



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

DESARROLLO DE UN SENSOR DE DETECCIÓN DE CAMPO MAGNÉTICO USANDO EL
FENÓMENO DE MAGNETOIMPEDANCIA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:
M. EN C. ARTURO MENDOZA CASTREJÓN

TUTOR PRINCIPAL
DRA. MARÍA HERLINDA MONTIEL SÁNCHEZ, CCADET-UNAM
COMITÉ TUTOR
DR. NASER QURESHI, CCADET-UNAM
DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO, CCADET-UNAM

MÉXICO, D. F. MAYO 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. García Valenzuela Augusto

Secretario: Dr. Qureshi Naser

Vocal: Dra. Montiel Sánchez María Herlinda

1^{er.} Suplente: Dr. Sandoval Romero Gabriel Eduardo

2^{d o.} Suplente: Dr. Alvarez Lucio Guillermo

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Laboratorio de Mediciones Magnéticas y Biofísica de la Escuela Superior de Física y Matemáticas - IPN.

Laboratorio del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico – UNAM.

TUTOR DE TESIS:

DRA. MARÍA HERLINDA MONTIEL SÁNCHEZ

FIRMA

-Deja que salga la luna, deja que se meta el sol, deja que caiga la noche...-

Canción popular mexicana

-Esta obra es para todos y para nadie-

F. Nietzsche

AGRADECIMIENTOS

A mi familia, a mis amigos todos, a mis mentores, a mis tutores, a mi *alma mater* el IPN, a la Universidad Nacional Autónoma de México, a ese ángel especial que siempre estuvo conmigo *mi padre*.

Al CONACyT, al PAPIIT “IN111111”, al ICyTDF PIFUTP123.

Al M. en I. Benjamín Valera Orozco

Al Dr. K. Bushida, UNITIKA Ltd. Japón.

ÍNDICE

RESUMEN	7
OBJETIVOS	8

CAPÍTULO I

Sensores magnéticos

I.1 ¿Qué es un sensor?	9
I.2 Tecnología de sensores magnéticos	9
I.3 Clasificación de sensores magnéticos	11
I.4 Aplicaciones de sensores magnéticos	12
I.5 Diagrama de Materiales Ferromagnéticos en función de la frecuencia	14

CAPÍTULO II

Fundamentos Físicos del Magnetismo

II.1 Momento Magnético (μ)	15
II.2 Campo Magnético	16
II.3 Precesión	17
II.4 Magnetización	18
II.5 Orden Magnético	18
II.6 Estructura Magnética de Dominios	19
II.6.1 Energía de Intercambio	22
II.6.2 Energía de Anisotropía	22
II.6.2.1 Magneto-elástica/magnetostrictiva	23
II.6.2.2 Forma	23
II.6.3 Energía Magneto-estática	24
II.7 Ciclo de Histéresis (procesos de magnetización)	25
II.8 Ferromagnetismo	27

CAPÍTULO III

Técnicas de Caracterización magnética

III.1 Magnetoimpedancia	28
III.2 Resonancia Ferromagnética	36
III.3 Campo de Propagación (Hp)	37

CAPÍTULO IV

Diseño de la Línea Microstrip

IV.1 Calibración de la Línea Microstrip	41
IV.1.1 Líneas de Transmisión	42
IV.1.2 Aspectos importantes de las Líneas de Transmisión	43
IV.1.3 Parámetros de las Líneas de Transmisión	44
IV.1.4 Respuesta de Reflexión de las Líneas de Transmisión	46
IV.2 Línea Microstrip	48
IV.3 Resultados experimentales de la calibración de la Línea Microstrip	50

CAPÍTULO V

Desarrollo del Sensor de Campo Magnético

V.1 Aleación amorfa CoFeSiB	52
V.2 Magnetoimpedancia (100 kHz – 500 MHz)	53
V.2.1 Variación Angular	67
V.3 Resonancia Ferromagnética (9.4 GHz)	70
V.4 Absorción a Campo Bajo (9.4 GHz)	76
V.5 Campo de Propagación (8 - 30 kHz)	80
V.6 Prototipo del Sensor	84
V.6.1 Diseño del embobinado	84
V.6.2 Resultados experimentales del prototipo	87

CONCLUSIONES	93
--------------------	----

APÉNDICE A	96
------------------	----

BIBLIOGRAFÍA	104
--------------------	-----

RESUMEN. Se analizó el hilo amorfo FeCoSiB con la técnica de Magnetoimpedancia en un rango de frecuencia de 100 kHz a 12 MHz, con el propósito de conocer la respuesta de impedancia en función de un campo magnético estático. Se establecen criterios y metodologías que permitan el diseño del sensor de campo magnético basado en el fenómeno de magnetoimpedancia. La caracterización con Magnetoimpedancias se realiza utilizando diferentes geometrías: Orientación 1, cuando el campo magnético es paralelo al eje del hilo y Orientación 2, el campo magnético es perpendicular al eje del hilo. En la orientación 1 se tiene un cambio del 50% de impedancia frente al 18% que corresponde a la orientación 2. El rango de detección del campo magnético es de 0 a 16 Oe y de 0 a 150 Oe, orientación 1 y 2, respectivamente. Estos resultados conducen a campos de anisotropía de 2.3 Oe y 32.8 Oe, posición 1 y 2, respectivamente. También se estudió el hilo amorfo con la técnica de potencia de absorción a frecuencia de microondas (9.4 GHz), donde se obtuvieron dos modos de absorción: Absorción a Campo Bajo, señal alrededor de campo cero y Resonancia Ferromagnética, señal con campo de resonancia superior a 1000 Oe. De la señal de Resonancia Ferromagnética y de la condición de resonancia se ha obtenido un valor de magnetización de saturación de 7250 Gauss, cuando el campo magnético es paralelo al eje del hilo. La señal de Absorción a Campo Bajo nos da información acerca de la anisotropía del material, de esta manera se ha establecido una correspondencia entre la señal de magnetoimpedancia con la señal de absorción a campo bajo. Se realizó un tratamiento mediante el efecto joule, con una densidad de corriente $j = 24 \text{ A/mm}^2$, con el fin de conocer la estabilidad de la respuesta de los dominios circunferenciales frente al campo magnético estático. Se determinó que a 0° , los modos de absorción presentan la misma morfología, no así para 45° y 90° (dirección de campo magnético respecto al eje del hilo). Con la técnica de Campo de propagación H_p , se analizó la respuesta del hilo frente a un campo de excitación alterno AC, este campo fue generado por un solenoide primario (el núcleo de éste fue el hilo amorfo) de 120 vueltas, el solenoide fue alimentado por una fuente de voltaje AC. Las amplitudes del voltaje aplicado AC van de 0 a 8 Volts y frecuencias de 8 a 30 kHz. El voltaje inducido del hilo se obtuvo utilizando un solenoide secundario de 220 vueltas. Con esta técnica se tiene el Voltaje inducido V_{inducido} como función del voltaje aplicado V_{aplicado} . Se lograron dos regiones lineales: la primera región tiene una sensibilidad de 0.0053, mientras que en la región dos, se tiene una sensibilidad de 0.0024. De acuerdo a estos resultados se puede proponer el diseño de un sensor que responde a campos de excitación variables en el tiempo. De los resultados de magnetoimpedancia se ha logrado diseñar un sensor de campo magnético en el rango de frecuencia de 2 a 7.5 MHz y con un campo de detección de 0.0595 ± 0.0005 a 4.75 Oe. Se tienen dos regiones lineales: la primera de 0 a 1 Oe, cuya sensibilidad es de 0.18, mientras que para la región dos, que va de 1 a 4.75 Oe, se tiene una sensibilidad de 0.09.

ABSTRACT. The amorphous wire FeCoSiB was analyzed with the magnetoimpedance technique in a frequency range of 100 kHz to 12 MHz, in order to know the impedance response as a function of magnetic field and thus establish the criteria on the parameters for the design of magnetic field sensor. Characterization by means magnetoimpedance is performed using different geometries: Orientation 1, the magnetic field parallel to the axis wire and Orientation 2, the magnetic field perpendicular to the axis wire. In position 1 we have a 50% impedance change, versus 18% according to orientation 2. The magnetic field detection is 0 to 16 Oe and 0 to 150 Oe, orientation 1 and 2, respectively. These results lead to anisotropy field of 2.3 Oe and 32.8 Oe, position 1 and 2, respectively. We also studied the amorphous wire with power absorption technique at microwave frequencies (9.4 GHz), where we have two absorption modes: Low Field Absorption signal around zero field and Ferromagnetic Resonance, resonance is above 1000 Oe. From Ferromagnetic Resonance signal and from resonance condition we obtained a value of saturation magnetization of 7250 Gauss, when the magnetic field is parallel to the axis wire. Low Field Absorption signal gives information on the anisotropy of the material, from this way we have been established a relationship between the signal corresponding to the signal Magnetoimpedance and Low Field Absorption one. Heat treatment was performed by means of Joule effect with a current density of $j = 24 \text{ mm}^2$, in order to determine the stability of response of circumferential domains with the static magnetic field. It has determined that at 0° , the absorption mode have the same morphology, not to 45° and 90° (direction of magnetic field to the axis wire). With the technique of propagation Field HP, the answer of the thread was analyzed in front of an excitement field AC, this field was generated by a primary solenoid (the nucleus of this was the amorphous thread) of 120 turns, the solenoid was fed by a voltage source AC. The widths of the applied voltage AC goes from 0 to 8 Volts and frequencies from 8 to 30 kHz. The induced voltage of the thread was obtained using a secondary solenoid of 220 turns. With this technique one has the induced Voltage V_{induced} like function of the applied voltage V_{applied} . Two lineal regions were achieved: the first region has a sensibility of 0.0053; while in the region two, one has a sensibility of 0.0024. According to these results it can intend the design of a sensor that it responds to variable excitement fields in the time. The results of MI have been accomplished to design a magnetic field sensor in the frequency range of 2 to 7.5 MHz and a sensing field from 0.0595 ± 0.0005 to 4.75 Oe. There are two linear regions, the first one is from 0 to 1 Oe, whose sensitivity is 0.18, while for second one is from 1 to 4.75 Oe, and it has a sensitivity of 0.09.

OBJETIVOS. El objetivo principal de este trabajo es el diseño de un Sensor de Campo magnético utilizando el fenómeno de Magnetoimpedancia, siendo el hilo amorfo el elemento sensor. Como objetivo secundario, es establecer una correlación entre las diferentes técnicas de caracterización, para conocer los procesos de magnetización que determinan la respuesta del hilo frente al campo magnético de excitación.

CAPÍTULO I

SENSORES MAGNÉTICOS

I.1 ¿QUÉ ES UN SENSOR?

Iniciamos este trabajo con la premisa de que todo material en la naturaleza reacciona bajo la excitación de una fuerza y dependiendo de la estructura atómica de este material, se tendrá una respuesta característica. Un sensor es un dispositivo capaz de detectar una cantidad física, como la humedad, temperatura, movimiento, presión, luz, campo magnético, entre otras y extraer información de ésta. En muchas aplicaciones prácticas, la información está relacionada a la inducción magnética a lo largo de un eje y es traducida por un sensor en una señal eléctrica, como se muestra en la figura 1. Por lo tanto, un sensor de campo magnético es un transductor que convierte el campo magnético en una señal eléctrica [1].

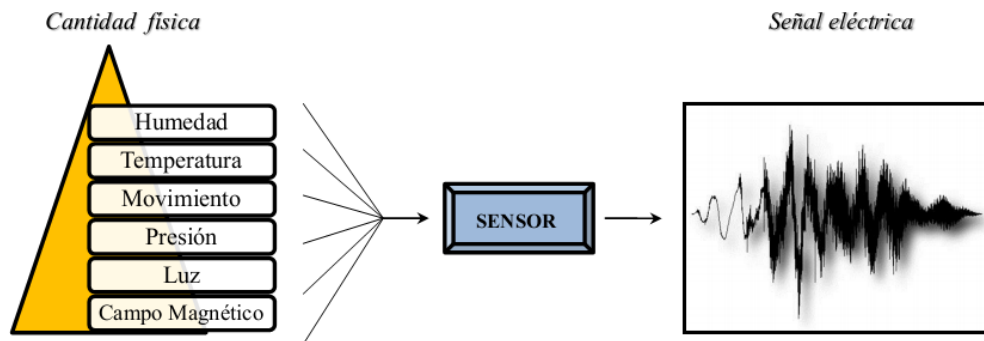


Figura 1. Representación esquemática de un sensor.

I.2 TECNOLOGÍA DE SENSORES MAGNÉTICOS

El principio operacional se basa tanto en la tecnología *ac* como en la tecnología *dc*. En la figura 2 se muestra una familia de sensores magnéticos, así como el principio físico que determina su funcionamiento, el material y el efecto. Las técnicas para el diseño de sensores magnéticos, explotan una amplia gama de fenómenos físicos, como son: Fuerza de Lorentz, Fenómenos Cuánticos, Inducción de Faraday, Efecto de Piel¹, entre otros.

¹ *Skin effect*: Efecto de piel. Corriente alterna (*ca* o *CA*), corriente directa (*dc* o *DC*).

Estos fenómenos físicos están basados en una relación íntima entre el campo magnético y fenómenos eléctricos.

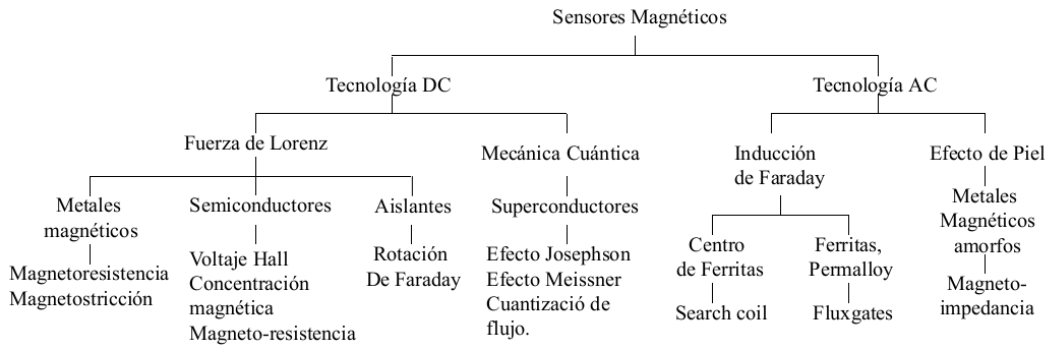


Figura 2. Familia de Sensores magnéticos.

Muchos sensores que son excitados por un campo *dc*, se basan en el fenómeno de fuerza de Lorentz, figura 3. Cuando un portador de carga que se mueve en un metal, semiconductor o aislante, experimenta una fuerza por la presencia de un campo magnético, cambiando la resistividad del material, a este fenómeno se le llama magnetoresistencia.

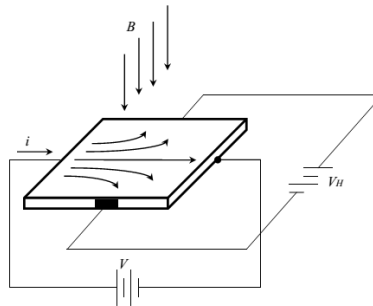


Figura 3. Efecto Hall.

El fenómeno de transporte de carga ocurre en materiales cuando los portadores están sujetos a una fuerza².

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B} + e\vec{E}$$

El potencial detectado se llama potencial de Hall V_H . El principio para medir campos magnéticos en superconductores se basa en el efecto Meissner. El campo magnético es excluido por el material cuando se polariza, figura 4.

² En este trabajo se utiliza de igual manera la flecha \rightarrow sobre la cantidad física (\vec{F}), así como la letra en negro (F) para indicar que se trata de una cantidad vectorial.

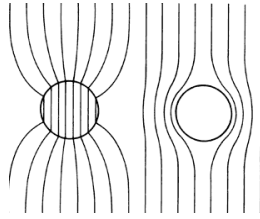


Figura 4. Efecto Meissner.

El Efecto Josephson, es un fenómeno que se manifiesta por el flujo de una corriente eléctrica por el efecto túnel, en forma de pares de electrones (denominados pares de Cooper), entre dos materiales superconductores mantenidos a temperaturas muy bajas, que están separados entre sí por un aislante fino, cuando se aplica un voltaje constante a través de éstos. Un flujo constante de corriente a través del aislante se puede inducir mediante un campo magnético fijo. El efecto Josephson se aplica en dispositivos que detectan y generan fuentes de radiación electromagnética, así como en la detección de campos magnéticos extremadamente débiles.

Para el caso de una excitación *ac*, los sensores magnéticos se explican mediante la teoría de la electrodinámica clásica, tales como la ley de inducción de Faraday (sensores search-coil, sensores fluxgate) y el efecto de piel (sensores de magnetoimpedancia). Cuando se usa una excitación *ac*, el voltaje V y la corriente $I = I_0 \exp(i\omega t)$, donde I_0 es la amplitud, están relacionados a través de la impedancia Z : $V = Z(\delta)I$, donde δ es la profundidad de piel, la cual es función de la frecuencia ω y de la permeabilidad magnética μ . En este trabajo se dará una descripción detallada de los conceptos, principios operacionales y aplicaciones de sensores de Magnetoimpedancia (MI).

I.3 CLASIFICACIÓN DE SENSORES

La respuesta de los sensores magnéticos usualmente se determina por la fuerza de inducción magnética \mathbf{B} sobre los portadores de carga. El campo \mathbf{H} aplicado está relacionado con la inducción magnética mediante la relación $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, por lo que se requieren materiales con altos valores de permeabilidad μ , para potenciar su respuesta. Los sensores magnéticos que usan materiales ferro y ferrimagnéticos con $\mu_r \gg 1$ (μ_r es la permeabilidad relativa), mejoran considerablemente su sensibilidad.

Sensor Magnético	Campo detectable (Tesla)				
	10^{-14}	10^{-10}	10^{-6}	10^{-2}	10^2
Magnetómetros Search-coil					
Magnetómetros Flux-gate					
Magnetómetros SQUID					
Sensores Efecto Hall					
Magnetómetros Magnetoresistivos					
Magnetodiodos					
Magnetotransmisores					
Magnetómetro de Fibra óptica					
Sensores Magneto-ópticos					
Magneto-impedancia Gigante					

Tabla 1.

Una manera de comparar los sensores magnéticos es por el rango de campo magnético que ellos detectan, en la tabla 1 se muestran diferentes tipos de sensores magnéticos y su rango de sensibilidad. La tecnología de cada sensor es completamente diferente tanto en el diseño, costo y fabricación. En cuanto a las aplicaciones, los sensores se pueden clasificar en tres categorías: categoría 1, de baja sensibilidad (Campo detectable $> 10^{-4}T$); categoría 2, de media sensibilidad ($10^{-9}T < \text{Campo detectable} < 10^{-4}T$); y categoría 3, de alta sensibilidad (Campo detectable $< 10^{-9}T$). La sensibilidad y por lo tanto el uso de los sensores se da en comparación con el campo magnético de la tierra.

La frontera entre la categoría 1 y 2 se da alrededor del campo magnético de la tierra que es de $0.2 \times 10^{-10}T$. El campo magnético de la tierra actúa como la fuente de ruido que limita la categoría 1. La frontera entre la categoría 2 y 3 está a un nivel donde el campo magnético de la tierra es estable. Para cuestiones de aplicación, las variaciones del campo magnético debido a efectos geológicos y cosmológicos proporcionan el ruido que limita su rendimiento. Existen muchos factores, tales como su respuesta a las frecuencias, su linealidad, su estabilidad térmica, el tamaño y potencia, que influyen para decidir el mejor uso de un sensor en particular [2].

I.4 APLICACIONES DE SENSORES MAGNÉTICOS

El funcionamiento de los *magnetómetros search-coil*, se basa en la ley de Inducción de Faraday, la cual establece que el voltaje inducido en una bobina es proporcional al cambio del campo magnético. Este voltaje inducido crea una corriente que es proporcional a la razón de cambio del campo. La sensibilidad de este magnetómetro depende de la

permeabilidad del centro de la bobina, del área de sección transversal, así como del número de vueltas. Son fáciles de fabricar y no son muy caros, estos dispositivos comúnmente se encuentran en señales para el control de tráfico.

El *magnetómetro Flux-gate*, es el más usado en sistemas de navegación basado en brújulas. Fue desarrollado alrededor de 1928 y después refinado por el ejército para la detección de submarinos. Este dispositivo también ha sido usado por los geofísicos en operaciones de mapeo del campo magnético en el aire. En el satélite Juno se instaló un sensor con el objetivo de detectar campo magnético en Júpiter.

El *magnetómetro SQUID* (Superconducting Quantum Interference Device³) es el aparato más sensible al campo magnético. Desarrollado alrededor de 1962, basado en el trabajo de Brian J. Josephson sobre la unión de puntos de contacto, diseñado para medir corrientes extremadamente pequeñas. Este magnetómetro es esencial en aplicaciones médicas, puesto que los campos neuromagnéticos del cerebro humano son del orden de 10^{-12} T [3], también sirve para detectar exceso de hierro en la sangre, estos aparatos operan a una temperatura de alrededor de 4 K (helio líquido).

Los *sensores magnetoresistivos* funcionan por el fenómeno de magnetoresistencia, en la cual la resistencia eléctrica de un conductor magnético cambia por la presencia de un campo magnético, este fenómeno se ha conocido por más de 100 años y se volvió importante cuando R.P. Hunt reportó que una película delgada de permalloy cambiaba su resistencia eléctrica alrededor del 2%. Los dispositivos magnetoresistivos tienen muchas aplicaciones, como sensores de desplazamiento, de presencia, de corriente eléctrica, entre otras.

Magnetodiodo. Las características de un diodo cambian cuando, debido a un campo magnético, los portadores de carga experimentan una fuerza que los desvía de su trayectoria rectilínea. Si se diseña un diodo de manera que los portadores desviados terminen en una zona donde la recombinación sea alta, se tiene un magnetodiodo.

Un *magnetómetro de fibra óptica* incluye a la fibra como un elemento magnetostrictivo el cual define un brazo sensor, una segunda fibra define un brazo de referencia. Un campo ac de frecuencia ω_0 y amplitud constante se impone en el elemento magnetostrictivo, de tal

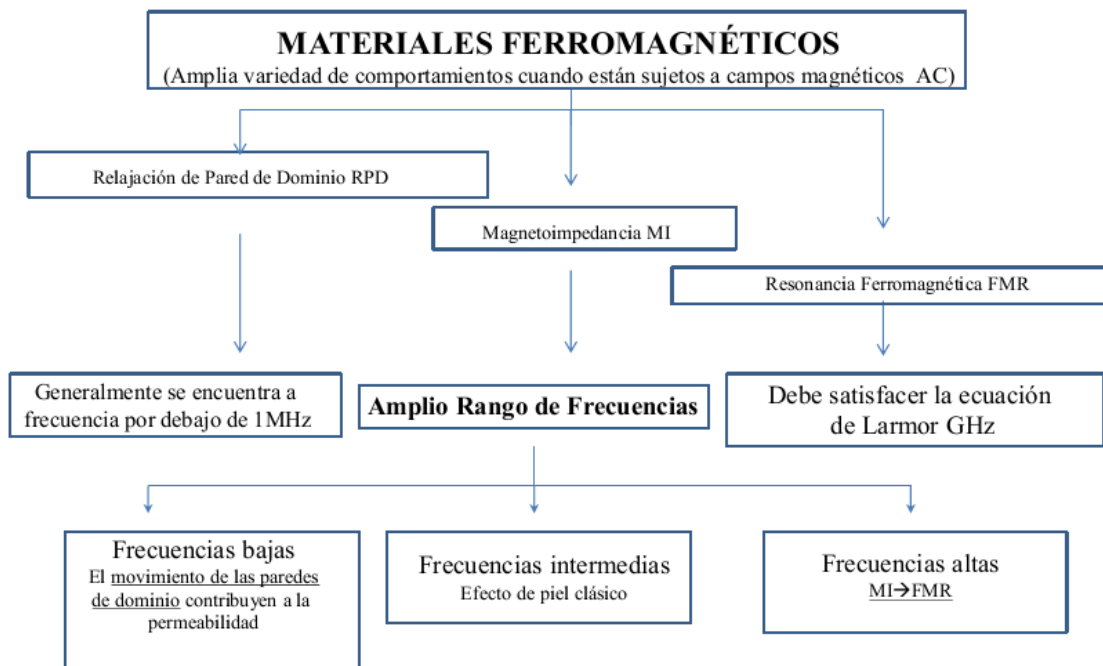
³ *SQUID*: Dispositivo superconductor de interferencia cuántica.

manera que provoca un cambio en la longitud de la trayectoria óptica, teniendo una ω_0 en la fibra de detección, esto induce un desplazamiento en la fase.

Ejemplos de este tipo de sensores son aquellos que proporcionan información con respecto al estado de la estructura que posee un edificio, determinando cuando se inicia el deterioro de dicha construcción. Esto quiere decir que es una herramienta de alta precisión.

I.5 DIAGRAMA DE MATERIALES FERROMAGNÉTICOS FRENTE A LAS FRECUENCIAS

En el siguiente diagrama se muestra el comportamiento de los materiales ferromagnéticos cuando están sujetos a campos magnéticos alternos de frecuencia f .



CAPÍTULO II

FUNDAMENTOS FÍSICOS DEL MAGNETISMO

II.1 MOMENTO MAGNÉTICO (μ)

El elemento físico fundamental del magnetismo es el momento magnético $\vec{\mu}$. El cual tiene su origen en la combinación de dos movimientos: el movimiento orbital (\vec{L}) del electrón y del giro del electrón *espín* (\vec{S}).

Visión clásica del momento magnético. Se tiene una espira de corriente I orientada de área $|d\vec{S}|$, como se muestra en la figura 5,

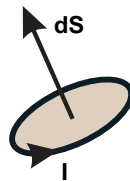


Figura 5. Momento magnético $d\vec{\mu} = Id\vec{S}$, debido a una espira de corriente.

El momento magnético se define de la siguiente manera, $d\vec{\mu} = Id\vec{S}$. Donde $d\vec{\mu}$ apunta normal al plano de la espira de corriente y por lo tanto puede ser paralela o antiparalela al vector asociado al momento angular. De esta manera el momento magnético total $\vec{\mu}$ es la suma de todas las espiras de corriente, como se muestra en la figura 6.

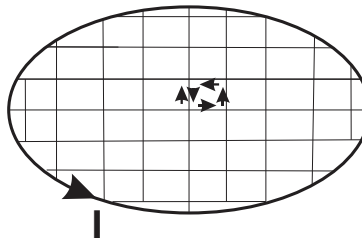


Figura 6. Momento magnético asociado con una espira de corriente I , se considera la suma de espiras de corrientes infinitesimales.

Las corrientes de las espiras infinitesimales vecinas se cancelan, dejando solamente una corriente alrededor de la espira de área $|\vec{S}|$, así

$$\vec{\mu} = \int d\vec{\mu} = I \int d\vec{S}$$

Una espira de corriente ocurre debido al movimiento de una o más cargas eléctricas las cuales tienen asociada una masa. Así el momento magnético está ligado con un momento angular.

Visión cuántica del momento magnético. En los átomos, el momento magnético $\vec{\mu}$ está asociado con un electrón que está orbitando y dirigido en la misma dirección que su momento angular orbital \vec{L} :

$$\vec{\mu}_L = -\gamma\vec{L} = -\frac{g_L e}{2m}\vec{L}$$

Donde γ es la razón giromagnética y g es el factor giromagnético cuyo valor es de aproximadamente 2, la magnitud del momento angular orbital es $|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, donde $\hbar = h/2\pi$, h es la constante de Planck. Esta relación se conoce como el *Efecto de Einstein-de Haas* [4,5], descubierta en 1915.

Una situación aún más complicada es el hecho de que el electrón posee un momento magnético intrínseco, el cual está asociado con un momento angular intrínseco. Este momento angular del electrón se llama *espín*.

$$\vec{\mu}_S = -\frac{g_s e}{2m}\vec{S}$$

La magnitud del momento angular de espín es $\sqrt{s(s+1)}\hbar$.

Así, la magnitud del momento magnético angular total es $|\vec{j}| = |\vec{L} + \vec{S}| = \sqrt{j(j+1)}\hbar$. Por lo tanto, el momento magnético total está dado por

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_S + \vec{\mu}_L = \frac{\mu_B}{\hbar}(2\vec{S} + \vec{L})$$

Donde μ_B es la constante de Boltzman.

II.2 CAMPO MAGNÉTICO

De la teoría clásica del electromagnetismo, la fuerza $d\vec{F}$ sobre un segmento recto de alambre de longitud $d\vec{r}$ que lleva una corriente I en un campo magnético con densidad de flujo \vec{B} está dado por $d\vec{F} = I d\vec{r} \times \vec{B}$, como se ve en la figura 7. Esta expresión se conoce con el nombre de Ley de Lorentz.

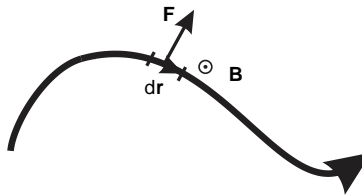


Figura 7. La fuerza sobre un elemento de corriente es $d\vec{F} = I d\vec{r} \times \vec{B}$.

Este resultado se aplica para calcular el acoplamiento sobre el momento magnético $\vec{\mu}$, así

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

El momento magnético tiende a alinearse en la dirección del campo magnético externo aplicado, logrando un estado de mínima energía, véase figura 8.

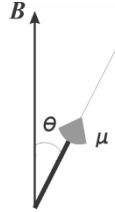


Figura 8. Un momento magnético $\vec{\mu}$ en un campo magnético \vec{B} tiene una energía igual a $-\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos\theta$.

La rotación del momento magnético $\vec{\mu}$ a un ángulo θ con respecto al campo \vec{B} , se logra solamente si se aplica un esfuerzo de torsión [6-8]. De esta manera el trabajo realizado está dado por

$$W = \int_0^\theta \tau d\theta' = \int_0^\theta (\mu B \sin\theta') d\theta'$$

Por lo tanto despreciando el término constante tenemos que la energía potencial sobre el momento magnético la podemos escribir como

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

II.3 PRECESIÓN

El cambio en \vec{L} en un tiempo Δt está dado por

$$\Delta\vec{L} = \vec{\tau}\Delta t$$

Y está en la misma dirección que $\vec{\tau}$, esto es, perpendicular a \vec{L} . Puesto que el momento magnético $\vec{\mu}$ está asociado con el momento angular \vec{L} , entonces

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma\vec{\mu} \times \vec{B}$$

Esto significa que el cambio en $\vec{\mu}$ es perpendicular tanto a $\vec{\mu}$ como a \vec{B} . El campo magnético causa la precesión de $\vec{\mu}$ alrededor de \vec{B} [9] véase la figura 9.

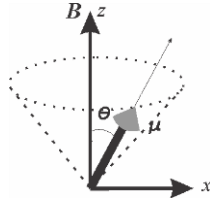


Figura 9. Un momento magnético $\vec{\mu}$ en un campo magnético \vec{B} precesa alrededor del campo magnético a la frecuencia de Larmor, γB .

II. 4 MAGNETIZACIÓN

Un sólido magnético consiste de un gran número de átomos los cuales poseen momentos magnéticos. La magnetización \vec{M} se define como el momento magnético por unidad de volumen. En el espacio libre *i.e.*⁴ en el vacío, el campo magnético puede ser descrito por los campos vectoriales \vec{B} y \vec{H} , los cuales están relacionados linealmente por

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$ es la permeabilidad en el vacío. En un sólido magnético la relación entre \vec{B} y \vec{H} es más compleja y los dos campos vectoriales pueden ser diferentes en magnitud y dirección. La expresión general es

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$$

La magnetización \vec{M} está relacionada con el campo magnético \vec{H} a través de la susceptibilidad magnética χ , *i.e.* $\vec{M} = \chi \vec{H}$. De esta manera tenemos

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H}$$

Donde $\mu_r = 1 + \chi$ es la permeabilidad relativa del material.

II. 5 ORDEN MAGNÉTICO.

Los diferentes tipos de materiales magnéticos son clasificados de acuerdo a la susceptibilidad magnética. El primer grupo está formado por materiales cuya χ es pequeña y negativa $\chi \approx -10^{-5}$, llamados *diamagnéticos*. Un segundo grupo de materiales para los cuales χ es pequeño y positivo ($\chi \approx 10^{-3}$ a $\chi \approx 10^{-5}$) son los llamados *paramagnéticos*. Los materiales magnéticos más reconocidos son los *ferromagnéticos* donde su

⁴ *i.e.*: *id est*, 'es decir' en latín.

susceptibilidad es positiva con valores típicos de $\chi \approx 50$ a 10000, ejemplos de esos materiales son Fe, Ni, Co. Las aleaciones estudiadas en este trabajo presentan valores de susceptibilidad $\chi \approx 1000$.

II. 6 ESTRUCTURA MAGNÉTICA DE DOMINIOS

Todo material magnético posee una estructura magnética formada por dominios y paredes de dominios, esta estructura se genera durante su proceso de fabricación, este proceso se denomina *In rotating water quenching* (enfriamiento por rotación de agua). El enfriamiento por rotación de agua es un método comúnmente usado para la obtención de hilos amorfos [10-12].

Debido a la ausencia de la anisotropía magnetocrystalina, la distribución de la magnetización en los hilos amorfos se genera por el acoplamiento de la magnetostricción (λ) con la anisotropía inducida por el estrés y dependiendo de la razón de enfriamiento del hilo, se tienen diferentes tipos de estructuras de dominios [13-18]. En el caso de hilos amorfos (por ejemplo aleaciones Co-B-Si) [19], se tiene una magnetostricción negativa ($\lambda < 0$), la cual interacciona con la distribución del estrés resultando en un alineamiento de momentos magnéticos circunferenciales, conduciendo a una anisotropía circular y una anisotropía interna paralela al eje del hilo. De esta manera se tiene la formación de una estructura de dominios bien definida, la cual consiste de un centro con dominios axiales (anisotropía longitudinal) y de una superficie externa con una estructura de dominios circulares (anisotropía circunferencial). Dicha estructura magnética con dominios en forma de anillos espaciados a lo largo del hilo se llama *estructura de dominio tipo bamboo* y se muestra en la figura 10.

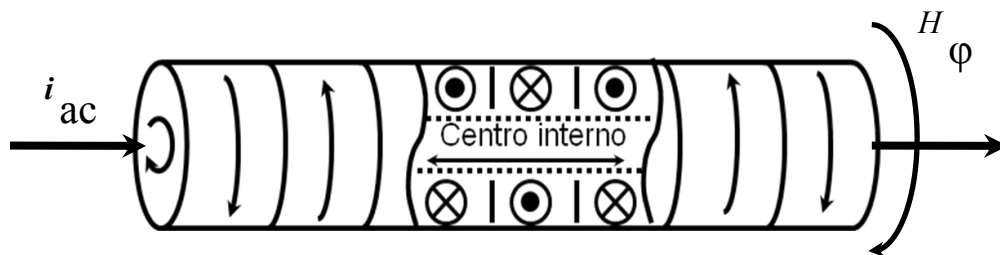


Figura 10. Estructura magnética de dominios formada por un centro interno y un caparazón circular, con una magnetostricción negativa ($\lambda < 0$)

Si a través del hilo amorfo se hace fluir una corriente, entonces esta corriente crea un *eje*⁵ de conducción de campo H_ϕ . Esta anisotropía circular permite una distribución de la magnetización [20].

De acuerdo a la teoría de N.A. Usov et. al. Una pequeña perturbación en la simetría axial del hilo genera la presencia de cargas de volumen o superficiales. Si esta perturbación cambia lentamente a lo largo del hilo, entonces esta carga tiene una contribución apreciable sobre la energía magneto-estática, la energía magneto-estática es la energía causada por cargas superficiales sobre un espacio libre de materiales ferromagnéticos con una estructura de dominios periódicos [21]. La formación de estructuras tipo *bamboo* permite minimizar la energía magneto-estática de estas cargas. La perturbación en la simetría axial se debe al estrés residual causado por el proceso de fabricación.

La estructura de dominios de un material magnético está determinada por varias clases de energías. La estructura más estable se alcanza cuando la energía de la cinta es mínima. Las energías del sistema son [22]:

- Energía de Intercambio
- Energía de Anisotropía
 - + Anisotropía Magneto-elástica/magnetostrictiva
 - + Anisotropía de Forma
- Energía Magneto-estática

De acuerdo a la teoría molecular de Weiss [23], todo material magnético está formado por pequeñas regiones llamadas *Dominios magnéticos*. Cada dominio magnético posee una gran cantidad de momentos magnéticos $\vec{\mu}$, los cuales están orientados a lo largo de su *eje de fácil magnetización*. Puesto que la magnetización se define como $\vec{M} = \vec{\mu} / V$, entonces cada dominio posee una magnetización local \vec{M} a lo largo de su respectivo *eje de fácil*

⁵ *Eje circular de fácil magnetización*. En esta dirección los momentos magnéticos poseen el estado de mínima energía

magnetización. Las fronteras que separan un dominio de otro se llaman paredes de dominios magnéticos. En la figura 11 se presentan estos dominios.

En un material ferromagnético al aplicarle un campo magnético intenso \vec{H} , los dominios magnéticos se orientan en la dirección de este campo. Cuando todos los dominios se orientan en la dirección del campo, se tiene una *magnetización total*⁶, a este arreglo se le llama monodominio (un solo dominio).

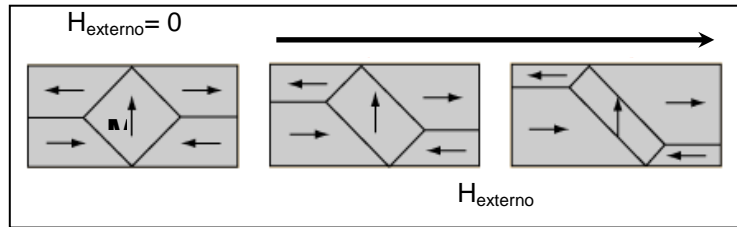


Figura 11 Se muestran los dominios magnéticos en un material ferromagnético. En cada uno de los dominios magnéticos los vectores de magnetización se alinean en una dirección dada por las flechas.

En la figura 12 se muestra la pared magnética, la cual está compuesta por la inversión de la dirección del vector de magnetización \vec{M} de un dominio hacia la dirección del vector de magnetización \vec{M} del dominio vecino [24]. El ancho de la pared (δ_w) está determinado por la interacción de intercambio y por la anisotropía.

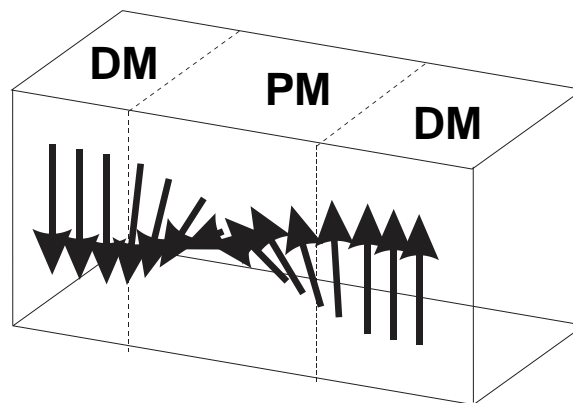


Figura 12 Pared de dominio magnético (PM) y dominio magnético (DM)

⁶ Estado de Saturación.

II.6.1 ENERGÍA DE INTERCAMBIO.

La energía de intercambio forma una parte importante de la energía total de muchas moléculas y del enlace covalente en muchos sólidos. Heisenberg mostró que esta energía da origen al ferromagnetismo [25]. Para entender el origen del ordenamiento magnético se considera un sistema simple: dos átomos **a** y **b**, cada átomo tiene un solo electrón en su órbita, suficientemente cercano para generar una interacción electrónica. La energía de intercambio J_{ex} se genera de la probabilidad de intercambio entre electrones, *i.e.*, cuando un electrón en **a** orbita sobre el núcleo de **b** y un electrón en **b** orbita sobre el núcleo de **a**. Los electrones son indistinguibles excepto por su estado de espín (espín arriba $|+\rangle$, espín abajo $|-\rangle$). Su orientación relativa es el factor más importante, ya que, espines paralelos nos conducen a $J_{ex}>0$, interacción ferromagnética y espines antiparalelos a $J_{ex}<0$, interacción antiferromagnética.

En 1928, Heisenberg mostró que la energía de intercambio se escribe como

$$E_{ex} = -2J_{ex}s_1s_2 \cos\theta$$

s_1 y s_2 son los espines de los electrones en **a** y en **b** respectivamente, θ es el ángulo relativo entre ellos. J_{ex} se define como

$$(J_{ex})_{12} = \langle \varphi_a(1)\varphi_b(2) | e^2 / r_{12} | \varphi_a(2)\varphi_b(1) \rangle$$

φ_a y φ_b son las funciones de ondas para los electrones, 1 y 2 son sus coordenadas [26].

II.6.2 ENERGÍA DE ANISOTROPÍA.

El término *Anisotropía magnética* significa que las propiedades magnéticas de un material dependen de la *dirección* en la cual están medidas.

Origen Físico de la Anisotropía Magnética. La energía requerida para superar el acoplamiento *espín* (\hat{S})-*órbita* (\hat{L}) se llama la Energía de Anisotropía. La anisotropía cristalina se debe principalmente al acoplamiento *espín* (\hat{S})-*órbita* (\hat{L}). El acoplamiento *órbita*(\hat{L})-*red* se sigue del hecho de que los momentos magnéticos orbitales están enteramente ‘amarrados’ en los sólidos, *i.e.*, $\hat{J} = \hat{L}(=\hat{\theta}) + \hat{S}$ [Ref. 22]. Esto significa, que las orientaciones de las órbitas $\hat{L}(=\hat{\theta})$ están fijas muy fuertemente a la red. Cuando un

campo externo trata de reorientar al espín (\hat{S}) de un electrón, la órbita (\hat{L}) de ese electrón tiende también a ser reorientado. Pero la órbita (\hat{L}) está fuertemente acoplada a la red, por lo tanto presenta oposición a que el eje rote.

II.6.2.1 ANISOTROPÍA MAGNETO-ELÁSTICA/MAGNETOSTRICTIVA.

Magnetostricción. Es un efecto relacionado con el acoplamiento *espín (\hat{S})-órbita (\hat{L})*. Cambios de la dirección del espín resultan en cambios de la orientación de la órbita. Modificando la longitud de la muestra, cuando se le aplica un campo magnético externo. Para un sólido isotrópico hipotético, este efecto se puede apreciar a través de la constante de *magnetostricción* definida como: $\lambda_s = \Delta l / l_0$, donde λ_s indica el esfuerzo producido por el campo magnético cuando se ha logrado el estado de saturación, l_0 es la longitud inicial de la muestra, Δl es el cambio en la longitud en una cierta dirección. Esta constante establece una interacción entre el campo magnético aplicado con la magnetización. La aplicación de un *stress*⁷ a una muestra ferromagnética genera un cambio en la dirección de la magnetización. Este efecto es el inverso al efecto magnetostrictivo. La magnetostricción es un factor muy importante en el control de la estructura de los dominios magnéticos.

II.6.2.2 ANISOTROPÍA DE FORMA

Si un cuerpo es magnetizado por un campo aplicado (posición A) y este campo es removido, la magnetización decrecerá a una posición C bajo la acción de un *Campo de Demagnetización H_d* , véase la figura 13, M es función del campo aplicado H . H_c es el campo coercitivo (cuando $M=0$), M_r es el campo remanente (cuando $H=0$).

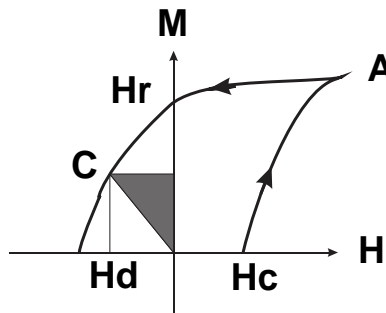


Figura 13. Anisotropía de forma.

⁷ *Stress*: estrés, tensión, fuerza.

El cuerpo tiene una energía almacenada que es igual al área sombreada. Esta energía almacenada se denomina *Energía Magneto-estática* E_{ms} y se define como:

$$E_{ms} = \frac{1}{2} H_d M$$

pero

$$H_d = N_d M$$

Donde H_d = Campo de Demagnetización, N_d = Coeficiente de Demagnetización, entonces

$$E_{ms} = \frac{1}{2} N_d M^2 = \frac{1}{2} M^2 N_c + \frac{1}{2} (N_a - N_c) M^2 \text{sen}^2 \theta$$

$$E_F = \frac{1}{2} (N_a - N_c) M^2 \text{sen}^2 \theta$$

Donde esta última expresión es la *Energía de Forma*. N_a y N_c representan los coeficientes de demagnetización a lo largo del eje a y c respectivamente.

II.6.3 ENERGÍA MAGNETO-ESTÁTICA

La energía magneto-estática es la que emana del material magnético. Para minimizar esta energía, el material magnético se divide en pequeños volúmenes, llamados dominios magnéticos. La presencia de dominios magnéticos induce el estado de mínima energía magneto-estática. En la figura 14 se muestra la formación de dominios que minimizan esta energía mediante dominios de cierre [27].

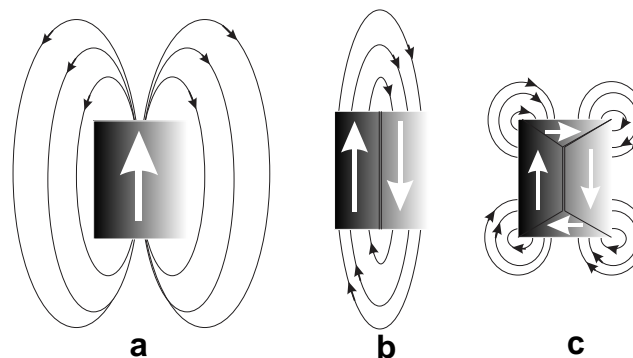


Figura 14 Los dominios magnéticos pueden formar diferentes patrones, para minimizar la energía.

a) monodominio, b) dos dominios y c) dominios de cierre.

II.7 CICLO DE HISTÉRESIS (PROCESOS DE MAGNETIZACIÓN).

En un proceso de magnetización (desde $H = 0$ hasta el campo de saturación H_{Sat}), se puede distinguir tres mecanismos, los cuales dependen del valor del campo aplicado H :

Proceso 1. $H < H_P$; donde H_P es el campo crítico de propagación. En esta región la orientación de los espines en la dirección del campo, es resultado de la deformación elástica o abombamiento de la pared de los dominios magnéticos, sin que ocurra un desplazamiento, véase figura 15. A esto se le denomina, proceso de magnetización reversible de la pared magnética. En esta región lineal, la permeabilidad es constante ($\mu = B/H$) y se le llama permeabilidad inicial (μ_i), y el punto donde la permeabilidad cambia de pendiente, se le conoce como campo crítico o campo de propagación (H_P).

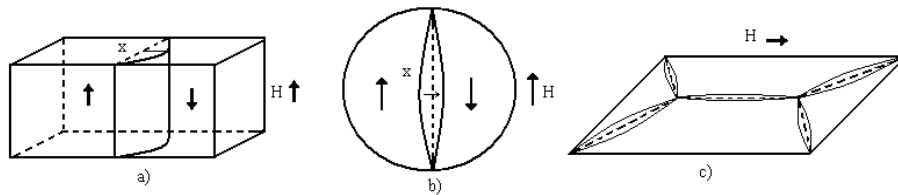


Figura 15 Abombamiento de pared en a) Pared rectangular, b) Grano esférico y c) cinta amorfa.

Proceso 2. $H \geq H_C$; se corren los puntos de anclaje dando lugar al desplazamiento, mecanismo mediante el cual suceden cambios drásticos en la inducción B para pequeños incrementos del campo (ΔH). Los dominios en la dirección del campo externo H crecen a expensas de los dominios vecinos.

Proceso 3. $H \gg H_C$; para lograr el estado de saturación, se requiere orientar los dominios restantes en la dirección del campo aplicado, para lograr esto se requiere un mecanismo de rotación de espines para su reorientación, el cual ocurre a valores altos de campo aplicado, ver figura 16.

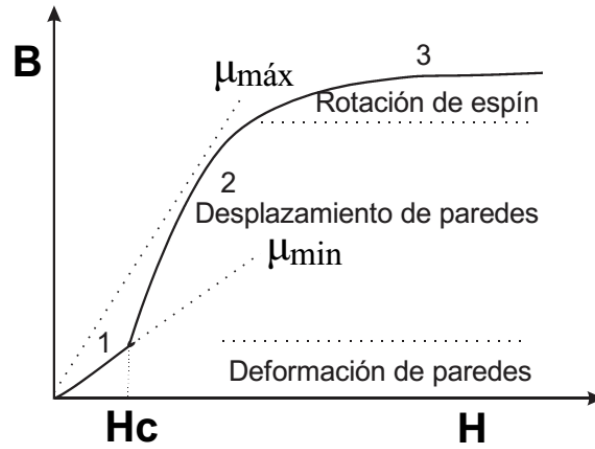


Figura 16. Procesos de magnetización típico de un material magnético.

Este ciclo de histéresis describe la dependencia de la magnetización con el campo y los mecanismos magnéticos ya antes mencionados, véase figura 17 [Ref. 22].

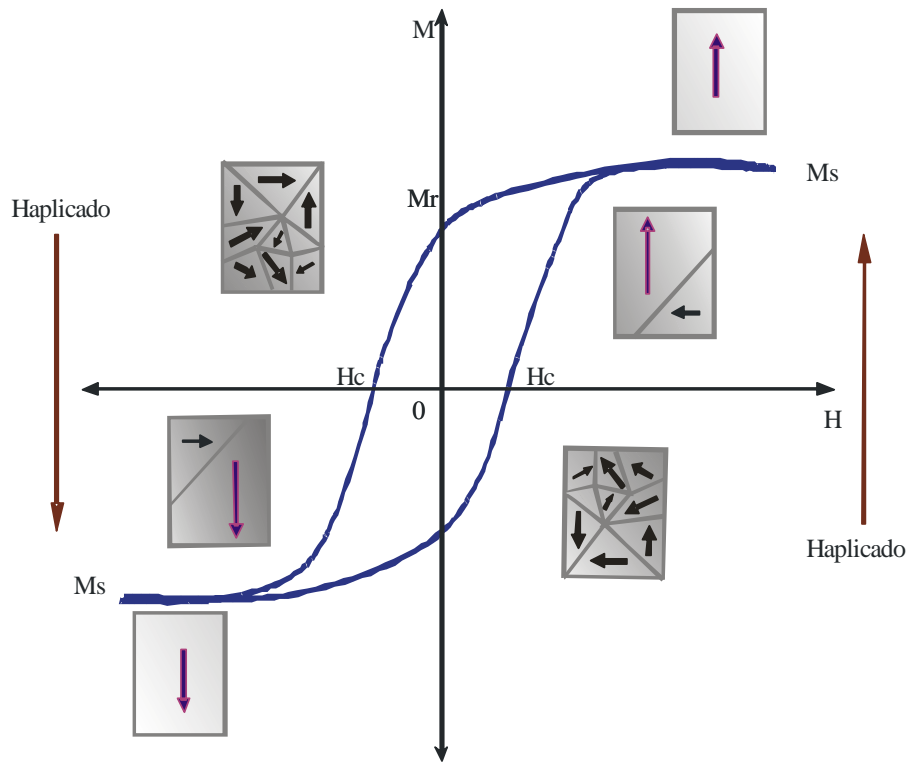


Figura 17. Curva de magnetización y su curva asociada de histéresis para un material magnético.

Cuando los materiales se magnetizan fácilmente y presentan campos coercitivos (H_c) muy pequeños reciben el nombre de materiales magnéticamente blandos $H_c < 1 \text{ kA/m}$. Materiales

duros o imanes permanentes requieren de campos altos para modificar su estado de magnetización y en consecuencias presentan campos coercitivos grandes $H_C > 10kA/m$ [28].

II.8 FERROMAGNETISMO

Un material ferromagnético tiene una magnetización espontánea aún en ausencia de un campo magnético aplicado [29]. Todos los momentos magnéticos $\vec{\mu}$ están colocados a lo largo de la dirección de fácil magnetización, como ya se ha mencionado. Este efecto se debe generalmente a una interacción de corto alcance denominado *interacción de intercambio*. Para un material ferromagnético en un campo magnético aplicado \vec{B} , la energía de interacción es,

$$E = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + g\mu_B \sum_j \vec{S}_j \cdot \vec{B}$$

La constante de intercambio J_{ij} en el caso de materiales ferromagnéticos es positiva. El término que contiene la constante de intercambio se conoce como La energía de Intercambio de Heisenberg. El segundo término se conoce como la energía de Zeeman.

De la teoría de Campo molecular [30,31] en el efecto del ordenamiento de los espines uno puede asumir que

$$\vec{B}_{mf} = \lambda \vec{M}$$

Donde λ es una constante, la cual parametriza la fuerza del campo molecular; además es función de la magnetización. Aquí λ es negativo, debido a la gran energía de Coulomb involucrada en la interacción de intercambio.

CAPÍTULO III.

TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN MAGNÉTICA

En un conductor, el campo eléctrico (E_{ac}) crea una densidad de corriente ac (j_{ac}), al mismo tiempo esta densidad de corriente crea un campo magnético H_{ac} . Los campos E_{ac} y H_{ac} son campos variables en el tiempo. Las ondas electromagnéticas poseen una cierta energía, la cual está determinada por el vector de Poynting, para un conductor ferromagnético la relación del campo eléctrico E_{ac} y magnético H_{ac} a altas frecuencias puede ser expresada por la densidad de tiempo promedio de la absorción de potencia P_s . Así mismo, la impedancia superficial Z_s de este material ferromagnético se expresa como la razón entre estos campos. Se establece una relación fundamental entre la razón de cambio del vector de poynting con el campo magnético estático aplicado H (Absorción de potencias de microondas) y la razón de cambio de $Re(Z_s)$ con el campo estático aplicado H .

$$\frac{dP_s}{dH} = \frac{H_s^2}{2} \frac{dRe(Z_s)}{dH}$$

La absorción de potencias de microondas, la podemos conocer mediante las técnicas de Resonancia Ferromagnética (RFM) y Absorción a Campo Bajo (ACB) a una frecuencia contante de 9.4 GHz, y el cambio de la impedancia con la aplicación del campo magnético lo conocemos con la técnica de Magnetoimpedancia MI. Es importante aclarar que las mediciones de MI se realizaron en el rango de los MHz, las cuales están por debajo de 9.4 GHz⁸. Sin embargo, debido a la relación anterior se puede establecer una correlación entre los modos de absorción a potencias de microondas, con los procesos de magnetización que se identifican mediante la técnica de MI. De esta manera, se tienen criterios que permiten identificar al material ferromagnético como un elemento serio en el diseño de sensores magnéticos.

III.1 MAGNETOIMPEDANCIA

Cuando un conductor ferromagnético blando está sujeto a una corriente alterna pequeña i_{ac} , se puede lograr un gran cambio en la impedancia compleja Z del conductor aplicando un

⁸ Con la técnica MI (MHz) se tiene la impedancia característica, mientras que con RFM (GHz) se tiene la impedancia superficial.

campo magnético H_{dc} externo. De esta manera la magnetoimpedancia se define como la variación de la impedancia de un material ferromagnético cuando se le aplica una corriente alterna i_{ac} en presencia de un campo magnético externo H_{dc} . El cambio relativo de la impedancia Z con el campo aplicado H_{dc} se expresa como:

$$\frac{\Delta Z}{Z} (\%) = \frac{[Z(H_{DC}) - Z(H_{DC})_{\max}]}{Z(H_{DC})_{\max}} \times 100 (\%) \quad (1)$$

Donde $(H_{dc})_{\max}$ es el campo magnético externo suficiente para saturar la muestra. Algunos autores usan $(H_{dc})_{\max}=0$ en la ec. 1, sin embargo esta definición no es correcta, debido a que el valor de $Z(0)$ depende del estado magnético remanente del material [32].

La impedancia compleja

$$Z = R + j\omega L \quad (2)$$

R es la resistencia y L es la inductancia, $j = (-1)^{1/2}$ es la base de los números imaginarios, $\omega=2\pi f$, donde f es la frecuencia. De esta manera la impedancia de un conductor magnético se define como

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} \rightarrow I = I_{ac} \exp(-j\omega t) \quad (3)$$

Donde i_{ac} es la amplitud de la corriente senoidal que pasa a través del conductor y V_{dc} es el voltaje medido entre los extremos del conductor. La figura 18 muestra la definición de la impedancia.

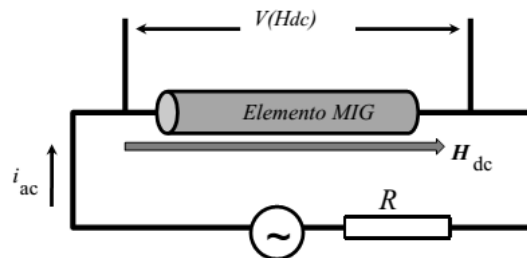


Fig. 18 Circuito simplificado para las mediciones de MI.

La curva típica de la razón de MI se muestra en la figura 19. Gráfica a 200kHz, 20 minutos de tratamiento térmico a 400°C.

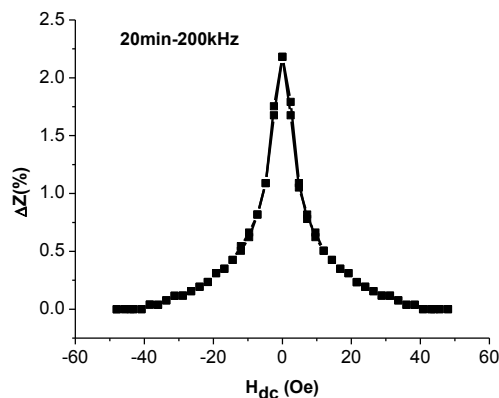


Fig. 19 Curva típica de la razón de magnetoimpedancia.

La estructura magnética de dominios del hilo presenta una estructura tipo *bamboo*⁹, como se muestra en la figura 20, la cual posee una magnetostricción negativa $\lambda < 0$ [33-35], causada por el efecto de estrés magnético con un estrés introducido por el método de obtención [36].

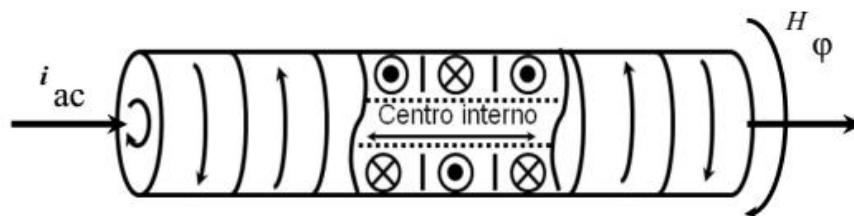


Fig. 20 Estructura de dominios del hilo magnético amorfo, la dirección de la magnetización en el centro es paralela a la dirección longitudinal; la dirección de la magnetización en la superficie es circunferencial.

La corriente i_{ac} que fluye a través del hilo conductor genera un campo magnético circunferencial H_{ϕ} , este campo orienta la magnetización en la dirección circular. En el centro (en el interno del hilo), una anisotropía es dirigida a la dirección axial debido al efecto de forma (geometría del material), esto durante el proceso de enfriamiento.

⁹ *Bamboo*: Bambú. Estructura formada por elementos circulares en forma de discos unidos contiguamente hasta formar un hilo.

La naturaleza de la impedancia compleja, conduce a una fuerte dependencia en la frecuencia, por medio de la corriente $i_{ac}\exp(-j\omega t)$. Es muy importante estudiar el cambio de la impedancia a bajas y altas frecuencias.

Magnetoimpedancia a bajas frecuencias (~ kHz)

La definición (3) se cumple únicamente para medios lineales isótropos o medios óhmicos [37,38] caracterizados por poseer una conductividad constante σ . Bajo estas condiciones, existirá un campo eléctrico que está relacionado con el potencial ΔV por la ecuación

$$\Delta V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (4)$$

Es evidente que el campo eléctrico se encuentra en una sola dirección, en otro caso por la relación de la densidad de corriente en función del campo eléctrico $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$, tendríamos un medio cargado continuamente en su superficie [39]. De esta manera, para un conductor magnético uniforme el ΔV se escribe como:

$$\Delta V = \langle E \rangle_z l \quad (5)$$

Donde $\langle E \rangle_z$ es el promedio del campo eléctrico debido al cambio de la magnetización circular causada por $H_\phi = 2i_{ac}r/ca^2$ [Ref.37, Ref. 38,40].

$$E_z(r) = -\frac{j\omega}{c^2} i_{ac} \int_0^r \frac{2r' dr'}{a^2} \frac{dB_\phi}{dH_\phi}(r'), r \leq a \quad (6)$$

donde a es el radio del hilo magnético.

Si se considera la relación del campo magnético aplicado y la inducción magnética lineal, entonces se cumple $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, de esta manera la ecuación (6) se convierte en

$$E_z(r) = -\frac{j\omega}{c^2} i_{ac} \int_0^r \frac{2r' dr'}{a^2} \mu_\phi(r'), r \leq a \quad (7)$$

donde μ_ϕ es la permeabilidad circunferencial.

El hilo es eléctricamente equivalente a un circuito en serie RL , donde R es la resistencia y L la inductancia, ver figura 21. De acuerdo a la ley de Kirchhoff¹⁰ el potencial total $V = V_R + V_L$

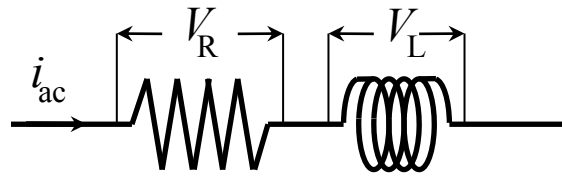


Figura 21. Circuito equivalente del hilo magnético

Así

$$V = Ri_{ac} + \langle E \rangle_z l \quad (8)$$

Combinando la ec. (7) y ec. (8) tenemos

$$V = Ri_{ac} - \frac{\omega}{c^2} i_{ac} \int_0^r \frac{2r' dr'}{a^2} \mu_\phi(r') l \quad (9)$$

Por lo tanto usando la ec. (3) y ec. (9), la impedancia queda expresada como

$$Z = R - j \frac{\omega}{c^2} 2l \int_0^r \frac{r' dr'}{a^2} \mu_\phi(r') \quad (10)$$

$$Z = R - j \frac{\omega}{c^2} L_i$$

¹⁰ Ley de Conservación de energía (Ley de mallas).

Donde

$$L_i = 2l \int_0^r \frac{r' dr'}{a^2} \mu_\phi(r') \quad (11)$$

Así de la ec. (10) establece que a bajas frecuencias el cambio de la impedancia depende del término magnetoinductivo del material, el cual es proporcional a la permeabilidad circunferencial μ_ϕ , causado por el abombamiento de las paredes de dominios, así las curvas típicas a bajas frecuencias de la razón de la impedancia con el campo magnético aplicado es un solo pico como se muestra en la figura 22.

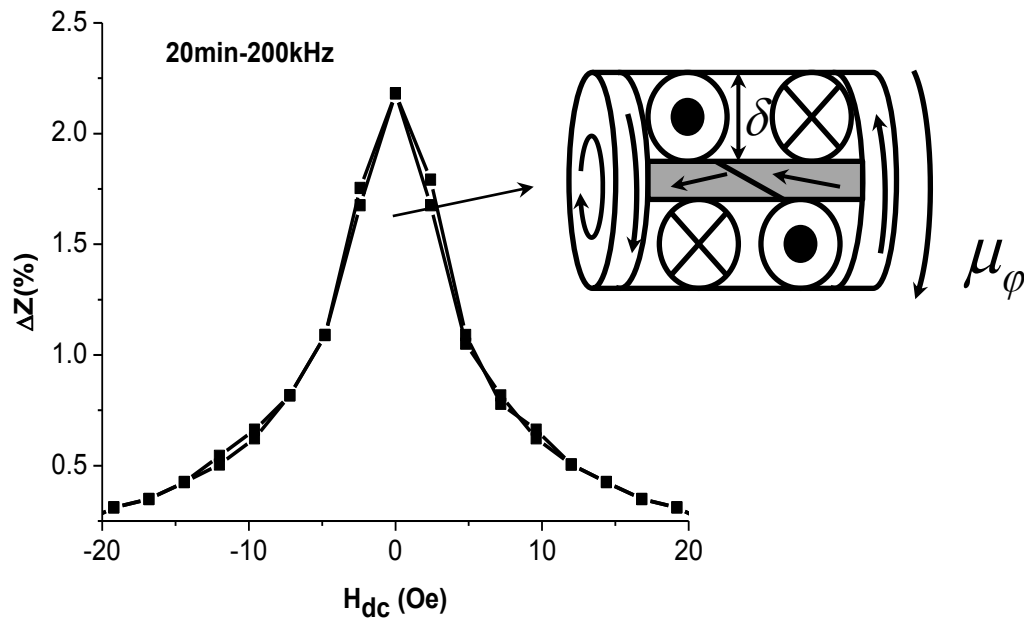


Figura 22. Curva de magneoimpedancia de una cinta amorfa base Fe, tratada térmicamente a 400°C durante 20 minutos, a 200kHz, muestra un solo pico causado por el abombamiento de pared.

Magnetoimpedancia a altas frecuencias (entre ~kHz y MHz)

Se espera que con el incremento de la frecuencia la dependencia de Z sea más evidente, se tiene una expresión de la impedancia para cualquier frecuencia.

Si se considera la distribución de la densidad de corriente en la sección transversal de un conductor por el que circula una corriente total variable distinta de cero, entonces esta

corriente se concentrará fundamentalmente cerca de su superficie, este fenómeno se llama *efecto de piel* [41].

Dentro del conductor el campo eléctrico satisface la ecuación

$$\Delta \vec{E} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (12)$$

En un sistema de coordenadas cilíndricas cuyo eje z coincide con el eje del conductor, el campo \vec{E} depende únicamente de la coordenada r . Para un campo periódico de frecuencia ω se obtiene la ecuación

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + k^2 E = 0 \rightarrow k = \frac{1+j}{\delta_m} \rightarrow \delta_m = \frac{\delta}{\mu_\phi^{1/2}} \quad (13)$$

Donde

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \rightarrow \delta_m = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega\mu_\phi}} \quad (14)$$

Donde δ_m es la *profundidad de penetración* en un medio magnético.

($\omega = 2\pi f$, donde f es la frecuencia)

La solución de esta ecuación que se conserva finita para $r = 0$ es

$$E = E_z = A \times J_0(kr) e^{-j\omega t} \quad (15)$$

J_0 es función de Bessel.

En cuanto al campo magnético $H = H_\phi$ éste se obtiene a partir de $\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ lo cual nos

conduce a

$$H = H_\phi = -cte \times j \sqrt{4\pi\sigma j / \omega} J_1(kr) e^{-j\omega t} \quad (16)$$

J_1 es función de Bessel.

De esta manera la impedancia para cualquier frecuencia queda escrita como

$$Z = -\frac{j\omega}{c^2} L_e + \frac{El}{I} = -\frac{j\omega}{c^2} L_e + \frac{2El}{caH} \quad (17)$$

Sustituyendo las ec's. (15) y (16) en (17) tenemos

$$Z = -\frac{j\omega}{c^2} L_e + \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (18)$$

$L_e = 2l \ln(l/a)$ es la parte exterior de la autoinducción del conductor. ($R = l/\pi a^2 \sigma$)

Para altas frecuencias, la expansión en serie de la ec. (18) queda

$$Z = R \frac{a}{2\delta_m} - \frac{j\omega}{c^2} \left[L_e + L_i \left(\frac{2\delta_m}{a} \right) \right] \quad (19)$$

Donde

$$Z \propto \frac{Ra\sqrt{2\pi\sigma}}{2c} \sqrt{\omega\mu_\phi^{1/2}} \quad (20)$$

El cambio en la impedancia se origina principalmente de la variación de la profundidad de la piel debido a fuertes cambios de la permeabilidad magnética causado por el campo magnético estático. Es importante señalar que dependiendo de la forma geométrica de la muestra, la curva de MI puede alcanzar su punto máximo en el rango de frecuencia intermedia (por ejemplo, 100 kHz a 10 MHz), como consecuencia de la contribución de la permeabilidad tanto del movimiento de la pared de dominio y a la magnetización de rotación, véase figura 23. Inmediatamente después una reducción de MI a frecuencias más altas, este comportamiento se debe a que las paredes de dominio son fuertemente amortiguadas por las corrientes *eddy*¹¹ y sólo contribuye la magnetización de rotación.

¹¹ Corrientes de Foucault.

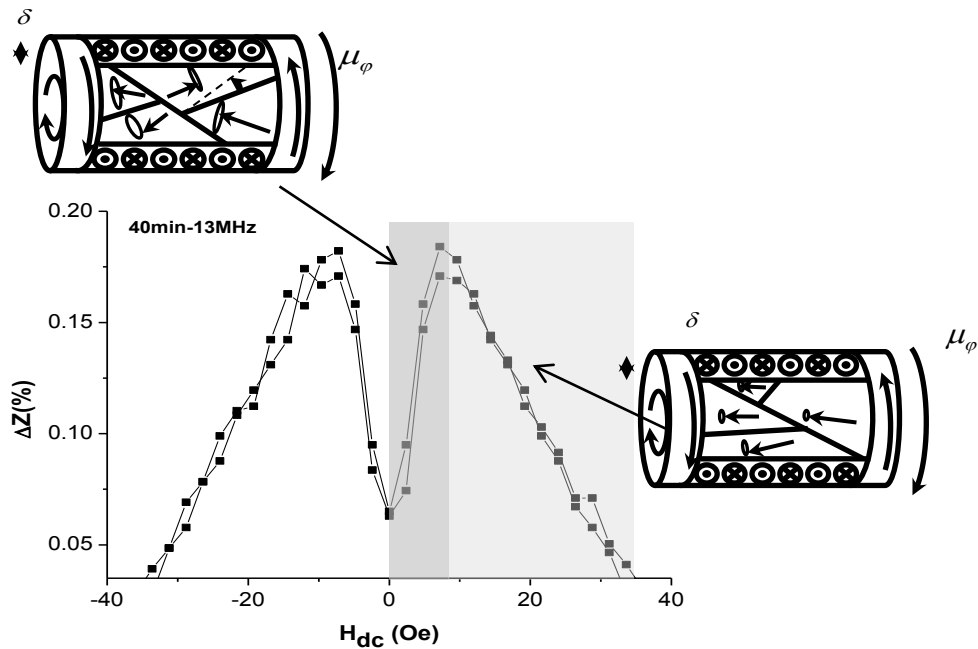


Figura 23. Dependencia de MI con el campo magnético aplicado para altas frecuencias

III.2 RESONANCIA FERROMAGNÉTICA

Ya se ha dicho que en un material ferromagnético los momentos magnéticos se acoplan mediante la energía de intercambio, dando como resultado una magnetización macroscópica, al menos localmente, *i.e.* en los dominios magnéticos se tienen asociados vectores de magnetización orientados de manera independiente, a lo largo de *su eje de fácil magnetización*. En el estado de saturación el momento magnético total gira alrededor de la dirección del campo magnético aplicado, absorbiendo fuertemente la energía de un campo *rf* transversal cuando su frecuencia es igual a la frecuencia de precesión determinada por la *frecuencia de Larmor*. Figura 24.

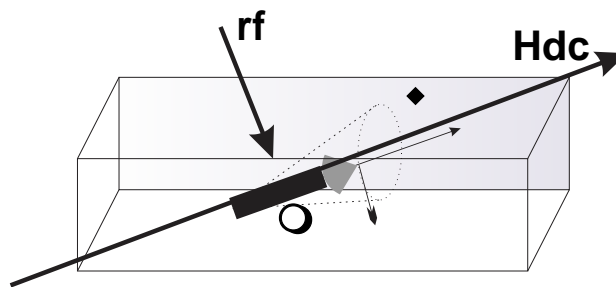


Figura. 24 Momento magnético precesando alrededor de la dirección del campo magnético aplicado.

La ecuación de movimiento es

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\mu_0(\vec{M} \times \vec{H})$$

Considerando factores de forma de la muestra, en este caso tiene una geometría cilíndrica, y considerando el campo de anisotropía H_K , la solución de esta ecuación de acuerdo a [42] para la frecuencia de resonancia ω_0 está dada por

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 \left[(H_0 + M_S) \left(H_0 + \frac{2K}{\mu_0 M_S} \right) \right]^{1/2} \approx \gamma\mu_0 [M_S(H_0 + H_K)]^{1/2}$$

Si consideramos que el vector macroscópico \vec{S} , representa el espín total del material ferromagnético, entonces decimos que este espín está cuantizado¹². Debido al campo magnético aplicado, se separan los niveles de energía por el efecto Zeeman. La regla de selección $\Delta m_S = \pm 1$ sólo permite transiciones entre niveles adyacentes. Véase figura 25,

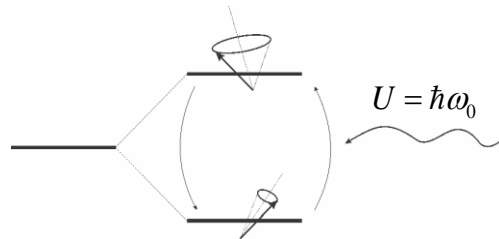


Figura. 25 Efecto Zeeman

III.3 CAMPO DE PROPAGACIÓN H_p

Se utiliza la técnica de Campo de propagación para analizar el material ferromagnético en el rango de frecuencias de kHz, esto permite conocer la respuesta del material a bajas frecuencias.

Un material ferromagnético desmagnetizado colocado en una región donde existe un campo magnético, se induce un campo magnético dado por $\vec{M} = \chi\vec{H}$ o $(\vec{B} = \mu\vec{H})$. Es importante

¹² El caso más simple es de un electrón, el cual tiene asociado un espín. Por efecto Zeeman se tiene un desdoblamiento de los niveles energéticos, logrando dos estados: Espín arriba $|+\rangle$ y espín abajo $|-\rangle$.

conocer el cambio de la magnetización al aumento del campo \vec{H} [43,44]. Para ello se emplea una disposición modificada del *Anillo de Rowland* [45]. En particular para los materiales magnéticos suaves se tiene una técnica típica para medir propiedades dinámicas. Entre las propiedades que pueden ser medidas utilizando esta técnica es la permeabilidad magnética a través de la curva inicial del ciclo de histéresis.

Si se tiene una corriente i de entrada en un embobinado primario (V_{aplicado}). De acuerdo a la ley de Ampère se tiene,

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i$$

Se crea un campo magnético de inducción, y asociado a un área de sección transversal se tiene un flujo que varía en el tiempo, por lo tanto de acuerdo a las ecuaciones de la electrodinámica clásica

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

Se tiene una *fuerza electromotriz f.e.m.* (V_{inducido}) que se puede detectar mediante un embobinado secundario, como se muestra en la figura 26.

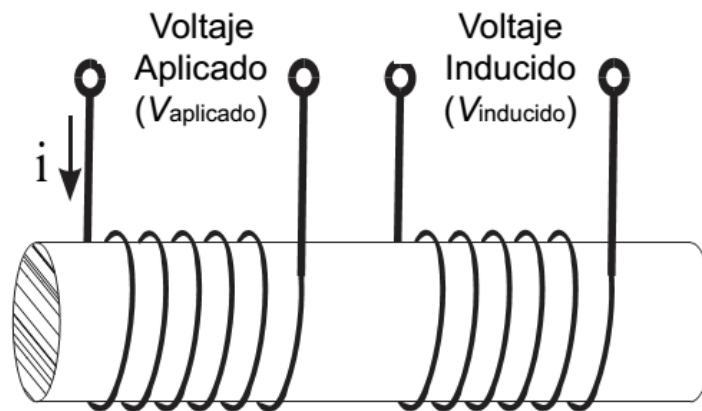


Figura 26. Disposición del hilo amorfo como núcleo del embobinado primario y secundario.

De la ley de inducción de Faraday es posible obtener el flujo magnético $\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$ a través de cada una de las espiras de una bobina. Para el caso de un solenoide $B = \mu Ni/l$.

Supongamos que el flujo tiene el mismo valor en cada una de las N espiras. El producto $N\Phi_B$ es el número de *enlaces del flujo* de la espira. De esta manera se cumple $\mathcal{E} = -\frac{d(N\Phi_B)}{dt}$, y como la inductancia en un solenoide está dado por $\mathcal{E} = L\frac{di}{dt}$, al considerar la magnitud de ambas expresiones tenemos

$$L = N \frac{\Phi_B}{i}$$

Así, el flujo en el núcleo de la bobina con un valor de permeabilidad μ es $\Phi_B = \frac{\mu ANi}{l}$, l es la longitud de la bobina.

Por lo tanto si el área de sección transversal de la primera bobina es A_1 y el área de la segunda bobina es A_2 , entonces el flujo total en el núcleo está dado por

$$\Phi = \frac{\mu(A_1N_1i_1 - A_2N_2i_2)}{l}$$

El enlace de flujo de cada bobina es [46]

$$N_1\Phi = \frac{\mu}{l}(A_1N_1^2i_1 - A_2N_1N_2i_2)$$

$$N_2\Phi = \frac{\mu A}{l}(A_1N_1N_2i_1 - A_2N_2^2i_2)$$

Entonces los voltajes en cada bobina están dadas por

$$\mathcal{E}_1 = N_1^2 \frac{\mu A_1}{l} \frac{di_1}{dt} - N_1N_2 \frac{\mu A_2}{l} \frac{di_2}{dt}$$

$$\mathcal{E}_2 = N_1N_2 \frac{\mu A_1}{l} \frac{di_1}{dt} - N_2^2 \frac{\mu A_2}{l} \frac{di_2}{dt}$$

Donde $N_1^2 \frac{\mu A_1}{l}$ y $N_2^2 \frac{\mu A_2}{l}$ son las autoinductancias de cada bobina y $N_1 N_2 \frac{\mu A_2}{l}$ es la inductancia mutua que resulta del flujo magnético común que relaciona a las dos bobinas. La autoinductancia por unidad de longitud de un solenoide puede escribirse como $L = \mu N^2 A/l$.

Así comparando esta expresión con $\mathcal{E} = L \frac{di}{dt}$, se tiene que

$$\mathcal{E}_2 = N_1 N_2 \frac{\mu A_1}{l} \frac{di_1}{dt} = \frac{\omega}{R_p} \mathcal{E}_1 = 2\pi f \mu N_1 N_2 \frac{\mathcal{E}_1}{R_p}$$

Esta ecuación nos indica que para una frecuencia f , el voltaje de salida es proporcional al voltaje de entrada, donde la permeabilidad μ se puede calcular por medio de la pendiente *voltaje 1 vs voltaje 2*.

CAPÍTULO IV

DISEÑO DE LA LÍNEA MICROSTRIP

IV.1 CALIBRACIÓN DE LA LÍNEA MICROSTRIP

El analizador de Impedancias HP4395A con impedancia nominal de entrada de $50\ \Omega$, está provisto de un *KIT*¹³ de Calibración 43961A. Este aditamento permite calibrar, a través de un software, el sistema en tres modos: Circuito abierto, Corto circuito y $50\ \Omega$, esto para tener una referencia respecto a las medidas de impedancia del equipo. Dado que la Magnetoimpedancia se define como el cambio en la impedancia de un material ferromagnético, bajo la aplicación de un campo magnético externo, es importante crear un arreglo experimental, de tal manera que este campo no afecte el funcionamiento correcto del Analizador. Para tal efecto se coloca el hilo amorfo en una línea microstrip (porta muestra), a la vez esta línea va conectada al Analizador por medio de un cable tipo N-SMA con impedancia característica de $50\ \Omega$. Véase figura 27.

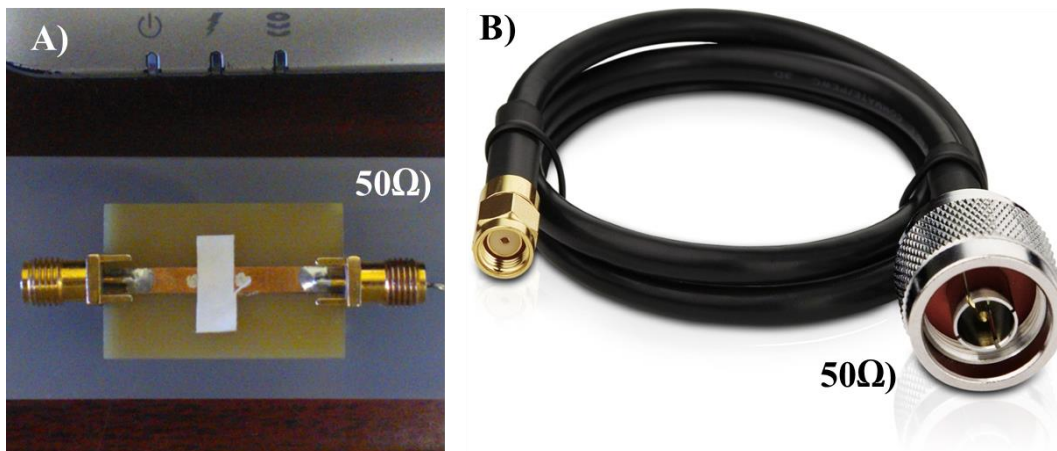


Figura 27. A) *Línea microstrip* (portamuestra) y B) Cable tipo N-SMA

El diseño de la línea microstrip junto con el cable, debe seguir la teoría de líneas de transmisión, la cual establece la existencia del acoplamiento de impedancias entre el Analizador-cable con la Línea microstrip.

¹³ *Kit*: equipo.

IV.1.1 LÍNEAS DE TRANSMISIÓN

Las líneas de transmisión almacenan energía electromagnética en una región del espacio limitada por el medio físico que forma la propia línea. En contraste, las ondas mecánicas que se propagan en el aire, están confinadas a todo el espacio. Las líneas tienen una geometría determinada la cual condiciona las características de las ondas electromagnéticas en ella.

Una de las aplicaciones más importantes de las ondas electromagnéticas es la transmisión de información entre una *Fuente* y una *Carga*¹⁴. Para un mejor control y lograr una mayor eficiencia en el transporte de información se usa un par de conductores (*cables*), tales como, aquellos usados para el teléfono, para la TV, para comunicar la PC con la impresora, entre otros. Este par de conductores es llamado *Línea de Transmisión*. Otra aplicación se encuentra en el desarrollo de circuitos resonadores, de filtros y de acopladores de impedancia entre otros.

Dependiendo del sistema, la información es representada por la diferencia de potencial variable en el tiempo, entre los dos conductores o por la corriente variable en el tiempo, que circula a través de ellos. De la teoría clásica del electromagnetismo, y de acuerdo con las Ecuaciones de Maxwell, la corriente crea un campo magnético y la diferencia de potencial entre los conductores está asociada con un campo eléctrico, se dice que se tiene un fenómeno *auto-sostenido* [47].

De acuerdo al ancho de banda se tiene un tipo específico de línea de transmisión. Véase la figura 28. Rangos de frecuencias: VLF-*Very Low Frequency* (Frecuencia muy baja), LF-*Low Frequency* (Frecuencia baja), MF-*Medium Frequency* (Frecuencia media), HF-*High Frequency* (Frecuencia alta), VHF-*Very High Frequency* (Frecuencia muy alta), UHF-*Ultra High Frequency* (Frecuencia ultra alta), SHF-*Súper High Frequency* (Frecuencia súper alta). La frecuencia utilizada en este trabajo se encuentra entre MF y HF (1MHz a 10 MHz) [48].

¹⁴ En la práctica la *Fuente* es el dispositivo que genera la señal (información) y la *Carga* es el dispositivo que la detecta.

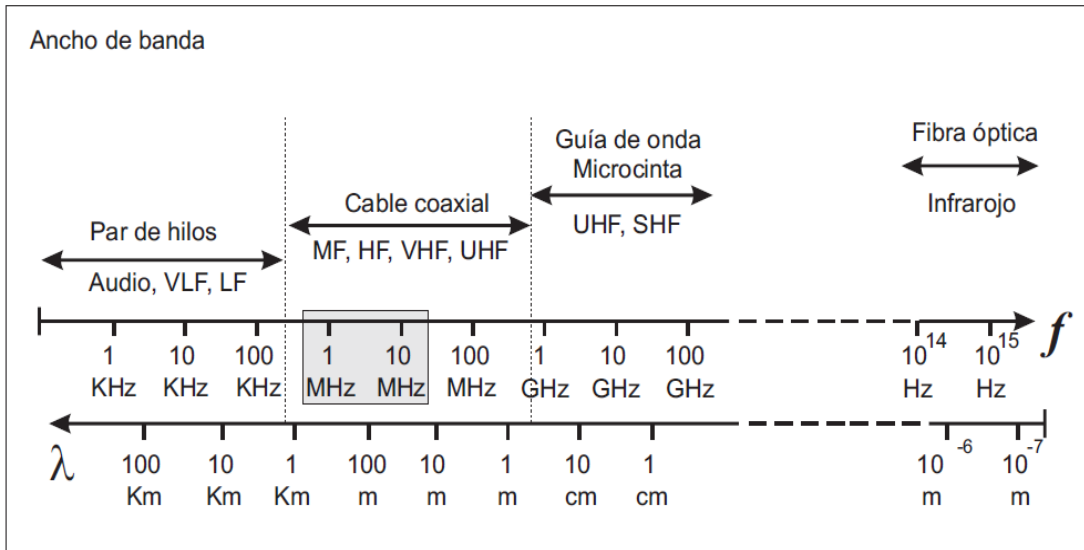


Figura 28. VLF: Very Low Frequency, LF: Low Frequency, MF: Medium Frequency, HF: High Frequency, VHF: Very High Frequency, UHF: Ultra High Frequency, SHF: Super High Frequency.

IV.1.2 ASPECTOS IMPORTANTES DE LAS LÍNEAS DE TRANSMISIÓN

Las ondas electromagnéticas en las líneas de transmisión se propagan de tal manera que el campo eléctrico E y el campo magnético H son transversales a la dirección de propagación (eje z), es decir en modo TEM¹⁵. De acuerdo con las ecuaciones de Maxwell, podemos expresar las componentes de campo transversal en función de los componentes longitudinales, lo que permite establecer los modos a las soluciones de campo.

$$\mathbf{H}_T = \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_T$$

$$\nabla_T \times \mathbf{E}_T = 0$$

$$\nabla_T \cdot \mathbf{E}_T = 0$$

Así, el campo eléctrico se puede obtener utilizando las siguientes expresiones

¹⁵ TEM. *Transverse Electromagnetic* (transversal electromagnético).

$$\nabla_T^2 \varphi = 0$$

$$\mathbf{E}_T = -\nabla_T \varphi$$

En la electrostática, las líneas de campo eléctrico inician en los conductores cargados positivamente y terminan en los conductores cargados negativamente, un modo TEM puede transportarse en cables coaxiales. En la figura 29, se muestra una línea de transmisión de dos conductores.

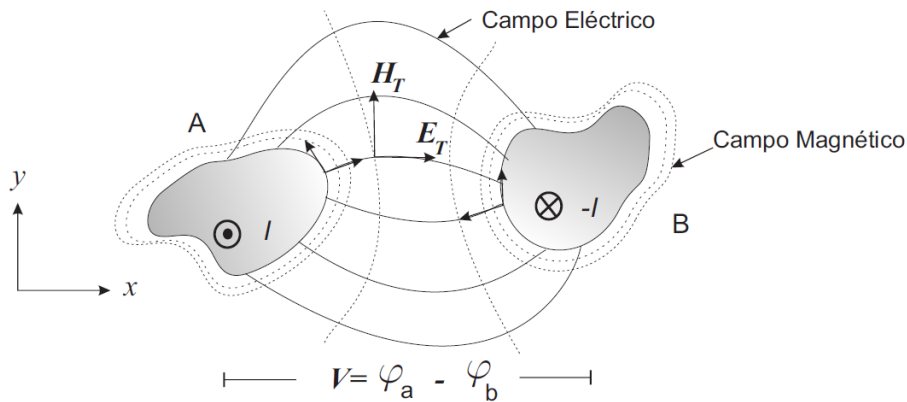


Figura 29. Esquema general de una línea de transmisión.

Los conductores son *equipotenciales* de la solución electrostática. Sean φ_a, φ_b los potenciales del conductor A y B, respectivamente. La diferencia de potencial entre los conductores es $V = \varphi_a - \varphi_b$. Las líneas de campo eléctrico inician perpendicularmente en el conductor A y terminan perpendicularmente sobre el conductor B. De acuerdo a las Ecuaciones de Maxwell, las líneas de campo magnético, que se generan alrededor de los conductores siguiendo la regla de la mano derecha, serán perpendiculares a las líneas de campo eléctrico. Sobre la superficie del conductor el campo magnético es tangencial. De la ley de Ampère, las integrales de línea del campo magnético alrededor de cada conductor resultará en una corriente total I e $-I$ siguiendo al conductor en la dirección z . Las corrientes tienen la misma magnitud pero signo diferente.

IV.1.3 PARÁMETROS DE LAS LÍNEAS DE TRANSMISIÓN

Parámetros primarios de la línea de transmisión: *Resistencia* por unidad de longitud, Rdx [Ω/m]; *Inductancia* por unidad de longitud, Ldx [Henry/m]; *Capacitancia* por unidad de

longitud, Cdx [Faraday/m] y *Conductancia* por unidad de longitud, Gdx [S/m]. En la figura 30 se muestra la línea de transmisión fundamental, con el circuito equivalente de un elemento diferencial.

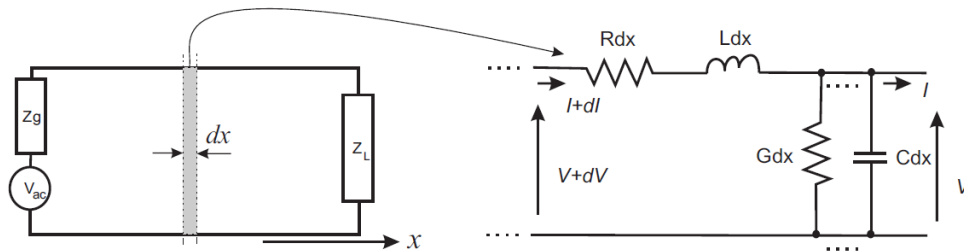


Figura 30. Circuito equivalente de un elemento diferencial de Línea de Transmisión

Cuando se aplica una diferencia de potencial a un conductor se genera una corriente I , resultando una pérdida de potencia a través de una resistencia R , propia del conductor. Así mismo, cómo cambia esta corriente en el conductor con la aplicación de la diferencia de potencial lo determina la inductancia L . Dado que la línea de transmisión está formada por dos conductores separados por un dieléctrico, se forma un capacitor C , cuya capacidad depende del área de los conductores, su separación y la constante dieléctrica del material que los separa. La conductancia G se debe a las imperfecciones del dieléctrico, así mismo a su resistividad finita, por lo que hay una pérdida de corriente entre los conductores y junto con la resistencia contribuye a las pérdidas o *atenuación* en la línea.

De la figura 30, se observa que el voltaje y la corriente a la entrada del elemento infinitesimal son $V+dV$ e $I+dI$, respectivamente, así mismo será V e I a la salida. Aplicando las leyes de Kirchoff, que leyes de conservación de energía y carga, así como el uso de la teoría de los números complejos, podemos escribir

$$dV = I(R + j\omega L)dx$$

$$dI = V(G + j\omega C)dx$$

Esto implica que,

$$dV/dx = zI$$

$$dI/dx = yV$$

Donde $z = R + j\omega L$ e $y = G + j\omega C$.

Derivando respecto de x las ecuaciones anteriores, tenemos

$$d^2V/dx^2 = zyV$$

$$d^2I/dx^2 = zyI$$

Donde una solución irreducible a las ecuaciones anteriores se puede escribir como [49],

$$V(x) = V^+ e^{-\gamma x} + V^- e^{\gamma x}$$

$$I(x) = I^+ e^{-\gamma x} + I^- e^{\gamma x}$$

Donde

$$\gamma = \sqrt{zy} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$$

Se define como la *constante de propagación* de la línea, y se puede escribir como

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

Siendo α la *constante de atenuación* y β la *constante de fase*.

IV.1.4 RESPUESTA DE REFLEXIÓN DE LAS LÍNEAS DE TRANSMISIÓN

Aspectos fundamentales en el análisis de las líneas de transmisión son las ondas electromagnéticas reflejadas y transmitidas. Consideremos un pulso de onda en una línea de transmisión (consideremos de manera particular un cable coaxial) donde las propiedades de la línea (R , L , C y G) cambian repentinamente, como lo sugiere la figura 31, en este caso, anticipamos que existe un *pulso reflejado* y un *pulso transmitido*.

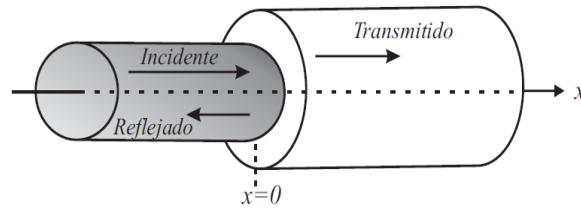


Figura 31. Interface entre dos líneas de transmisión (cables coaxiales).

Tenemos dos condiciones de frontera:

1. El voltaje en el lado izquierdo de la interfaz es igual al voltaje del lado derecho, esto es $[V_i = V_t]_{x=0}$.
2. La corriente en el lado izquierdo de la interfaz es igual a la corriente en el lado derecho de la interfaz, esto es $[I_i = I_t]_{x=0}$.

La *impedancia característica* para la línea de transmisión es $Z_0 = \sqrt{\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}}$. La impedancia característica de la línea es una propiedad geométrica y es *independiente de su longitud*.

Reflexión del voltaje en una línea de transmisión

$$\left[V_{reflejado} = V_{incidente} \frac{Z_t - Z_i}{Z_i + Z_t} \right]_{x=0}$$

En términos del coeficiente de reflexión Γ

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

Para suprimir las reflexiones, en el extremo de la línea de transmisión (del cable), se conecta una resistencia igual a la impedancia característica del cable, como se indica en la figura 32.



Figura 32. Diagrama de la terminación de la línea de transmisión.

Los cables coaxiales estándar RG58, son cables típicos en el laboratorio con una conexión tipo BNC que tienen una impedancia característica de 50Ω . De esta manera, se debe de conectar una resistencia de 50Ω en el extremo del cable coaxial para que el conductor “sienta” eléctricamente lo mismo tal como si el cable tuviera una *longitud infinita*.

De la figura 33, en la sección A indica un Analizador de Impedancias o un generador con su respectiva impedancia interna (Z_g). Es importante mencionar que en este trabajo se va a utilizar tanto el analizador de impedancias como el generador de funciones; en la sección B, el circuito equivalente de la línea de transmisión; en la sección C, el circuito equivalente de la *línea microstrip*; y en la sección D, La impedancia de la carga (Z_L).

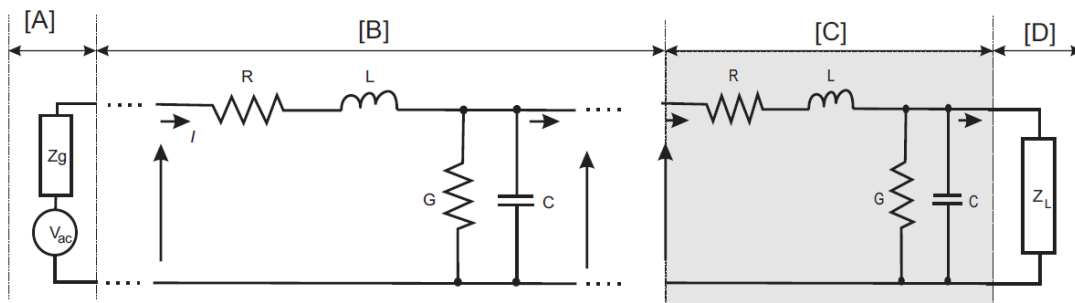


Figura 33. Circuito equivalente de la línea de transmisión incluyendo el generador, la *línea microstrip* y la carga.

IV.2 LÍNEAS MICROSTRIP

En la sección IV.1.4 se muestra que la interfaz entre dos líneas de transmisión genera pulsos de reflexión, esto trae como consecuencia la pérdida de información y por lo tanto una menor eficiencia en el transporte de energía al pasar de un medio (cable coaxial) a otro medio, como la *línea microstrip*.

La *Línea Microstrip* consiste de una línea conductora con un ancho w y un grosor t y el plano de tierra, separados por un medio dieléctrico (con una constante de permitividad ϵ_r), de grosor H como se muestra en la figura 34[50].

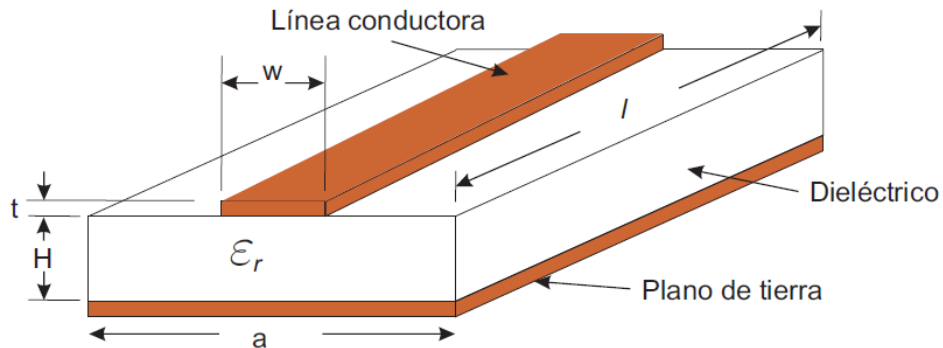


Figura 34. Línea microstrip

La impedancia característica de la línea *microstrip* se calcula utilizando la expresión [51,52]:

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r} \left[\frac{w}{H} + 1.393 + 0.667 \ln \left(\frac{w}{H} + 1.444 \right) \right]}$$

Para este caso $H=1.6\text{mm}$, $w=3\text{mm}$, lo cual nos conduce a $Z_0 \cong 50\Omega$.

En este trabajo se asume el modo *cuasi*-TEM. Esta suposición es válida para frecuencias por encima de las frecuencias donde el modo TEM puede propagarse en las interconexiones de la línea *microstrip*. Una referencia muy útil que aproxima el punto de la transición a través de la permitividad relativa ϵ_r es [53,54],

$$f = \frac{c}{4H\sqrt{\epsilon_r - 1}}$$

Donde c es la velocidad de la luz. Si $\epsilon_r \cong 4.25$, nos conduce a $f = 26 \text{ MHz}$.

En este trabajo se utilizará la línea *microstrip* como portamuestra del microhilo, hasta una frecuencia de 10 MHz.

IV.3 RESULTADOS EXPERIMENTALES DE LA CALIBRACIÓN DE LA LÍNEA MICROSTRIP.

En la figura 35, se observa la calibración del analizador de impedancia de 1 a 100 MHz, utilizando la calibración en modo de 50Ω . El valor de la impedancia en este rango en frecuencia es de $50 \pm 0.048\Omega$.

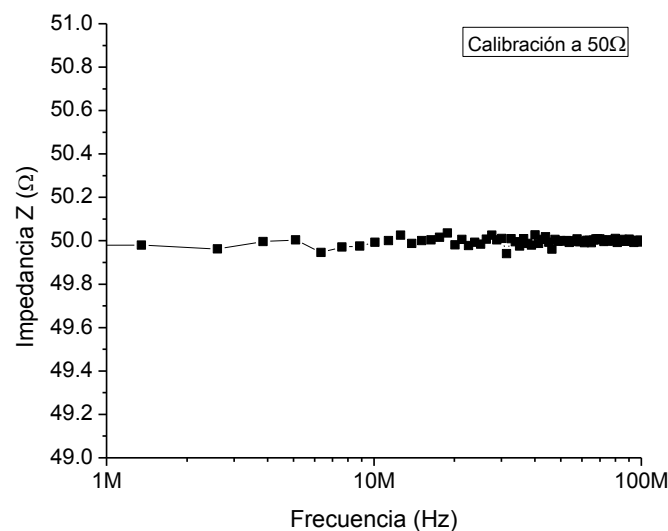


Figura 35. Calibración del analizador de impedancias.

En la figura 36, se observa la calibración del porta muestra. El rango de medición en frecuencia es de 2 a 10MHz. La respuesta en círculos corresponde a una resistencia de precisión que se coloca a un extremo de la microstrip (por medio del conector SMA), como carga. Del diseño de la microstrip se tiene una discontinuidad en la línea conductora, con una longitud de 3mm, en esta discontinuidad se coloca el material bajo estudio o una película de oro para cerrar el circuito. En la figura 36, la respuesta de la línea microstrip en corto circuito cuando se coloca la película de oro. La impedancia es de $50.9 \pm 0.35\Omega$; La respuesta con marca en estrella, representa la respuesta de la microstrip teniendo como carga una resistencia de carbón, a la línea conductora se ha colocado un poco de estaño para darle mayor estabilidad en la conducción. El valor de la impedancia es de $50.4 \pm 0.25\Omega$.

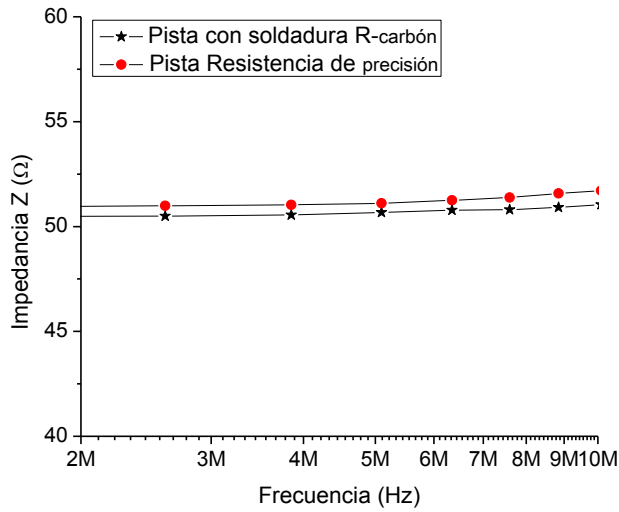


Figura 36. Calibración de la línea microstrip.

En la figura 37, se muestra un comparativo del comportamiento de la impedancia en función de la frecuencia, el rango de frecuencia de medición es de 100kHz a 10MHz. La marca en cuadro representa la respuesta de la línea microstrip con la película de oro. La marca en círculo, la respuesta del *portamuestra* (PM) con el hilo amorfo. En verde la respuesta de impedancia, mientras que en azul la respuesta en fase. La respuesta de la impedancia del hilo amorfo muestra un valor *cuasiconstante* de 100kHz hasta 2MHz, después de 3MHz el valor de la impedancia empieza a aumentar, teniendo la máxima variación a 10MHz.

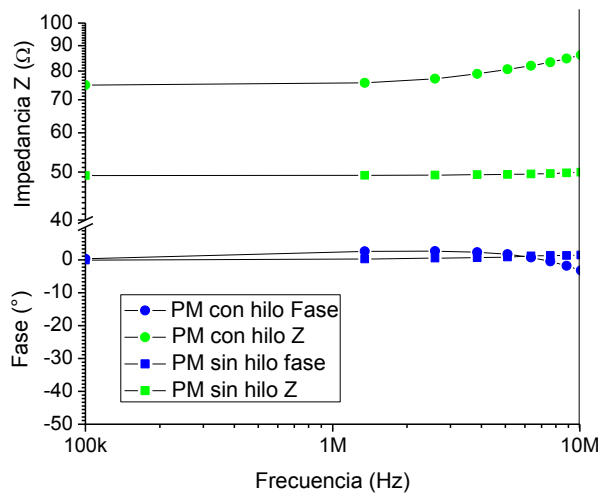


Figura 37. Comparativo de la línea microstrip con el hilo y sin el hilo amorfo.

CAPÍTULO V

DESARROLLO DEL SENSOR DE CAMPO MAGNÉTICO

Se realizará una caracterización del hilo amorfo con el objetivo de establecer las frecuencias apropiadas para el diseño del sensor de campo magnético.

V.1 ALEACIÓN AMORFA CoFeSiB

El material bajo estudio es una aleación amorfa de composición de CoFeSiB con $30\ \mu\text{m}$ de diámetro, con constante de magnetostricción negativa ($\lambda_s = -10^{-7}$) [55,56]. La estructura de dominios del hilo depende del signo de esta constante [57,58].

Este material amorfo tiene las siguientes propiedades:

- i) Permeabilidad relativa $\mu_r = 10,000$ a 10kHz, véase figura 38.

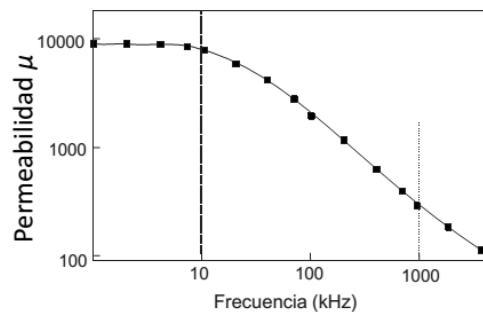


Figura 38. Permeabilidad en función de la frecuencia

- ii) Magnetización de saturación $M_s = 8,000$ Gauss

- iii) Campo coercitivo $H_C = 0.06$ Oe. Véase figura 39.

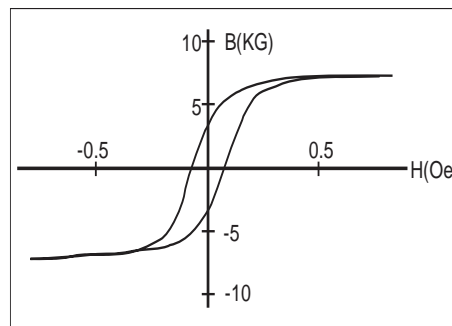


Figura 39. Inducción magnética en función del campo magnético aplicado

Esta aleación fue obtenida por el método *in-rotating water spinning* [59].

V.2 MAGNETOIMPEDANCIA (100 kHz – 20 MHz)

Las mediciones presentadas a continuación se realizaron usando un hilo amorfo de 3 mm de longitud y $30 \mu\text{m}$ de diámetro. Los datos en esta sección fueron obtenidos usando un Analizador de Impedancias HP4395A con rango en frecuencia de 10 kHz hasta 500 MHz y 0.1 – 20 mA (*rms*). La muestra fue conectada al analizador a través de un porta muestra tipo *línea microstrip*, como se explicó con todo detalle en el capítulo anterior. Se usó una Fuente Bipolar KEPCO BOP-4M, en un rango en voltaje de 0 hasta 100 V.D.C. y de corriente de 0 hasta 4 A.D.C. con el propósito de generar un barrido de campo magnético de -270 Oe a 270 Oe, por medio de un par de bobina de Helmholtz, las cuales tienen un diámetro de 28 cm. En la siguiente fotografía (figura 40) se muestra: A) PC, B) Analizador de Impedancias, C) Fuente Bipolar, D) Bobinas de Helmholtz, E) Porta muestra y F) Cable de conexión SMA-N. Este equipo se encuentra en el Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la Universidad Nacional Autónoma de México.

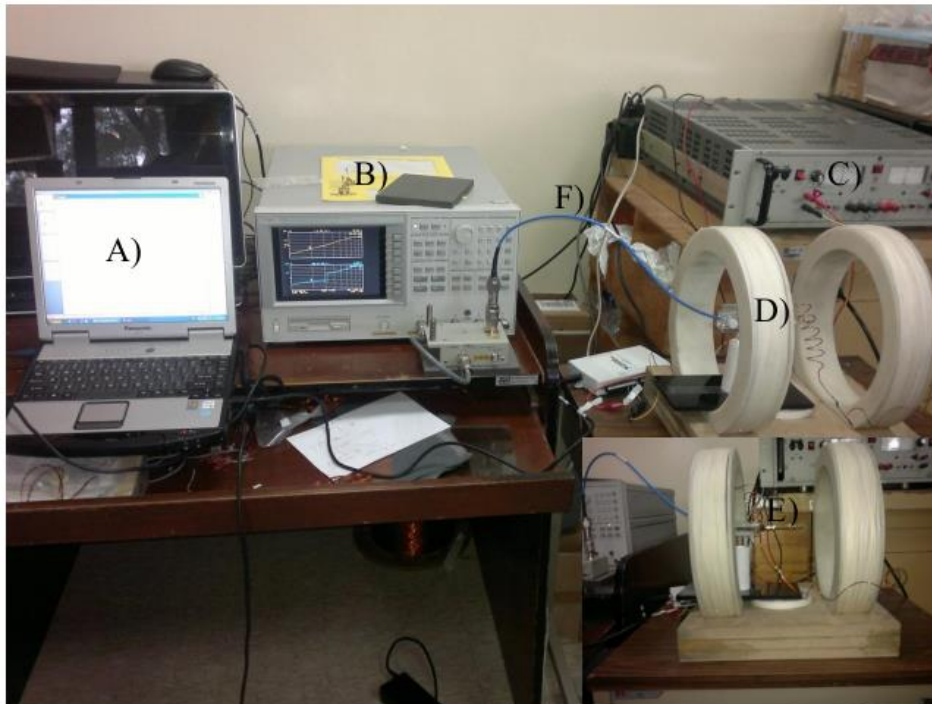


Figura 40. Equipo de medición de Magnetoimpedancia, ubicado en el Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológica-UNAM

En la figura 41 Se muestra en bloques el arreglo experimental.

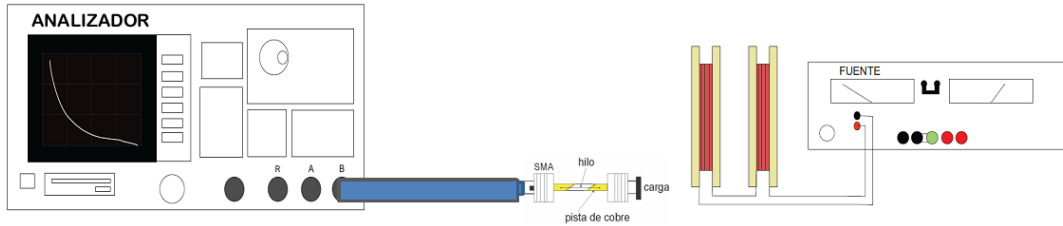


Figura 41. Arreglo experimental para la medición de MI, mostrando a detalle el porta muestra que contiene el hilo amorfo.

El campo generado por las Bobinas de Helmholtz es aplicado Paralela (Orientación 1) y Perpendicular (Orientación 2) al eje del hilo. La Razón de MI se ha definido como

$$\Delta Z/Z(\%) = 100 \times ([Z(H) - Z(H_{max})]/ Z(H_{max}))$$

Donde H_{max} (0.27 T) es el máximo valor de campo magnético.

ORIENTACION 1. En la figura 42, se muestra el arreglo experimental del hilo amorfo, dentro del campo magnético generado por los polos del electroimán.

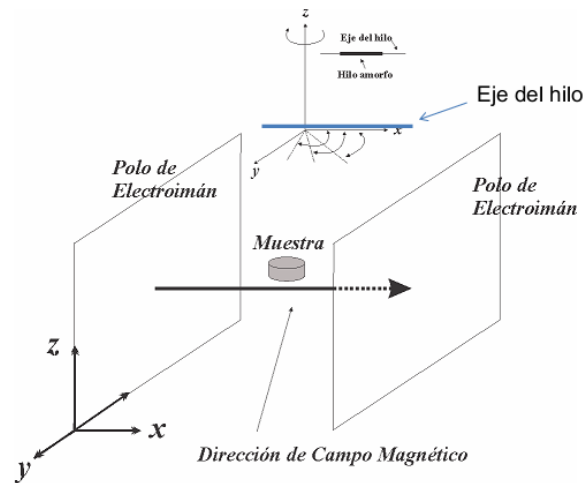


Figura 42. Arreglo experimental para la orientación 1.

Frecuentemente se usa el formalismo de inductancia en lugar del formulismo de impedancia, debido a que da información acerca de los procesos dinámicos de

magnetización, así mismo, existe una dependencia entre la inductancia con la permeabilidad del material amorfo, a través de la relación $\mu^* = GL^* = jG/\omega Z^*$.

Donde μ es la permeabilidad, G es un factor geométrico que depende de la forma del material magnético, L la inductancia, j la base de los números imaginarios, ω es la frecuencia angular y Z la impedancia, el asterisco indica la expresión compleja. En la figura 38, se muestra el cambio de la permeabilidad como función de la frecuencia. Está bien establecido, que a bajas frecuencias, el proceso dinámico de magnetización está asociado al abombamiento de paredes de dominios (las cuales se encuentran ancladas en la superficie del material y en defectos estructurales) y a la rotación de espín. A altas frecuencias las paredes ya no pueden seguir el ritmo del campo de excitación ac y ocurre una relajación, entonces la relajación de espín, permanece como único proceso de magnetización hasta alcanzar la resonancia ferromagnética.

En la figura 43, se muestra el cambio de la razón de impedancia $\Delta Z/Z(\%)$ del material magnético cuando es sometido a un campo magnético estático H_{DC} . Se identifica un pico central (PC) en campo magnético cero y dos señales simétricas alrededor del PC, etiquetadas como S1 y S2.

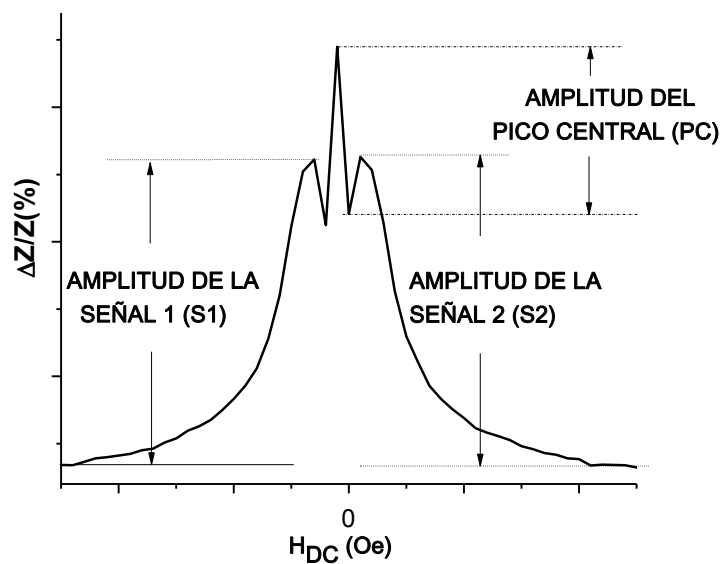


Figura 43. Cambio de la razón de impedancia con la aplicación del campo magnético estático H_{DC} .

En la figura 44(a) se muestra la dependencia del campo magnético como función de la razón de MI a una frecuencia $f = 100$ kHz. Se observa el pico central (PC) en campo magnético cero con una amplitud del 9(%) y las señales etiquetadas con S1 y S2 alrededor del PC, ambas con amplitud del 8(%); estos valores se miden respecto al estado de saturación magnético. El PC se debe a procesos magnetoinductivos causados por la dinámica de los dominios longitudinales que se encuentran en el interior del hilo. Las señales simétricas (S1 y S2) se deben a que no solamente se observa la región central, caracterizada por poseer una anisotropía longitudinal, si no que se detecta también la interfaz con la capa exterior del hilo, la cual se caracteriza por tener una anisotropía circunferencial cuyos momentos magnéticos forman un ángulo de 90° entre los dominios tipo *bamboo*¹⁶. En b) con una frecuencia de 10 MHz, El PC ha desaparecido y las amplitudes de las señales (S1 y S2) se han incrementado por encima del 48(%), este comportamiento se explica debido a que el *efecto de piel* es más importante a altas frecuencias y por lo tanto una menor profundidad de penetración de la corriente AC.

La respuesta de MI muestra una saturación en campo magnético con valor de 6 Oe (6×10^{-4} T). Analizando la respuesta en campos positivos, la respuesta de MI incrementa hasta alcanzar un valor máximo y a medida que aumenta el campo de excitación la Magnetoimpedancia empieza a disminuir, esto se explica debido a que la dinámica de los dominios magnéticos, por la ley de inducción de Faraday, generan corrientes parásitas¹⁷ y a la vez éstas corrientes generan un campo magnético inducido, amortiguando de esta manera el movimiento de las paredes de dominios.

Con esta técnica, es posible conocer el campo de Anisotropía H_K , el cual se mide desde campo magnético cero a campo magnético donde la razón MI es máxima, así $H_K = 0.92$ Oe (9.2×10^{-5} T).

¹⁶ Bambú.

¹⁷ *Eddy current*. Corrientes de Foucault.

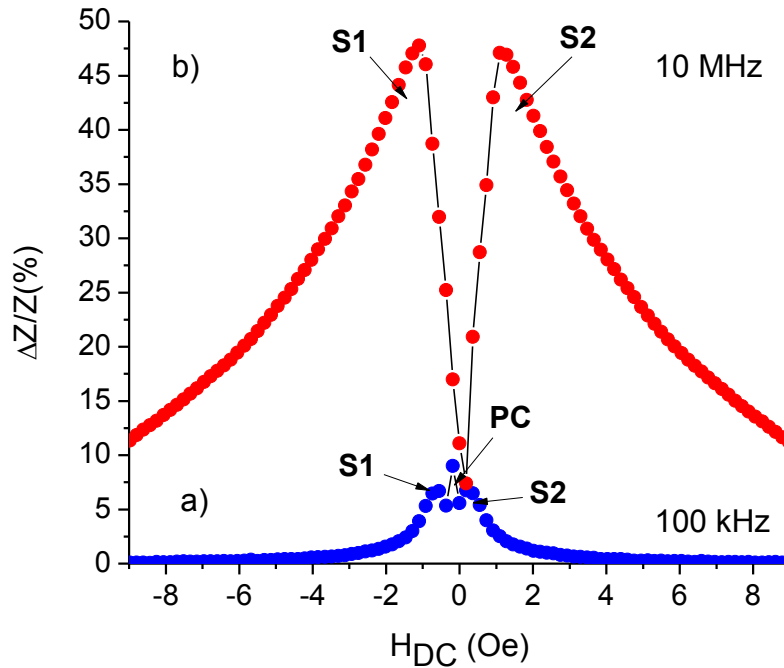


Figura. 44 Dependencia del campo del campo de la razón de MI con frecuencias de a) 100 kHz y b) 10 MHz.

En la figura 45, a) se muestra la razón de MI a diferentes frecuencias. Conforme la frecuencia se incrementa, el pico central empieza a desaparecer y las señales S1 y S2 empiezan a crecer, este efecto es claramente visible entre 250 y 300 kHz. De acuerdo al efecto de piel $\delta = c / \sqrt{4\pi^2 \sigma f \mu_\phi}$ corresponde a una profundidad de penetración de 60 μm (para 300 kHz). El *inset*¹⁸ muestra el ancho del PC el cual tiene un valor de 0.4 Oe. En b) se muestra la razón MI a altas frecuencias. El PC ha desaparecido completamente, mientras que S1 y S2 han incrementado de 24.2 (%) para 1 MHz hasta 47.8 (%) para 10 MHz.

¹⁸ *Inset*: recuadro, incrustación.

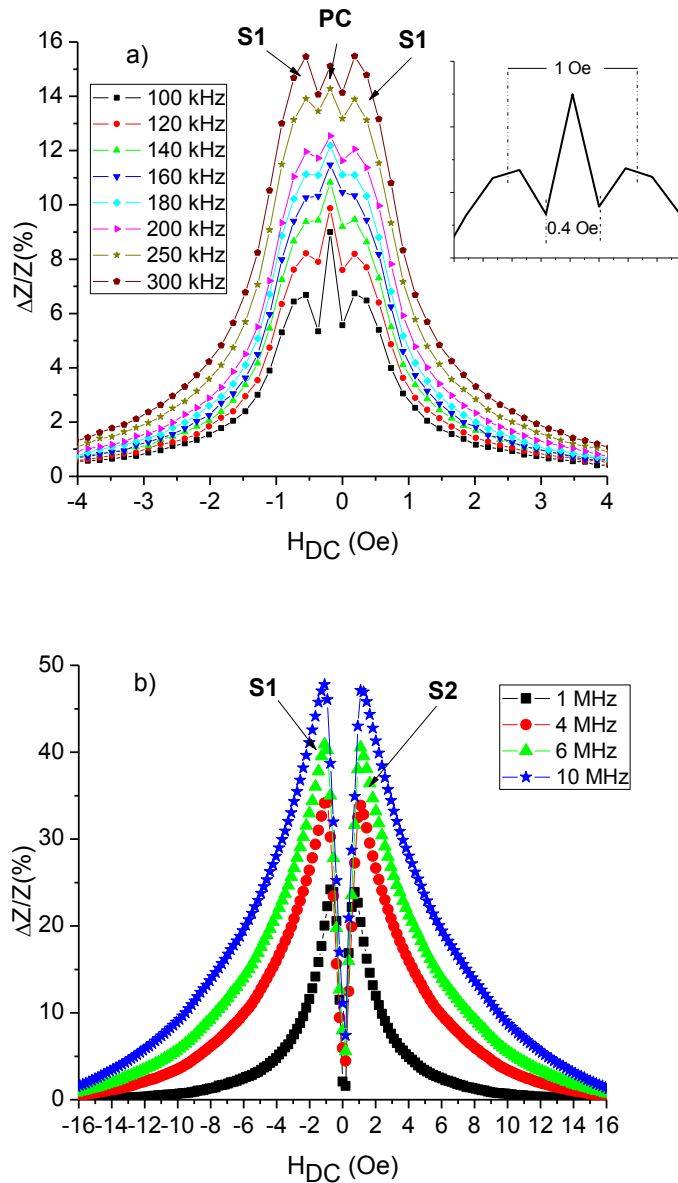


Fig. 45. Dependencia de la razón MI con el campo a) Bajas frecuencias (\sim kHz), y b) altas frecuencias (\sim MHz).

En la figura 46, se observa el cambio de amplitud de la señal S1 en función de la frecuencia, esta amplitud se mide con respecto al estado de saturación, es decir, cuando el valor de amplitud ha alcanzado un valor *cuasiconstante*, esto sucede a campos magnéticos cuyo valor está por encima de 30 Oe. Podemos distinguir dos comportamientos claramente; el primero se encuentra en un rango de frecuencia que va desde 100 kHz hasta 950 kHz, teniendo un valor máximo en amplitud de 8.5Ω , correspondiente a 950 kHz.

Para esas frecuencias, el radio del hilo es pequeño comparado con la *profundidad de piel*, en esta región la impedancia es proporcional a $\omega\mu$. En el intervalo de frecuencias de 100 kHz a 300 kHz el comportamiento es casi lineal (*inset A*) figura 46), esto porque se tiene una gran contribución de la reactancia inductiva interna.

Después de 350 kHz la corriente AC se distribuye mejor y de manera homogénea en los dominios circunferenciales. El segundo comportamiento se encuentra en el rango de frecuencia de 1 a 10 MHz, con valores de 9.5 y 21.5 Ω , respectivamente.

A estas frecuencias el efecto de piel se vuelve muy importante, en esta región, la impedancia es proporcional a $(\omega\mu)^{1/2}$. En el *inset B*) de la figura 46, se observa como la amplitud del PC decrece con el incremento de la amplitud de la señal S1, este comportamiento sugiere una gran contribución de los dominios circunferenciales y una pequeña contribución de los dominios longitudinales.

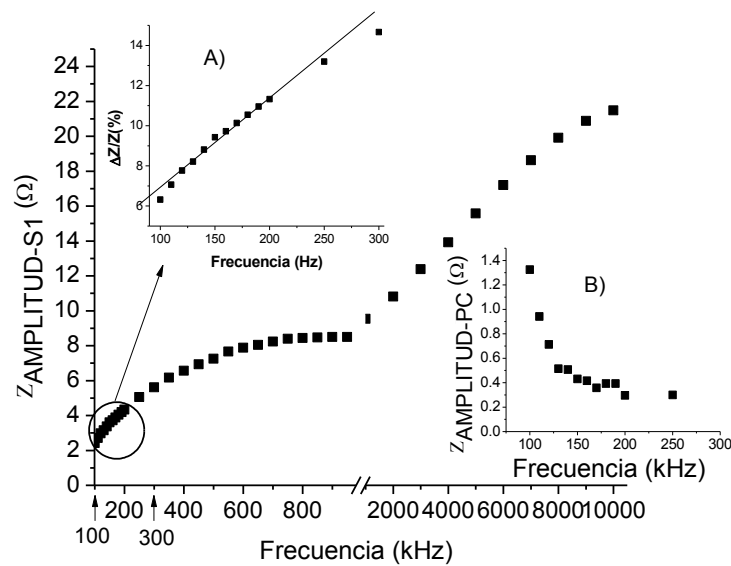


Figura 46. Cambio de amplitud de la señal S1 como función de la frecuencia. El *Inset* muestra el cambio en amplitud del PC como función de la frecuencia.

En la figura 47, se observa el cambio en la profundidad de piel δ con el aumento del valor de la frecuencia. El valor δ se obtuvo utilizando la expresión de profundidad de piel

$$\delta = c / \sqrt{4\pi^2 \sigma f \mu \varphi}, \text{ donde } \sigma = 56.6 \times 10^3 \Omega^{-1} m^{-1} \text{ es la conductividad del hilo amorfo.}$$

Este último valor se estimó usando la expresión $R_{DC} = l / \pi a^2 \sigma$, ($R_{DC} = 75 \Omega$, $l = 0.003 \text{ m}$, y $a = 15 \times 10^{-6} \text{ m}$; resistencia DC, longitud y radio del hilo amorfo respectivamente).

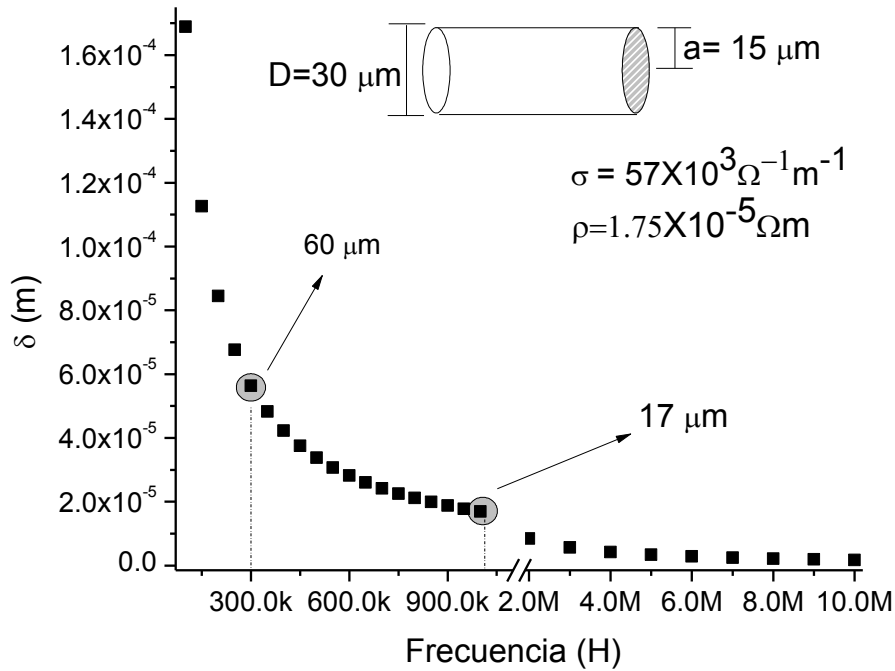


Figura 47. Cambio en la profundidad de piel δ con el aumento del valor de la frecuencia.

En la figura 48 se presentan las curvas de impedancia en función del campo magnético aplicado, desde 100 kHz hasta 10 MHz. En el *inset* de la figura 48 se presentan las curvas de impedancia en función del voltaje aplicado por la fuente bipolar. Es posible analizar la respuesta del hilo amorfo, frente al campo magnético o frente al voltaje aplicado.

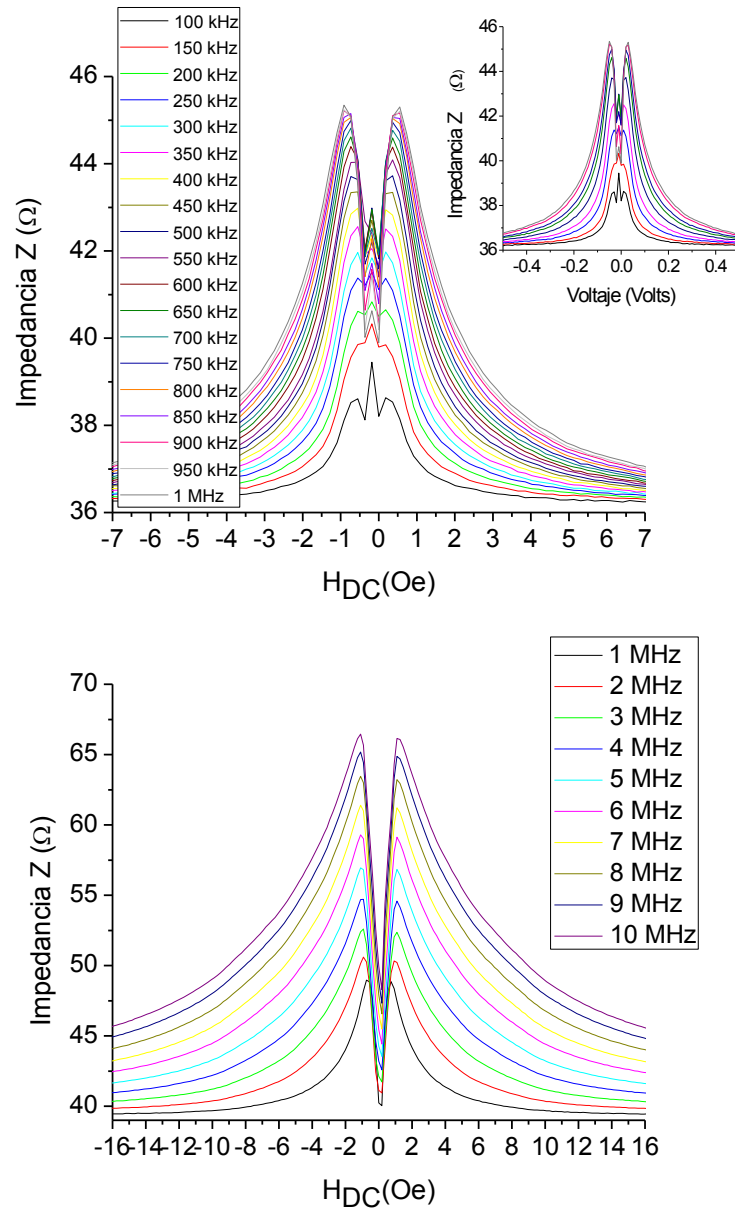


Figura 48 Comportamiento de impedancias ante campo magnético, de 100 kHz hasta 1 MHz y 1 hasta 10 MHz.

En la figura 49 se muestran las pendientes de la señal S1, es decir, como cambia el valor de la impedancia con la aplicación de un voltaje por medio de la fuente bipolar. La pendiente aumenta con la frecuencia hasta alcanzar un máximo en el cambio de impedancia, correspondiente a frecuencias que se encuentran entre 600 y 800 kHz; con valores de $85 \Omega/Volts$. Posteriormente, el valor empieza a disminuir hasta un mínimo de $55 \Omega/Volts$, correspondiente a 2 MHz.

Después un aumento en la pendiente hasta lograr un valor máximo de $65 \Omega/Volts$, y así un nuevo decremento hasta alcanzar un mínimo de $58 \Omega/Volts$. El comportamiento de la pendiente en función de la frecuencia, se explica de la siguiente forma: I) a bajas frecuencias, el aumento de impedancia es pequeño y la respuesta se presenta en un rango muy pequeño de voltaje $1.41 \Omega/0.04 Volts$. II) para altas frecuencias, el aumento de la impedancia es mayor respecto al de bajas frecuencias, sin embargo, la respuesta en campo magnético se da en un intervalo mayor, ya que el intervalo de voltaje es mayor, $7.95 \Omega/0.146 Volts$.

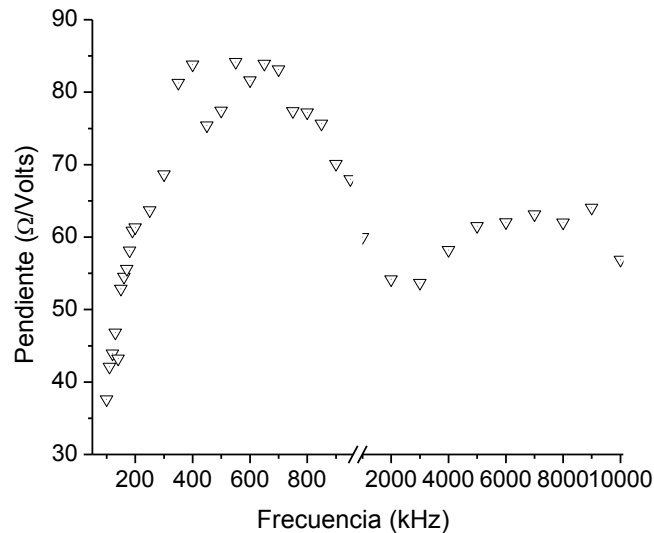


Figura 49 Cambio de la impedancia con la aplicación de voltaje por medio de la fuente bipolar.

En el inset de la figura 50 se observan dos regiones lineales, identificadas como *pendiente 1* y *pendiente 2*. Para la pendiente 1, se mide la razón de cambio de $11.26 \Omega/1.4 Volts$, para la pendiente 2 se tiene la razón $31.62 \Omega/0.66 Volts$. En el análisis de la respuesta de la impedancia del hilo amorfo frente a las frecuencias, se concluye que existe mayor aumento de la impedancia (31.6Ω) en la región identificada con la pendiente 2. Para la región identificada con la pendiente 1, se tiene menor cambio en la impedancia (11.26Ω); sin embargo, la linealidad se logra en un rango mayor de voltaje ($1.4 Volts$). En la figura 50, para la pendiente 1 y 2, se tiene la comparación del cambio de la impedancia con un voltaje aplicado como función de las frecuencias.

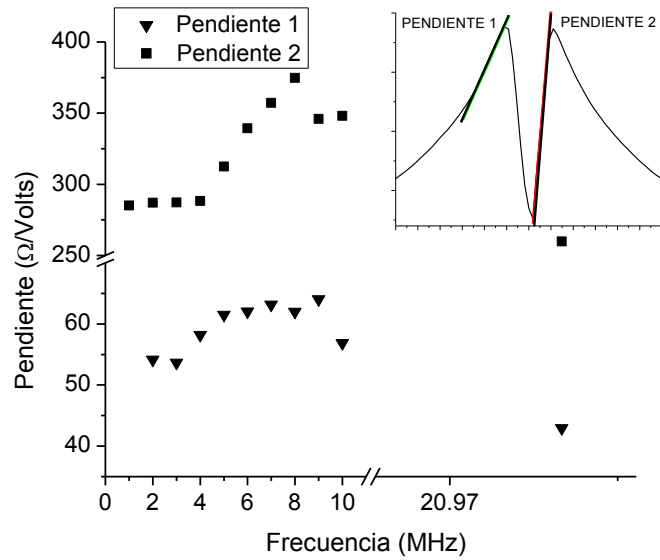


Figura 50. Comparación de pendientes, para frecuencias de 1 a 21 MHz.

ORIENTACION 2. En la figura 51, se muestra el arreglo experimental del hilo amorfo, dentro del campo magnético generado por los polos del electroimán. En esta nueva disposición el campo magnético aplicado es perpendicular al eje del hilo (eje y).

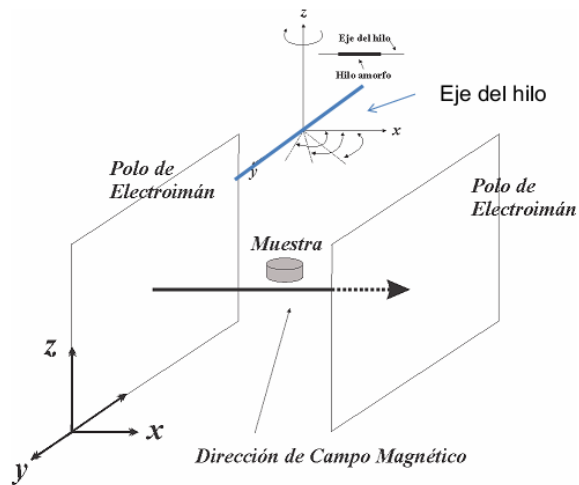


Figura 51. Arreglo experimental para la orientación 2.

El comportamiento de la impedancia para esta orientación se muestra en la figura 52, para 100, 200, 300, 400, 600 kHz y 1 MHz.

Analizando la curva de Magnetoimpedancia para el caso donde la frecuencia es 100 kHz, se nota claramente, que ésta pose un pico central *PC* y dos señales alrededor de éste (*S1* y *S2*), como en la situación cuando el campo era paralelo al eje de la cinta. El ancho de la señal medida desde el máximo de *S1* hasta el máximo de *S2* es de 36.7 Oe, y el ancho del PC es de 10.2 Oe. Así mismo observamos que conforme aumenta la frecuencia de excitación de la señal AC, el pico central empieza a desaparecer.

Es importante notar que a 1 MHz aún está presente la señal asociada a los procesos inductivos de los dominios circunferenciales. Dado que la anisotropía es la energía necesaria para mover los momentos magnéticos desde su eje de fácil magnetización, entonces la diferencia en las curvas de Magnetoimpedancia, es debida a la anisotropía longitudinal, el campo magnético necesita mover el vector de magnetización hasta un límite de 90° (para los vectores que se encuentran en la superficie del material amorfo).

Para la anisotropía transversal, el campo externo necesita mover el vector de magnetización 180°, al menos para los vectores de momento magnético que se encuentran en dirección contraria al campo generado por las bobinas de Helmholtz.

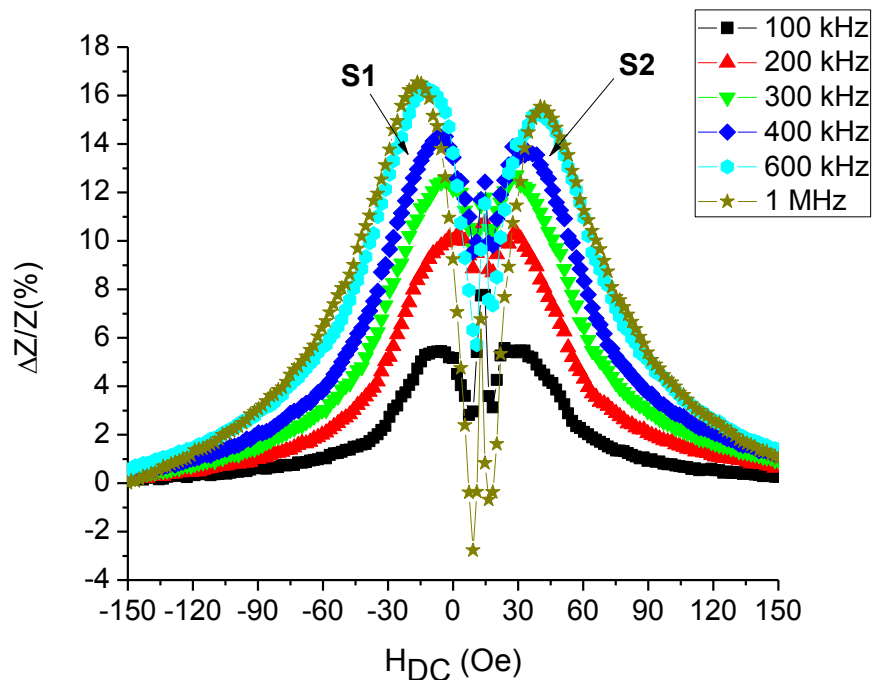


Figura 52. Curvas de MI, campo magnético perpendicular al eje de hilo.

Las curvas de MI para las frecuencias MHz, se muestra en la figura 53. Para las frecuencias 2, 4, 6, 8 y 10 MHz. La razón de cambio de impedancia respecto al estado de saturación, entre la señal de 2 y 10 MHz es del 10%. Mientras que para la orientación 1, el cambio fue del 25%, esto es más del doble.

El ancho de la señal se centra en 76.8 Oe. Estimando de esta manera, un campo de anisotropía $H_K = 38.4$ Oe.

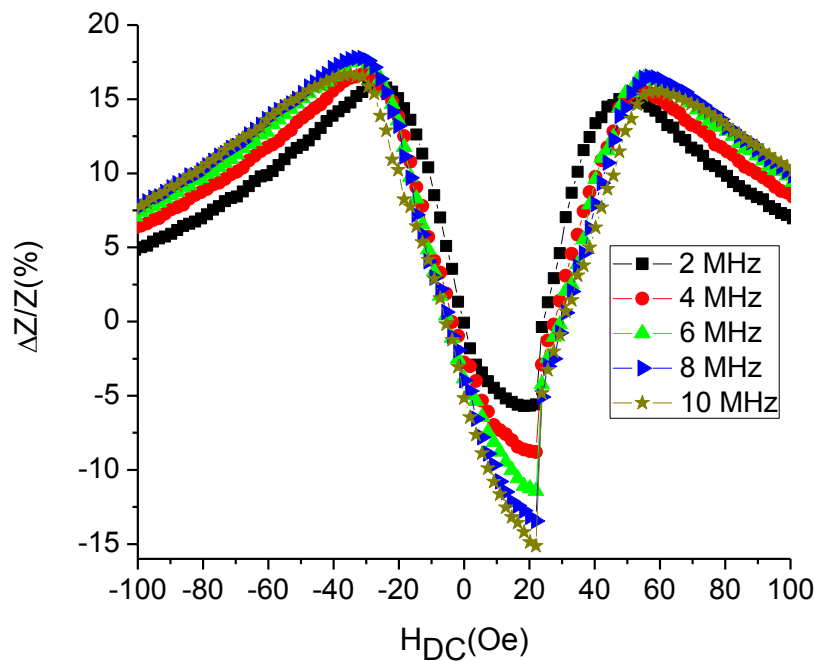


Figura 53. MI para 2, 4, 6, 8 y 10 MHz.

En la figura 54, se muestra el cambio de la razón de impedancia bajo la excitación del campo magnético (de -60 Oe a 60 Oe), de 100 kHz hasta 1 MHz y de 2 hasta 10 MHz.

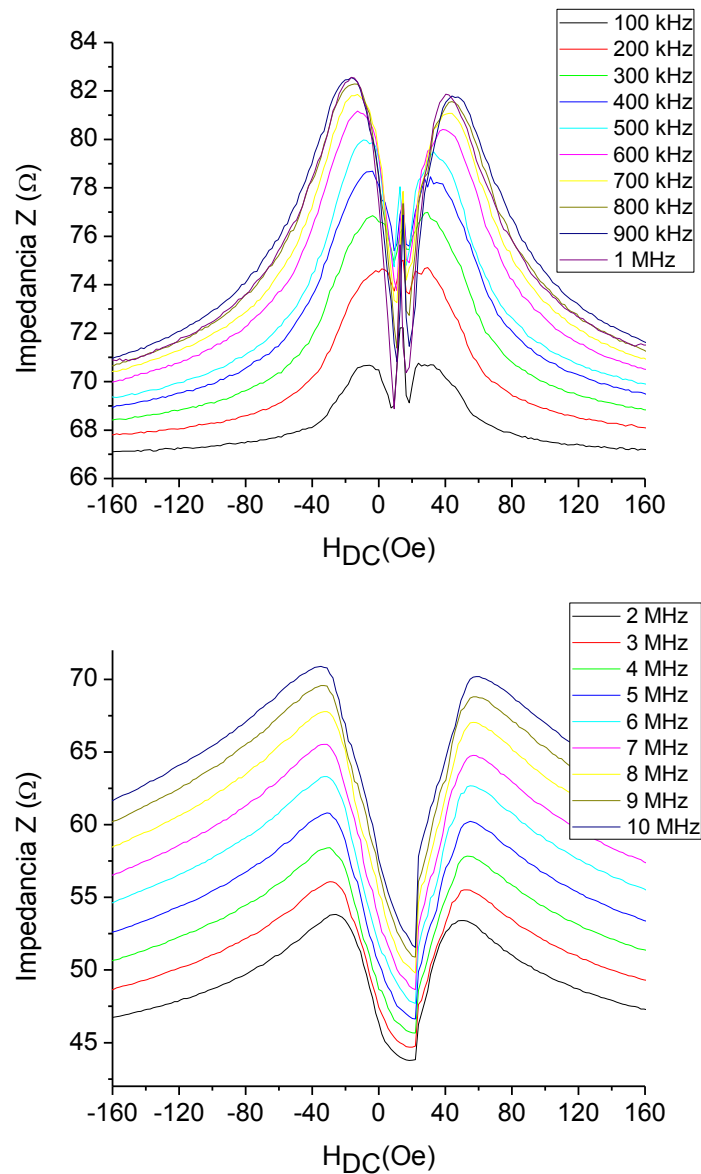


Figura 54. Impedancia como función de campo magnético para frecuencias de 100 kHz hasta 10 MHz.

Para esta configuración, las razones de cambio de la impedancia frente al voltaje aplicado se estudian a partir de las pendientes 1 y 2 con: $7 \Omega/4.72 \text{ Volts}$ y $11.5 \Omega/1.46 \text{ Volts}$, respectivamente.

En la figura 55, se hace una comparación de la razón de cambio de Magnetoimpedancia en función de la frecuencia para posición 1 y posición 2, campo magnético aplicado paralelo y perpendicular al eje del hilo amorfo, respectivamente. Se tiene claramente la mejor

respuesta del material bajo estudio cuando el campo de excitación coincide con la anisotropía longitudinal.

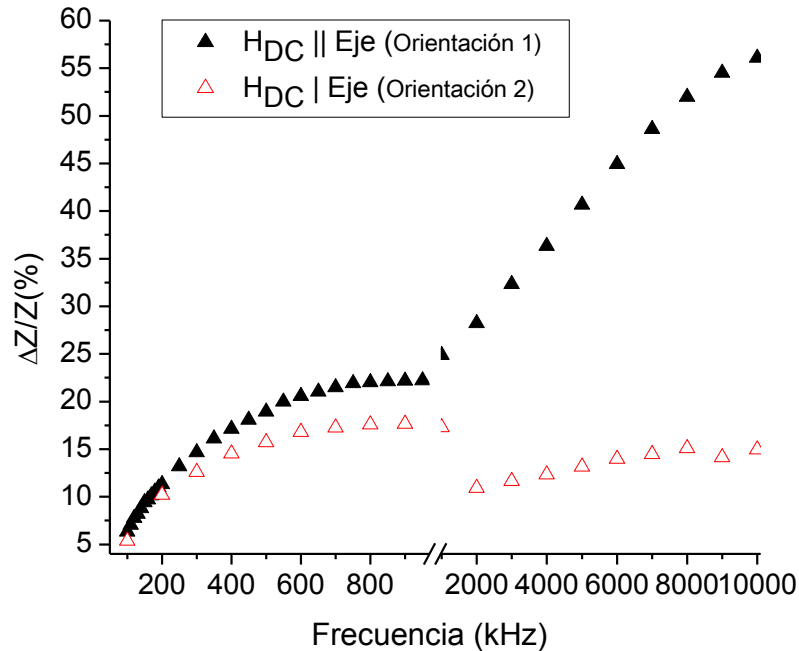


Figura 55. Razón de cambio de Magnetoimpedancias en función de la frecuencia para posición1 y posición 2.

V.2.1 VARIACIÓN ANGULAR

La anisotropía magnética depende de la disposición geométrica de dominios y paredes de dominios. Se ha demostrado que la anisotropía es proporcional al campo coercitivo, el cual establece la dinámica de dominios magnéticos bajo la presencia de un campo de excitación (Campo magnético). Esta dinámica se ve reflejada en la variación de la impedancia, debido al efecto de piel. Por tal razón, cambiando la dirección del campo magnético respecto al eje del hilo se ve modificada la impedancia.

En la figura 56 se observa la variación angular del campo generado por las bobinas de Helmholtz respecto a su eje.

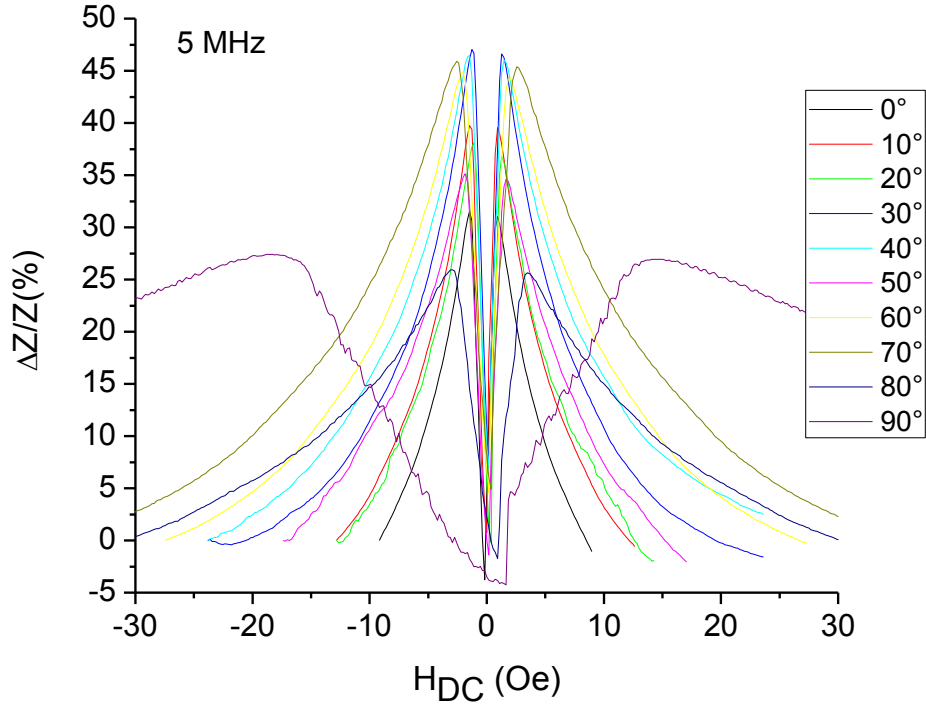


Figura 56. Respuesta de impedancia con la Variación angular.

En la figura 57 se observa un acercamiento de la figura 56, donde se ve claramente como aumenta el ancho de línea ΔH_{PP} , conforme aumenta el ángulo respecto del campo DC, el ancho de línea de MI se mide entre los puntos máximos. Se tiene un mínimo en el ancho de línea a 0° y un máximo a 90°. Como se explicó anteriormente, para la orientación 2, el promedio de energía requerida para mover los vectores de magnetización que se encuentran en la dirección contraria al campo DC es mayor (con un ángulo promedio de 180°), que para el caso de 0° (orientación 1), pues en este caso, el ángulo máximo de desplazamiento es de 90°.

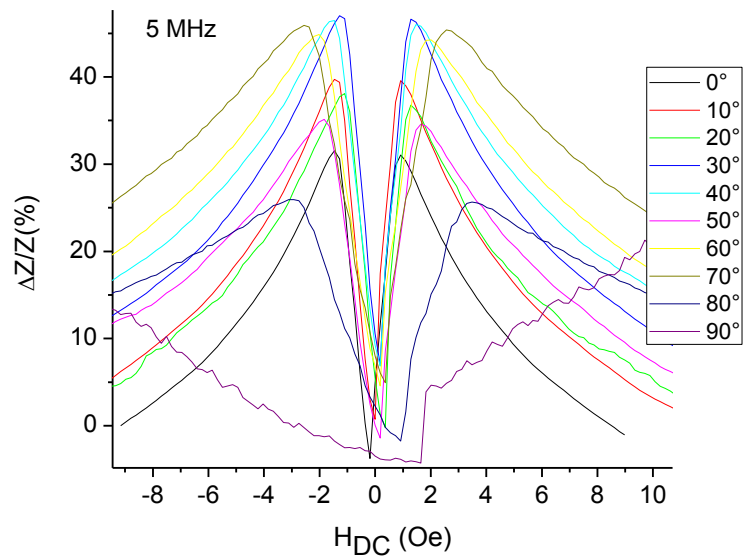


Figura 57. Respuesta de impedancia con la Variación angular, de -10 a 10 Oe.

La evolución del ancho de línea de MI con la variación angular se muestra en la figura 58.

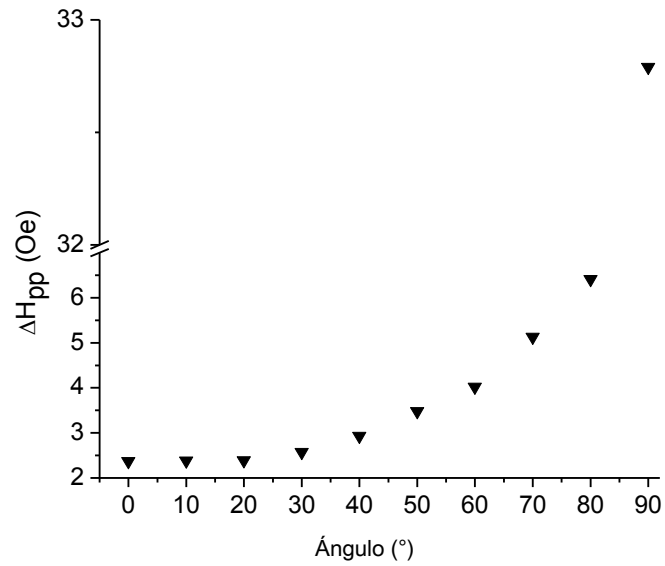


Figura 58. Ancho de línea en función del ángulo.

En la tabla 2 se tienen los valores de anisotropía para los diferentes ángulos.

Ángulo (°)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
H_K (Oe)	2.37	2.38	2.39	2.57	2.93	3.48	4.02	5.13	6.41	32.79

Tabla 2.

V.3 RESONANCIA FERROMAGNÉTICA (9.4 GHz)

En la figura 59, se muestra el equipo de medición de la técnica de resonancia ferromagnética, el cual se encuentra en la Escuela Superior de Física y Matemáticas del Instituto Politécnico Nacional. El equipo está formado por un espectrómetro EPR, *Resonancia Paramagnética Electrónica* (por sus siglas en inglés), JEOL-RE3X modificado [60]. Las partes principales del espectrómetro son: A) Fuente de microondas, frecuencia de 9.4 GHz (Banda X), B) guía de ondas, dirige las ondas a la cavidad resonante, C) Polos del electroimán, los cuales generan campos magnéticos en un rango de 0 a 14000 Oe, D) Cavidad resonante, E) Cavidad cilíndrica de tipo TE_{011} , existe una distribución de líneas de campo eléctrico y magnético y F) Estación de trabajo que consta de una PC y un voltímetro digital DMM-196 Keihley, permitiendo la adquisición de datos digitales.

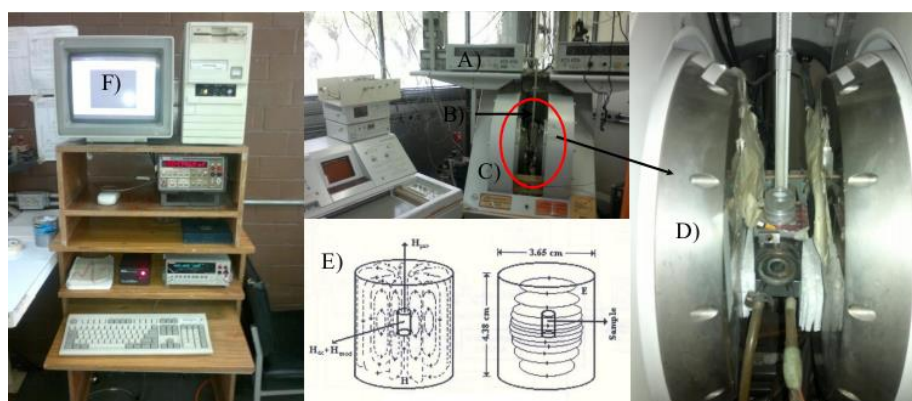
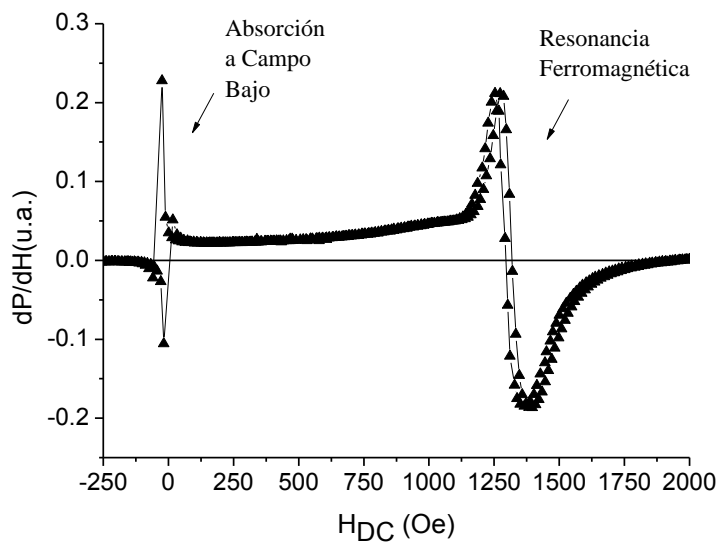


Figura 59. EPR.

Una unidad de barrido JEOL ES-ZCS2 de cruce a cero, compensa digitalmente cualquier remanencia del electroimán, permitiendo mediciones de campo magnético de -1000 Oe (-

0.1 T) hasta 4000 Oe (0.4 T). Las mediciones de resonancia ferromagnética se realizaron sobre el hilo amorfo con una longitud de 6 mm.

Una de las técnicas más sensibles para determinar el estado magnético en materiales amorfos es mediante la técnica de resonancia Ferromagnética a frecuencias de microondas. Los mecanismos de relajación se han analizado usando la ecuación de Gilbert [61]. La figura 60, muestra el espectro de absorción a potencias de microondas a una frecuencia de 9.4 GHz (Banda X), el campo magnético aplicado va de -250 a 2000 Oe paralelo al eje del hilo. Se observan dos señales: Una primera señal, en campo magnético cero, llamada Absorción a Campo Bajo (ACB), y una segunda señal que corresponde a la Resonancia Ferromagnética (RFM), la cual se encuentra en campo magnético alrededor de 1300 Oe. La señal ACB tiene una fase opuesta a la de RFM. Se presentan primero los resultados de RFM y posteriormente de ACB.



La figura 60, Espectro de absorción a potencias de microondas a frecuencia de 9.4 GHz

La señal de resonancia ferromagnética da información acerca de propiedades magnéticas, así como de la interacción entre la fase amorfa y nanocristalina. Esta interacción es característica de magnéticos suaves amorfos. A frecuencias del orden de GHz, los modos de absorción tienen una solución uniforme cuando se considera el campo de anisotropía H_K

(constituido por la anisotropía de forma y la magnetoelástica) en la ecuación de resonancia para el modelo de un cilindro hueco [62,63]. A este respecto, la ecuación de resonancia está dada por

$$\frac{\omega}{\gamma} = [(H_{DC} + H_K)(H_{DC} + 4\pi M_S)]^{1/2}$$

La condición de resonancia ocurre cuando el sistema se encuentra en estado de saturación, aquí ($H_{RES} = H_{DC}$), $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia angular de microondas, con $f = 9.4 \text{ GHz}$, $\gamma = -17608.4 \times 10^7 \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$ es la razón giromagnética y M_S es la magnetización de saturación.

El modo de absorción de RFM se denota con H_{RES} , y se determina cuando la señal cruza con el eje horizontal. El ancho de la señal ΔH_{RES} , se mide de pico a pico, la altura de la señal también se registra de pico a pico y se denota con ΔH_{PP} . En la figura 61, se muestra cómo va cambiando la morfología de la señal, conforme cambia el ángulo de campo magnético respecto al eje del hilo. Este cambio se debe a que se está modificando el campo de anisotropía H_K .

En el caso, cuando H_{DC} es paralelo al eje del hilo (0°), el valor del campo de resonancia es 1313 Oe, usando la condición de resonancia, se puede calcular la magnetización de saturación, el cual tiene un valor de 7250 Gauss. Por medio del estudio de la técnica de Magnetometría de Muestra Vibrante (MMV), se tiene que $M_S = 8000$ Gauss. La diferencia entre estos valores se explica debido a que con RFM, se está detectando la magnetización superficial (debido al efecto de piel), mientras que con el método de MMV se mide la magnetización del material sobre todo su volumen. Se realizaron mediciones angulares con RFM tal que para 30° , $M_S = 5050 \text{ G}$; Para 60° , $M_S = 730 \text{ G}$. En el caso cuando H_{DC} es perpendicular al eje del hilo (90°), no se alcanza el estado de saturación¹⁹, como se observa en la figura 61.

¹⁹ Con este equipo de medición de RFM, que se encuentra en la Escuela Superior de Física y Matemáticas del IPN.

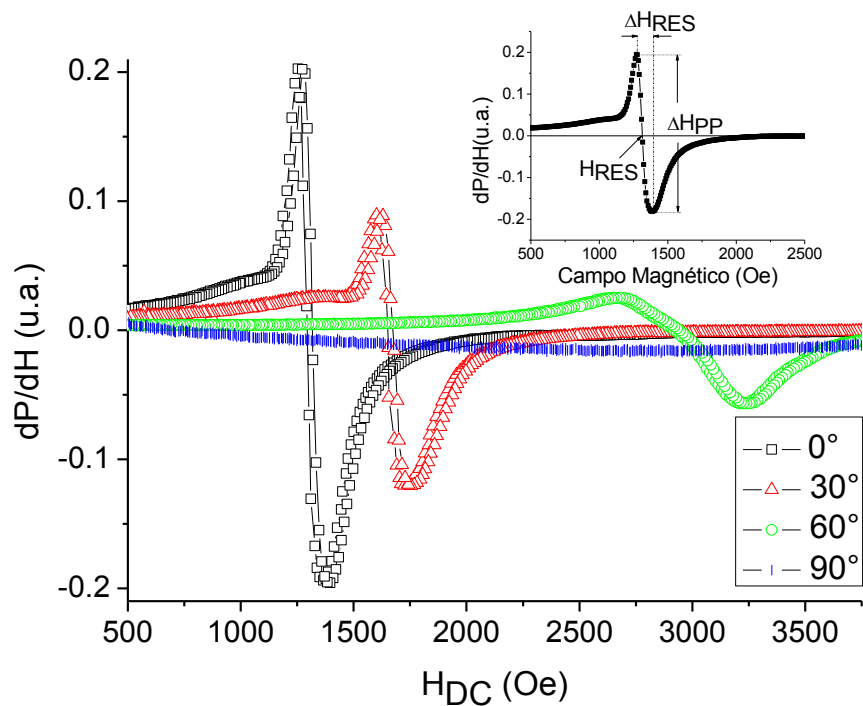


Figura 61. Espectro de absorción a potencias de microondas a frecuencia de 9.4 GHz para 0, 30, 60 y 90°.

En la figura 62 se observan los espectros de RFM a 0, 15, 30, 45, 60, 75, 80 y 90°. El valor de resonancia se mueve a campos magnéticos mayores con el aumento del ángulo. En el *inset* de la figura se muestran la señales de 80° y 90°, aumentadas con el propósito de conocer el campo de resonancia, sin embargo no es posible determinar estos valores.

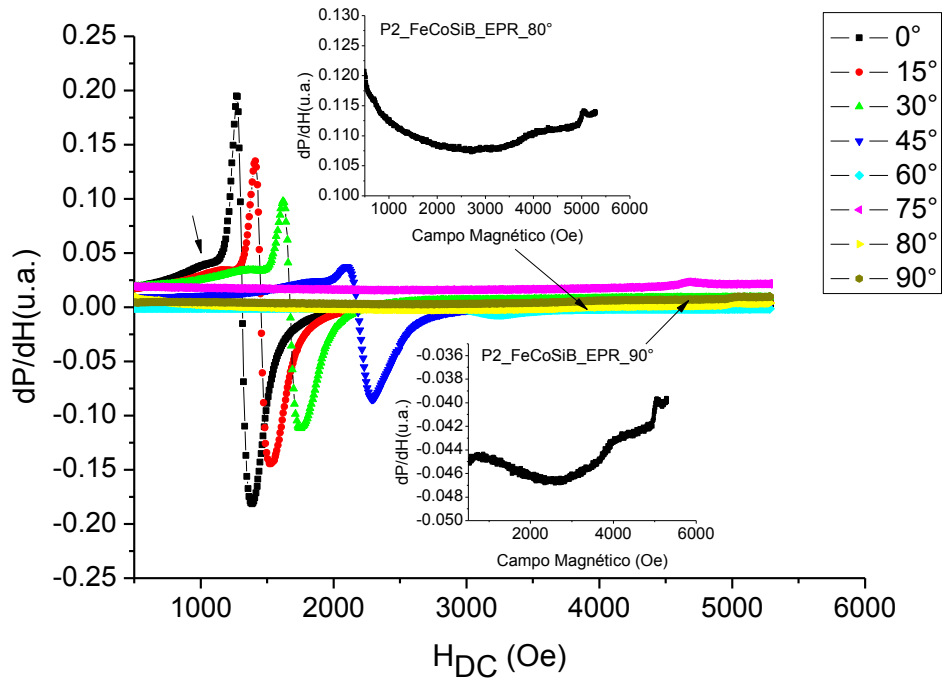


Figura 62. Espectros de resonancia Ferromagnética RFM.

En la figura 63, se muestra el cambio de H_{RES} (Campo de Resonancia), ΔH_{RES} (Acho de la señal de Resonancia) y ΔH_{PP} (altura de la señal de Resonancia), con la variación angular del eje del hilo con respecto al campo generado por los polos del electroimán. El valor del campo de resonancia H_{RES} se incrementa con la variación angular, esto se debe a que se está modificando la anisotropía de forma del material, requiriéndose de más energía para saturar el sistema. El ancho de la línea de resonancia ΔH_{RES} está relacionado inversamente con el tiempo de relajación τ de las entidades magnéticas, de esta manera ΔH_{RES} incrementa y como consecuencia de un decremento en los tiempos de relajación. Otra característica importante es que ΔH_{PP} decrece significativamente con el incremento del ángulo. Este resultado muestra la manera en que las fases magnéticas (amorfa, nanocrystalina y dominios de cierre) absorben la energía de radio frecuencia del campo AC.

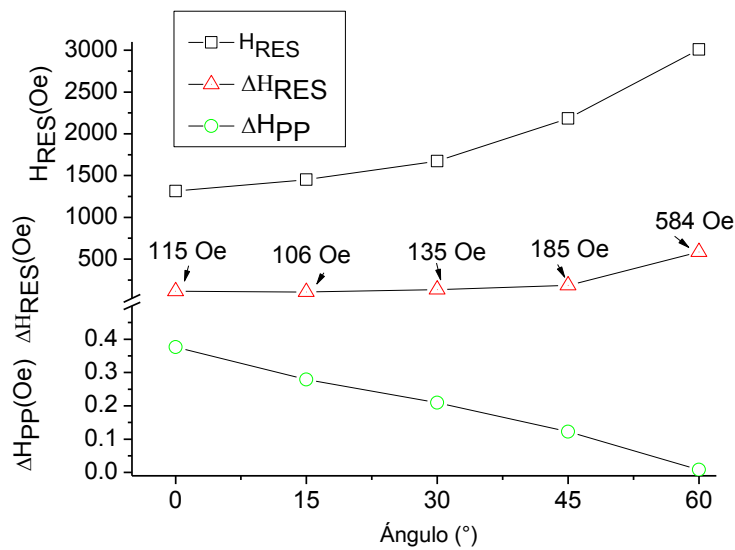


Figura 63. Campo de Resonancia, Ancho de pico a pico y Altura de pico a pico de la señal RFM en función del ángulo.

Los resultados obtenidos mediante caracterización de RFM para la cinta de 6mm de longitud se muestran en la tabla 3.

Ángulo	H _{RES}	ΔH _{RES}	H _{PP-RES}
0	1313.2	115.8	0.038
15	1450.7	106.4	0.28
30	1673	135.2	0.21
45	2184.9	185.7	0.12
60	3008.4	584.5	0.008
75	4683	220.4	0.002
80	5053.1	144.8	7.9e-4
90	5062.3	114.6	6.3e-4

TABLA 3

En la tabla 4, se presentan los resultados de RFM para el hilo de 1.5 cm de longitud. Es interesante notar que el campo de resonancia es mayor para el caso del hilo de 6mm de longitud, no así, para el ancho y altura de la señal de resonancia que es mayor para el hilo de 1.5 cm de longitud. Estos últimos resultados se encuentran en perfecta correspondencia con la teoría de resonancia ferromagnética. La cual establece que el área bajo la curva de

RFM es proporcional al número de entes magnéticos. De esta manera, si tenemos un material con una longitud mayor, indica que tenemos mayor momento magnético por volumen.

Ángulo	H _{RES}	ΔH _{RES}	H _{PP-RES}
0	1308.2	447.5	0.44
45	1692.1	527.7	0.28
60	2457.3	557.7	0.21
80	3098.6	584.8	0.18
90	5050	185	0.11

TABLA 4.

V.4 ABSORCIÓN A CAMPO BAJO (9.4 GHz)

Enfocaremos ahora nuestra atención a la señal de Absorción a Campo Bajo (ACB). De la ecuación de movimiento de precesión del vector de magnetización \mathbf{M} dentro de un sólido con un *campo efectivo* \mathbf{H}_e , esta ecuación puede ser modelada utilizando la bien conocida ecuación de Landau-Lifshitz (se utiliza de manera indistinta la notación de vector \mathbf{M} o \vec{M}).

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e + \lambda\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e)$$

Para el caso, donde \mathbf{H}_{DC} es paralelo al eje del hilo, la ecuación anterior se convierte en

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M H_e - \lambda M^2 H_e$$

Donde $H_e = H_{DC} + H_K$, por lo tanto la absorción a campo cero depende de la anisotropía magnética local, en un modelo simple, $H_K = H_{K-FORMA} + H_{K-ESTRÉS}$. Como se mencionó en el capítulo II, la estructura de dominios formada por un centro interno y dominios circunferenciales, está determinada mediante el método de obtención del hilo amorfo. A la frecuencia de 9.4 GHz, la profundidad de penetración δ es de 1 μm , de esta manera no es posible detectar el estrés entre la región central y la superficie externa del hilo. Concluimos

que $H_{K-ESTRÉS}$ es despreciable. Entonces la señal ACB depende enteramente de la anisotropía de forma.

En la figura 64, la señal ACB detectada corresponde a materiales magnéticos suaves. Se observa que los modos de absorción son completamente diferentes, a 0° el ancho de línea de pico a pico es $\Delta H_{LFA} = 4.6 Oe$ y para 90° tenemos $\Delta H_{LFA} = 64 Oe$, esto debido a que estamos cambiando la anisotropía de forma [64], la cual depende de la permeabilidad circunferencial.

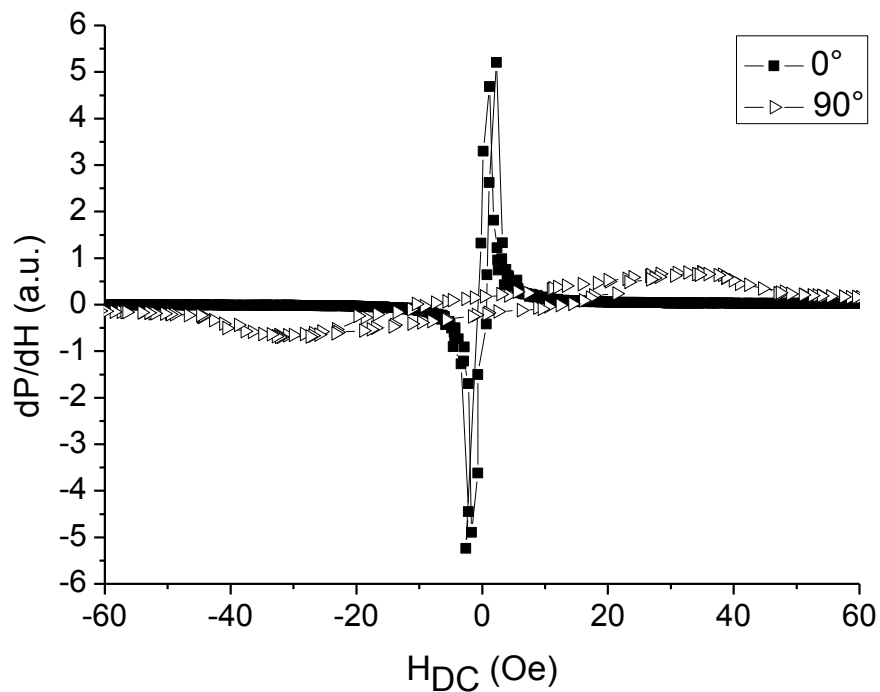


Figura 64. Señal de Absorción a Campo Bajo ACB a 0 y 90° .

En la figura 65, se muestra la señal ACB a $0, 15, 30, 45, 75, 80$ y 90° .

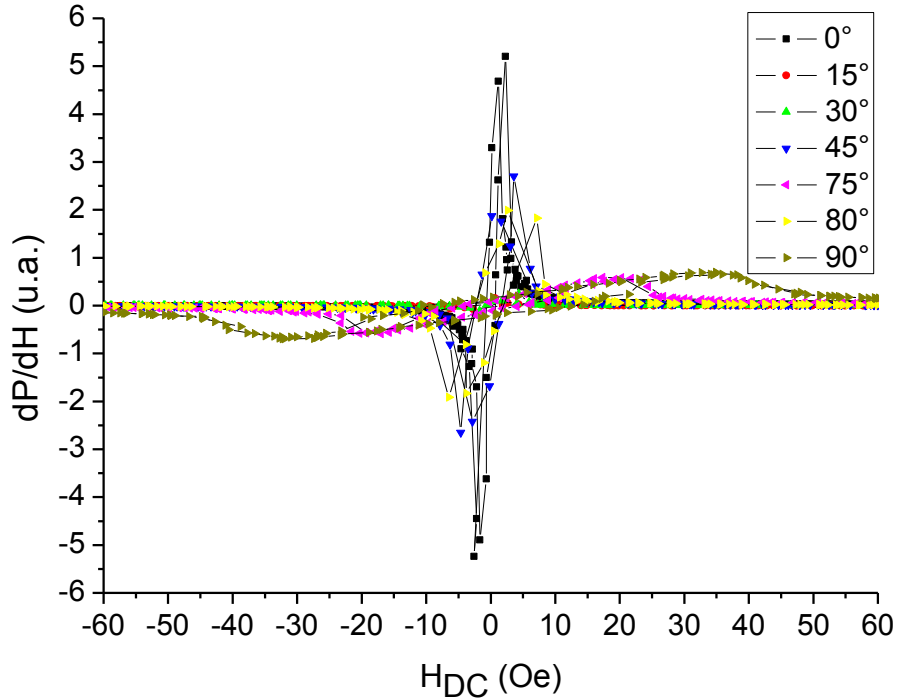


Figura 65. Señal ACB

Se ha estudiado ampliamente la correlación entre las señales ACB y MI, este hecho se puede verificar en la figura 66. Los autores [65,66] establecen que esta relación $dP_S/dH \propto dRe\{Z_S\}/dH$ es generada por los mismos fenómenos electromagnéticos. Estos resultados experimentales, coinciden con el modelo de Herzer, el cual establece una relación directa entre el campo coercitivo y el campo de anisotropía [67]. La señal ΔH_{LFA} determina importantes propiedades magnéticas. Adicionalmente, MI y ACB dependen de la estructura de dominios magnéticos. De acuerdo a los resultados de absorción a campo bajo, es posible establecer que el hilo amorfo es sensible a cambios en posición, por lo que el material puede emplearse para desarrollar un sensor de movimiento/desplazamiento de cuerpos.

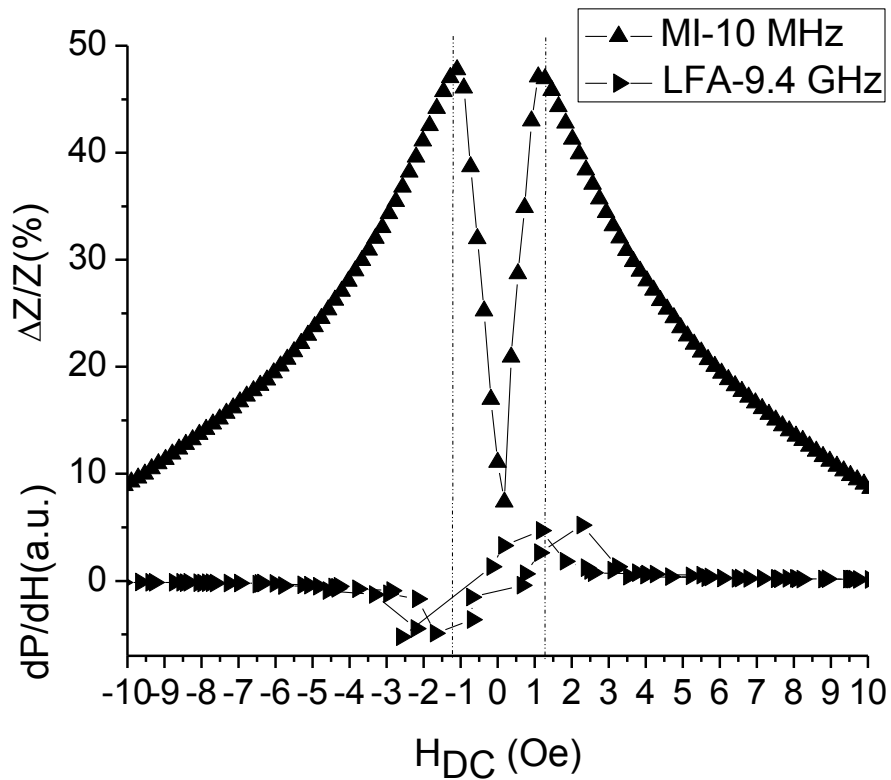


Figura 66. Correlación entre el ancho de línea de MI con el ancho de línea de ACB.

La figura 67, muestra una comparación entre el ciclo de histéresis convencional para el hilo amorfo (es importante aclarar que el ciclo de histéresis fue proporcionado por el fabricante UNITIKA Ltd.) con la señal ACB, de esta manera aseguramos que a pequeños campos magnéticos, la respuesta del hilo está asociada a la anisotropía magnética, como ya se ha expuesto ampliamente en este capítulo.

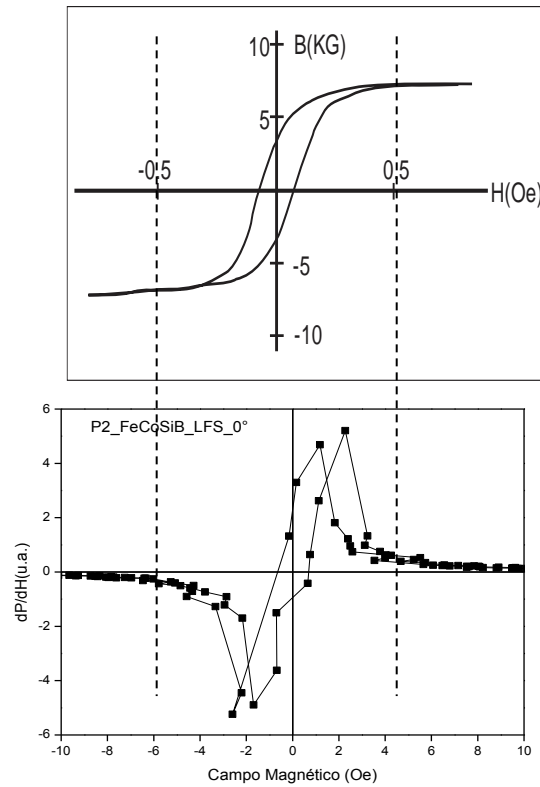


Figura 67. Comparación de ciclo de histéresis convencional con la señal ACB.

En el APÉNDICE A, se muestran más resultados de la respuesta del hilo, incluyendo un tratamiento térmico, mediante Efecto Joule.

IV.5 CAMPO DE PROPAGACIÓN (8 – 30 kHz)

Con la técnica de Campo de propagación H_p , se analizó la respuesta del hilo frente a un campo de excitación alterno AC, este campo fue generado por un solenoide primario (el núcleo de éste fue el hilo amorfo bajo estudio) de 120 vueltas, el solenoide fue alimentado por una fuente de voltaje AC. Las amplitudes del voltaje aplicado AC van de 0 a 8 Volts y frecuencias de 8 a 30 kHz. El voltaje inducido del hilo se obtuvo utilizando un solenoide secundario de 220 vueltas. Véase la figura 68.

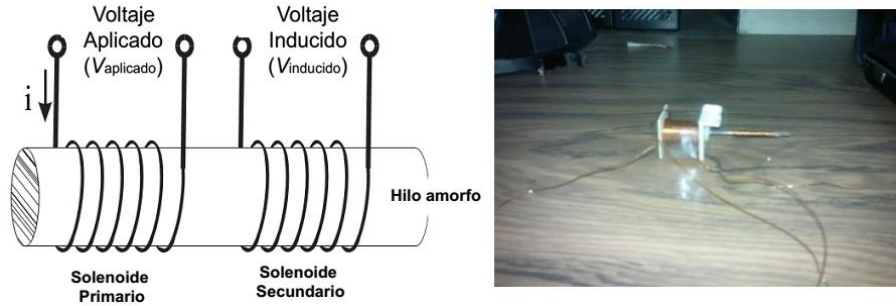


Figura 68. Fotografía que muestra el arreglo experimental para la medición de la curva inicial de magnetización.

La curva de voltaje aplicado en función del voltaje inducido se observa a 9 kHz, figura 69. Se observa la curva inicial de magnetización en color rojo y la curva de inducción sin el hilo amorfo, curva en azul. Para el caso de la inducción del hilo, se ve claramente el proceso reversible, correspondiente al abombamiento de paredes de dominios y el proceso irreversible, correspondiente al desplazamiento de paredes de dominios. De 9 a 10 Volts, se presenta la contribución de la inducción del aire.

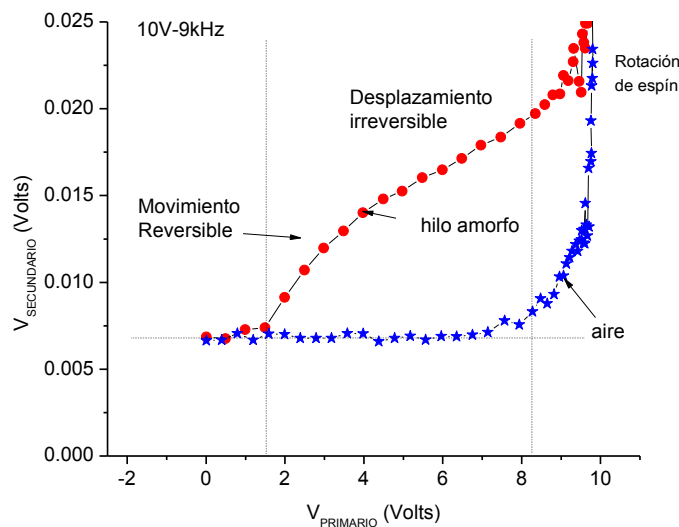


Figura 69. Voltaje inducido (secundario) en función del voltaje aplicado (primario).

En la figura 70 se observa el cambio V_{inducido} para diferentes frecuencias. A bajas frecuencias, el valor de la permeabilidad es constante. Después de 14 kHz, se muestran curvas complejas; esto se debe a la contribución de la relajación de dominios magnéticos.

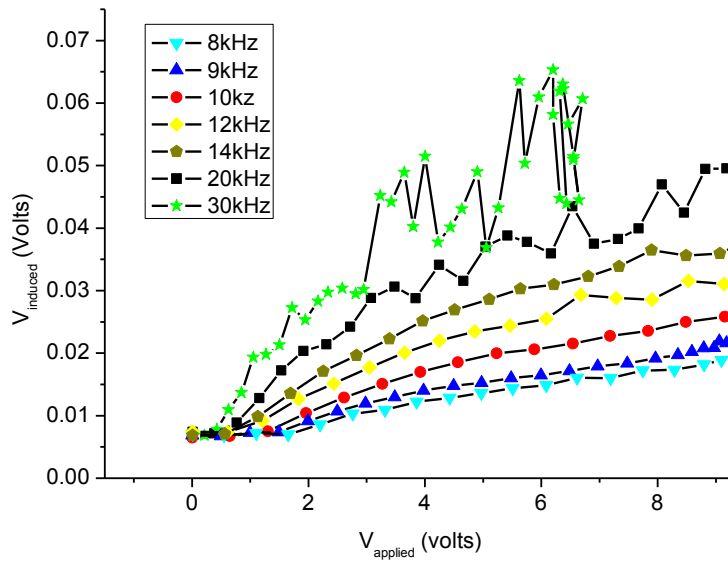


Figura 70. Voltaje inducido como función del voltaje aplicado.

En la figura 71, se muestra el voltaje inducido como función de la frecuencia. Los puntos experimentales indican un aumento progresivo, siguiendo la ley de potencias, $V \sim f^{0.7}$.

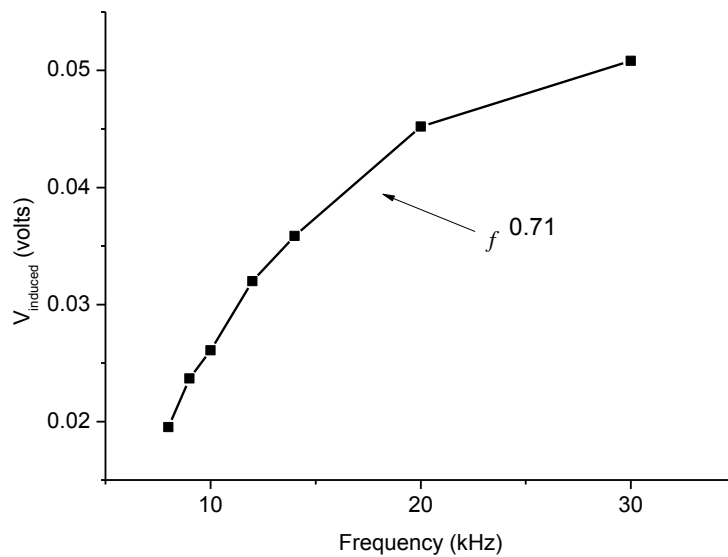


Figura 71. Cambio del voltaje inducido con el aumento de la frecuencia de excitación.

En la figura 72, se presenta la respuesta del voltaje inducido del material al aplicarle un voltaje ac con valores en frecuencia de 8, 9, 10, 12 y 14 kHz. En los cinco casos se muestran dos regiones lineales bien definidas. La primera región se encuentra entre 1 y 4 Volts y la segunda región entre 4 y 8 volts. Para el caso de 14 kHz, en la primera región lineal, se tiene una respuesta de 0.013 volts inducidos por cada 2.447 volts aplicados, lo cual nos conduce a una sensibilidad de 0.0053. En la segunda región lineal se tiene un cambio de 0.01 volts inducidos por cada 4.18 volts aplicados, determinado que el material presenta a una sensibilidad de 0.0024. Es interesante notar que existe mayor sensibilidad en la región uno, respecto a la región dos, sin embargo, se tiene un menor rango de respuesta en voltaje respecto a la región dos.

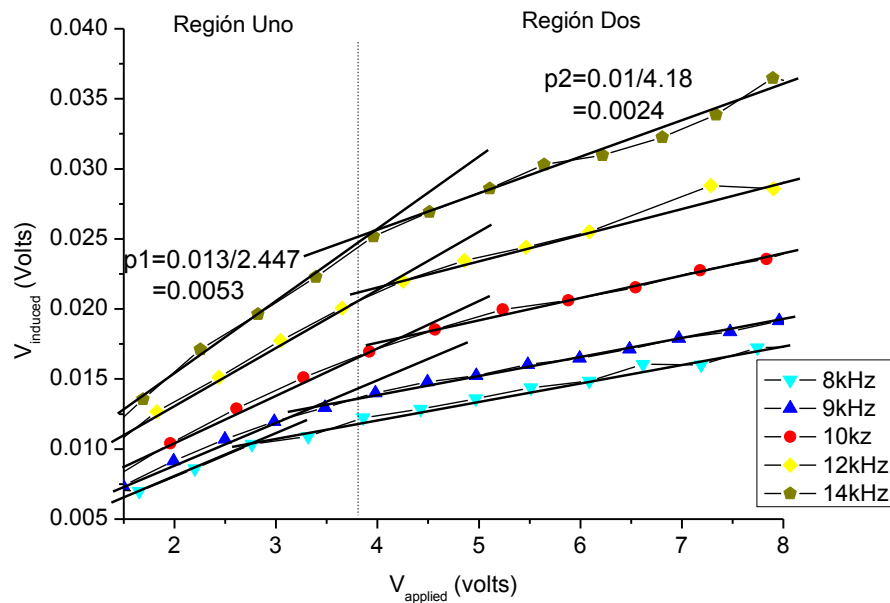


Figura 72. Respuesta del hilo amorfo bajo la excitación de un campo alterno.

En la figura 73 se muestra la sensibilidad del hilo para diferentes frecuencias de excitación. Se ha etiquetado a la región uno como Pendiente 1 y a la región dos como Pendiente 2. En esta gráfica se ve claramente lo expuesto anteriormente, i.e. mayor sensibilidad en la pendiente 1 y menor campo de detección, así como menor sensibilidad en la pendiente 2 con mayor campo de detección.

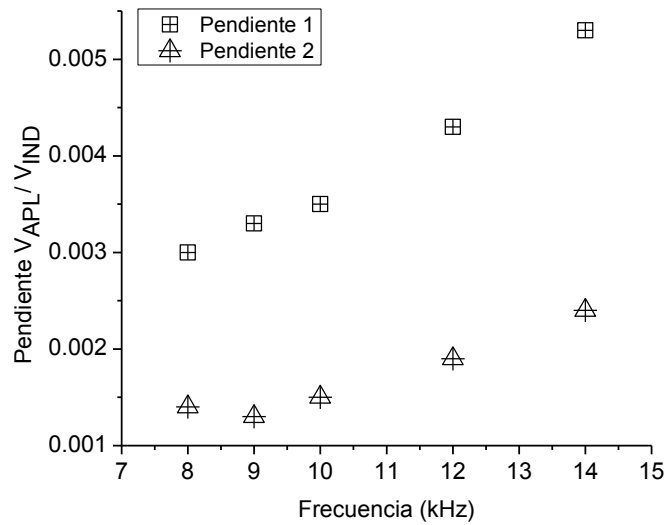


Figura 73. Sensibilidad del hilo amorfo para la región uno (1-4 V) Pendiente 1; región dos (4-8 volts) Pendiente 2.

De acuerdo a la respuesta del hilo amorfo, es posible diseñar un sensor de campo magnético ac.

V.6 PROTOTIPO DEL SENSOR

V.6.1 DISEÑO DE LA BOBINA

De los resultados de la caracterización del hilo amorfo mediante la técnica de Magnetoimpedancia (Sección V.2, fig. 45), se encontró que el rango de detección de Campo Magnético se encuentra entre -10 a 10 Oe. El rango de frecuencias donde se maximiza el cambio de la impedancia porcentual se encuentra entre 1 a 10 MHz. Para el diseño del prototipo, se tiene que diseñar un embobinado que genere un campo magnético estático de hasta 5 o 6 Oe. A continuación se detalla el diseño del embobinado usado en este trabajo. En la figura 74 se muestra una bobina de N vueltas formando una sola capa, de longitud L y de radio r . Fluye una corriente i_{DC} , y de acuerdo a la Ley de Ampère, genera un campo magnético estático B_1 . En el punto central marcado en color rojo se coloca el material.

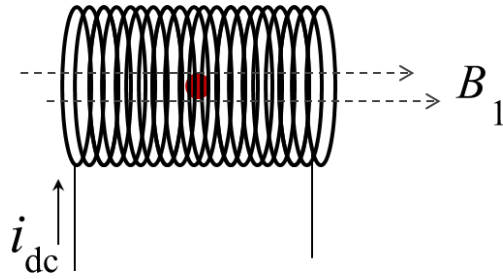


Figura 74. Bobina de una capa.

De la Ley de Biot-Savart [68], el campo magnético en el centro, debido a la corriente i , para una sola capa es

$$B_1 = \mu_0 \frac{N}{L} \frac{i}{\sqrt{4r^2 + L^2}}$$

Para N' capas tenemos

$$B_T = \int B_1 dN'$$

Donde dN' es el número de capas en el intervalo $(r, r+dr)$. De esta manera

$$dN' = \frac{N'}{(b-a)} dr$$

Utilizando las ecuaciones anteriores, obtenemos

$$B_T = \frac{\mu_0 N N' i}{2(b-a)} \int_a^b \frac{dr}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2}}$$

Resolviendo la integral,

$$B_T = \frac{\mu_0 N_T i}{2(b-a)} \ln \left(\frac{b + \sqrt{b^2 + L^2/4}}{a + \sqrt{a^2 + L^2/4}} \right)$$

Donde $N_T = NN'$ es el número total de vueltas.

Datos:

$$L = 0.022m,$$

$$D_i = 0.012m, \text{ Diámetro interno}$$

$$D_e = 0.027m, \text{ Diámetro externo}$$

$$a = 0.006m, \text{ Radio interno}$$

$$b = 0.0095m, \text{ Radio externo}$$

$$N_T \approx 280,$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Tm}{A},$$

Así, tenemos que

$$i = \frac{B_T}{130.73988}$$

Es importante decir que las unidades de B_T son Gauss [G].

De acuerdo al fabricante UNITIKA²⁰ Ltd., el hilo amorfo tiene un valor de campo coercitivo de 0.06 Oe. Para efecto del diseño del sensor, es importante por lo tanto, generar campos magnéticos con valores de $0.020e \leq B_T \leq 100e$. En la figura 75, se muestra el arreglo experimental para generar este campo. Dado que en el laboratorio se cuenta con una fuente de voltaje de 0.01V a 10 V, se tiene que emplear una resistencia de 220Ω , para crear una corriente $0.15mA \leq i \leq 7.6mA$, con el objetivo de generar el campo magnético deseado.

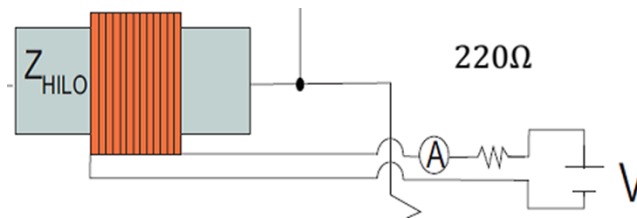


Figura 75. Arreglo experimental para generar campo magnético.

En la figura 76, se muestra un comparativo de la respuesta del hilo amorfo frente a una señal base (donde no hay hilo amorfo). La señal base se ha obtenido sustituyendo el hilo amorfo por una película de oro de 3mm de largo en el *portamuestra* (línea microstrip). En la figura se tiene el cambio de la amplitud de la señal que se obtiene por medio del osciloscopio en función del voltaje aplicado al solenoide. El rango en voltaje es de 0 a 8V, correspondiente en campo magnético de 0 a 4.5 Oe.

²⁰ UNITIKA Ltd., es una empresa japonesa establecida desde 1889. Se especializa en polímeros, materiales funcionales (fibras de vidrio, fibras de metal, fibras de carbón activado). <http://www.unitika.co.jp/e/company/outline.html>. El Dr. K. Bushida miembro de esta empresa me proporcionó el hilo amorfo, gracias al cual se pudo realizar este trabajo.

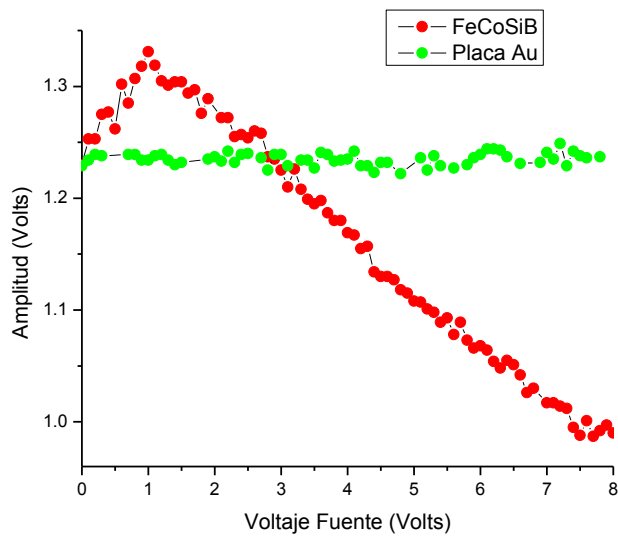


Figura 76. Círculo verde, señal base; círculo rojo señal del hilo amorfo

V.6.2 RESULTADOS EXPERIMENTALES DEL PROTOTIPO

La Magnetoimpedancia, como ya se mencionó, se define como el cambio de la impedancia eléctrica de un material ferromagnético, bajo la excitación de un campo magnético estático, en presencia de un campo alterno con cierta frecuencia y de amplitud muy pequeña. Para efecto del diseño del sensor de campo magnético, tenemos como material ferromagnético al hilo amorfo, siendo éste el elemento sensor. Para lograr el campo magnético estático se ha diseñado un sistema formado por un embobinado de aproximadamente 280 vueltas y conectado en serie con un elemento resistivo de 220Ω con el fin de controlar la corriente i (generada por una fuente de voltaje), que circula por el circuito RL . Todos los detalles del diseño del embobinado se encuentran en la Sección anterior (V.6.1). Se emplea un generador de funciones para excitar el hilo a una frecuencia constante. Un osciloscopio permitirá conocer la respuesta del hilo, por medio del cambio de amplitud de la señal de pico a pico. Es importante decir que esta es una medición indirecta de la impedancia, la cual es válida pues se cumple la relación $V_{AC} = I_{AC}Z(R+jX)$.

En la figura 77(A) se muestra una fotografía del arreglo experimental. En B) se muestra el diagrama de este arreglo.

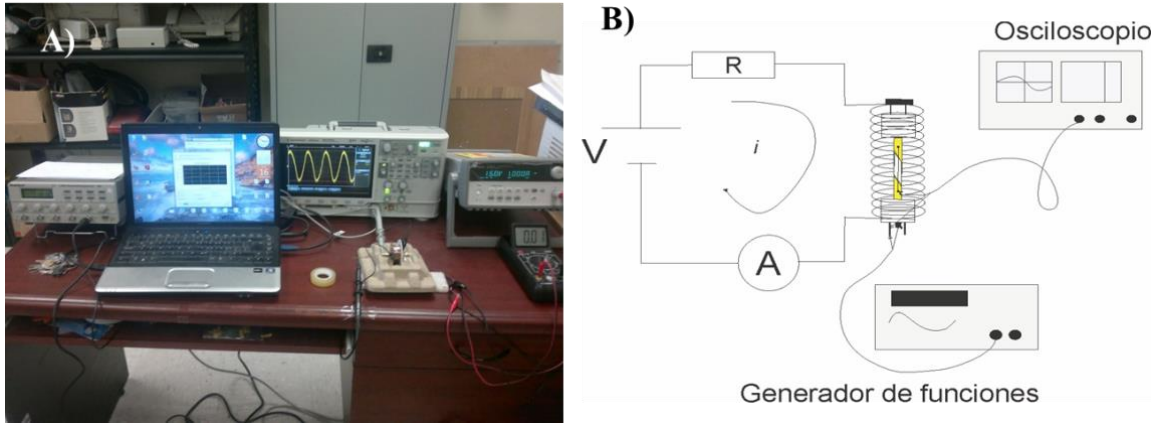


Figura 77. A) Fotografía del arreglo de medición de Magnetoimpedancias, B) Diagrama del arreglo experimental.

En la figura 78 se tiene el circuito equivalente de la medición de la respuesta del hilo amorfo. Para la obtención y tratamiento de datos se ha utilizado el Sistema de Programación Visual C, junto con la librería del Sistema National Instrument. Para la obtención de datos desde el osciloscopio, se ha conectado un cable con interfaz USB a la PC. Para el control de la fuente se utilizó un cable con interfaz GPIB.

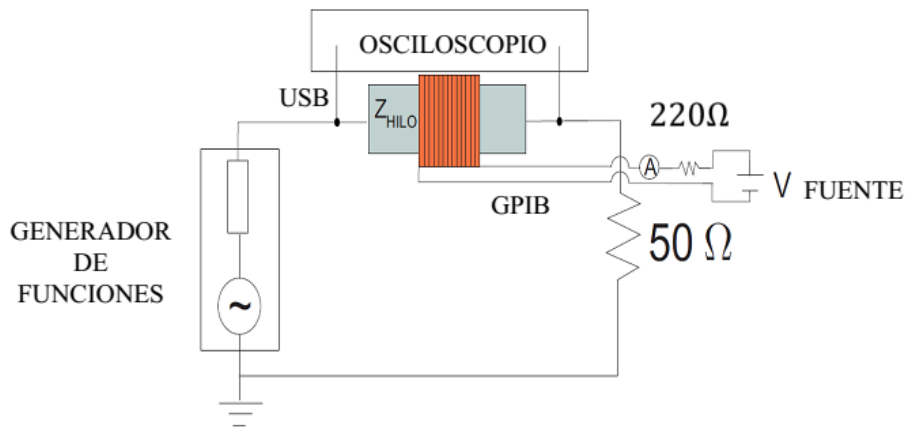


Figura 78. Circuito equivalente.

El cambio de la amplitud de la señal pico a pico obtenido por medio del osciloscopio con la aplicación de campo magnético estático se muestra en la figura 79. La respuesta del material se da a diferentes frecuencias, a 1, 1.5 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7 y 7.5 MHz. De acuerdo a los resultados de la caracterización mediante MI, las frecuencias en las

que la respuesta del hilo amorfo es lineal, se encuentran entre 1 y 10 MHz. En todos los casos el valor de la amplitud aumenta monótonamente y de manera lineal desde 0 Oe hasta aproximadamente 1 Oe. Posteriormente decrece también monótonamente y de manera lineal hasta aproximadamente 4.8 Oe. Así, establecemos que el máximo valor de detección de campo magnético del sensor es de 5 Oe.

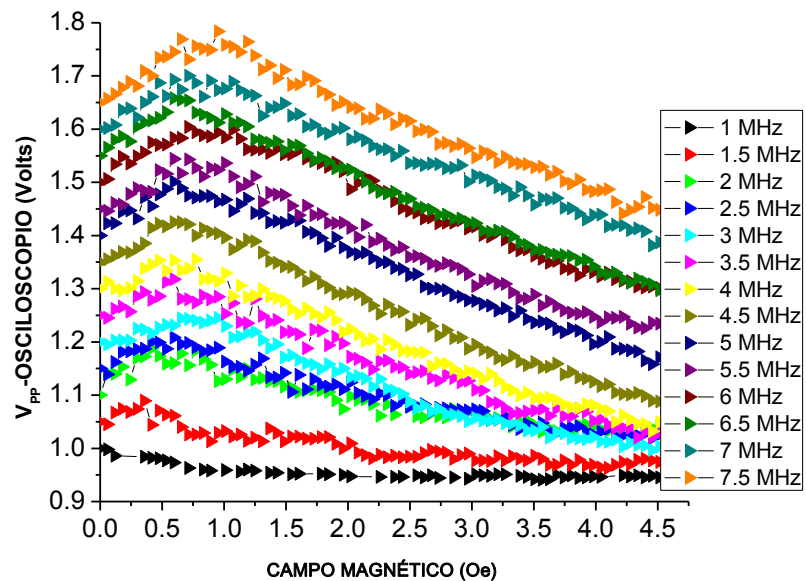


Figura 79. Señal del osciloscopio V_{PP} medida de pico a pico cuando al hilo amorfo se excita con campo magnético.

Estos resultados se encuentran en perfecta correspondencia con resultados de MI mostrados en la sección anterior. A frecuencias menores de 1 MHz, la respuesta está determinada por la contribución de los dominios longitudinales, así como los circunferenciales y la interfaz entre estas dos anisotropías. A estas frecuencias la respuesta de la impedancia es menor. Después de 1 MHz, el efecto de piel empieza a ser importante, como se estableció anteriormente con la teoría de Magnetoimpedancia.

En la figura 80 se presenta la respuesta para 4.5, 6.5 y 7.5 volts, la cual muestra claramente las dos regiones de detección de campo magnético, en la primera región se muestra que el cambio en la amplitud del voltaje es de aproximadamente 0.15 volts, mientras que en la región dos es de aproximadamente 0.4 volts.

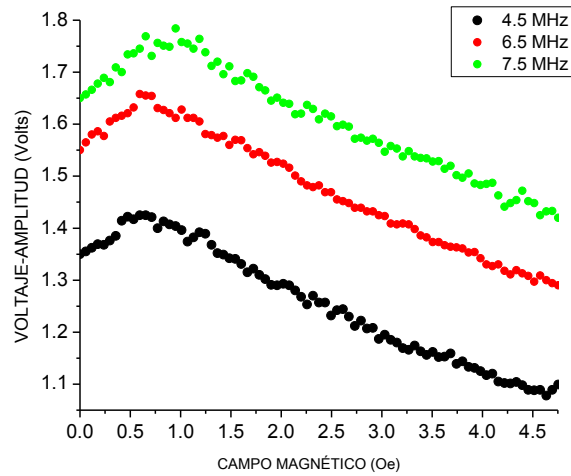


Figura 80. V_{pp} vs Campo Magnético

En la figura 81, se muestra un comparativo a 6 MHz entre los resultados obtenidos a través de la técnica de MI (señal en color verde) y a través del osciloscopio (señal en color rojo). En ambos casos, vemos la respuesta de los momentos magnéticos en dominios circunferenciales. Esta dinámica está asociada a la precesión de los espines como se explicó ampliamente en la sección de MI. Al aumentar el valor de campo magnético, los momentos empiezan a alinearse en la dirección del campo hasta lograr la saturación, que se encuentra aproximadamente a 4.75 Oe.

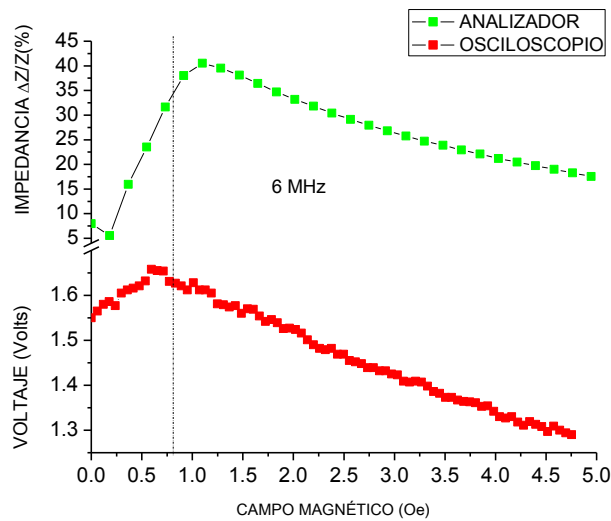


Figura 81. Comparación de la respuesta del hilo amorfo. Respuesta de MI (color verde), respuesta vía osciloscopio (color rojo).

En la figura 82 se presenta el comportamiento del material mediante pendientes. La pendiente 1 está asociada a la región donde el voltaje aumenta hasta un valor máximo alrededor de 0.8 Oe. La pendiente 2 está asociada a la región donde el voltaje desciende continuamente hasta un valor mínimo de 4.75 Oe. En la figura 82, se muestra el valor de la pendiente en estas regiones, estas pendientes están asociadas a la respuesta del hilo amorfo frente al campo magnético de excitación, y al mismo tiempo están relacionadas con la sensibilidad de detección de campo magnético del hilo amorfo.

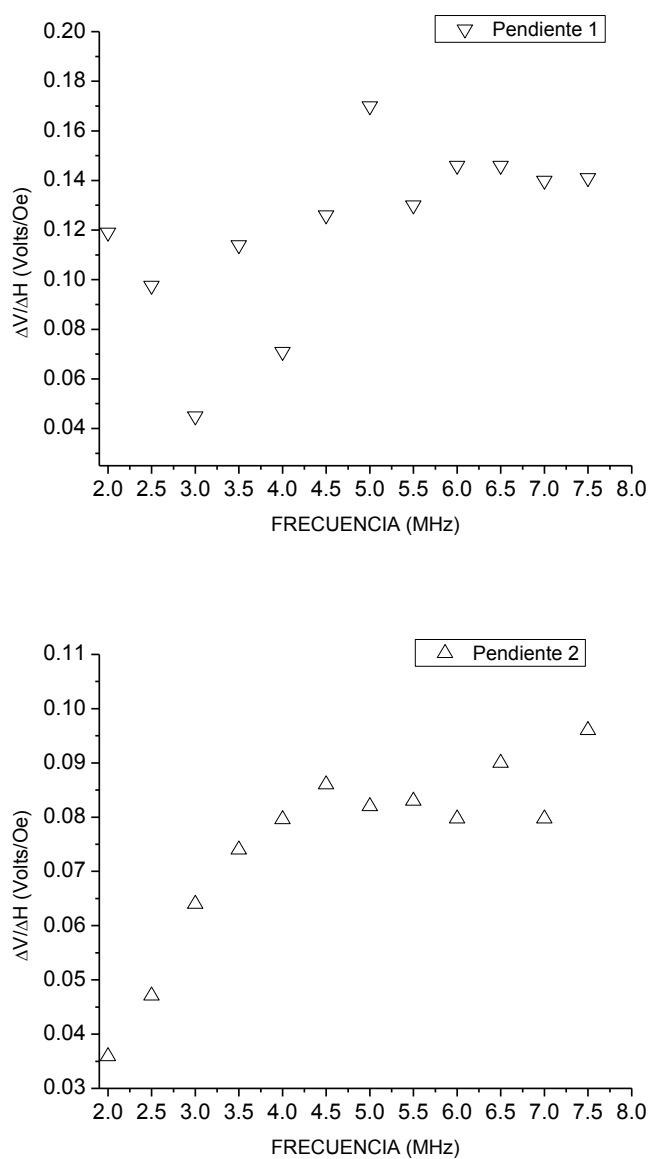


Figura 82. Sensibilidad del hilo amorfo

Se concluye que el valor mínimo de campo magnético detectable por el sensor es de 59.5×10^{-3} Oe (59.5×10^{-7} T) \pm 0.0005 Oe y el valor máximo de campo magnético detectable es de 4.5 Oe (4.5×10^{-5} T) con esta configuración. Así mismo, el valor mínimo del voltaje del osciloscopio detectable por el sensor es de 0.01 ± 0.008 Volts. Teniendo un rango dinámico de 0 a 4.5 Oe (0 a 8 V), un ancho de banda de 4 a 7.5 MHz y un tiempo de reacción $\tau = 0.16 \mu s$. Se ha determinado que los parámetros que maximizan la respuesta del sensor de campo magnético son: a) pendiente 1, 5 MHz, sensibilidad de 0.13016 Volts/Oe; b) pendiente 2, 7.5 MHz, sensibilidad de 0.08702 Volts/Oe.

CONCLUSIONES

Las conclusiones se dividen en dos partes: Parte I, se expone lo que se aprendió del material y en la parte II, se habla la parte del sensor.

Parte I.

Se analizó el hilo amorfo con diferentes técnicas de caracterización: Magnetoimpedancias en un rango de frecuencia de 100 kHz a 12 MHz; Campo de Propagación de 8 a 30 kHz; Resonancia Ferromagnética y Absorción a Campo Bajo a 9.4 GHz.

De Magnetoimpedancia MI, para la Orientación 1, se obtuvo que a bajas frecuencias, la respuesta de impedancia en función del campo magnético aplicado está representada por un solo pico, y que está asociado con la dinámica de los dominios longitudinales (anisotropía longitudinal). En este trabajo, a 100 kHz se muestran tres picos, este comportamiento se debe a la dinámica de los dominios circunferenciales y a la dinámica de los momentos magnéticos que se encuentran en la interfaz. Para altas frecuencias por encima de 1 MHz, la respuesta de MI está caracterizada por dos máximos, y esto se explica en términos del efecto de piel, aquí la respuesta es dada por la dinámica de los dominios circunferenciales. El mayor cambio de impedancia frente al campo de excitación se presenta a frecuencias de 5 a 10 MHz, para efecto de diseño del sensor de campo magnético, en esta región de frecuencia se tiene la mayor sensibilidad (300 a 400 Ω /Volts), con un cambio de impedancia del 50%, el hilo amorfo tiene conductividad $\sigma = 56.6 \times 10^3 \Omega^{-1}m^{-1}$. La profundidad de piel se vuelve importante después de $\delta = 17 \mu m$. El estado de saturación se alcanza a los 16 Oe aproximadamente. Para la Orientación 2, el máximo valor en cambio de impedancia es del 18%, y el estado de saturación se alcanza hasta los 150 Oe, la sensibilidad es del orden de 10 Ω /Volts, mucho menor que la Orientación 1. El campo de anisotropía $H_K = 2.3$ Oe y $H_K = 32.8$ Oe, para Orientación 1 y 2, respectivamente. Debido al cambio de la anisotropía frente a una variación angular respecto del campo aplicado, es posible diseñar un sensor de movimiento y/o desplazamiento. Las condiciones que potencian la respuesta de impedancia del hilo amorfo con MI son: a) frecuencia de 5 a 10 MHz, a 0° (ángulo formado por el eje del hilo con la dirección de campo magnético).

Con la técnica de potencia de absorción a frecuencia de microondas, se identificaron dos modos de absorción: Un modo de absorción a campo cero, llamado Absorción a Campo Bajo ACB y otro modo de absorción a campos superiores a 1000 Oe, llamado Resonancia Ferromagnética RFM. Estas señales presentan diferentes fases. RFM da información acerca de las propiedades magnéticas del hilo, así como información de la interacción entre la fase amorfa y nanocristalina. Se utilizaron dos geometrías: Geometría 1, cuando el campo generado por los polos del electroimán es paralelo al eje del hilo, se hace variación angular hasta que el campo sea perpendicular al eje. De RFM, a 0° , el campo de resonancia es de

1313 Oe, usando la condición de resonancia, tenemos que la magnetización de saturación $M_S = 7250$, la magnetización de saturación vía Magnetometría de Muestra Vibrante MMV, $M_S = 8000$ Gauss [G]. De acuerdo al efecto de piel, la respuesta de RFM del hilo se debe a los dominios circunferenciales y para el caso de MMV la respuesta viene dada por todo el volumen del material, de ahí la diferencia en los valores de M_S . Para el caso de ACB, la señal nos da información acerca de la anisotropía del material. Esta anisotropía de acuerdo al modelo, es de forma (geometría del hilo).

En la Geometría 2, el campo aplicado siempre es perpendicular al eje, y se hace variación angular girando el hilo sobre su propio eje. En todos los casos se tienen las señales de ACB y RFM. No existe un cambio significativo en los modos de absorción al realizar la variación angular, este se debe a que tiene una estructura de dominios casi homogénea.

Se realizó un tratamiento térmico, por medio del efecto Joule con una densidad de corriente de $j = 24$ A/mm². Se realizó el estudio de absorción con el fin de determinar algún cambio en los modos de absorción y de esta manera conocer cambios estructurales en los dominios y paredes de dominios magnéticos que afectan la respuesta del material para el diseño del sensor. Es interesante ver que de la geometría 1, a 0° no presenta cambios en los modos de absorción, no así para el caso de 45° y 90°, en estas orientaciones aumenta el valor de la anisotropía, debido a que se modificó la orientación de los momentos magnéticos.

De las curvas iniciales de Campo de propagación se tiene la respuesta del hilo amorfo por medio de un voltaje de excitación ac (y por lo tanto un campo ac). Se tienen dos regiones lineales etiquetadas como pendientes 1 y 2. Para pendiente 1 se tiene una sensibilidad de 0.013 volts inducidos frente a 2.5 volts aplicados. Para la pendiente 2, se tiene una respuesta de 0.01 volts inducidos frente a 4.18 volts aplicados, i.e., 0.0053 y 0.0024 para pendiente 1 y 2, respectivamente. El comportamiento del voltaje inducido frente a la frecuencia sigue regla de potencias de $f^{0.7}$ (idealmente es $f^{0.5}$). De acuerdo a H_P , es posible diseñar un sensor de campo ac.

Parte II

De acuerdo al estudio de magnetoimpedancia, se ha logrado establecer las condiciones de los parámetros que maximizan la respuesta de impedancia, necesarias para el diseño del sensor. Se concluye que el valor mínimo de campo magnético detectable por el sensor es de 59.5×10^{-3} Oe (59.5×10^{-7} T) \pm 0.0005 Oe y el valor máximo de campo magnético detectable es de 4.5 Oe (4.5×10^{-5} T). Así mismo, el valor mínimo del voltaje del osciloscopio detectable por el sensor es de 0.01 ± 0.008 Volts. Teniendo un rango dinámico de 0 a 4.5 Oe (0 a 8 V), un ancho de banda de 4 a 7.5 MHz y un tiempo de reacción $\tau = 0.16$ μ s. Se ha determinado que los parámetros que maximizan la respuesta del sensor de campo magnético son: a) pendiente 1, 5 MHz, sensibilidad de 0.13016 Volts/Oe; b) pendiente 2, 7.5 MHz, sensibilidad de 0.08702 Volts/Oe. Las sensibilidades se obtuvieron utilizando las ecuaciones de ajuste. En el cuadro se identifica la respuesta a campo magnético del sensor desarrollado.

Sensor Magnético	Campo detectable (Tesla)				
	10^{-14}	10^{-10}	10^{-6}	10^{-2}	10^2
Magnetómetros Search-coil					
Magnetómetros Flux-gate					
Magnetómetros SQUID					
Sensores Efecto Hall					
Magnetómetros Magnetoresistivos					
Magnetodiodos					
Magnetotransmisores					
Magnetómetro de Fibra óptica					
Sensores Magneto-ópticos					
Magneto-impedancia Gigante					
Sensor CoFeSiB					
Campo magnético de la tierra					

Las perspectivas del trabajo radican enteramente en las posibles aplicaciones tecnológicas. En el desarrollo de sensores de movimiento, de posición y de desplazamiento debido a la alta anisotropía de hilo amorfo. En el desarrollo de *biosensores* y de sensores para crear mapas magnéticos. Desarrollo de sensores de detección a campos magnéticos del orden de 1000 Oe, debido a la resonancia ferromagnética.

APÉNDICE A

Se realizó el estudio de RFM, utilizando la geometría que se muestra en la figura 1A (cuando el campo magnético es perpendicular al eje del hilo amorfo). Se giró el hilo alrededor de su eje (eje z, de acuerdo a la figura). A esta geometría se le llama Posición 1.

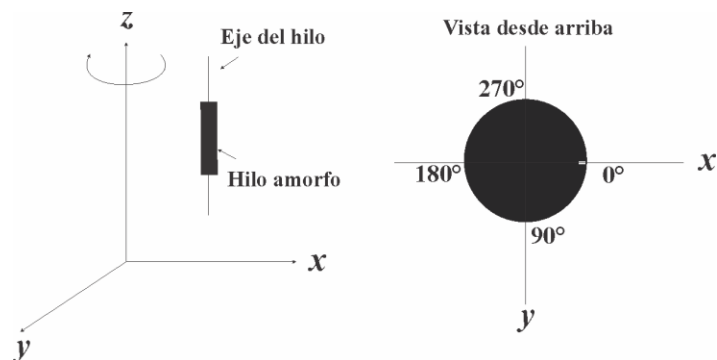


Figura 1A. Esquema experimental de la medición de RFM y ACB.

En la figura 2A, se muestra el espectro de absorción a potencia de microondas de -1000 Oe hasta 6000 Oe. Se observan la señal ACB y RFM, a campo cero y a campo alrededor de 5000 Oe, respectivamente. Se realizó el estudio angular, a 0° , 90° , 180° y 270° . Debido a la estructura de dominios circunferenciales que se forman a lo largo del hilo, tenemos los mismos entes magnéticos que responde a la excitación de campo magnético, por tal motivo el campo de resonancia permanece casi constante. Así mismo, tenemos la misma respuesta respecto a la anisotropía.

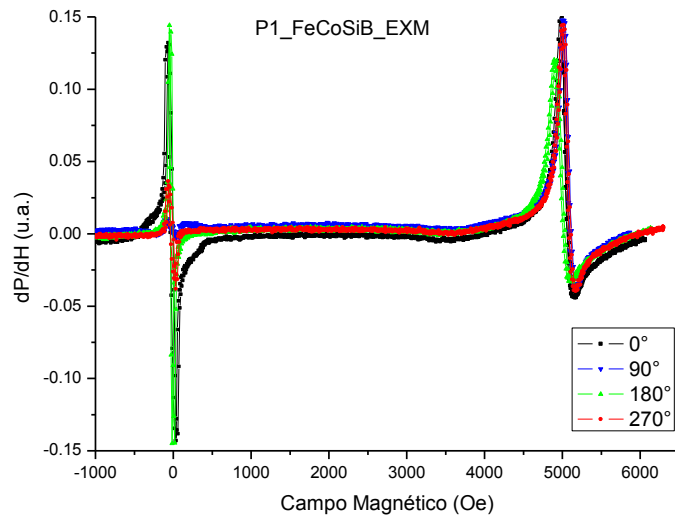


Figura 2A. Espectro de Absorción de Potencia a frecuencia de microondas.

En la figura 3A, se tiene la señal ACB de -400 Oe hasta 400 Oe y RFM de 4500 Oe hasta 5700 Oe. En este rango de campo magnético se observa como el ciclo de histéresis cambia respecto a la orientación con el campo magnético, también, vemos un pequeño cambio en el valor de campo de resonancia. Este resultado sugiere una no homogeneidad en la estructura de dominios, es decir, no se tiene una estructura tipo *bamboo* perfecta, si no que existe un canteado en la disposición de los dominios circunferenciales respecto a los dominios contiguos. Además, es posible inferir que con la técnica de absorción de potencia a frecuencia de microondas dominios de cierre, incluyendo las deformaciones de los dominios, así como defectos en la superficie del hilo amorfo. Estas conclusiones se obtienen analizando la señal ACB.

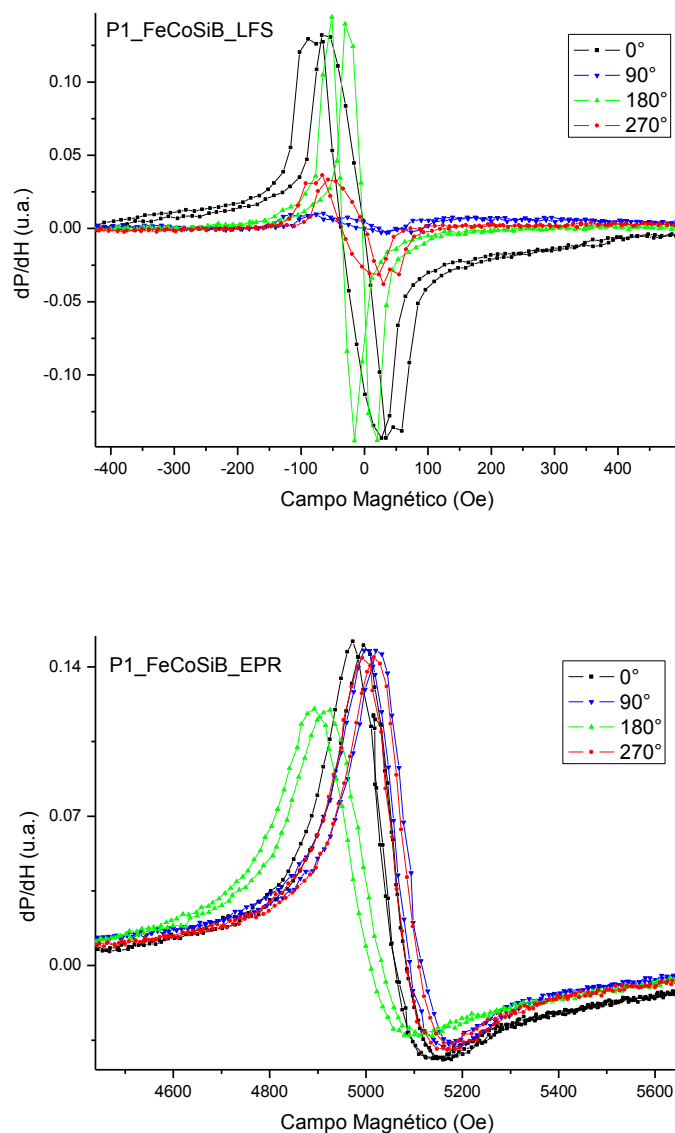


Figura 3A. Señal aumentada ACB (arriba) y RFM (abajo).

TRATAMIENTO TÉRMICO POR EFECTO JOULE

La técnica de calentamiento por efecto Joule fue originalmente diseñada para la cristalización de aleaciones amorfas a altas temperaturas y por un corto tiempo. Esto, por el efecto del calor generado por corriente eléctrica. Se conoce bien el hecho de que un sistema al acercarse a la cristalización pierde sus propiedades magnéticas, tales como: permeabilidad, magnetización de saturación, campo coercitivo, entre otras. Se realizó un

tratamiento térmico por efecto Joule para conocer su efecto sobre la impedancia del material.

El tratamiento por efecto Joule se realizó al hilo amorfo de una longitud de 1.5 cm. Se colocó el material entre dos electrodos de cobre, con una distancia entre electrodos de 5 mm. Se hizo pasar una corriente eléctrica de intensidad constante con densidad de corriente $j = 24 \text{ A/mm}^2$.

En la figura 4A, se muestran los resultados de absorción de potencias a frecuencia de microondas, para 0° , 45° y 90° (Posición 2). La señal RFM desaparece progresivamente hasta 90° .

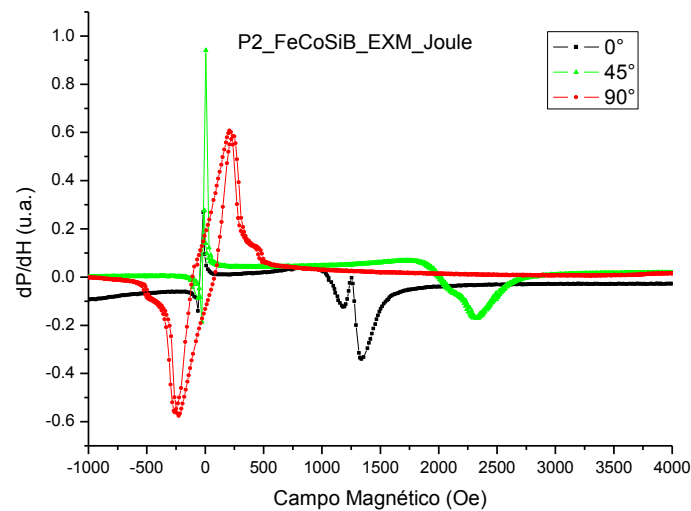


Figura 4A. ACB y RFM a 0° , 45° y 90° .

La figura 5A, muestra la señal RFM. A 0° , RFM está centrada a 1200 Oe y está formada por dos máximos y también dos mínimos. Esto indica que la respuesta está dada por al menos dos estructuras magnéticas (anisotropía longitudinal y anisotropía circunferencial). A 45° , la señal se ha desplazado a campo de 2000 Oe, la señal es más suave, existe un acoplamiento entre los entes resonantes. La RFM ha desaparecido a 90° , por lo que no es posible establecer el estado de saturación del material.

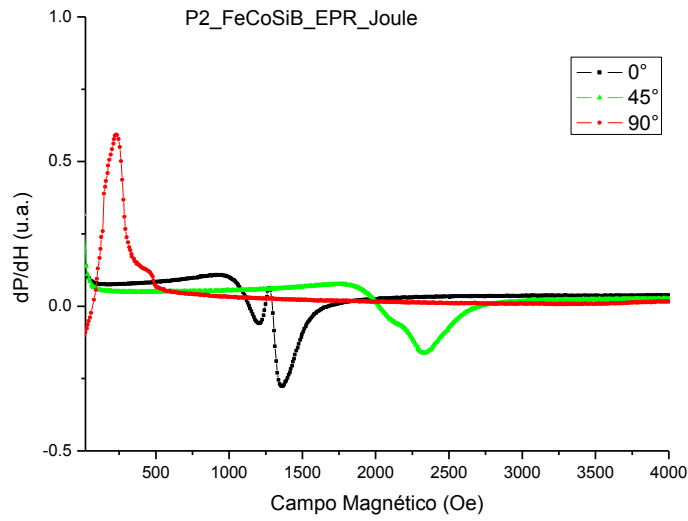


Figura 5A. RFM a 0°, 45° y 90°.

En la figura 6A, se muestra la señal ACB. No existe un cambio aparente en la señal para 0° y 45°. No así para 90°, el ciclo de histéresis es más ancho, por lo tanto tenemos un máximo en la anisotropía debido a la anisotropía de forma. Este resultado está en perfecta correspondencia con el cambio en el ancho de la señal de MI, para 90°, se tiene el máximo valor.

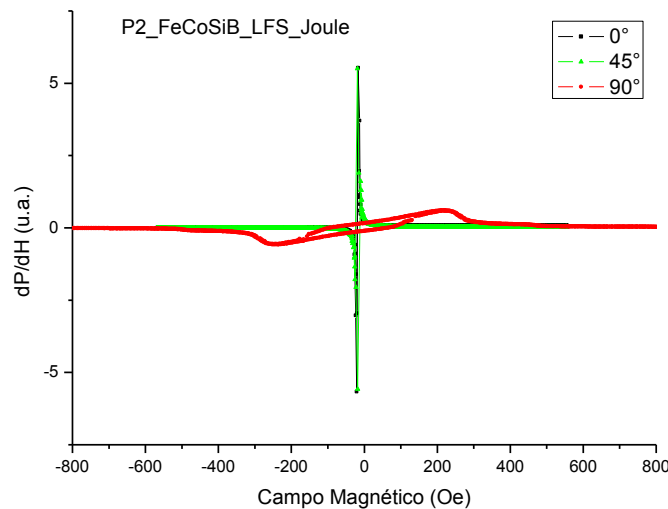


Figura 6A. ACB a 0°, 45° y 90°.

COMPARATIVO

En la figura 7A, se tiene un comparativo entre el espectro de absorción del hilo amorfo a 0° en estado original TT (tal y como el proveedor nos lo facilitó, UNITIKA Ltd.), con el tratamiento térmico vía efecto Joule (TJ). Existe una ligera diferencia entre los espectros, debido a que con el tratamiento por efecto joule se está afectando la anisotropía circunferencial por la corriente que se distribuye en los dominios circunferenciales.

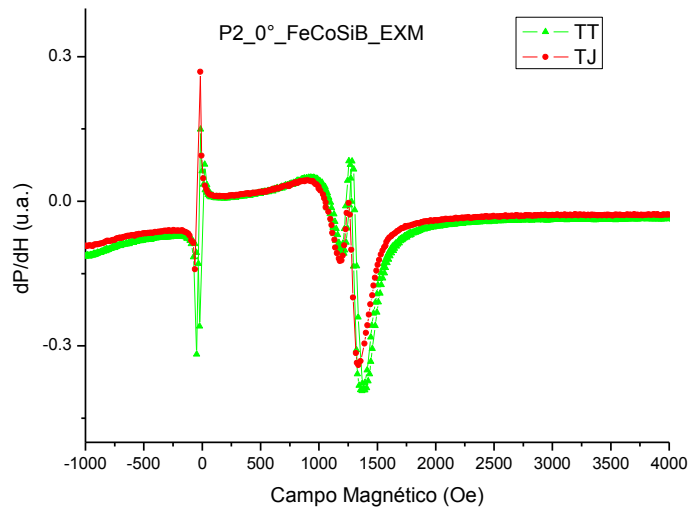


Figura 7A. Espectro de absorción a potencias de microondas a 0° .

En la figura 8A, se tiene el mismo comparativo a 45° . Se ha modificado la forma de la señal RFM respecto a 0° . Es importante establecer que se conserva la forma de línea tanto para TT como para TJ, no así para el campo de resonancia, que ha pasado de 1700 Oe a 2200 Oe, un desplazamiento de 500 Oe. La distribución de la corriente directa afecta en la estructura de dominios magnéticos, pues una vez practicado al material el efecto Joule, se necesita mayor energía para lograr el estado de saturación. Con el aumento de la temperatura disminuye el orden de los momentos magnéticos (debido a la entropía) y por tal razón se necesita mayor energía para alinearlos.

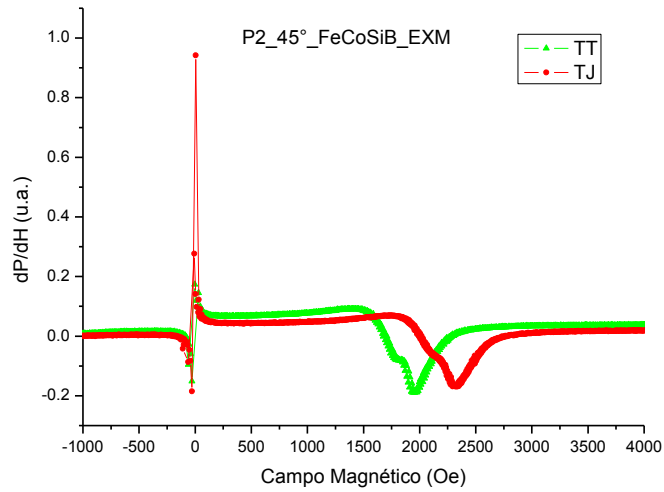


Figura 8A. Espectro de absorción a potencias de microondas a 45°.

En la figura 9A, se muestran las señales de ACB. No hay señal RFM, ya que, no es posible establecer a 90° el estado de saturación. Se necesita mayor energía de campo magnético para lograr mover los vectores de magnetización 180°. Respecto al ciclo de histéresis formado alrededor de campo cero, existe un cambio drástico en la anchura del ciclo. El ciclo de histéresis para TJ es más ancho que para el caso de TT. Con el tratamiento térmico se está modificando la anisotropía del hilo amorfo, como ya se había explicado anteriormente con RFM.

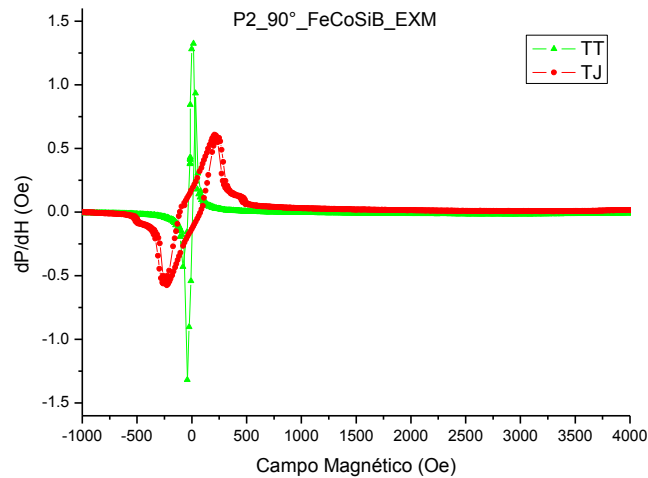


Figura 9A. Espectro de absorción a potencias de microondas a 90°.

Concluimos que tenemos una mayor estabilidad en respuesta frente a campo magnético a 0° , no así para 45° y 90° . Establecemos la geometría que muestra mayor estabilidad del hilo, cuando éste sea sometido a corrientes eléctricas generadas por la actividad misma del circuito eléctrico, el cual está siendo alimentado por fuentes de voltaje o fuentes de corriente.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] R.S. Popovic, J.A. Flanagan, P.A. Besse "The future of magnetic sensors", *Sensors and Actuators A* 56 (1996) 39-35.
- [2] J.E. Lenz, A review of magnetic sensors, *Proc. IEEE* 78 (6) (1990) 973–989.
- [3] H. Yabuki. "Quasi-Planar SNS junction as a Sensor for Brain Studies, " Riken-The Institute of Physical and Chemical Research, www.riken.go.jp/Yoran/BSIS/140B-141.html
- [4] C.J. Davisson & J.W. Beams. *Rev. Mod. Phys.* Vol 25, 246 (1953).
- [5] A. Einstein and W. J. de Haas, *Verhandl. deut. physik. Ges.* 17, 152 (1915).
- [6] S. Blundell, "*Magnetism in Condensed Matter*", Oxford University Press, pág. 4, 2001.
- [7] I.E. Irodov, "*Basic laws of electromagnetism*", Mir Publishers Moscow, pág. 141, 1986.
- [8] B. I. Bleaney and B. Bleaney, "*Electricity and Magnetism*", Oxford at the Clarendon Press, Second Edition, pág. 132, 1955.
- [9] R. Resnick y D. Halliday, *Física Vol. 1*, Continental S.A. de C.V., Cuarta Edición, pág. 319, 1993.
- [10] P.T. Squire, D. Atkinson, M.R.J. Gibbs, S. Atalay, *J. Magn. Magn. Mater.* 132 (1994).
- [11] M. Vazquez, D.X. Chen, *IEEE Trans. Magn.* 31 (1995) 1229.
- [12] M. Vazquez, A. Hernando, *J. Phys. D* 29 (1996) 939.
- [13] Velazquez J, Vazquez M, Hernando A, Savage HT, Wun-Fogle M. Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching. *J App Phys* 1992;70:6525–7.
- [14] Reininger T, Kronmuller H, Gomez-Polo C, Vazquez M. Magnetic domain observation in amorphous wires. *J Appl Phys* 1993;73:5357–9.
- [15] K. Morhi, F.B. Humphrey, J. Yamasaki and K. Kinoshita, *IEEE Trans. Magn.* 21, 2017 (1985)
- [16] F.B. Humphrey, K. Morhi, J. Yamasaki, H. Kawamura and R. Malmhall, *Proceeding of the symposium on Magnetic Properties of Amorphous Metals* (Elsevier Science, Amsterdam, 1987), p. 110.
- [17] J. Liu, R. Malmhall, L. Arnberg and S.J. Savage, *J. Appl. Phys.* 67, 4238 (1990).
- [18] N.A. Usov, Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires, *J. Magn. Magn. Mater.* 249 (2002) 3

- [19] D. Atkinson, R.S. Beach, P.T. Squire, C.L. Platt, S.N. Hogsdon, *IEEE Trans. Magn.* 31 (1995) 3892-3894.
- [20] J.L. Costa, K.V. Rao, *IEEE Trans. Magn.* 31 (1995) 1261-1265.
- [21] L. Sheiko, G. Brekharya, À. Sadovoy, O. Kulyk, I. Pisanko, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 215-216 (2000) 24-26.
- [22] B.D. Cullity, "Introduction to Magnetic Materials", Ed. Addison-Wesley Publishing Company, (1972).
- [23] P. Weiss, "La variation du Ferromagétisme avec la temperatura", *Compt. Rend.*, 143, 1136-1139 (1906) .
- [24] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physic", Ed. John Wiley and Sons, New York, (1996).
- [25] W. Heisenberg, *Z. Phys.*, 49, 619 (1928).
- [26] J. Crangle, "Solid State of Magnetism", Ed. Edward Arnold (1991).
- [27] L.R. Walker, *Phys. Rev.* 105, 390 (1957).
- [28] R. Hasegawa, *J. Mag. Mag. Mat.* 125-216, 240-245 (2000),29:H. Morrish, "The Physical Principles of Magnetism", Ed. John Wiley and Sons, Inc. (1965).
- [29] J.H. Van Vleck, *Phys.* 15, 197 (1949).
- [30] J. Crangle, *Solid State Magnetism*, Edward Arnold, A division of Hodder y Stoughton, pág. 33, 1991.
- [31] L. Néel, *Science*, Vol. 174, Number 4013, 1971.
- [32] M.-H. Phan and H.-X. Peng, *Prog. Mater. Sci.* 53 (2008) 323-420.
- [33] P. Rudkowski, G. Rudkowska and J.O. Stromolsen, *Mater. Sci. Eng. A* 133 (1991) 158.
- [34] USSR patent, No. 128427.
- [35] H. Chiriac and T.A. Ovari, *Prog. Mater. Sci.* 40 (1996) 33.
- [36] K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, H. Yoshida and L.V. Panina, *IEEE Trans. Mang.*, 28 (1992) 3150-3152.
- [37] Kraus L. GMI modeling and material optimization. *Sens Acta A* 2003;106:187–94.
- [38] L.V. Panina, K. Morhi, K. Bushida and M. Noda, Symposium on Magneto-impedance, *J. Appl. Phys.* 76 (10), 6198-6203.

- [39] J.R. Ritz, F.J. Milford and R.W. Christy, Fundamentos de la teoría electromagnética (Addison Wesley Iberoamericana), cuarta edición, pag. 169.
- [40] M. Vázquez, M. Knobel, M.L. Sánchez, R. Valenzuela and A.P. Zhukov, Sensors and Actuators A, 59 (1997) 20-29.
- [41] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Electrodinámica de los medios continuos (Editorial Reverté), 1981, pag. 232.
- [42] C. Kittel, "On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption", Phys. Rev., vol 73, n° 2, pp. 155-161, (1948).
- [43] R. Becker, "Electromagnetic fields and interactions", Ed. Blaisdell Publishing Company, (1964).
- [44] J.C. Maxwell, "Electricity and Magnetism", Ed. Dover Publications, Inc. (1891).
- [45] M.E. Mata-Zamora, B. Valera-Orozco y H. Montiel, Sup. y Vacío, Vol 9, 2009. (En revisión).
- [46] R. Resnick y D. Halliday, *Física Vol. 2*, Continental S.A. de C.V., Cuarta Edición, pág. 257, 1993.
- [47] W.F. Smith, Waves and oscillations, Oxford University Press, 2010, pág. 301.
- [48] R.N. Vela, Líneas de Transmisión, McGraw-Hill, 1999, pág. 14.
- [49] H. Georgi, The physics of waves, Prentice-Hall, Inc., 1993, pág. 18.
- [50] H.L. Krauss, C.W. Bostian and F.H. Raab, Solid State Engineering, John Wiley and Sons, 1980, pág. 425.
- [51] E. Yamashita, "Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, no. 8, pp. 529-535, 1968
- [52] A. Farrar, A. T. Adams, "Multilayer microstrip transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-22, no. 10, pp. 889-891, 1974.
- [53] J. F. Whitaker, T. B. Norris, G. Mourou, T. Hsiang, "Pulse dispersion and shaping in microstrip lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, no. 1, pp. 41-47, Jan. 1987.
- [54] D. G. Corr, J. B. Davies, "Computer analysis of the fundamental and higher order modes in single and coupled microstrip," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-20, pp. 669-678, 1972.

- [55] S.K. Pal, A.K. Panda, M. Vázquez, A. Mitra, *J. Materials Processing Technology*, 172, 182-187 (2006).
- [56] Y. Yoshida et al, *IEEE Trans. Magn.*, 29, 3177, 1993.
- [57] Md. Kamruzzaman, I.Z. Rahman, M.A. Rahman, *J. Materials Processing Technology*, 119, 312-317 (2001).
- [58] K. Mohri et al, *IEEE Trans. Magn.*, 21, 2017, 1985.
- [59] D. Jiles, "Introduction to Magnetism and Magnetic Materials" Ed. Chapman and Hall (1991).
- [60] G. Alvarez, R. Zamorano, *J. Alloys- Comp.* 369, 231 (2004).
- [61] Bhagat, S.M. Haraldson, S. and Beckman, O., *J. Phys. Chem. Solids*, 38, 593 (1977).
- [62] C. Kittel, *Le Journal de Physique et le Radium*, 12, 291 (1951).
- [63] F. Yildiz, B.Z. Rameev, S.I. Tarapov, L.R. Tagirov, B. Aktas, *J. Magn. Mater.* 247, 222-229 (2002).
- [64] G. Alvarez, H. Montiel, D. de Cos, A. García-Arribas, R. Zamorano, J.M. Barandiarán, R. Zamorano, *Jornal of Non-Crystalline Solids*, 354, 5195-5197 (2008).
- [65] R. Valenzuela, R. Zamorano, G. Alvarez, M.P. Gutiérrez, H. Montiel, *J. Non-Crystalline Solids*, 353, 768-772 (2007).
- [66] H. Montiel, G. Alvarez, R. Zamorano, R. Valenzuela, *J. Non-Crystalline Solids*, 353, 908-910 (2007).
- [67] G. Herzer, *IEEE Trans. Magn.* 26, 1397 (1990).
- [68] I.E. Irodov, *Basic Laws of Electromagnetismo*, MIR Publishers Moscow, 1983, pág. 164.