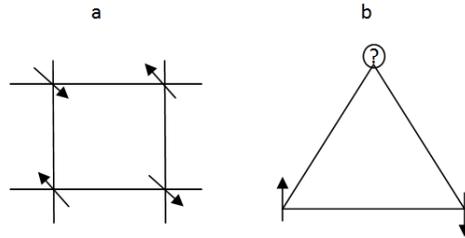
1.9 Vidrios de espín

En algunos materiales, la orientación de sus espines puede ser de tal forma que la configuración de mínima energía es aquella en la que los espines atómicos estén alineados de forma anti-paralela o paralela. Existen materiales en los cuales no es posible satisfacer todas las interacciones para el estado fundamental, por el contrario pueden existir varios estados de mínima energía. En estos casos no todas las orientaciones contribuyen a disminuir la energía del sistema y se dice que dichos sistemas están "frustrados".

Para ilustrar la frustración magnética, se puede imaginar un sistema antiferromagnético, en el cual la configuración de mínima energía es aquella en la cual sus espines están anti-paralelos. En una red cuadrada este requerimiento se puede cumplir fácilmente (Ver Figura 1-6(a)). Si ahora la red es triangular y sobre las esquinas inferiores los espines son anti-paralelos, el tercer espín en la esquina superior (ver Figura 1-6 (b)) estará frustrado y no contribuye a minimizar la energía. El resultado es que no todas las

configuraciones contribuyen a disminuir la energía del sistema (Blundell, 2001).

Figura 1-6 (a): Interacciones anti-ferromagnéticas con los vecinos más cercanos en una red cuadrada. (b) interacciones anti-ferromagnéticas con los vecinos más cercanos en una red triangular. (Blundell, 2001)



Un vidrio de espín es por tanto, un sistema magnético aleatorio caracterizado por una mezcla de interacciones entre momentos magnéticos aleatorios.

1.10 Interacción espín-Orbita

Esta interacción se puede interpretar como una interacción magnética entre el momento magnético de espín y el momento magnético orbital. Una manera representativa de ver esta interacción es imaginarse que el electrón "ve" un campo magnético originado por el movimiento relativo del núcleo ya que en este sistema inercial el núcleo pareciera estar en órbita con el electrón. Este núcleo orbitando constituye una corriente que da lugar a un campo magnético. Dicho campo magnético interactúa con el espín del electrón, lo que produce un acoplamiento entre estos dos campos.

El campo magnético producido por el núcleo se puede expresar como:

$$B = \frac{\epsilon x v}{c^2} \quad (1.14)$$

La ecuación 1.14 proviene de la transformación de campos eléctricos y magnéticos de la relatividad especial (Blundell, 2001). Este campo magnético interactúa con el espín del electrón para dar lugar a un Hamiltoniano de la forma:

$$\hat{H}_{so} = -\frac{1}{2}m \cdot B \quad (1.15)$$

En el siguiente capítulo se describirán las principales técnicas de caracterización eléctrica y magnética, así como la técnica de fabricación de las muestras.

1 Comportamiento crítico y fenómenos de magneto transporte en
2 vidrios metálicos basados en hierro y cobalto

2. Capítulo 2: TÉCNICAS DE FABRICACIÓN Y CARACTERIZACIÓN

El presente capítulo se describe las principales técnicas de caracterización eléctrica y magnética, así como la técnica de fabricación de las muestras. Para la caracterización magnética utilizó un magnetómetro de muestra vibrante, la caracterización eléctrica se llevó a cabo a través de medidas de efecto Hall DC. También se utilizó una técnica magneto-eléctrica denominada magneto-impedancia gigante para el estudio de los vidrios metálicos basados en hierro y cobalto.

2.1 Método de Melt Spinning para la fabricación de vidrios metálicos

Los materiales bajo estudio en el presente trabajo fueron fabricados en el Laboratorio de Sólidos Amorfos de la Universidad de Buenos Aires, Argentina, dirigido por el Dr. Fabio Saccone y a cargo del estudiante de maestría Diego Fernando Gómez Montoya del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia, sede Manizales. Con el propósito de darle coherencia al trabajo escrito se hace una breve descripción del método enunciado.

Esta técnica consta básicamente de una rueda conductora giratoria con un sistema de enfriamiento interno y un crisol dotado de bobinas alrededor de éste, el cual funciona como un horno de inducción. Dentro de este horno se coloca la pastilla madre, la cual ha sido previamente preparada con los materiales de la aleación metálica. Por las bobinas se hace pasar una corriente eléctrica a alta frecuencia lo cual funde el material dentro del horno en presencia de una atmósfera de argón a una presión determinada que cumple dos funciones a saber, inhibir la formación de óxidos y evitar que el material salga sin estar completamente en estado líquido. Una vez fundido el material, se aplica presión de argón lo suficientemente grande para que el material fundido pueda salir por un orificio aproximadamente de $50\mu\text{m}$ de diámetro. Cerca de este orificio se encuentra la rueda giratoria (generalmente de cobre) rotando a una velocidad tangencial aproximada de 35-40m/s. Al entrar en contacto con la rueda a temperatura ambiente, el material se solidifica obteniendo así una cinta amorfa (Martínez, 2001).

Para la producción de estos vidrios metálicos es necesario que la velocidad de enfriamiento sea muy alta (alrededor de 10^4 y 10^7 K/s) y un intercambio térmico por conducción elevado (Londoño, 2008). Estos requerimientos son satisfechos si el sustrato sobre el que se efectúa el temple es un buen conductor térmico, el contacto térmico entre el sustrato y el líquido es muy bueno y la altura entre el líquido en dirección perpendicular al sustrato es lo más pequeña posible.

2.2 Técnica de VSM (Magnetometría de Muestra Vibrante)

Una de las técnicas de caracterización magnética más importantes durante los últimos años es la técnica de Magnetometría de Muestra Vibrante o VSM por sus siglas en inglés (Vibrating Sample Magnetometer) que desde su invención en 1956, se ha convertido en la "técnica más usada" tanto en laboratorios de investigación básica como en ambientes de producción, dada su capacidad de medir las propiedades magnéticas básicas de materiales como función del campo magnético externo, la temperatura y el tiempo (Rosales-Rivera, Restrepo, Sanin, & Patiño, 2006). Con esta técnica se pueden obtener curvas de histéresis (M Vs H) de las cuales se puede extraer información sobre propiedades magnéticas como magnetización de saturación, coercitividad, remanencia, susceptibilidad magnética entre otros (Alaily, y otros, 2015).

El principio básico sobre el que se fundamenta la técnica del VSM, es la ley de Faraday, la cual establece que un campo magnético variable en el tiempo produce un voltaje inducido. Si se coloca un material magnético en el seno de un campo magnético uniforme, los momentos orbitales y de espín tienden a alinearse con dicho campo produciendo una magnetización neta en el material. La técnica del VSM consiste en hacer que la muestra magnética inmersa en el campo se mueva a cierta frecuencia. La magnetización producida en la muestra induce un voltaje que puede ser medido por dos bobinas detectoras con el mismo número de vueltas pero arrolladas en sentidos opuestos. Este sistema de bobinas permite eliminar voltajes externos permitiendo medir solamente el voltaje proveniente de la muestra. Dicho voltaje es proporcional a la magnetización de la muestra, amplitud y frecuencia de vibración.

Las muestras medidas en el VSM, del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional, son cintas amorfas magnéticamente blandas basadas en hierro y cobalto, las cuales fueron preparadas por la técnica de Melt Spinning (Londoño, 2008). Se realizaron medidas de magnetización en función de campo y en función de temperatura. Las medidas hechas en función de campo se realizaron a una temperatura de 300°K con campo tanto transversal como tangencial. Esto con el fin de determinar si hay anisotropía en las muestras estudiadas. Las curvas de histéresis se obtuvieron

antes de realizar medidas en función de temperatura y después de haber hecho el tratamiento térmico. El rango de campo aplicado está entre -3 y +3 Teslas, la frecuencia de oscilación de la muestra fue de 40 Hz.

Las medidas de magnetización en función de temperatura, se realizaron en un rango de temperatura de 300K a 950K. Inicialmente el equipo mide desde temperatura mínima (300K) hasta la temperatura máxima (950K), luego se realiza la misma medición pero desde la temperatura máxima hasta temperatura mínima.

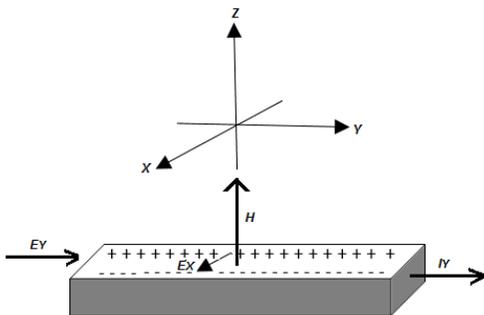
2.3 Técnica del efecto Hall DC

Cuando se aplica un campo magnético H , perpendicular a la dirección de la corriente que circula por un conductor en forma rectangular, aparece una fuerza transversal sobre los portadores de carga, lo cual hace que exista una separación de carga sobre los extremos del conductor. Debido a esta separación de carga, aparece un campo eléctrico transversal y por tanto, un voltaje, el cual se denomina voltaje Hall, en honor al físico estadounidense Edwin T. Hall, quien en 1879 descubrió este efecto que lleva su nombre (Quintero, 2011).

La figura 2-1 muestra un conductor rectangular, al cual se le aplica un campo eléctrico E_Y en la dirección positiva del eje Y, con lo cual se establece una corriente eléctrica I_Y en la misma dirección (sentido convencional de la corriente). Si los portadores de carga son electrones, éstos se mueven en sentido contrario a la dirección de E_Y con cierta velocidad $-V_Y$. Si ahora se coloca este conductor por el que circula la corriente I_Y , en un campo magnético $+H_Z$, de tal forma que $+H_Z$ y $-V_Y$ sean perpendiculares, aparece una fuerza en dirección del eje $+X$, perpendicular tanto a $+H_Z$ como a $-V_Y$ (Ashcroft & Mermin, 1976). Esta fuerza, llamada fuerza de Lorentz, se expresa como:

$$\vec{F} = q(\vec{V} \times \vec{H}) \quad (2.1)$$

Figura 2-1: representación del efecto Hall. (Ashcroft & Mermin, 1976)



La fuerza de Lorentz “empuja” estos portadores de carga (electrones) en la dirección $+X$, estableciendo de esta manera una separación de cargas, a ambos lados del conductor. Esta separación de cargas produce un campo transversal en la dirección $+X$ por lo que aparece una diferencia de potencial entre los extremos laterales del conductor llamado voltaje Hall. Esta separación de cargas tiene lugar hasta que la fuerza eléctrica, debida al campo eléctrico E_X equilibra la fuerza de Lorentz. (Griffiths, 1999)

$$q \cdot \vec{E}_X = q(\vec{V} \times \vec{H}) \quad (2.2)$$

A partir de la ecuación 2.2 y conociendo las dimensiones del conductor rectangular se puede llegar a una expresión que relaciona el voltaje Hall con el campo magnético aplicado.

$$V_H \propto H \quad (2.3)$$

$$V_H = R_H \cdot H \frac{I}{d} \quad (2.4)$$

Donde R_H es el coeficiente Hall, d es el espesor de la muestra, I es la corriente que fluye por la muestra y H el campo aplicado.

$$R_H = -\frac{1}{q \cdot n} \quad (2.5)$$

Como el coeficiente Hall relaciona la carga (q) y el número de portadores de carga (n), es posible caracterizar eléctricamente un material a través de la técnica del efecto Hall. La ecuación 2.5, relaciona la carga del electrón y el número de portadores de carga negativos. Al igual que esta expresión se puede obtener una ecuación similar para los portadores de carga positivos.

Desarrollar una técnica de efecto Hall y por tanto poder realizar mediciones, no es tan sencillo, debido a los efectos combinados de la naturaleza metálica y magnética de algunos materiales de estudio.

El primer inconveniente surge de los voltajes y corrientes tan pequeños (del orden de μV o menos) presentes en las muestras, los cuales no son tan sencillos de medir. Un segundo aspecto está relacionado con voltajes indeseados, cuando el campo magnético no es perfectamente perpendicular a la dirección de la corriente. Estos voltajes pueden ser muy altos en el caso de cintas magnéticas blandas y el efecto Hall presenta dos contribuciones debido a la resistividad Hall ρ_H (Goncalves, Soares, Machado, & Rodrigues, 2006).

$$\rho_H = R_o H + R_e M, \quad (2.6)$$

(Sin la corrección del factor de desmagnetización)

Donde H es el campo magnético, M es la magnetización, R_o y R_e son los coeficientes Hall ordinario y extraordinario respectivamente. En la ecuación (2.6) el primer término se debe a la fuerza de Lorentz actuando sobre los portadores de carga y el segundo término depende de la magnetización de la muestra.

El Laboratorio de Magnetismo y materiales avanzados de la Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales, cuenta con un sistema de medidas de Efecto Hall DC y AC desarrollado por el Ing. Jhon Jaither Melo Quintero (2011) quien realizo todo el proceso de instrumentación y desarrollo de Software. Este sistema fue utilizado para realizar medidas de Efecto Hall DC sobre muestras de vidrios metálicos basados en hierro y cobalto.

El sistema consiste en una fuente de corriente DC-AC Keithley Instruments Inc. modelo 6221 acoplada a un nano-voltímetro Keithley Instruments Inc. modelo 2182A y un electroimán Phylatex, el cual proporciona un campo de hasta 1T. Con este sistema se pueden realizar varios tipos de medidas como Voltaje Hall, coeficiente Hall, resistencia, resistividad y curvas corriente-voltaje (I-V). Las medidas de Efecto Hall se pueden realizar de dos maneras distintas, variando campo a corriente constante o variando corriente a campo constante.

2.4 Magneto-impedancia

En esta sección se describirá la técnica para medidas de magneto-impedancia en función de campo aplicado, también se hace un breve repaso del fenómeno de magneto-impedancia.

2.4.1 Descripción de la técnica de magneto-impedancia

El sistema de medición fue desarrollado por el Ing. Diego Fernando Gómez Montoya (2015), para el Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales. Este sistema consta de diferentes instrumentos y equipos electrónicos de alta calidad, los cuales son controlados por interfaz GPIB a través de un computador. El software que controla el sistema de medición de Magneto-Impedancia, también fue desarrollado por el Ing. Gómez usando LabView, un lenguaje de programación visual gráfico. El principal componente del sistema es un analizador de impedancia de precisión marca Wayne Kerr (Precision Impedance Analyzers 6500B Series). Este equipo tiene la facultad de realizar diferentes mediciones tales como impedancia, resistencia, reactancia, conductancia, admitancia, susceptancia, capacitancia, inductancia, factor de disipación y factor de calidad. Tales mediciones se pueden realizar con alta precisión y en un amplio rango de frecuencias.

El campo magnético se produce a través de un par de bobinas configuradas como bobinas de Helmholtz acopladas a una fuente de corriente bipolar marca Kepco (BOP 20-5D). Gracias a las características eléctricas de las bobinas y a la corriente máxima generada por esta fuente ($\pm 5A$) se obtiene un campo máximo de 74 Oe.

2.4.2 Breve descripción del fenómeno de magneto-impedancia

El cambio en la impedancia (tanto su componente real como imaginaria) de un material cuando se somete a un campo magnético estático, se define como magneto impedancia (MI). Este fenómeno no solo depende del campo aplicado sino también de la frecuencia de la corriente AC que circula por la muestra, la estructura de dominios del material y las anisotropías magnéticas presentes en el material (Rosales-Rivera, Gomez, & Pineda-Gomez, 2009). Según (Serna, 2004) la de magneto-impedancia se expresa como:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H_0) - Z(H_{0 \text{ Max}})}{Z(H_{0 \text{ Max}})} * 100 \quad (2.6)$$

Donde Z representa la magnitud de la impedancia, H_0 es el campo aplicado y $H_{0 \text{ Max}}$ es el campo magnético máximo aplicado.

La MIG depende en gran parte de la permeabilidad magnética del material (μ), su conductividad (σ) y del rango de frecuencias de la corriente AC en la muestra. Estos parámetros están estrechamente relacionados con la longitud de penetración (δ) denominado efecto piel, el cual se expresa matemáticamente de la siguiente manera:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot \sigma \cdot f \cdot \mu}} \quad (2.7)$$

El efecto piel clásico permite dar una explicación adecuada al fenómeno de MIG, y esto se reduce a comprender el comportamiento de la permeabilidad con el campo magnético externo y la frecuencia. Para el caso de materiales ferromagnéticos, esta relación no es tan sencilla y se debe tener en cuenta otros factores como el campo magnético AC generado por la corriente en la muestra, la anisotropía del material y la estructura de los dominios magnéticos (Serna, 2004).

En general, las contribuciones a la permeabilidad transversal efectiva (ver ecuación 2.8) son debidas a movimiento de las paredes de dominio y a la rotación de la magnetización.

$$\mu_{\phi} = \mu_{\text{wall}} + \mu_{\text{rot}} \quad (2.8)$$

Dependiendo de la frecuencia de trabajo, se observan dos comportamientos en la MIG, comportamiento de un solo pico (SP) y comportamiento de dos picos (TP). Estos comportamientos dependen de las contribuciones relativas del movimiento de paredes de dominio y la rotación de la magnetización a la permeabilidad transversal efectiva μ_0 (Rosales-Rivera, Valencia, & Pineda-Gomez, 2007). A frecuencias bajas, se observa un comportamiento en la MIG de un solo pico (SP) y se debe a la rotación de paredes de dominio. A frecuencias altas, los movimientos de las paredes de dominio disminuyen fuertemente debido a corrientes parasitas y el proceso dominante es la rotación de la magnetización. El comportamiento de la MIG a frecuencias altas es de dos picos (TP).

En el capítulo 4 se presentan los resultados de magneto-impedancia gigante en cintas amorfas magnéticamente blandas basadas en hierro y cobalto, específicamente se estudiaron 3 cintas: $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ las cuales corresponden a los vidrios metálicos, objeto de estudio para la presente tesis de maestría.

La medida de MIG sobre cada una de las muestras se realizó variando campo magnético hasta un valor máximo de 740e con un paso de campo de 0.5 Oe y realizando varios ciclos de campo: primero desde campo 0 hasta campo máximo (0 a +74 Oe), después de campo máximo a campo mínimo (+74 Oe a -74Oe), finalmente se lleva el sistema desde campo mínimo a campo máximo (-74 Oe a +74Oe). Las frecuencias de trabajo se tomaron en un rango de 1 MHz a 30MHz.

Antes de pasar a los resultados experimentales, se hará una breve descripción de las ideas que subyacen al método de los exponentes críticos en el capítulo siguiente.

3. Capítulo 3: CONCEPTOS Y TEORÍAS SOBRE EL COMPORTAMIENTO CRÍTICO

En el presente capítulo se describen los principales conceptos y modelos sobre el comportamiento crítico al igual que la definición de exponentes críticos. También se ilustra el método empleado para determinar los exponentes críticos de cada una de las muestras de estudio. En la sección 3.1 se describen algunos conceptos generales sobre orden, simetría, transiciones de fase y parámetro de orden. La sección 3.2 describe algunos modelos simples del magnetismo como el modelo de Landau, modelo de Heisenberg y el modelo de Ising. En la sección 3.3 se presenta una revisión teórica de los exponentes críticos. Finalmente en la sección 3.4 se describe el método para determinar los exponentes críticos mencionados en la sección 3.3.

3.1 Breve revisión conceptual

En esta sección se describen los principales conceptos relacionados con los fenómenos críticos, entendiendo éstos, desde el punto de vista de la termodinámica y la mecánica estadística como un tipo particular de transición de fase.

3.1.1 Orden y parámetro de orden

Es bien conocido que un material ferromagnético por debajo de una cierta temperatura crítica T_c , se encuentra en una fase ordenada, ya que todos los espines apuntan en una dirección. Por encima de la temperatura crítica, este sistema se encuentra en una fase desordenada debido a que los momentos magnéticos apuntan en cualquier dirección. Este fenómeno muestra claramente una dependencia con la temperatura debido a que una propiedad macroscópica del material presenta una diferencia muy marcada por encima y por debajo de la temperatura crítica (Blundell, 2001).

Para cada fase se puede definir un parámetro de orden el cual es cero para $T > T_c$ y diferente de cero para $T < T_c$. Esta cantidad puede

ser un indicador de si el sistema es o no ordenado. Para el caso del ferromagnetismo, el parámetro de orden es simplemente la magnetización M (Blundell, 2001).

El paso de una fase ferromagnética a una fase paramagnética se conoce como transición de fase y se da exactamente a una temperatura llamada temperatura de Curie (T_c). La región cercana a la transición de fase se llama región crítica.

3.2 Modelos simples del magnetismo

El modelado de fenómenos y materiales magnéticos es crucial en la investigación, ya que estos apuntan a problemas típicos de magnetismo. A pesar de ser modelos simples describen en gran parte la realidad de los sistemas estudiados, siempre y cuando se utilicen adecuadamente y con cautela. Esta sección describe tres modelos a saber: Teoría de Landau del ferromagnetismo (teoría de campo medio), modelo de Heisenberg y modelo de Ising.

3.2.1 Teoría de Landau del ferromagnetismo

Landau desarrollo un modelo simple, que produce una transición de fase al considerar que la energía libre de un material ferromagnético con magnetización M , se escribe como una serie de potencias en M (Skomski, 2008).

$$F(M) = F_0 + a(T)M^2 + bM^4 \quad (3.1)$$

Donde F_0 y b son constantes ($b > 0$) y $a(T)$ es la dependencia de la temperatura. La adición de un término de cuarto grado es necesario para garantizar dos mínimos en la energía libre correspondientes a los estados "arriba" y "abajo" de la magnetización, además la expansión de la energía interna del material ferromagnético no contiene potencias impares de M debido a que las direcciones de magnetización "arriba" y "abajo" son equivalentes (Skomski, 2008) y (Blundell, 2001).

Se puede demostrar que el sistema produce una transición de fase apropiada al permitir que $a(T)$ cambie de signo en la temperatura de transición T_c . En la región crítica se escribe $a(T)$ como $a_0(T - T_c)$ con $a_0 > 0$. Para encontrar el estado base del sistema es necesario minimizar la energía libre por lo que se buscan soluciones de la forma: $\frac{\partial F}{\partial M} = 0$ (Blundell, 2001).

Esta condición implica dos soluciones para M a saber: $M=0$ y $M = \pm \left(\frac{a_0(T_C - T)}{2b} \right)^{\frac{1}{2}}$.

La segunda condición es válida solamente si $T < T_C$.

El enfoque de Landau para estudiar transiciones de fase se llama teoría de campo medio, en el cual se asume que todos los espines "sienten" un campo promedio idéntico producido por todos sus vecinos, el cual es proporcional a la magnetización (Blundell, 2001).

Esta teoría ignora las correlaciones y fluctuaciones que son muy importantes cerca de la región crítica.

3.2.2 Modelo de Heisenberg

Un enfoque alternativo para comprender el comportamiento magnético de estos materiales consiste en considerar modelos particulares microscópicos de interacciones magnéticas. El modelo de Heisenberg tiene en cuenta las interacciones de los vecinos más cercanos y tiene un Hamiltoniano con la siguiente forma:

$$\hat{H} = -\sum_{\langle i j \rangle} J S_i \cdot S_j \quad (3.2)$$

Donde la constante J es la integral de intercambio y el símbolo $\langle i j \rangle$ debajo de la sumatoria representa la suma sobre los vecinos más cercanos. Los espines S_i se tratan como vectores tridimensionales ya que pueden apuntar en cualquier dirección del espacio. Sin embargo la suma se puede tomar en una, dos o tres dimensiones. Es importante diferenciar entre la dimensión de la red (d) donde se encuentran los espines y la dimensión de los espines (D) como tal (Blundell, 2001). Esta última dimensión se conoce como la dimensionalidad del parámetro de orden. Para este modelo $D=3$ debido a que los espines son vectores en el espacio tridimensional.

3.2.3 Modelo de Ising

Un modelo relacionado con el modelo de Heisenberg es el modelo de Ising, en el cual se asume que los espines están alineados en una sola dirección ("arriba" o "abajo"). Si se considera que estos espines están a lo largo de la componente z el Hamiltoniano se puede escribir como:

$$\hat{H} = -\sum_{\langle i j \rangle} J S_i^z S_j^z \quad (3.3)$$

En este caso la dimensionalidad del parámetro de orden D es igual a 1 (los espines están apuntando solamente a lo largo de $\pm z$).

Si los espines de Ising están colocados en una red bidimensional ($d=2$ y $D=1$) ocurrirá una transición de fase a un estado magnéticamente ordenado por debajo de la temperatura crítica. Esto es debido al costo energético y a la ganancia de entropía por la creación de un defecto en la red bidimensional (Skomski, 2008) y (Blundell, 2001).

3.3 Exponentes críticos

En la sección 3.2.1 se presentó la teoría de Landau del ferromagnetismo, el cual se fundamenta en la teoría de campo medio. Con este modelo se encontró que el comportamiento de la magnetización sigue una ley exponencial que tiene la siguiente forma: $M \propto (T_C - T)^{\frac{1}{2}}$. En los sistemas reales se puede comprobar que la magnetización se comporta como $(T_C - T)^{\beta}$ cercano a la transición de fase, donde no necesariamente β es igual a $\frac{1}{2}$. Este exponente da información importante acerca de la naturaleza de la transición de fase. Se pueden definir otros dos exponentes (δ y γ) y a este conjunto se le denomina exponentes críticos, debido a que rigen el comportamiento de algunos parámetros macroscópicos cerca de la región crítica donde ocurre la transición de fase. De manera experimental se puede encontrar que:

$$\chi \propto (T - T_C)^{-\gamma} \quad (3.4)$$

$$M \propto (T_C - T)^{\beta} \quad (3.5)$$

$$M \propto H^{1/\delta} \quad (3.6)$$

3.4 Método para determinar los exponentes críticos

Comprender el comportamiento de los materiales magnéticos en las regiones cercanas a las temperaturas de transición (T_c) de un estado ferromagnético a paramagnético, ha sido todo un desafío para investigadores en esta área. Para el caso de materiales homogéneos, se encuentra una gran cantidad de métodos bien definidos, los cuales dan cuenta de una temperatura a la cual el material cambia de estado ferromagnético a paramagnético, dicha temperatura se denomina temperatura de Curie (T_c). La determinación de la temperatura de Curie T_c en materiales que ya no son homogéneos, es mucho más complejo y se deben usar métodos que relacionan funciones de distribución de temperaturas T_c , debido a que estos materiales no

se pueden estudiar en términos de una sola temperatura crítica. Este estudio se puede realizar utilizando el método de Campillo-Berguer (Campillo, y otros, 2001)

Para un material ferromagnético ideal se espera que la transición sea abrupta y totalmente marcada por una sola temperatura crítica T_c , lo cual no es el caso para los materiales de estudio del presente trabajo de investigación. A continuación se describe el método utilizado para cuantificar estas transiciones de fase en términos, ya no de una sola temperatura crítica, sino en términos de una función distribución de temperaturas críticas y de los exponentes críticos descritos en la sección 3.3 y las referencias (Rosales-Rivera, Salazar, Hovorka, Idigoras, & Berger, 2012) y (Campillo, y otros, 2001).

Para la determinación de los exponentes críticos (β, δ) y la temperatura de Curie T_c sobre cada una de las muestras del presente estudio, fue necesario realizar medidas de Magnetización en función de la temperatura. A partir de la relación funcional de $M(T)$ se debe aplicar un método que permita encontrar los exponentes críticos (β, δ) y T_c .

Este método se basa en la teoría de superposición lineal en el cual la dependencia de la magnetización con la temperatura $M(T)$ se puede expresar como una distribución de leyes de energía centrada a temperaturas críticas T_c bien definidas.

La dependencia de la magnetización con la temperatura, se puede observar al realizar curvas de M vs. T en un VSM (Vibrating simple magnetometer), y se puede modelar dicho comportamiento siguiendo una ley de energía dada por la siguiente ecuación:

$$M(T, T_c) = m_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^\beta \theta(T_c - T) \quad (3.7)$$

Donde m_0 es un factor proporcional a la magnetización de saturación, β es el exponente crítico de la magnetización y $\theta(x)$ es la función de Heaviside, la cual garantiza que la magnetización sea cero para $T > T_c$

El cálculo para la magnetización promedio se puede expresar por la siguiente ecuación:

$$\langle M(T, T_c) \rangle = \int M(T, T_c) \cdot \rho(T_c, T_{aver}, \Delta T_c) dT_c \quad (3.8)$$

Donde $\rho(T_c, T_{aver}, \Delta T_c)$ es una función de distribución de temperatura T_c para una muestra específica, descrita por los parámetros $T_c, T_{aver}, \Delta T_c$. Aquí T_c es la temperatura crítica, T_{aver} es una temperatura crítica promedio sobre la muestra y ΔT_c es la desviación estándar de función

de distribución. Esta función de distribución de temperatura puede ser descrita como una Gaussiana y se expresa de la siguiente manera:

$$\rho(T_C, T_{aver}, \Delta T_C) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta T_C} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(T_C - T_{aver})^2}{\Delta T_C^2}\right) \quad (3.9)$$

Finalmente se puede escribir la magnetización promedio como una relación funcional $M(T)$ de la siguiente manera:

$$M(T, T_C) = \frac{m_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{T_c} \left(\frac{T_C - T}{T_C}\right)^\beta \theta(T_C - T) \left[\frac{1}{\Delta T_C} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(T_C - T_{aver})^2}{\Delta T_C^2}\right) \right] dT_C \quad (3.10)$$

Realizando una regresión no lineal por mínimos cuadrados, se obtiene un ajuste de los datos experimentales $M(T)$ con el cual se calculan los parámetros m_0 , β , T_{aver} y ΔT_C de la ecuación (3.10) utilizando un algoritmo desarrollado por el Ing. Juan Carlos Hernández (2015) del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales.

Al realizar medidas de magnetización en función de temperatura es necesario colocar un campo H fijo. La misma medida se repite para varios valores de campo con el fin de establecer si los parámetros obtenidos del ajuste, mencionados arriba, dependen de este campo magnético aplicado o por el contrario son independientes de este. Para observar esta dependencia se graficó β vs. H , m_0/M_{Max} vs. H , ΔT_C vs. H y T_{aver} vs. H . M_{Max} es la magnetización máxima en todo el rango de temperaturas.

El ΔT_C determinado por el método descrito arriba, y según las referencias (Rosales-Rivera, Salazar, Hovorka, Idigoras, & Berger, 2012) y (Campillo, y otros, 2001), tiene dos contribuciones, una independiente del campo, llamada constante intrínseca y otra dependiente del campo. La relación funcional entre ΔT_C y H se puede escribir de la siguiente manera:

$$\Delta T_C(H) = \Delta T_C^0 + cH^{1/\eta} \quad (3.11)$$

Donde c es una constante no universal dependiente de la muestra, ΔT_C^0 es la contribución magnética independiente del campo a la variación en T_c , la cual se debe a la no homogeneidad del material y $\eta = \beta \cdot \delta$ donde δ representa el exponente crítico que describe la dependencia de la magnetización con el campo a la temperatura crítica dado por $M(T_c, H) \sim H^{1/\delta}$.

Haciendo un ajuste de la ecuación (3.11) a los datos encontrados experimentalmente, es posible encontrar los parámetros ΔT_C^0 y η .

Una vez conocido η se puede determinar δ de la relación η/β .

Por lo tanto el método descrito anteriormente permite conocer los exponentes críticos β y δ para los materiales de estudio.

El capítulo siguiente contiene los resultados y discusión de los mismos.

4. Capítulo 4: RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se presentan los resultados experimentales y de ajuste numérico obtenidos sobre los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, preparados por la técnica de Melt Spinning, los cuales fueron caracterizados tanto eléctrica como magnéticamente. También se presentan los resultados obtenidos para los exponentes críticos utilizando el método descrito en el capítulo 3.

La caracterización magneto-eléctrica se realizó utilizando las técnicas de Efecto Hall DC y magneto-impedancia. La caracterización magnética se realizó usando la técnica de Magnetometría de muestra vibrante (VSM). Las medidas de efecto Hall DC se realizaron variando corriente en un rango de -10mA a $+10\text{mA}$ para varios campos constantes de 1.9, 3.8, 5.7, 7.6 y 9.5 kOe. También se realizaron medidas de efecto Hall variando campo desde -10 kOe a $+10$ kOe a corrientes constantes en un rango de 10mA a 65mA .

Las medidas de magnetización se realizaron en función de campo y en función de temperatura. Las medidas hechas en función de campo se hicieron a una temperatura de 300K con campo tanto transversal como axial. Esto con el fin de determinar posible anisotropía en las muestras estudiadas. Las curvas de histéresis se obtuvieron antes y después de realizar medidas de magnetización en función de temperatura. El rango de campo aplicado está entre -3 y $+3$ Teslas.

Las medidas de magnetización en función de temperatura, se realizaron en un rango de temperatura de 300K a 950K . Inicialmente el equipo mide la magnetización desde temperatura ambiente (300K) hasta la temperatura máxima (950K), luego se realiza la misma medición pero desde la temperatura máxima hasta temperatura mínima. Cada medida de M vs. T se realiza a un campo DC. Esta medida se repite para varios campos que están en el rango de 0 a 30kOe . Este campo es aplicado paralelo a la dirección longitudinal de la muestra para minimizar los efectos de campo desmagnetizante. Los datos se obtuvieron con pasos consecutivos de temperatura estabilizando la temperatura con una precisión de ± 2 mK antes de cada lectura.

La medida de MI sobre cada una de las muestras se realizó variando el campo magnético hasta un valor máximo de 740e con un paso de campo de 0.5 Oe y realizando varios ciclos de campo: primero desde campo 0 hasta campo máximo (0 a $+74$ Oe), después de campo máximo a campo

mínimo (+74 Oe a -74Oe), finalmente se lleva el sistema desde campo mínimo a campo máximo (-74 Oe a +74Oe). Las frecuencias de trabajo se tomaron en un rango de 1 MHz a 30MHz.

También se realizó un análisis estructural por medio de Difracción de Rayos X, con el fin de comprobar la naturaleza amorfa de las muestras. Para esto se utilizó un difractómetro Rigaku Miniflex II con radiación $CuK\alpha$ ($\lambda = 1.5405 \text{ \AA}$) en un rango de $20^{\circ} \leq 2\theta \leq 100^{\circ}$ con paso de 0.02° .

4.1 Caracterización magnética: Magnetometría de Muestra Vibrante

La caracterización magnética se realizó utilizando la técnica de Magnetometría de Muestra Vibrante, con la que se obtuvieron curvas M vs. T y curvas de histéresis. A partir de las curvas M vs. T y usando el método descrito en el capítulo 3 se determinaron los exponentes críticos β y δ . También se obtuvieron curvas de histéresis antes y después de realizar medidas de M vs. T sobre la muestra.

4.2 Caracterización magneto-eléctrica: Efecto Hall

El efecto Hall como técnica experimental, ha sido ampliamente usado para determinar la naturaleza eléctrica de materiales tanto conductores como semiconductores. En este trabajo, sin embargo, se utiliza esta técnica como herramienta para obtener información cualitativa sobre interacciones espín-orbita y su influencia sobre los exponentes críticos en materiales magnéticos. Los resultados experimentales se muestran más abajo, junto con los resultados de magnetización.

4.3 Caracterización magneto-eléctrica: Magneto-Impedancia

Se realizaron medidas de magneto-impedancia sobre las tres muestras de estudio. Para esto se utilizó un analizador de impedancia de precisión marca Wayne Kerr acoplado a un sistema de bobinas de Helmholtz. Las medidas fueron hechas para un rango de frecuencias de 1 MHz a 30MHz con una amplitud de 10mV rms. El campo magnético utilizado está en un rango de -74 Oe y +74Oe. Para cada una de las medidas se realizaron los siguientes ciclos manteniendo todos los parámetros de medida constantes: de 0 a +74Oe, +74 Oe a -74Oe y de -74Oe a +74Oe. Con esta técnica se pudo analizar el cambio de la impedancia de las muestras con el campo magnético y la corriente AC presente en cada una de las muestras a diferentes frecuencias.

4.3.1 Magnetometría de muestra vibrante y cálculo de los exponentes críticos β y δ

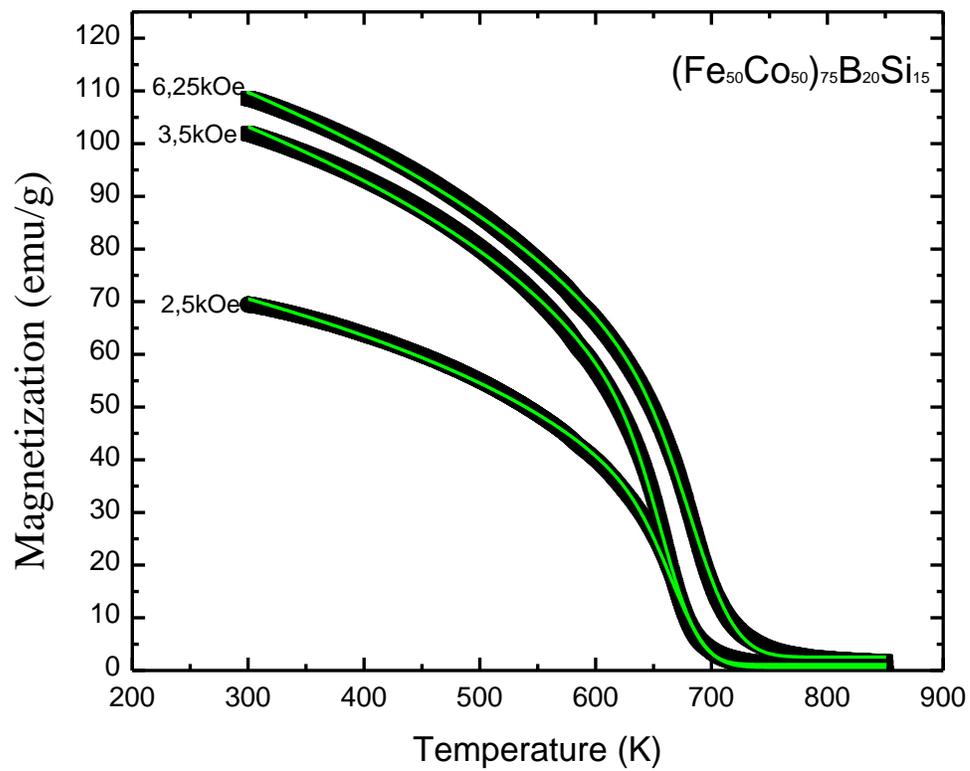
La figura (4.1) muestra tanto los resultados experimentales (símbolos) para la magnetización en función de la temperatura así como los resultados numéricos (línea sólida) obtenidos para la magnetización usando la ecuación (3.10), correspondiente a las tres muestras. Comparando estos resultados se puede observar que existe un buen ajuste a los datos experimentales con un factor R-Cuadrado de 0.99 para cada campo magnético.

La forma que toman las curvas de magnetización cercanas a cero cuando se incrementa la temperatura es un indicador de que existe una transición de fase de ferromagnético a paramagnético, lo cual ocurre a una temperatura amorfa de Curie $T_c^a(H)$ la cual puede ser determinada al igual que los exponentes críticos (β y δ) asociados a esta transición.

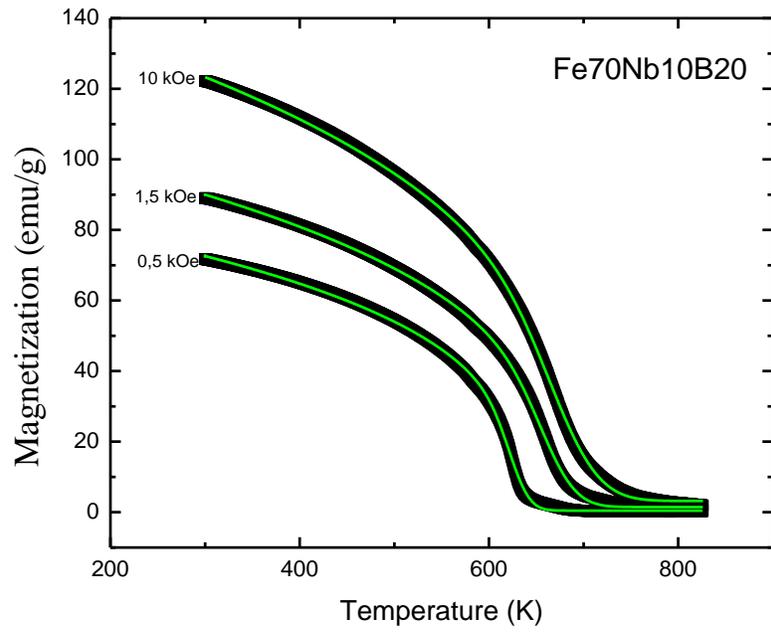
Se realizó una gráfica de β vs. H para analizar el comportamiento de este exponente crítico con el campo aplicado. Estos resultados se muestran en la figura 4-2. β presenta un comportamiento cuasi-constante, que se limita a la precisión del experimento, para $H > 0.8 kOe$ mientras que se desvía de este comportamiento para $H < 0.8 kOe$. Este hecho indica que los datos para campos magnéticos bajos deben ser excluidos para determinar los exponentes críticos debido a que esto no está dentro del marco de la suposición teórica involucrada en la ecuación (3.10) en la que se asume que β es independiente del campo. Este procedimiento está de acuerdo con la restricción original de Kouvel y más tarde enfatizado por Aharony, la cual establece que para determinar los exponentes críticos de un material ferromagnético, se requiere que todos sus dominios estén alineados con el campo aplicado, la cual no se cumple para campos magnéticos pequeños.

Con lo expuesto anteriormente se puede determinar β extrapolando a campo cero a partir de las curvas β vs. H a campos altos $H > 0.8 kOe$. Conocidos los valores de ΔT_c y el rango de campo aplicado H , se realizó un ajuste a estas curvas $\Delta T_c(H)$ usando la ecuación (3.11) para determinar el exponente crítico η . Los valores de β y η para cada una de las muestras de estudio se calculan de la manera descrita anteriormente y se relacionan en la tabla 4-1.

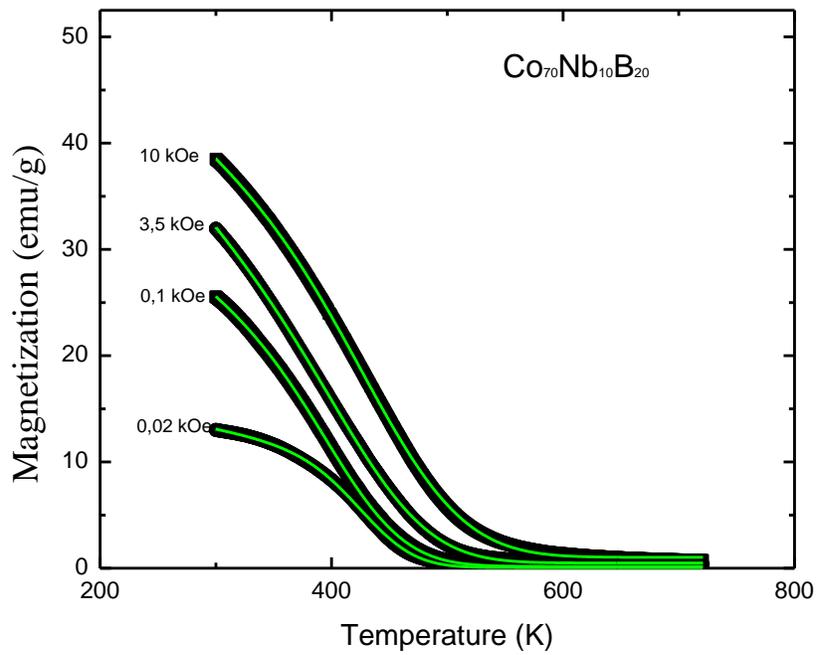
Figura 4-1: Comparación de los datos experimentales para las curvas $M(T)$ con respecto a los resultados numéricos usando la ecuación (3.10), (a) muestra de $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, (b) $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y (c) $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.



(a)

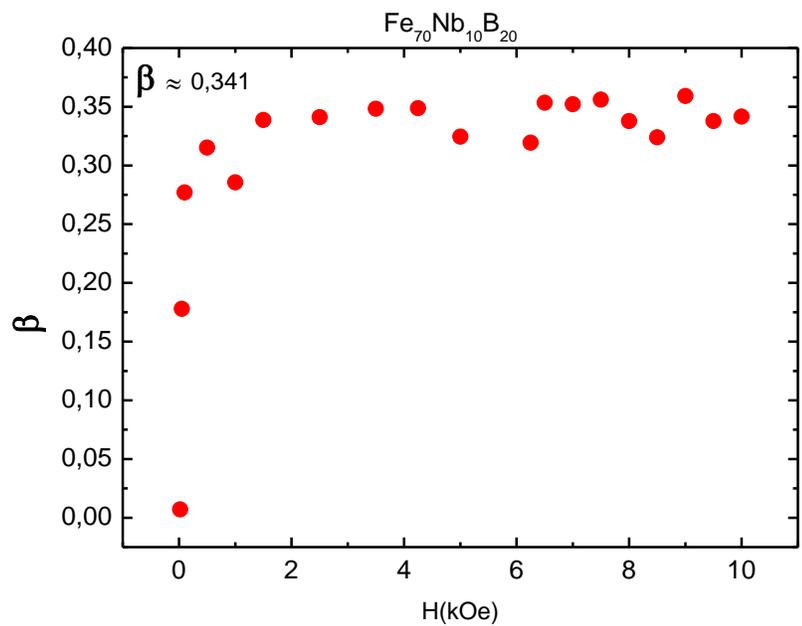


(b)

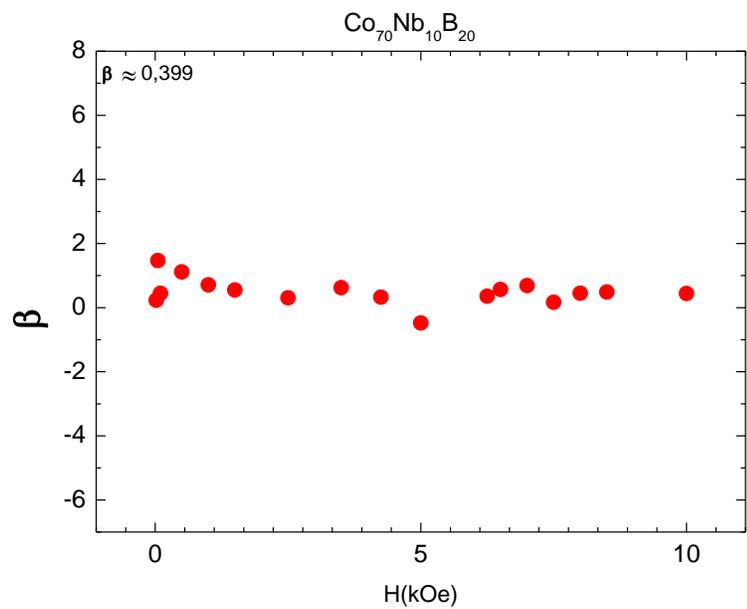


(c)

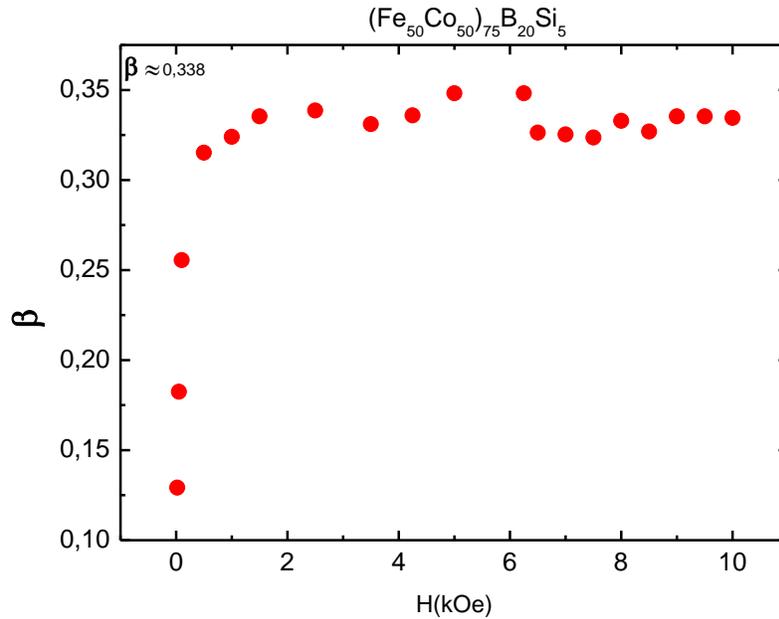
Figura 4-2: (a) β vs. H para la muestra de $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$. (b) β vs. H para la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. (c) β vs. H para la muestra de $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.



(a)



(b)



(c)

Tabla 4-1: Exponentes críticos β y η para las tres muestras de estudio

Muestra	β	$\beta * \delta$	$T_c^a(H)$
1. $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$	0.341 ± 0.008	3.810 ± 0.009	$650 \pm 25^\circ\text{K}$
2. $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_5\text{B}_{20}$	0.338 ± 0.006	1.920 ± 0.001	$655 \pm 20^\circ\text{K}$
3. $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$	0.399 ± 0.014	3.740 ± 0.028	$460 \pm 25^\circ\text{K}$

Los valores para el modelo de Ising obtenidos de la referencia (Campostrini, Pelissetto, Rossi, & Vicari, 1999) y simulación Monte Carlo (Guida & Zinn-Justin, 1998) corresponden 0.32648 ± 0.00018 y 0.3258 ± 0.0014 respectivamente. Los valores experimentales obtenidos para β (ver tabla (4-1)) en la muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ corresponde a un valor de 0.341 ± 0.008 , para muestra de $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ corresponde a 0.338 ± 0.006 . Este resultado podría indicar que la clase de universalidad para estas dos muestras podría corresponder al modelo de Ising. Por otra parte, se encontró un valor de $\beta = 0.399 \pm 0.014$ para la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ el cual es mayor al valor predicho teóricamente para la clase de universalidad 3-D de Heisenberg el cual corresponde 0.3645 según la referencia (J.C & J., 1980).

Los valores obtenidos para β indican que las posibles interacciones magnéticas para las muestras $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ son muy

diferentes a las interacciones presentes en la muestra de $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, aunque no está muy claro cuáles son estas posibles interacciones y como afectan a los valores de los exponentes críticos de estos sistemas. Un posible mecanismo es la interacción spin-orbita y su efecto sobre los exponentes críticos, lo cual sería de esperar debido a la naturaleza magnética de las muestras de estudio. Por lo tanto las interacciones spin-orbita deben ser tomadas en cuenta. En este sentido, es interesante utilizar otros experimentos para obtener información cualitativa relacionada con este tipo de interacciones. Dos de estos posibles experimentos son medidas de magnetización en función de campo aplicado para obtener curvas de histéresis y efecto Hall.

Las curvas de histéresis nos dan información relacionada con la anisotropía magnética. El efecto Hall, es una poderosa herramienta, confiable y bien establecida que puede dar información cualitativa relacionada con las interacciones spin-orbita. Estas interacciones juegan un papel importante en la aparición de la anisotropía magnética y el efecto hall extraordinario, por tanto dichas interacciones están estrechamente relacionadas con ambas características.

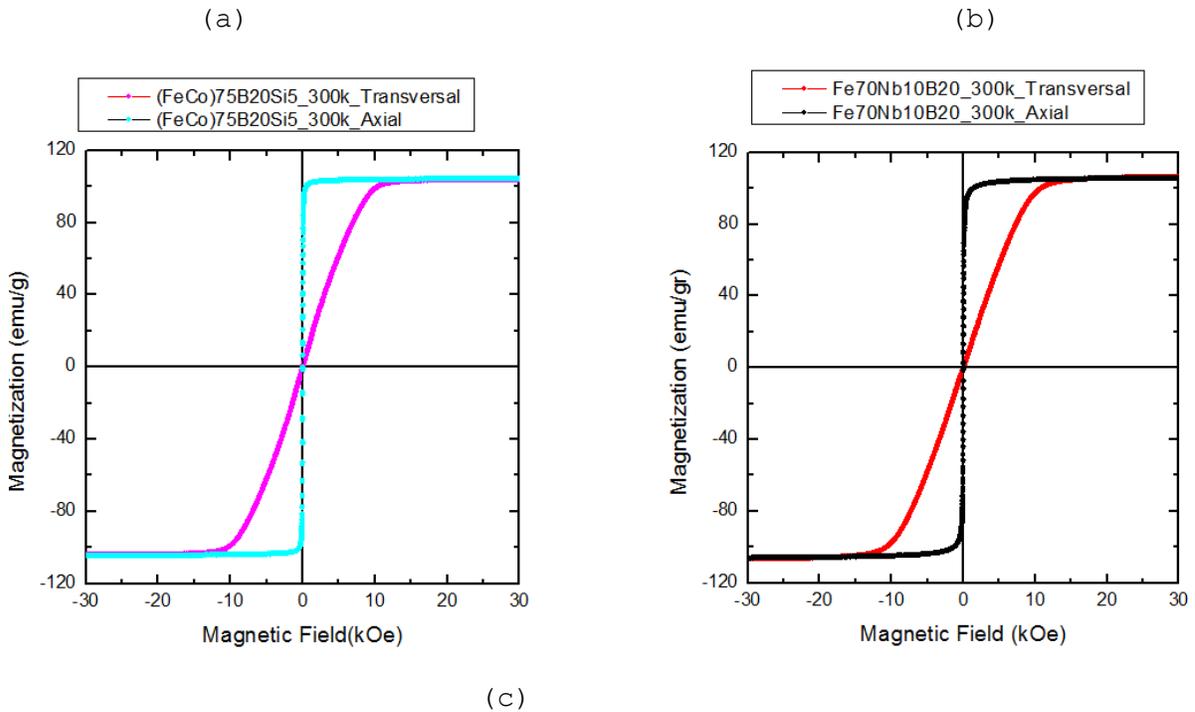
Las figuras (4-3) y (4-4), muestran los resultados para las curvas de histéresis obtenidos tanto para campo axial como transversal y los resultados para la resistividad Hall como función del campo magnético en las tres muestras, respectivamente. Las curvas de histéresis para M vs. H , ilustran claramente que existe anisotropía magnética. En este caso es fácil de magnetizar la muestra en la dirección longitudinal que en la dirección transversal. Este hecho por lo tanto, marca una diferencia significativa entre la muestra de $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y las muestras $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, en relación a la anisotropía magnética. Otra diferencia se observa en la magnetización de saturación.

Se puede ver que la anisotropía magnética es aproximadamente igual para $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, y más baja para $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. La magnetización de saturación muestra un comportamiento similar siendo menor para $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Además, las curvas de magnetización transversal y las de efecto Hall muestran una dependencia lineal con el campo magnético, observándose un cambio de pendiente para cierto valor de campo H_s . Este campo marca el inicio tanto para la magnetización de saturación magnética como para la contribución Hall ordinaria y el fin de la contribución Hall extraordinaria. Las características descritas para el efecto Hall son bien descritas la ecuación (2.6). El cambio de pendiente según la figura 4-3 (c) es más evidente en la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, el cual ocurre en un valor de campo más pequeño en

comparación con las otras dos muestras. También se puede observar que la resistividad Hall inicial de $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ es más baja comparada con las otras dos muestras, siendo mayor para $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Este comportamiento indica que la contribución extraordinaria Hall para $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ decrece más rápidamente comparada con las otras dos muestras y está de acuerdo con las curvas de magnetización de estos materiales.

Lo expuesto anteriormente implica que los efectos sobre los exponentes críticos debido a las interacciones spin-orbita en $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y en $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ son más fuertes que en $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.

Figura 4-3: Curvas de histéresis para campos axiales y transversales. (a) Muestra de $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, (b) muestra de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y (c) muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.



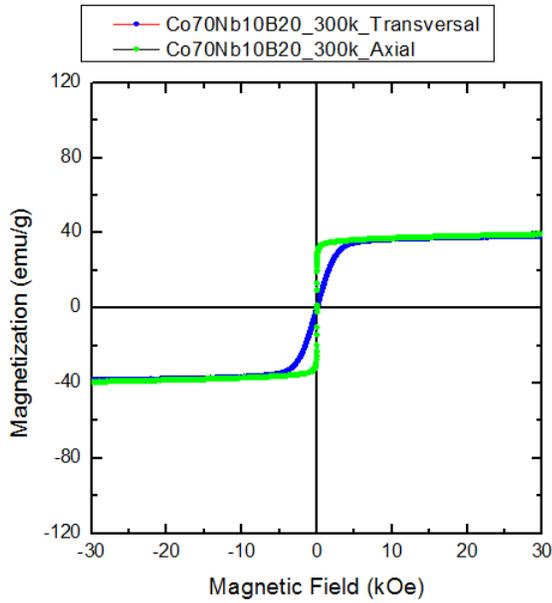
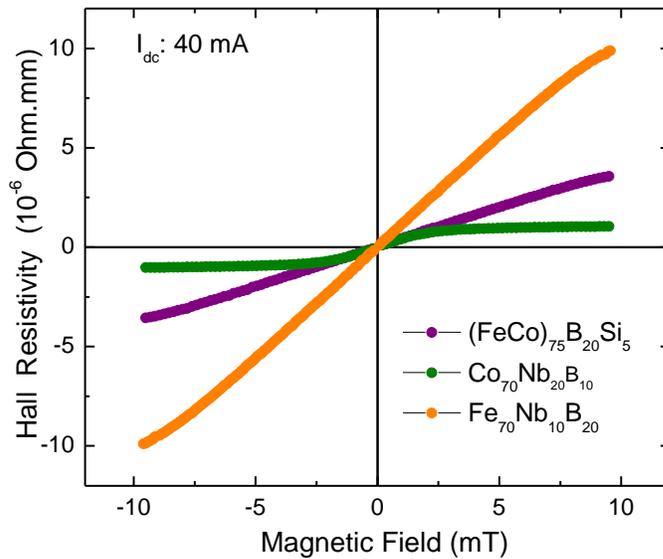


Figura 4-4: Comparación de resistividad en función del campo aplicado para las tres muestras de estudio.



Se puede obtener más información respecto a los parámetros de interacción de estos vidrios metálicos desde la temperatura amorfa de Curie $T_c^a(H)$, debido a que ella está estrechamente relacionada con la fuerza de las interacciones de intercambio entre los átomos magnéticos, sean los materiales cristalinos o amorfos. Los valores

obtenidos experimentalmente para $T_C^a(H)$ se dan en la tabla 4-1. Se puede ver de esta tabla que los valores de $T_C^a(H)$ para las muestras $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ son aproximadamente iguales, mientras que para la muestra $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ este valor es menor. Este hecho implica que la fuerza de interacción de intercambio y por consiguiente las interacciones spin-orbita son más fuertes en $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ que en $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y refuerza la interpretación anterior que la interacción espín-orbita tiene efectos profundos sobre los valores de los exponentes críticos en estos materiales. Sin embargo, se deberían considerar otras interacciones para obtener una mejor comprensión sobre los exponentes críticos en estos sistemas. Otros posibles mecanismos son las interacciones dipolares magnéticas y el factor de desmagnetización. El primer mecanismo se origina a partir de la falta de homogeneidad de las cintas y puede jugar un papel importante debido al el estado amorfo de estas cintas. El segundo está relacionado con la forma de las cintas y puede llegar a ser importante, ya que para nuestro caso el espesor de las cintas es muy pequeño comparado con las otras dimensiones (cada cinta tiene una longitud de 4mm de longitud, 2 mm de ancho y 30 μ de espesor).

4.3.2 Magneto-Impedancia:

En esta sección se muestran los resultados de magneto-impedancia para las tres muestras estudiadas. Dependiendo de la frecuencia de trabajo, las curvas de magneto-impedancia presentan dos comportamientos a saber, de un pico (Single-Peak abreviado SP) o de dos picos (Two-Peak abreviado TP). Este tipo de comportamiento se observó en las tres muestras. La figura 4-5 ilustra los resultados de $\Delta Z/Z$ vs. H a una frecuencia de 5MHz, una amplitud de 10mV RMS y campo máximo aplicado de 740e. Se observa que a esta frecuencia la muestra de $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ presenta un comportamiento de un solo pico (SP) a diferencia de las muestras de $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ que para esta frecuencia ya presentan un comportamiento de dos picos TP, notándose menos en $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ donde se observa que apenas está iniciando la transición de un pico a dos picos.

El rango de frecuencias de estudio, el cual fue de 1MHz-30MHz, se considera como frecuencias moderadas (Knobel & Pirota, 2002). Para este rango de frecuencias el efecto piel se vuelve más fuerte y el movimiento de las paredes de dominio se atenúa debido a corrientes de Eddy y la rotación de la magnetización domina el proceso. (Knobel & Pirota, 2002). Los resultados obtenidos de las mediciones de magneto-impedancia en función de campo magnético externo aplicado, muestran que a frecuencias menores a 5MHz, las tres muestras presentan

comportamiento de un solo pico en el cual la impedancia tiene un decrecimiento monótono a medida que el campo externo aumenta.

Para frecuencias mayores a los 5MHz, al aumentar el campo magnético externo, la magneto-impedancia aumenta hasta alcanzar el campo anisotrópico transversal H_k (Rosales-Rivera, Valencia, & Pineda-Gomez, 2007), punto donde la impedancia tiene su máximo valor. Posterior incremento del campo magnético externo conduce a un decrecimiento de la impedancia hasta alcanzar un valor casi constante y muy bajo. Por lo tanto, si el campo magnético externo aplicado toma valores $\pm H_0$ la curva de magneto-impedancia muestra un comportamiento de dos picos.

El campo anisotrópico transversal H_k para el cual se observa el comportamiento de dos picos en la cinta $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$ está alrededor de $\pm 30e$. Los valores pequeños del campo anisotrópico indican que estos materiales se caracterizan por pequeñas anisotropías magneto-elásticas. Este campo está estrechamente relacionado con la magnetostricción del material para el cual aparecen los dos picos. También es de notar que la amplitud en el cambio relativo de la impedancia es mayor en la cinta dos, lo que podría indicar que esta muestra en particular es más blanda que las otras dos. Las figuras 4-6, 4-7 y 4-8 ilustran los resultados de MI Vs. Campo a diferentes frecuencias para las tres cintas $Fe_{70}Nb_{10}B_{20}$, $(Fe_{50}Co_{50})_{75}Si_{15}B_{20}$ y $Co_{70}Nb_{10}B_{20}$ respectivamente.

En cada una de las mediciones se realizó un barrido de campo en ambos sentidos de variación, de 0 a +74, de 74 a -74 y finalmente de -74 a 74, con el fin de verificar histéresis. Se encontró que para la mayoría de resultados aparecía una histéresis muy pequeña.

Figura 4-5: Comparación de medidas de magneto-impedancia para las tres muestras a 5MHz a una amplitud de 10mV RMS.

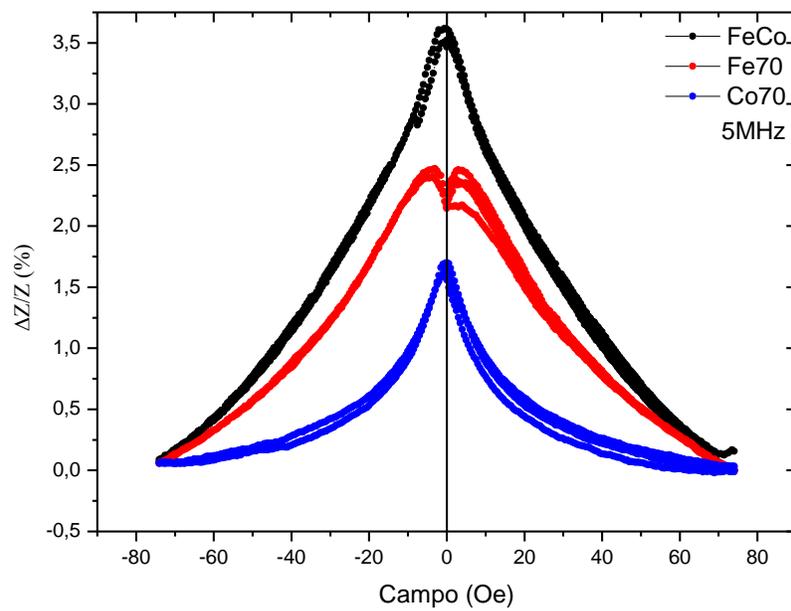


Figura 4-6: Resultados de magneto-impedancia para la cinta $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$

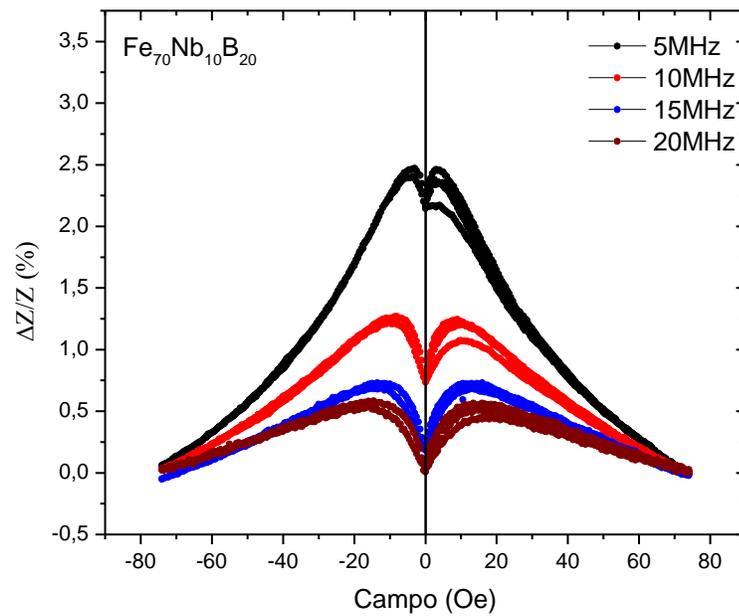


Figura 4-7: resultados de magneto-impedancia para la cinta $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$

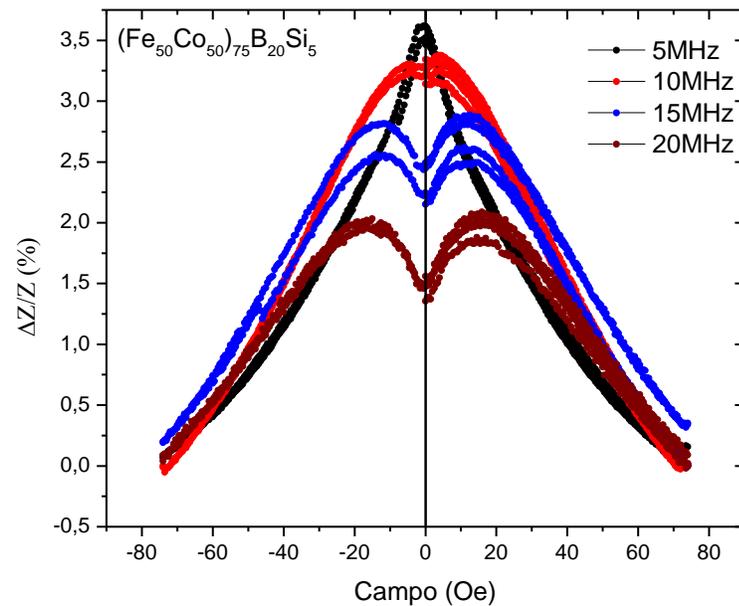
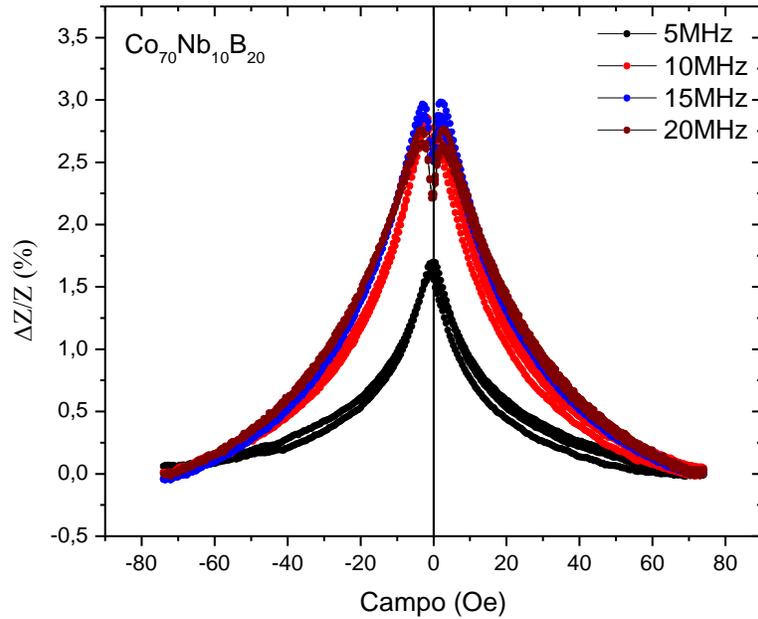


Figura 4-8: resultados de magneto-impedancia para la cinta $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$



En síntesis, en este capítulo se presentaron los principales resultados experimentales sobre los vidrios metálicos $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ a los cuales se les realizaron medidas de magnetización como función de temperatura y como función de campo al igual que medidas de efecto Hall DC. También se realizaron medidas de Magneto-impedancia para varias frecuencias. Con este tipo de datos experimentales se pudo determinar que existía anisotropía magnética en las muestras estudiadas siendo menor en $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y aproximadamente igual en las otras dos muestras. También se pudo calcular los exponentes críticos β y δ . El exponente crítico β es aproximadamente igual para $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ con un valor de 0.341 y 0.338 respectivamente, el cual se compara favorablemente con el valor predicho teóricamente para el modelo de Ising de 0.325, mientras que para $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ $\beta \approx 0.399$, el cual está muy cercano al valor teórico predicho para un material ferromagnético 3-D de Heisenberg de 0.3645 ± 0.0025 . (2) los experimentos de efecto Hall indican una contribución Hall extraordinaria que en el presente caso para $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ decrece más rápidamente comparado con $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$. De acuerdo con esto, el efecto de las interacciones de espín-orbita sobre los exponentes críticos en la primer muestra está menos marcado que en las otras dos, siendo mucho mayor en $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$.

5. Conclusiones y recomendaciones

5.1 Conclusiones

Usando una combinación de varias técnicas experimentales incluyendo la magnetización y efecto Hall junto con el método para determinar los exponentes críticos se han presentado algunas características sobre la magnetización y el efecto Hall de los tres vidrios metálicos objeto de este estudio ($\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$, $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$). En este contexto se pueden plantear las siguientes conclusiones:

(1) el exponente crítico β es aproximadamente igual en las cintas $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ y $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ con un valor de $\beta \approx 0.341$ y 0.338 respectivamente, el cual se puede comparar con el valor teóricamente predicho por el modelo de Ising de 0.325 . Para la cinta $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ el exponente crítico toma un valor de $\beta \approx 0.399$ el cual está muy cercano al valor predicho teóricamente para el modelo 3D de Heisenberg de un ferro-magneto con un valor de 0.3645 ± 0.0025 .

(2) los experimentos de Efecto Hall indican que la contribución Hall extraordinaria sobre $\text{Co}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$ decrece más rápidamente comparado con las otras dos muestras de estudio: $(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ y $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. De acuerdo con esto el efecto de interacción spin-orbita sobre los exponentes críticos para la primera muestra está menos marcado que en las otras dos, siendo más marcado en la muestra $\text{Fe}_{70}\text{Nb}_{10}\text{B}_{20}$. Sin embargo vale la pena mencionar que aunque se determinaron los exponentes β y δ para las tres muestras, esto no es suficiente para caracterizar completamente la clase de universalidad de estas cintas.

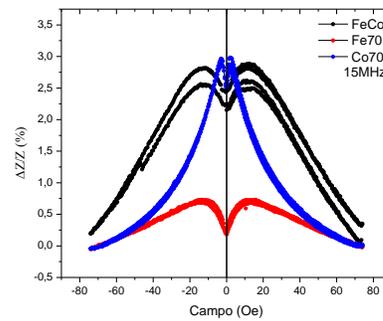
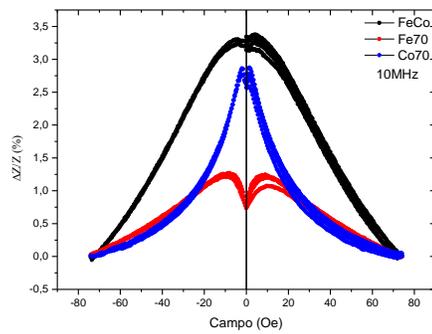
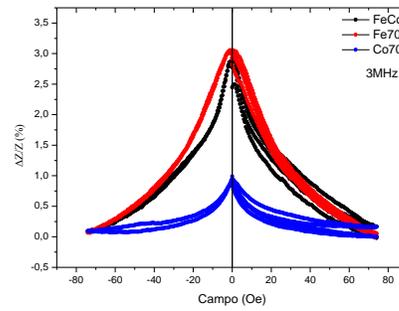
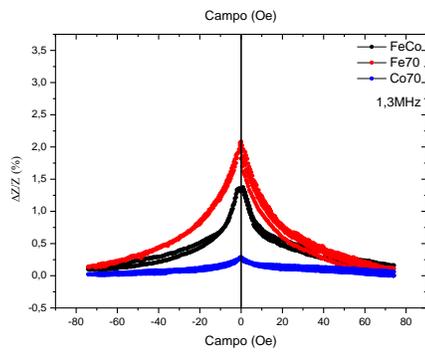
(3) Se encontró que el efecto Hall es una herramienta útil para proporcionar información cualitativa al menos, sobre una de las posibles interacciones, es decir, la interacción spin orbita, que podría llevar a las clases de universalidad de Ising y Heisenberg en los vidrios metálicos basados en hierro y cobalto respectivamente. Lo anterior se apoya en el hecho de que las interacciones spin-orbita se reflejan en el efecto Hall extraordinario, lo cual ocurre en los materiales de estudio.

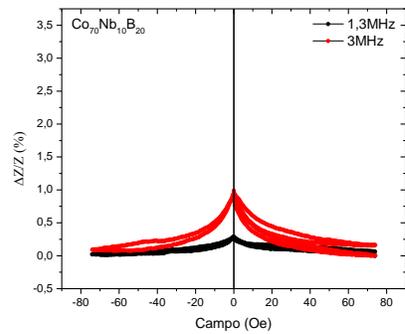
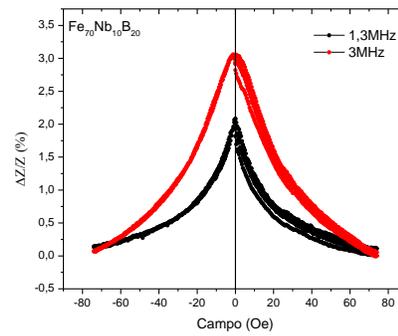
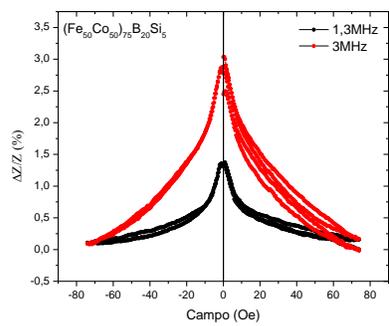
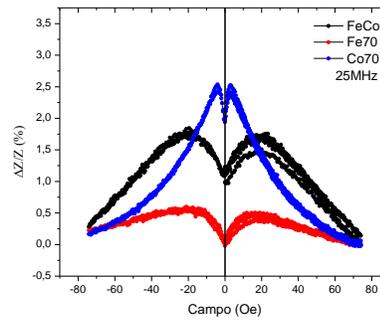
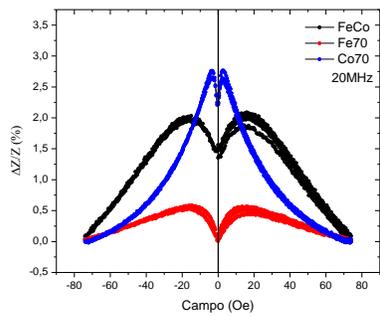
5.2 Recomendaciones

Se sugiere realizar medidas de efecto Hall AC para analizar la dinámica de estos sistemas magnéticos.

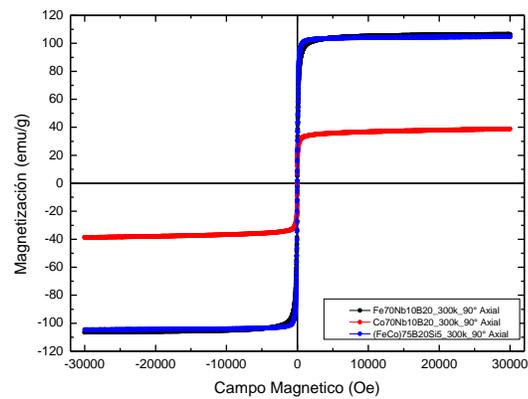
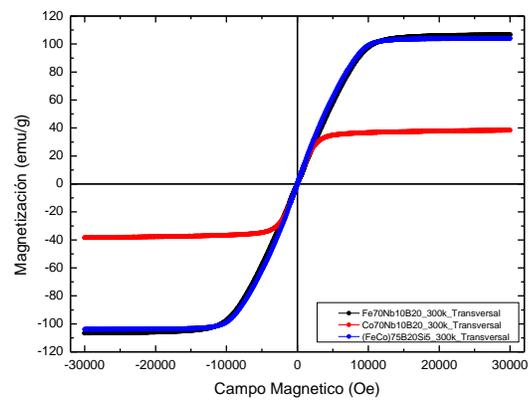
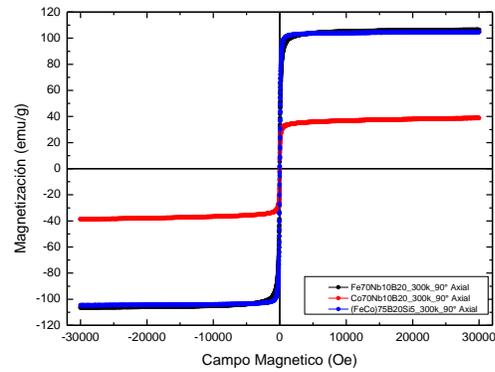
Se sugiere realizar medidas de Magneto-Impedancia a frecuencias más bajas e intermedias con el fin de determinar donde inicia la transición de dos picos en cada una de las muestras además de realizar medidas en función de frecuencia.

A. Anexo A: Gráficas de magneto-impedancia gigante sobre las cintas de estudio





B. Anexo B: Curvas de histéresis



C. Anexo C: Trabajos presentados

MEDIDAS DE EFECTO HALL Y RESISTIVIDAD EN ALEACIONES MAGNÉTICAS AMORFAS BASADAS EN CoFe

HALL EFFECT AND RESISTIVITY MEASUREMENTS IN CoFe-BASED AMORPHOUS MAGNETIC ALLOYS

Jhon Melo-Quintero¹, Andrés Rosales-Rivera¹, and Helver Giraldo-Daza¹

¹ Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales, A.A. 127

Resumen

En este trabajo, presentamos el diseño y la automatización de un sistema de medición de efecto Hall de corriente directa (DC) y corriente alterna (AC) usando un método de cuatro puntas. Este sistema consiste en una fuente de corriente directa y alterna (Modelo 6221 CD-CA, Keithley Instruments Inc.) acoplada a un nano-voltímetro (Modelo 2182 A, Keithley Instruments Inc.), y un electroimán (Phylatex) que proporciona campos magnéticos de hasta 0,8 T. Este sistema tiene varias capacidades de medición incluyendo voltaje Hall, coeficiente Hall, resistencia, resistividad y curvas I-V, y puede funcionar en los modos de corriente directa CD y alterna CA (hasta 10 Hz). El funcionamiento del sistema de medición de efecto Hall fue verificado usando una muestra patrón de cobre y varios circuitos de resistencia que corresponden a muestras simuladas de materiales metálicos y semiconductores. Este sistema fue utilizado para estudiar las propiedades de magneto-transporte a temperatura ambiente de las cintas amorfas magnéticas blandas $\text{Co}_{64}\text{Fe}_{21}\text{B}_{15}$ y $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$. Finalmente, presentamos un análisis de esas propiedades de magneto-transporte.

1. Jhon Melo-Quintero:shonmelo@hotmail.com, Andrés Rosales-Rivera:arosalesr@unal.edu.co y Helber Giraldo-Daza: hagiraldod@unal.edu.co

Bibliografía

- Alaily, T., M.K, E.-N., S.A, S., M.M, K., T.M, M., & S.T, A. (2015). Construction and calibration of a low cost and fully automated vibrating sample magnetometer. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 25-30.
- Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics*. San Diego: College Edition.
- B. Schwarz, N. Mattern, Q. Luo, & J. Eckert. (2012). Magnetic properties and magnetocaloric effect of rapidly quenched Gd–Co–Fe–Al alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials-ELSEVIER*, 1581–1587.
- Blundell, S. (2001). *Magnetism in condensed Matter*. New York: Oxford.
- Campillo, G., Berger, A., Osorio, J., Pearson, J., Bader, S., Baca, E., & Prieto, P. (2001). Substrate dependence of magnetic properties of La_{0.67}Ca_{0.33}MnO₃ films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 61-68.
- Campostrini, N., Pelissetto, A., Rossi, P., & Vicari, E. (1999). *Phys. Rev. Phys. Rev.*
- Fuente Producción Propia. (2015).
- García, J., Carrizo, j., Elbaile, L., Lago-Cachón, D., Rivas, M., Castrillo, D., & Pierna, A. (2014). Magnetic anisotropy and magnetostriction in nanocrystalline Fe–Al alloys obtained by melt spinning technique. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials-ELSEVIER*, 27-32.
- Goncalves, L., Soares, J., Machado, F., & Rodrigues, A. (2006). Hall and giant magnetoimpedance effects in the Co₇₀Fe₅ metallic glass. *Journal of Non-Crystalline Solids-ELSEVIER*, 3659–3662.
- Griffiths, D. J. (1999). *Introductio to Electrodynamics*. New Jersey: Prentice Hall .
- Guida, R., & Zinn-Justin, J. (1998). *J.Phys. J.Phys.*
- J.C , L., & J., Z.-J. (1980). *Phys. Rev. Lett. Phys. Rev. B21*, 39-95.
- Knobel, K., & Pirota, K. (2002). Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials- Elsevier*, 33-40.
- Londoño, O. M. (2008). Influencia del contenido de boro en las propiedades Magneticas, Termicas y Estructurales de aleaciones amorfas basadas en hierro. Manizales.
- Martínez, R. S. (2001). CARACTERIZACIÓN DE ALEACIONES BASE NI-TI PRODUCIDAS POR SOLIDIFICACIÓN RÁPIDA (MELT-SPINNING). *Memoria presentada para optar al grado de Doctor en Ciencias (especialidad Física) por la Universitat de les Illes Balears*. Palma.

- Nebot Pedrós, A., & Medina, J. A. (2015). *TIC*. Recuperado el 30 de 05 de 2015, de TIC: <https://tictecnologiasinformacionycomunicacion.wikispaces.com/2.4.+Curva+de+hist%C3%A9resis>
- Quintero, J. J. (2011). Diseño y Construcción de un Sistema de Medidas de Efecto Hall DC y AC. Manizales.
- Rosales-Rivera, A., Gomez, M., & Pineda-Gomez, P. (2009). Estudio de las Propiedades Magnéticas de Aleaciones Amorfás Magnéticas Blandas de FeBSi. *Revista Colombiana de Fisica*, 281-284.
- Rosales-Rivera, A., Restrepo, J., Sanin, M., & Patiño, O. (2006). Desarrollo de un Magnetometro de muestra vibrante. *Revista Colombiana de Fisica*, 77-80.
- Rosales-Rivera, A., Salazar, N., Hovorka, O., Idigoras, O., & Berger, A. (2012). Determination of critical exponents of inhomogeneous Gd films. *ELSEVIER*, 3141-3143.
- Rosales-Rivera, A., Valencia, V., & Pineda-Gomez, P. (2007). Three-peak behavior in giant magnetoimpedance effect in Fe_{73.5}CrxNb₃Cu₁Si_{13.5}B₉ amorphous ribbons. *ELSEVIER*, 252-255.
- Salazar, A. A. (2009). Diseño y desarrollo de la técnica de Susceptibilidad Magnética AC: Aplicación al estudio de cintas magnéticamente blandas. Manizales.
- Serna, V. H. (2004). ESTUDIO DEL FENÓMENO DE MAGNETOIMPEDANCIA GIGANTE MIG EN CINTAS MAGNETICAMENTE BLANDAS DE ALEACIONES Fe_{73.5-x}CrxNb₃Cu₁Si_{13.5}B₉ CON $0 \leq x \leq 10$. Manizales.
- Skomski, R. (2008). *Simple Models of Magnetism*. New York: Oxford.
- Warlimont, H. (2001). Amorphous Metal Driving Materials and process Innovations. *Materials Science and Engineering A304-306*, 61-67.