



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

# UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO

---

FACULTAD DE QUIMICA

“Obtención y caracterización de  
aleaciones magnéticas FeCo”

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

**INGENIERIO QUIMICO METALURGICO**

PRESENTA:

**Héctor Israel Quiroga Herrera.**



México D.F.

2013



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## **JURADO ASIGANDO**

Presidente: Prof. Guillermo Fausto Salas Banuet

Secretario: Prof. José Guadalupe Ramírez Vieyra

Vocal: Prof. José Israel Betancourt Reyes

1er Suplente: Prof. Balbina Ojeda Ramírez

2do Suplente: Prof. María Gabriela González Flores

Lugar donde se realizó la Tesis:

México, D.F. Ciudad Universitaria. UNAM. Instituto de Investigaciones en Materiales,  
Edificio B.

Asesor del Tema:

---

Dr. José Israel Betancourt Reyes

Sustentante:

---

Héctor Israel Quiroga Herrera

Índice.	
Introducción.....	5
Metas .....	8
Hipótesis.....	8
1.0    Aleaciones Fe-Co.....	9
1.1    Aleaciones Fe <sub>49</sub> Co <sub>49</sub> T <sub>2</sub> (T= Al, Cu, Nb, Ta, V).....	11
1.3    Aplicaciones de Aleaciones Fe-Co .....	13
1.4    Solidificación Ultrarrápida.....	14
2.0    Propiedades Magnéticas de los Materiales.....	16
2.1. Definiciones básicas.....	16
2.1.1. Campo Magnético, magnetización e inducción magnética .....	16
2.1.2. Susceptibilidad Magnética y Permeabilidad Magnética .....	17
2.1.3. Clasificación de Materiales Magnéticos.....	18
2.2. Interacción de Intercambio .....	21
2.3. Anisotropía Magnética.....	22
2.4. Formación de Dominio Magnéticos .....	26
2.5. Curva de Histéresis .....	28
2.6. Temperatura de Curie .....	31
3.0    Técnicas Experimentales .....	33
3.1. Preparación de Aleaciones .....	33
3.2. Solidificación Ultrarrápida.....	34
3.3. Difracción de Rayos X.....	36
3.4. Análisis Metalográfico .....	37
3.5. Microscopia Electrónica de Barrido .....	38
3.6. Magnetometría de Muestra Vibrante .....	39
3.7. Espectroscopia de Inductancias.....	41
4.    Resultados y discusión.....	44
4.1. Lingotes.....	44
4.1.1. Caracterización de Estructura Cristalina.....	44
4.1.2. Caracterización Magnética. ....	50
4.2. Cintas .....	56

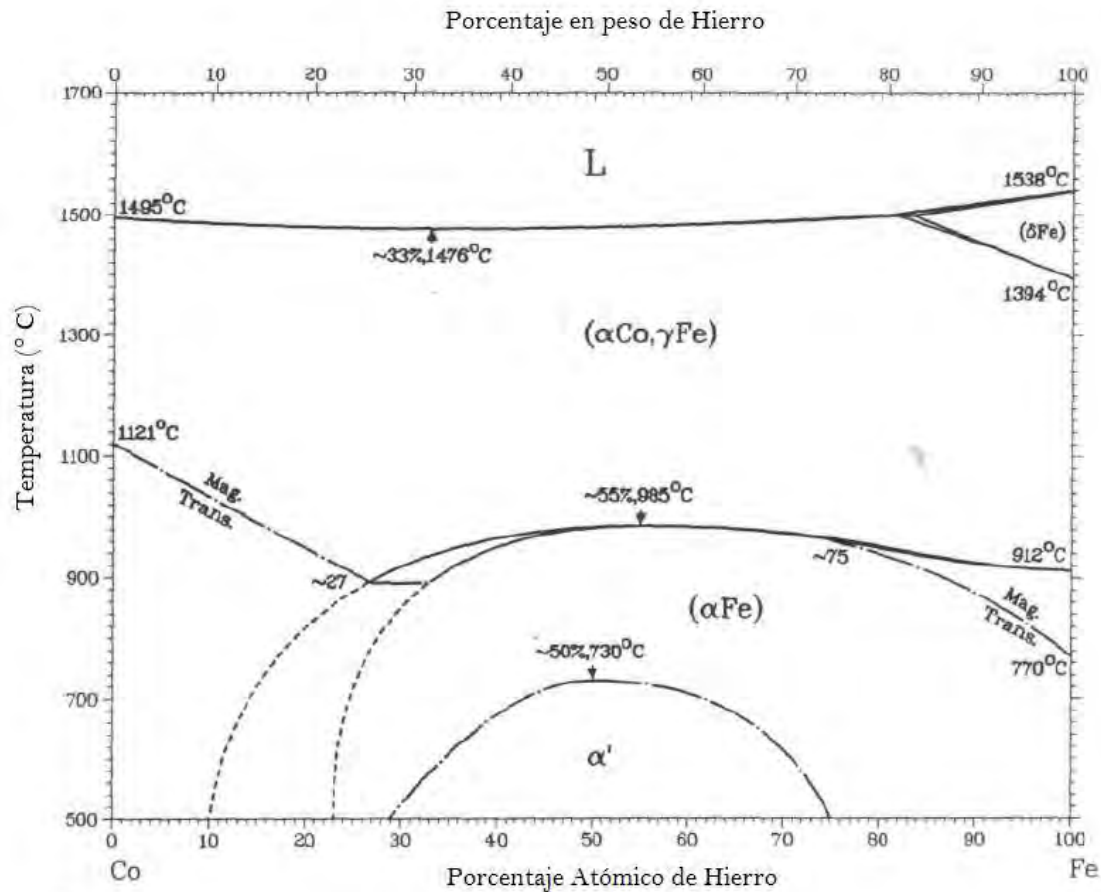
4.2.1. Caracterización de Estructura Cristalina.....	56
4.2.2. Caracterización Magnética .....	62
5. Observaciones.....	67
6. Conclusiones .....	67
Referencias.....	68

## Introducción

Los materiales magnéticos tienen una alta demanda en su aplicación como materiales industriales debido a que son necesarios para muchos diseños de ingeniería, tales como. Núcleos de transformadores, generadores, receptores telefónicos, entre otras muchas aplicaciones.[1,2]. En general, los materiales magnéticos pueden ser clasificarse con base en la respuesta que presentan ante un campo magnético externo en tres grandes grupos: Diamagnéticos, paramagnéticos y ferromagnéticos. Los materiales ferromagnéticos a su vez pueden distinguirse de acuerdo a su capacidad para magnetizarse y desmagnetizarse, por ejemplo, aquellos que lo hacen con facilidad son conocidos como materiales magnéticamente “suaves”, los cuales se usan en aplicaciones como: alternadores, transformadores y sensores, entre otras. Por el contrario, los materiales cuyos procesos de desmagnetización requieren de campos externos considerables son conocidos como materiales magnéticos “duros” o imanes permanentes. Este tipo de materiales se utiliza ampliamente en aplicaciones como discos duros de computadora, detectores, bocinas y sistemas de levitación imán-superconductor, entre otras.

En particular las aleaciones hierro-cobalto se utilizan en una amplia gama de artículos en la industria de la tecnología, por ejemplo en la industria de la bioingeniería, en donde se usan para el diseño de micro-actuadores. Estas aleaciones se consideran magnéticamente blandas, ya que poseen una magnetización de saturación alta, un bajo campo coercitivo y temperaturas de Curie altas [3]. Para intervalos de composición de entre 30 y 75% atómico de Co, presenta una estructura cristalina de tipo A2 (BCC), en las aleaciones  $Fe_{50}Co_{50}$ , al someterse al enfriamiento por debajo de  $\sim 725$  °C, tiende a un cambio de estructura de  $A2 \rightarrow B2$ , siendo B2 una estructura Cubica simple (CS) o también conocida como  $\alpha'$ . Este reordenamiento tiene una influencia importante en las propiedades mecánicas en este tipo de aleaciones, ya que las estructuras BCC, presentan por lo menos 12 sistemas de deslizamiento, mientras que un CS, presenta solo 6 sistemas. En consecuencia para un mayor número de sistemas de

deslizamiento se incrementa la ductilidad del material, en estructuras BCC presenta comportamiento dúctil solo en caliente. Por su parte a porcentajes mayores a 75 % de Co, se presenta una sola fase (ferrita,  $\alpha$ -Fe), con una estructura cristalina A2, como se describe en la Figura 1 [4,5].



**Figura 1.** Diagrama de Fases Fe-Co la transformación de A2 ( $\alpha$ ) a B2 ( $\alpha'$ ), se da en el rango de 30-75% atómico de Co. Adaptado de [4].

La aleación FeCo (50% at) recibe el nombre comercial de "Permendur", la cual se caracteriza por presentar la magnetización de saturación más alta conocida para cualquier tipo de material: 2.48 T (más alta incluso que la saturación del hierro puro, que es de 2.18 T), junto con un campo coercitivo bajo, por lo que se clasifica como una material magnético suave. La estructura cristalina Cubica Simple (CS) que presenta este tipo de aleación le confiere pocos sistemas de deslizamiento,



por lo que posee buena resistencia mecánica [6,7]. En este trabajo de tesis se estudió el efecto de la microaleación y refinamiento de grano en la microestructura y el desempeño magnético de aleaciones “Permendur”  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T =Vanadio, Cobre, Niobio, Tantalio, Aluminio), con el propósito de encontrar el elemento aleante que incrementa el comportamiento magnético suave.

## **Metas**

- Obtener aleaciones  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T= V, Cu, Ta, Al), mediante técnicas de solidificación en molde de cobre y solidificación ultrarrápida.
- Caracterizar el efecto del microaleamiento en la distribución de fases y la microestructura de las aleaciones obtenidas.
- Caracterizar el efecto del microaleamiento en las propiedades magnéticas de las aleaciones obtenidas.

## **Hipótesis**

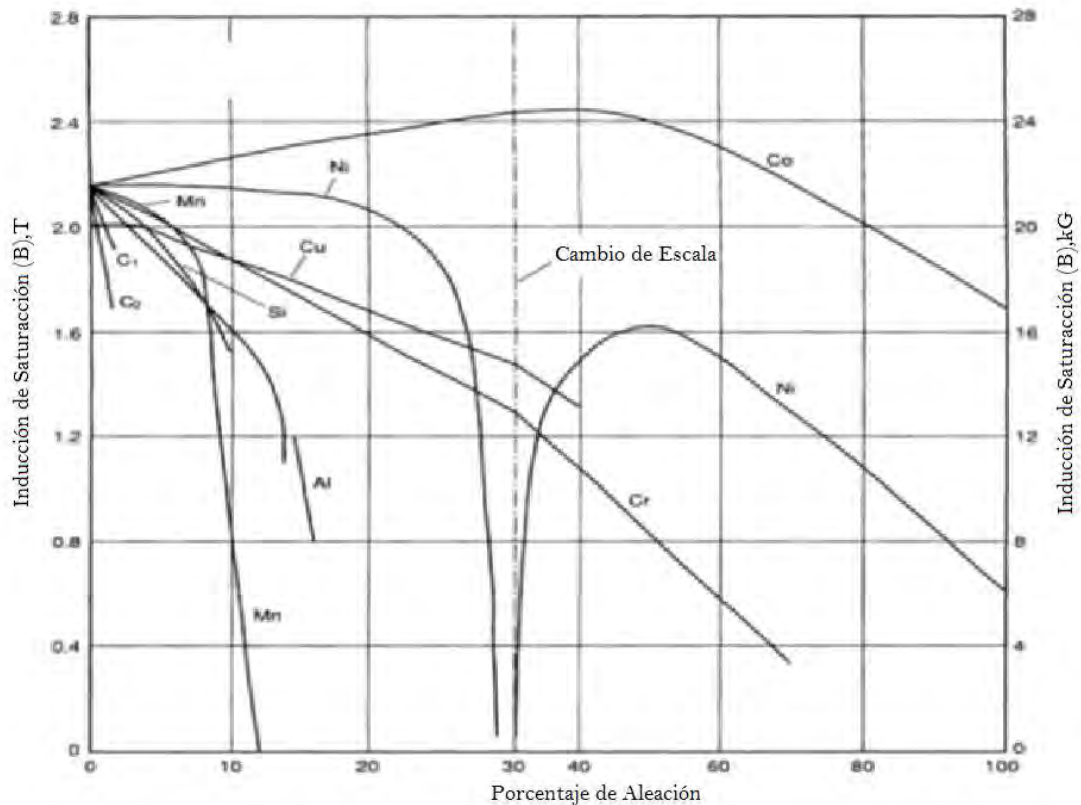
Es posible modificar favorablemente las propiedades magnéticas de aleaciones FeCo mediante el microaleamiento con metales de transición y el refinamiento de grano mediante solidificación ultrarrápida.

## 1.0 Aleaciones Fe-Co

El hierro puro posee en general propiedades físicas de gran interés, por ejemplo su alto punto de fusión, su alta resistencia mecánica, que le confieren cualidades para ser un material aleado con C y ser utilizado en la industria química, metalmecánica, constructora, entre otras. En cuanto a su comportamiento magnético, es también un material de referencia, ya que presenta la inducción de saturación ( $B_s$ ) más alta conocida para cualquier elemento puro ( $B_s = 2.15$  T). Valores de saturación más altas solo pueden lograrse en aleaciones de hierro y cobalto [10,12].

La aleación equiatómica Fe-Co que fue reportada por primera vez en 1929 [11]. Las propiedades físicas generales de estas aleaciones son: esfuerzo último de tensión de 1336 MPa, porcentaje de elongación de 1%, dureza (HRC) de 38 y temperatura de fusión de 1495 °C. Estas propiedades indican una alta resistencia mecánica. Además presentan propiedades magnéticas blandas, incluyendo una alta magnetización de saturación de 2.46 T, la cual ocurre para contenidos de cobalto de ~ 35%,(Figura 2). Estas aleaciones poseen además temperatura de Curie muy grande ( $> 840^\circ\text{C}$ ) y valores muy altos de magnetostricción (de más de 40 ppm). Estas propiedades magnéticas se deben al reordenamiento de la estructura (A2) BCC a estructura (B2) CS (Figura 1). En este caso, el reordenamiento de átomos se produce en la misma red produciendo un pequeño cambio de volumen (0.2% de expansión), sin modificar la composición local. [9,10].

En la Figura 2 se describe el efecto de los elementos aleantes en aleaciones base Fe, mostrando claramente que el Cobalto es el elemento aleante que favorece más la Inducción de Saturación, en un porcentaje de 40% atómico ya que permite alcanzar valores de hasta 2.45 T.



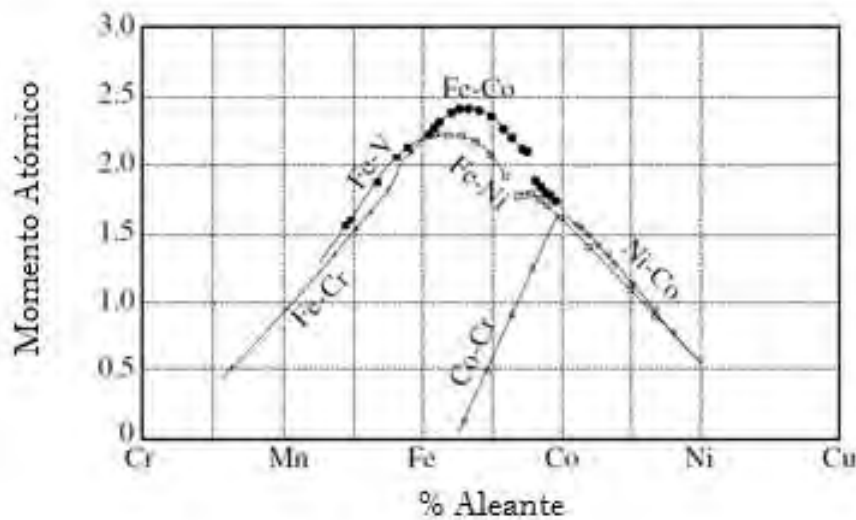
**Figura 2.** Diagrama de elementos aleantes con Base Hierro, con su comportamiento de Inducción de Saturación. Adaptado de [12].

En 1930 en el Laboratorio Bell Inc se agregó 2 % wt de vanadio a la aleación Fe-Co, lo que mejoró notablemente su ductilidad, permitiendo la laminación en caliente manteniendo una estructura con comportamiento dúctil. Se incrementó también su resistividad eléctrica y mejoró su capacidad inductiva. Cuando se agrega más de 2% V, la aleación Fe-Co-V se sitúa en el límite de los materiales con propiedades magnéticas suaves, obteniéndose una aleación con propiedades de materiales magnéticos semiduros o incluso duros [10].

### 1.1 Aleaciones $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$ (T= Al, Cu, Nb, Ta, V)

La aleación binaria FeCo en un rango de aleación de 40-60% Co, es la que presenta el mayor número de momentos magnéticos por volumen, como lo indica la curva de Slater-Pauling en la que se muestra la variación de momentos magnéticos en función de la composición (Figura 3 [25]).

La adición de elementos metálicos en porcentajes atómicos de 2% o mayores, puede modificar el comportamiento magnético de las aleaciones FeCo. Por ejemplo, se ha reportado el comportamiento magnético de las aleaciones FeCoV y FeCoNb (Tabla 1) para el cual se ha descrito que la magnetización de saturación de estas dos aleaciones disminuye conforme aumenta el porcentaje atómico de V y de Nb [22].



**Figura 3.** Momento magnético de aleaciones binarias base Fe en función de la composición. Adaptado de [25].

**Tabla 1.** Saturación de Magnetización de algunas aleaciones base FeCo.

<b>Aleación</b>	<b>Saturación de Magnetización (T)</b>
<b>FeCo-2V</b>	2.32
<b>FeCo-3.6V</b>	2.29
<b>FeCo-1Nb</b>	2.35
<b>FeCo-2Nb</b>	2.29
<b>FeCo-3Nb</b>	2.2

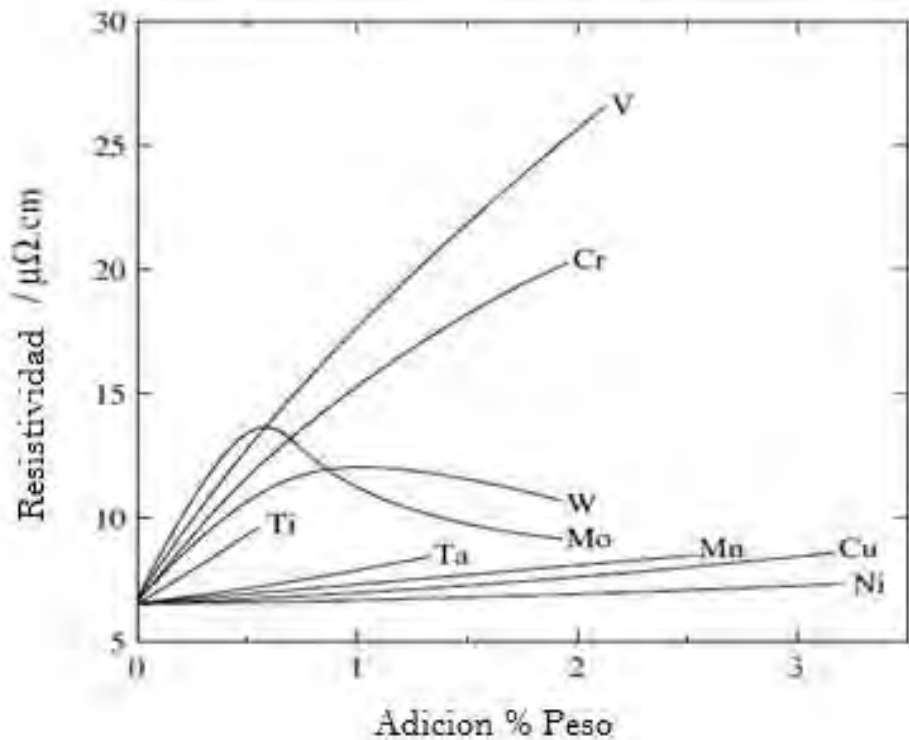
Por otro lado, la resistividad de aleaciones FeCo es tan importante como las propiedades magnéticas en función del uso de estas aleaciones como núcleos de transformador de bajas pérdidas. En particular, la aleación FeCo presenta un valor muy bajo de resistividad como se muestra en la Tabla 2.

**Tabla 2.** Resistividad de algunas aleaciones base FeCo.

<b>Aleación</b>	<b>Resistividad (<math>\mu\Omega</math>)</b>
<b>FeCo</b>	1.95
<b>FeCo-2V</b>	46.9
<b>FeCo-1Nb</b>	3.13
<b>FeCo-2Nb</b>	3.06

El comportamiento de resistividad de las aleaciones FeCo al añadir algún elemento metálico, tiende, en general, a aumentar conforme aumenta el porcentaje atómico de elementos aleantes tales como: V, Ta, Cu, otros (Figura 3).

**Figura 3.** La Influencia de resistividad de las alecciones FeCo, en función de la adición de algunos elementos aleantes. Adaptado de [12].



### 1.3 Aplicaciones de Aleaciones Fe-Co

La aleación FeCo-2V es magnéticamente suave y ha sido conocida como vanadio Permendur (Allegheny Ludlum Corporation) o 2 V-Permendur, Supermendur [10]. Actualmente se produce con los nombres comerciales Hiperco 50, Hiperco 50A (CarpenterTechnology Corporation), o Permendur V (Spang&Company, Metales Especiales División) [10]. Aunque se trata de aleaciones costosas debido al contenido alto de cobalto, se utilizan principalmente en dispositivos electrónicos con peso y tamaño reducido, donde se requiere aplicar una alta saturación de magnetización. También se han utilizado en aplicaciones como materiales magnetostrictivos para aplicaciones inteligentes como por ejemplo en el diseño de micro-actuadores, los cuales se usan ampliamente en dispositivos médicos y sectores industriales. Los materiales activos tales como materiales piezoeléctricos,

magnetostrictivos y electrostrictivos son capaces de proporcionar vibraciones a alta frecuencia y tienen una fuerte potencial para ser utilizado en micro-actuadores [11-13].

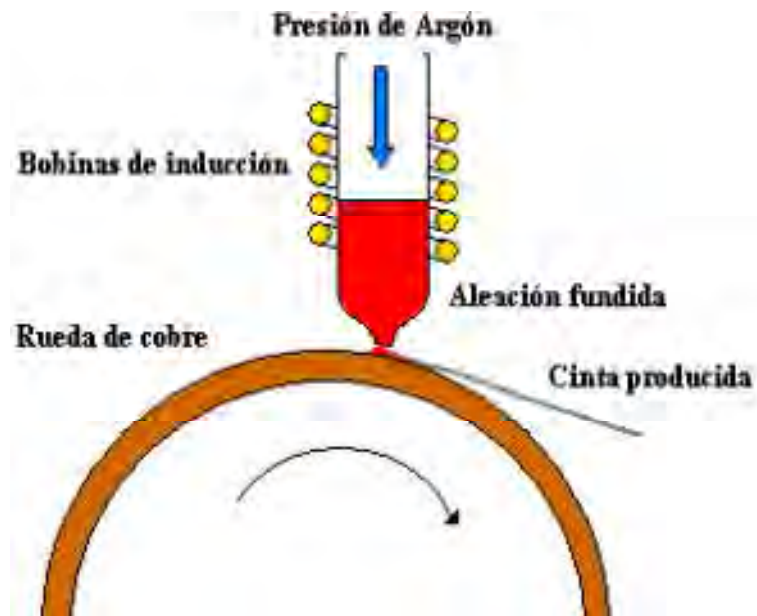
Para producir aleaciones FeCo-2V con propiedades magnéticas blandas, se necesitan recocidos en el intervalo de temperatura 1100 - 900 °C durante 30 min y luego un envejecido en el rango de temperatura de 600 - 700 °C durante 1 o 2 h en una atmósfera inerte, con el objetivo de obtener granos grandes con propiedades homogéneas, así como liberar los esfuerzos residuales que pueda tener la aleación, mientras que el envejecido se realiza para conferirle una mayor resistencia mecánica [10,11]. Esta aleación puede ser laminada en frío a casi cualquier medida (0,025 mm o 0,001 pulgadas, de espesor, o menos). También se pueden lograr espesores típicos de 0,64 a 0,15 mm, o de 0,025 hasta 0,006 pulgadas mediante laminado en frío sin recocer. La tira puede ser estampada para obtener durezas desde 30 hasta 39 HRC. Estas aleaciones también están disponibles en barras redondas e incluso se pueden procesar en ciertos tamaños de alambre. El mecanizado, la manipulación y la aplicación de las barras deben ser realizadas con cuidado, debido a ductilidad limitada [12].

#### **1.4 Solidificación Ultrarrápida**

En algunos de los procesos metalúrgicos el tratamiento térmico de templado ha tenido un rol importante en la producción y control de microestructuras. Cuando la velocidad de solidificación supera los 1000 K/s, se habla en general de solidificación “ultrarrápida”, cuyo antecedente se remonta al trabajo pionero de Pol Duwez y sus colaboradores del Instituto Tecnológico de California, E.U.A [8]. En dicho trabajo estudiaron el efecto de una solidificación drástica (provocada mediante un enfriamiento ultrarrápido de la aleación líquida) sobre la microestructura de aleaciones Au-Si. Pol Duwez logró el desarrollo del método “metl-spinning” para una solidificación “ultrarrápida” con tasas de enfriamiento superiores a  $10^4$  K/s. Esta técnica consiste en fundir una aleación metálica por



inducción magnética, para después ser eyectada sobre un disco rotatorio de cobre, el cual gira muy rápido (típicamente a 3000 r.p.m.), produciéndose así cintas metálicas con espesores del orden de micras [6]. Un esquema ilustrativo se muestra en la Figura 4.



**Figura 4.** Esquema del proceso "melt-spinning".

## 2.0 Propiedades Magnéticas de los Materiales

### 2.1. Definiciones básicas

Las cantidades básicas que definen la respuesta de una material a un campo magnético son el momento magnético ( $m$ ) y la magnetización ( $M$ ). En general, el momento magnético de los átomos resulta del movimiento orbital del electrón en torno al núcleo y del movimiento de giro del electrón sobre su propio eje, también llamado momento angular de espín. [13] En ambos casos el movimiento circular que produce un campo magnético equivale al de un dipolo magnético.

El momento magnético esta cuantizado y la unidad mínima de momento magnético se conoce como magnetón de Bohr,  $\mu_B$  el cual está dado por:

$$\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2m_e} = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T} \quad (2.1)$$

Donde  $e$  es la carga del electrón,  $\hbar$  es la constante de Planck y  $m_e$  es la masa del electrón.

#### 2.1.1. Campo Magnético, magnetización e inducción magnética

La generación de un campo magnético se debe al movimiento de las cargas, como cuando se aplica una corriente eléctrica en una bobina. La ecuación que describe el campo magnético generado en una bobina de  $N$  vueltas con una longitud  $L$  y una intensidad de corriente  $I$ , es la siguiente:

$$H = \frac{NI}{L} \mu_0 \quad (2.2)$$

Donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío ( $=12.57 \times 10^{-7}$  H/m).

Cuando un material se pone en presencia de un campo magnético, los momentos magnéticos se alinean, originando la Magnetización ( $M$ ) del material, la cual se

puede definir como el número de momentos magnéticos entre el volumen total del material:

$$M = \frac{\#m}{V} \quad (2.3)$$

La Inducción Magnética (B) dentro de un material, está dada por la contribución de la magnetización (M) y del campo externo aplicado (H). Por lo tanto:

$$B = \mu_0(H + M) \quad (2.4)$$

### 2.1.2. Susceptibilidad Magnética y Permeabilidad Magnética

La relación entre M y H está definen la susceptibilidad magnética dada por [14-16]:

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.5)$$

Donde se puede despejar M;

$$M = H\chi \quad (2.6)$$

Sustituyendo en la ecuación

$$B = \mu_0(1 + \chi)H \quad (2.7)$$

De donde se puede definir la permeabilidad magnética de un material como:

$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (2.8)$$

Combinando las ecuaciones se puede observar la proporcionalidad entre B y H.

$$B = \mu H \quad (2.9)$$

En general la permeabilidad magnética de una material no es constante, ya que dependerá de H. Podemos definir la permeabilidad relativa,  $\mu_r$ , de un medio en término de la permeabilidad del vacío:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.10)$$

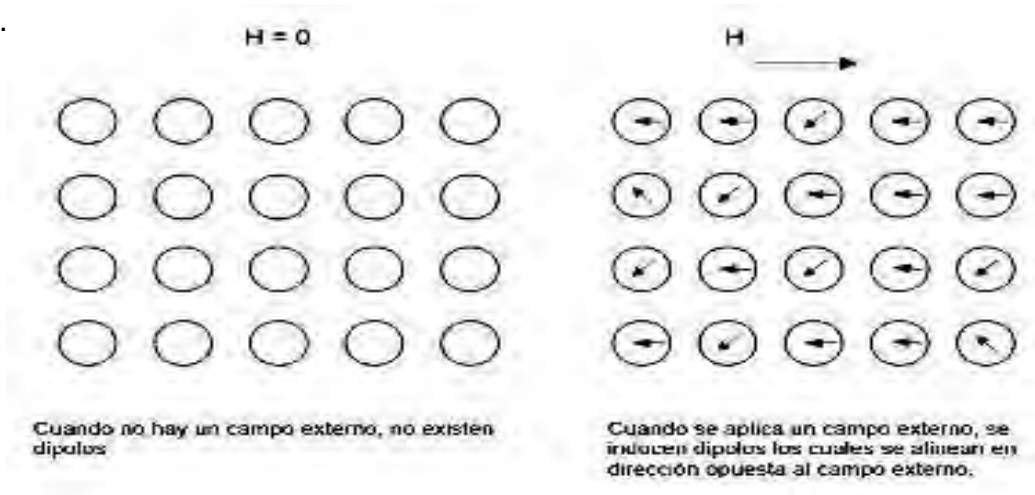
La relación entre la permeabilidad y susceptibilidad está dada por:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi \quad (2.11)$$

### 2.1.3. Clasificación de Materiales Magnéticos.

Los materiales se pueden clasificar según su susceptibilidad magnética como se describe a continuación.

**Materiales diamagnéticos:** En estos materiales no existe un momento magnético resultante por átomo, por lo que la aplicación de un campo externo induce un momento magnético en sentido opuesto como lo esquematiza la Figura 5. Los átomos cuentan con capas completamente llenas espines dando como resultado una susceptibilidad  $\chi$  muy pequeña y negativa del orden de  $-10^{-6}$  a  $-10^{-3}$ , siendo esta  $\chi$  independiente de la temperatura. Existen materiales conocidos como "diamagnetos perfectos", los cuales presentan la característica de tener una  $\chi=-1$  [15,16].

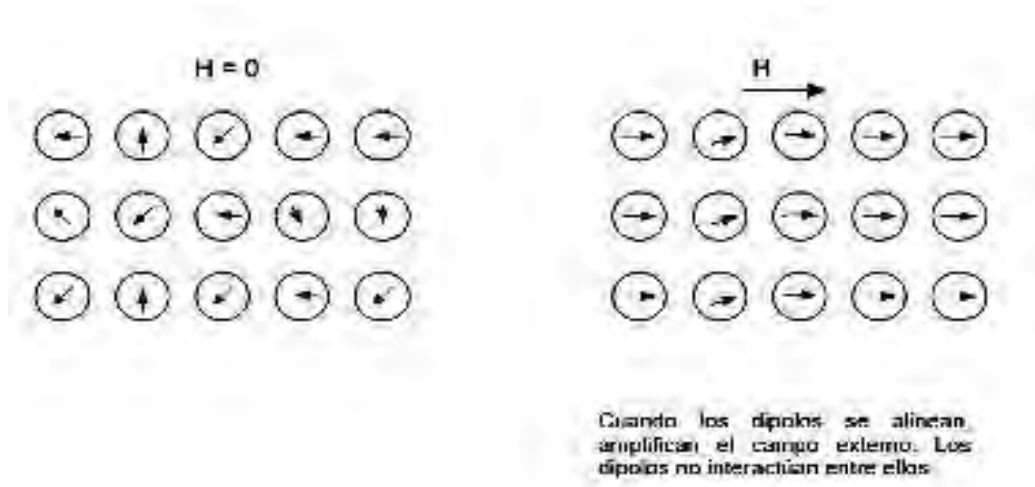


**Figura 5.** Esquemización de los átomos en un material diamagnético antes y después de aplicar un campo externo H.

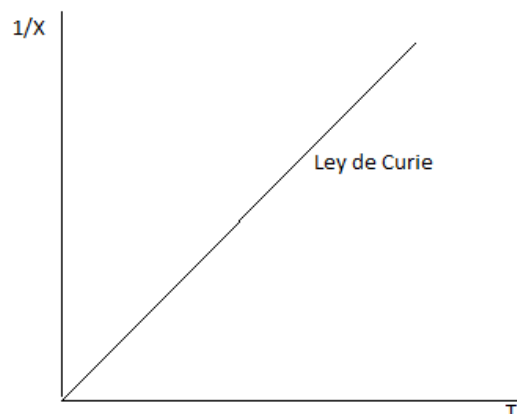
**Materiales paramagnéticos:** En estos materiales sí existen momentos magnéticos resultantes por átomo, pero están orientados aleatoriamente, por lo que al aplicar un campo magnético externo, estos momentos magnéticos tienden a

alinearse en la dirección del campo, como se ilustra en la Figura 6. La magnetización de estos materiales es muy débil, por lo que los valores de  $\chi$  son muy pequeños, apenas del orden de  $10^{-3}$  a  $10^{-5}$ . Esta alineación se puede ver afectada por la temperatura, de modo que al aumentar la temperatura es más difícil alinear esos momentos magnéticos, por lo cual la susceptibilidad disminuye aún más. Este comportamiento lo describe la ley de Curie (Figura 7) [15,16]:

$$\chi_p = \frac{c}{T} \quad (2.12)$$



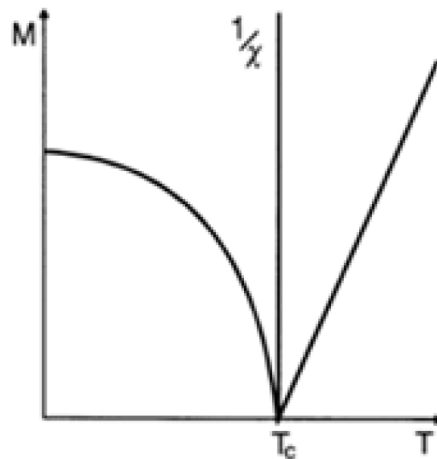
**Figura 6.** Esquematización de los átomos en un material paramagnético antes y después de aplicar un campo externo H.



**Figura 7.** Representación de la ley de Curie.

**Ferromagnéticos:** Son los materiales magnéticos por excelencia, ya que presentan valores de susceptibilidad mucho mayores a 1, del orden de  $10^3$  o superior. El origen de este comportamiento es la interacción entre los momentos magnéticos individuales, lo que hace que se orienten paralelamente de forma espontánea, es decir, aun sin presencia de un campo magnético externo. A esta respuesta se le conoce como “magnetización espontanea”. Este efecto se explica por la presencia de un campo molecular dentro del material, el cual es suficiente para magnetizarlo hasta la saturación. Sin embargo, al someter a estos materiales a un aumento de temperatura, la agitación térmica se vuelve significativa hasta llegar al punto donde la interacción de intercambio se hace nula, provocando un cambio de comportamiento de ferromagnético a paramagnético. A esta temperatura crítica se le conoce como Temperatura de Curie ( $T_c$ ) y para estos materiales se describe mediante la Ley de Curie-Weiss, como se ilustra n la Figura 8 [14,15].

$$\chi_f = \frac{c}{T-T_c} \quad (2.13)$$



**Figura 8.** Representación de la Ley de Curie-Weiss para materiales Ferromagnéticos.

## 2.2. Interacción de Intercambio

Los momentos magnéticos están localizados en los sitios de una red periódica que representa la estructura cristalina del material. Las variables relevantes para la descripción teórica de estos sistemas son las orientaciones de los momentos magnéticos individuales. Entre un par de momentos magnéticos vecinos se da un fenómeno de acoplamiento, llamado interacción de intercambio. Este acoplamiento está caracterizado por un valor numérico  $J$  que expresa esencialmente la energía necesaria para rotar la orientación de un momento magnético en presencia del otro. Este número  $J$  puede ser positivo o negativo, y su signo expresa la tendencia de los momentos magnéticos a alinearse en la misma dirección ( $J > 0$ ) o en sentidos opuestos ( $J < 0$ ).

Para comprender el origen del ordenamiento magnético, consideremos un sistema simple, compuesto por dos átomos  $a$  y  $b$  con un electrón en cada uno, lo suficientemente cercanos como para tener interacción entre ellos. Las funciones de onda de electrón para la interacción del sistema pueden ser expresadas como combinaciones lineales de las funciones de onda atómicas originales, de manera que la energía total puede ser expresada como:

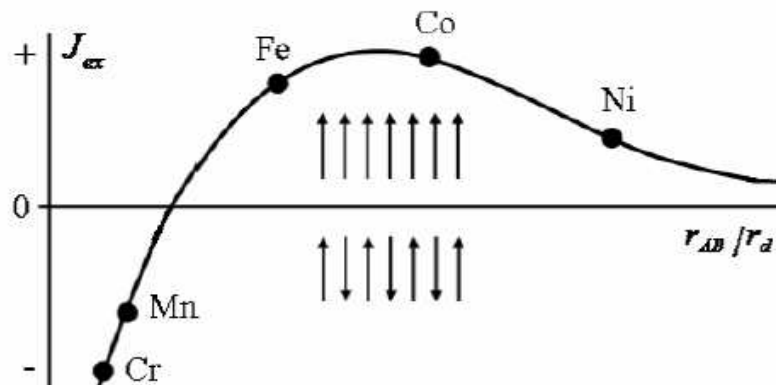
$$E_t = E_a + E_b + Q \pm E_{ex} \quad (2.14)$$

Donde  $E_a$  y  $E_b$  son las energías de los electrones alrededor de sus átomos,  $Q$  es la energía de interacción electrostática y  $E_{ex}$  se refiere a la energía de intercambio. Esta energía surge de la posibilidad de intercambio de electrones entre los átomos  $a$  y  $b$ . Espines paralelos dan  $E_{ex}$  positivas, mientras que orientaciones anti paralelas resultan en energías  $E_{ex}$  negativas.

La energía de intercambio entre dos átomos con momentos de espín  $S_i$   $S_j$  está dada en términos de la integral de intercambio  $J_{ex}$ , como sigue:

$$E_{ex} = -2J_{ex}S_i * S_j = -2J_{ex}S_iS_j \cos\theta \quad (2.15)$$

En 1933 Bethe calculo las integrales de intercambio  $J_{ex}$  para Fe, Co, Ni, Cr y Mn, en función de su distancia interatómica ( $r_{AB}$ ) y el radio de sus orbitales 3d ( $r_d$ ), obteniendo el resultado siguiente [13,14]:



**Figura 9.** Curva Bethe-Slater que define el signo de la integral de intercambio.

La curva Bethe-Slater predice que el Fe, Ni y Co son ferromagnéticos al obtener una  $J_{ex}$  mayor a cero, mientras que el Mn y Cr son antiferromagnéticos con  $J_{ex}$  menor que cero, lo cual coincide plenamente con el comportamiento experimental del Fe, Co y Ni [16,17].

### 2.3. Anisotropía Magnética.

La Anisotropía Magnética se refiere a la dependencia de las propiedades magnéticas con la dirección en la que se miden. La anisotropía depende de la forma, el estado de esfuerzos del material y de la estructura cristalina. Los diferentes tipos de anisotropía magnética se pueden enlistar de la siguiente manera:

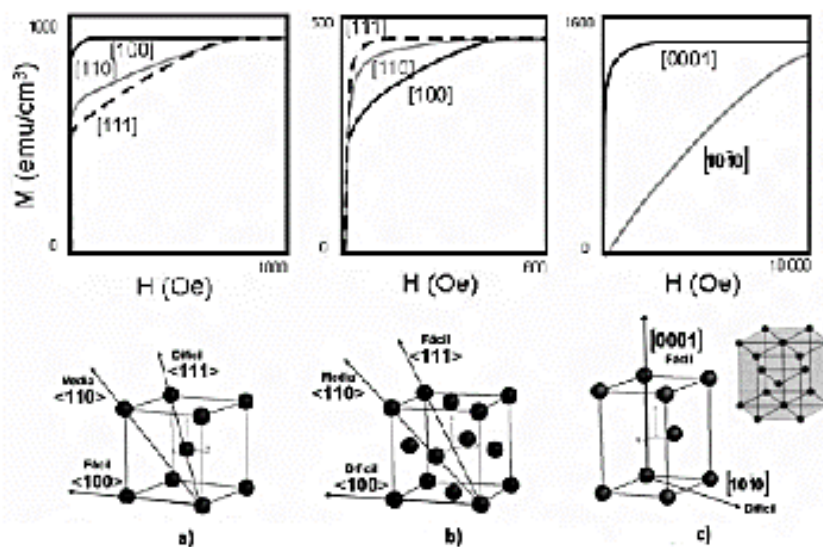
- Anisotropía Magnetocristalina

La anisotropía magnetocristalina es una propiedad intrínseca del material, la cual define “direcciones preferenciales” dentro de la celda cúbica en las cuales el



material puede magnetizarse fácilmente hasta alcanzar la saturación. Estas direcciones preferenciales están presentes debido a la interacción del momento magnético de los espines con la red cristalina, lo que se conoce como acoplamiento espín-orbita.

En cristales cúbicos, los ejes de fácil magnetización están sobre las direcciones  $\langle 100 \rangle$  o  $\langle 111 \rangle$ , y en cristales hexagonales en la dirección  $\langle 0001 \rangle$ , tal y como se ilustra en la Figura 10, para Fe, Ni y Co.



**Figura 10.** Direcciones de fácil magnetización para a) Fe (bcc), b) Ni (fcc) y c) Co (hcp).

Se puede observar que para el Fe, la dirección  $\langle 100 \rangle$  corresponde al eje de fácil magnetización, mientras que las direcciones  $\langle 110 \rangle$  y  $\langle 111 \rangle$ , corresponden a direcciones medias y difíciles de magnetización, respectivamente. En el caso del Ni, la dirección  $\langle 111 \rangle$  es la de fácil magnetización, de igual forma presenta otras dos direcciones de media y difícil magnetización. Por su parte el Co tiene una estructura hexagonal, por lo que presenta dos direcciones de anisotropía bien definida: la  $\langle 0001 \rangle$  que es la de fácil magnetización y la  $\langle 1000 \rangle$  que es la dirección de difícil magnetización [16,19].

La energía de anisotropía  $E_a$  para sistemas cúbicos se define usando los cosenos directores de la magnetización  $M$  con respecto a los ejes cristalográficos, de la siguiente manera:

$$E_a = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.16)$$

Donde  $K_0$ ,  $K_1$  y  $K_2$  son las constantes de anisotropía,  $\alpha_i$  son los cosenos directores del ángulo entre el vector de magnetización y los ejes cristalinicos.

Para el caso de un sistema uniaxial, se presenta una dirección preferencial de magnetización, por lo que la energía de anisotropía está dada como:

$$E_a = K_0 + K_{u1}\text{sen}^2\theta + K_{u2}\text{sen}^4\theta + \dots \quad (2.18)$$

El símbolo  $\theta$  es el ángulo entre el eje fácil y el vector de magnetización,  $K_0$ ,  $K_{u1}$  y  $K_{u2}$  son las constantes de anisotropía uniaxial.

- Anisotropía de Forma

La mayoría de los materiales muestran alguna anisotropía magnetocristalina, sin embargo una muestra policristalina sin orientación preferencial no presentara anisotropía magnetocristalina definida en alguna dirección. Si la muestra es exactamente esférica, se magnetizará en la misma medida en todas las direcciones. Sin embargo, la si la muestra no es esférica, entonces será más fácil de magnetizar a lo largo de un eje longitudinal. Esta característica se conoce como "anisotropía de forma".

- Anisotropía Inducida

Este tipo de anisotropía magnética no es una propiedad intrínseca del material, más bien es producto de un tratamiento térmico (por ejemplo, recocido) con

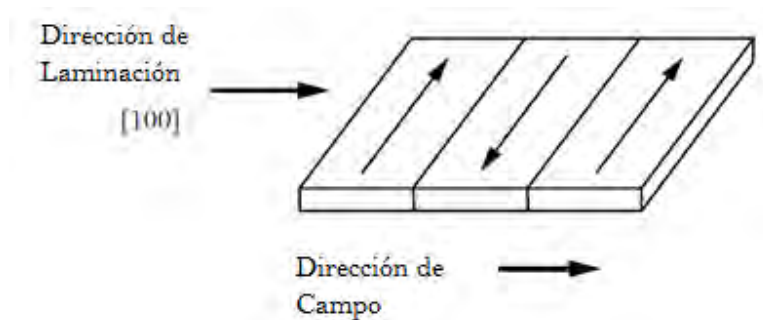
características direccionales. Hay un gran potencial para la ingeniería de las propiedades magnéticas que utilizan estos tratamientos, debido a que tanto la magnitud como la orientación de los ejes de fácil magnetización pueden modificarse mediante los tratamientos apropiados, como se describe a continuación:

#### *Recocido Magnético.*

En aleaciones metálicas, se aplica un calentamiento lento hasta la temperatura donde exista una sola fase, para después enfriar lentamente en presencia de un campo magnético. Este proceso crea un eje de fácil magnetización paralelo al campo magnético aplicado, por lo cual este proceso induce anisotropía debido a que causa orden direccional.

#### *Anisotropía Laminar.*

La anisotropía magnética en aleaciones metálicas se puede obtener por laminado en frío. Un ejemplo conocido es la aleación conocida como “isoperm” (aleación  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ ), que se lamina a lo largo del plano (001) y con una dirección de laminación [100], lo que se puede escribir como (001)[100]. Después de la recristalización, la subsecuente laminación reduce el 50% de espesor, lo que crea una anisotropía uniaxial con el eje de fácil en el plano de la lámina y perpendicular a la dirección de laminación, como se ilustra en la Figura 11.



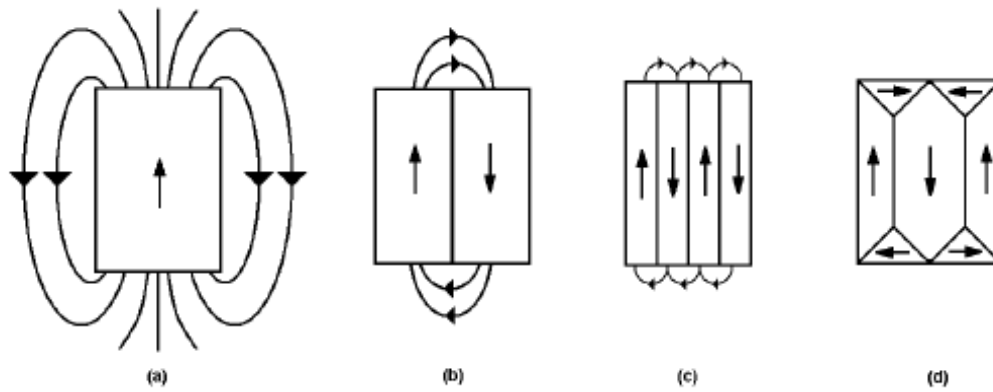
**Figura 11.** Laminación en frío de la aleación “isoperm”, eje de laminación.

## 2.4. Formación de Dominio Magnéticos

Consideremos un cristal hecho de un material ferromagnético. Debido al acoplamiento entre espines provocando por la interacción de intercambio y su alineamiento a lo largo de la dirección preferencial de magnetización facilitado por la anisotropía, se esperaría que dicho cristal tuviese un flujo magnético intenso superficial a lo largo de la dirección de fácil magnetización. Sin embargo, en la práctica, un trozo de hierro no presenta este flujo externo intenso, ya que no muestra interacciones magnéticas con otros trozos de hierro.

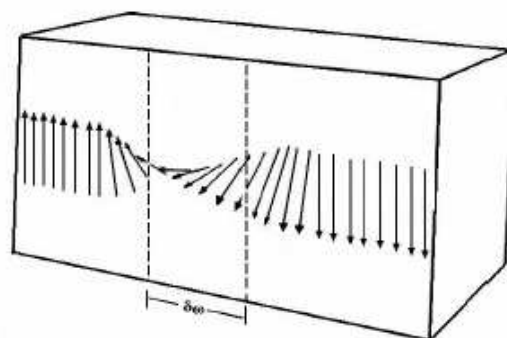
Un material ferromagnético está dividido en zonas llamadas “dominios magnéticos”, los cuales son pequeñas regiones en las cuales todos los dipolos magnéticos se alinean paralelamente entre sí. La estructura de dominios en un material ferromagnético involucra diferentes clases de energía, como la energía de intercambio y la energía de anisotropía.

Cuando un material ferromagnético está en su estado desmagnetizado, los diferentes dominios se orientan de tal modo que no exista flujo externo, es decir, el promedio de la magnetización total tiende a cero. Este proceso se ilustra en la Figura 12 [17,20]. El proceso de magnetización en estas condiciones consiste en aplicar un campo magnético externo al material en la dirección preferencial, lo que tendrá como efecto el crecimiento de uno de los dominios a expensas de los demás, hasta alcanzar la saturación magnética, en la que todos los dominios están orientados en la misma dirección.



**Figura 12.** Formación de dominios magnéticos para reducir la energía magnetostática, de a)-c) existe la división de dominios, para disminuir la energía magnetostática, en d) existe el cierre total de dominios.

En la configuración de mínima energía con dominios de cierre (Figura 12), prevalece una pequeña contribución a la energía total en las fronteras de dominio, llamadas “paredes de dominio” o “paredes de Bloch (Figura 13)”. En general estas regiones miden algunas micras de espesor, la cual está determinada por el equilibrio entre las contribuciones de energía magnetocristalina y de interacción. La energía de intercambio se minimiza si los momentos magnéticos adyacentes son paralelos o muy cercanos, esto favorece el ancho de las paredes, debido a que necesita un cambio de ángulo pequeño. Por su parte, la anisotropía magnetocristalina se minimiza si los momentos magnéticos se alinean lo más estrechamente posible a los ejes de fáciles.



**Figura 13.** Modelo de una pared de Bloch de ancho  $\delta_w$ .

A partir de la condición de mínima energía de intercambio y de anisotropía se puede calcular la energía de la pared  $E_w$  y el ancho  $\delta_w$  en una estructura cubica de la siguiente manera [17]:

$$E_w = 2(AK)^{1/2} \quad (2.19)$$

$$\delta_w = (A/K)^{1/2} \quad (2.20)$$

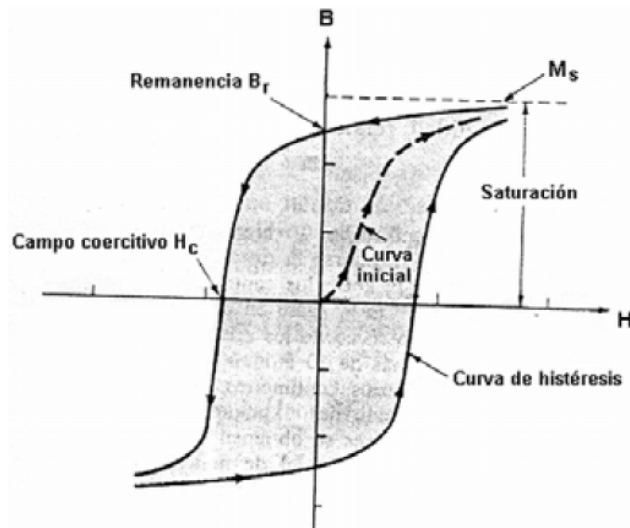
Donde  $K$  es la constante de anisotropía y  $A$  es la constante de intercambio, dada por:

$$A = \frac{\pi J s^2}{a} \quad (2.21)$$

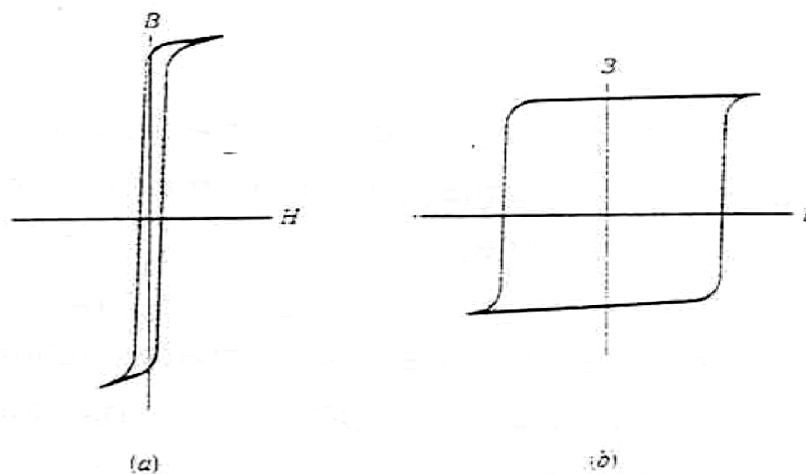
Donde  $a$  es el parámetro de la red.

## 2.5. Curva de Histéresis

La forma más común de determinar las propiedades magnéticas macroscópicas de un material ferromagnético es mediante la curva de inducción magnética ( $B$ ) o de magnetización ( $M$ ) vs el campo aplicado ( $H$ ), también conocida como curva de histéresis (Figura 14). De estas curvas se pueden obtener las siguientes propiedades magnéticas: Magnetización (o inducción) de saturación  $M_s$  ( $B_s$ ), Magnetización (o inducción) de remanencia  $M_r$  ( $B_r$ ), campo coercitivo  $H_c$  y densidad de energía (área bajo la curva). El  $H_c$  es un parámetro importante para la clasificación de materiales ferromagnéticos: Con un  $H_c$  pequeño ( $< 100$  Oe), los materiales se clasifican como materiales magnéticos blandos, mientras que si  $H_c$  es grande ( $> 1000$  Oe) el material se considera magnéticamente duro (Figura 15).



**Figura 14.** Ciclo de Histéresis, en el cual se observan  $B_r$ ,  $H_c$  y  $M_s$ , así como la curva inicial de magnetización.

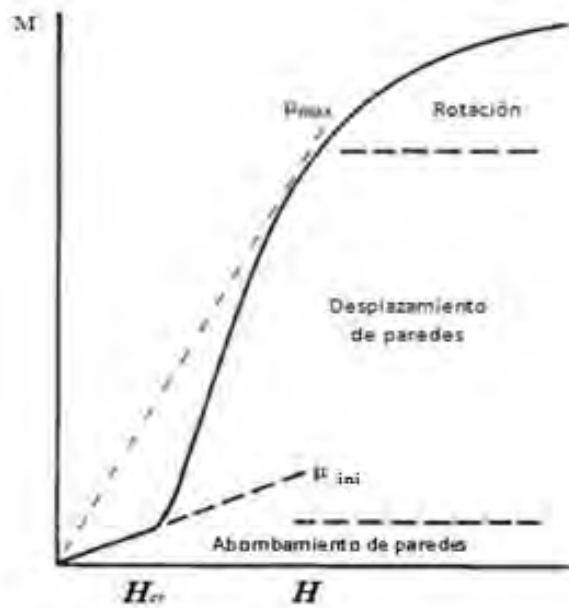


**Figura 15.** Curvas de histéresis magnética para a) materiales magnéticos blandos y b) duros.

Para entender el ciclo de histéresis necesitamos conocer las diferentes etapas que lo constituyen, las cuales están asociadas a los mecanismos de magnetización que sufre un material al ser sometido a un campo externo  $H$ , como se describe a continuación [19,21].

Al inicio de la ciclo de histéresis, es decir desde  $H=0$  hasta  $H=H_{cr}$ , las paredes de dominio magnético se consideran como “ancladas” y se pueden deformar como

membranas flexibles bajo la presión del campo aplicado  $H$ , de tal manera que si se retira este campo  $H$ , las paredes dejan su deformación para regresar a su estado inicial. Este mecanismo recibe el nombre de “deformación reversible de pared”. Además de ser reversible, la permeabilidad en ese rango particular de campo tiende a ser constante y se conoce como permeabilidad inicial  $\mu_{ini}$  (Figura 16).



**Figura 16.** Mecanismo de magnetización, abombamiento de paredes, desplazamiento de paredes y rotación de espines.

Cuando el campo aplicado  $H$  alcanza el valor crítico  $H_{cr}$ , se observa un cambio significativo en el ciclo de histéresis, debido al incremento notorio de la magnetización  $M$ . Este aumento se atribuye al desanclado y desplazamiento de paredes magnéticas bajo el efecto del campo  $H$  (Figura 16). Si se continúa incrementando el campo  $H$ , las paredes de dominio continuarán desplazándose hasta que todos los dominios que presentaban orientaciones opuestas al campo  $H$  se orienten paralelamente hacia  $H$ . Sin embargo, para valores altos de  $H$  puede haber algunos dominios que presenten direcciones de orientación distintas a  $H$ , por lo que para alcanzar la saturación magnética (es decir, todos los momentos



orientados en la dirección de  $H$  formando un monodominio) se requiere el mecanismo de rotación de espines, el cual toma lugar a campo aplicados altos, estos campos deben superar el campo de anisotropía para producir la rotación de espín necesaria para alcanzar la saturación [21].

Después de alcanzar la saturación, al reducir el campo aplicado hasta  $H=0$ , la magnetización  $M$  no regresa a cero, sino que se presenta un valor remanente,  $M_r$  (Figura 16), como resultado de que al finalizar el desplazamiento de las paredes de dominio, éstas quedan detenidas en puntos diferentes a los iniciales debido a la presencia de heterogeneidades cristalinas que impiden el movimiento de los mismos. Al invertir la dirección del campo hacia  $-H$ , la reorientación de los momentos magnéticos hacia la dirección de  $-H$  requiere la aplicación de campo  $-H$  de magnitud mayor al campo de propagación inicial. Este campo se conoce como campo coercitivo  $H_c$ . En este punto la pared comienza su desplazamiento orientando a los espines en la dirección de saturación opuesta a la original. Al reducir nuevamente el campo aplicado hasta  $H=0$ , se presenta una magnetización remanente de signo contrario, formado así un ciclo de histéresis.

## 2.6. Temperatura de Curie

El Fe, Ni y Co son ejemplos de materiales ferromagnéticos a temperatura ambiente. También algunos elementos de tierras raras como el galio y el disprosio exhiben este comportamiento. Cuando los materiales ferromagnéticos se calientan gradualmente, los átomos se agitan térmicamente y por lo tanto su alineación disminuye progresivamente así como la magnetización. La agitación térmica llega a ser tan grande que el material se vuelve paramagnético. La temperatura a la cual ocurre esta transición es la temperatura de Curie ( $T_c$ ). Esta propiedad de los materiales ferromagnéticos fue conocida mucho antes del trabajo de Curie, ya que fue primeramente reportada por Gilbert en el siglo XVI [20]. La Tabla 3 muestra algunas  $T_c$  para varios materiales ferromagnéticos típicos [18]

**Tabla 3.** Temperatura de Curie para varios materiales.

<b>Material</b>	<b>Temperatura de Curie (°C)</b>
<b>Cobalto</b>	1130
<b>Hierro</b>	770
<b>Níquel</b>	358
<b>Gadolinio</b>	20
<b>Alnico</b>	850
<b>SmCo<sub>5</sub></b>	720
<b>Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B</b>	312

### 3.0 Técnicas Experimentales

#### 3.1. Preparación de Aleaciones

Las aleaciones estudiadas fueron las siguientes:

- $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{Al}_2$
- $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{Cu}_2$
- $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{Nb}_2$
- $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{Ta}_2$
- $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{V}_2$

En cada aleación se utilizaron elementos de alta pureza ( $\geq 99.9\%$ ) para los cuales se calculó el porcentaje en peso (%wt) adecuado a cada composición. Un ejemplo de los cálculos realizados para obtener los %wt se ilustra en la Tabla 4.

**Tabla 4.** Cálculo de porcentaje en peso atómico y del peso en gramos de cada elemento para la aleación  $\text{Fe}_{49} \text{Co}_{49} \text{V}_2$ .

Elemento	%Atómico	Wt. At	%At*Wt. At	%	M1 (g)
Co	49	58.9332	2887.7268	50.4308315	1.51292494
Fe	49	55.847	2736.503	47.7898815	1.43369645
V	2	50.942	101.884	1.77928703	0.05337861
			5726.1138	100	3

Una vez calculados los porcentajes en peso por elemento en cada aleación, se pesó la masa de cada elemento en una balanza analítica y se prosiguió a la fundición de los mismos para obtener lingotes iniciales de cada aleación en un Horno de Arco Eléctrico equipado con atmosfera controlada de argón (Figura 17). Se obtuvieron dos lingotes de cada aleación con un peso de 3.0 g cada uno (Tabla 9). Un lingote de cada aleación se usó como muestra solidificada lentamente, mientras que el otro se sometió a la técnica de solidificación ultrarrápida, como se describe a continuación.

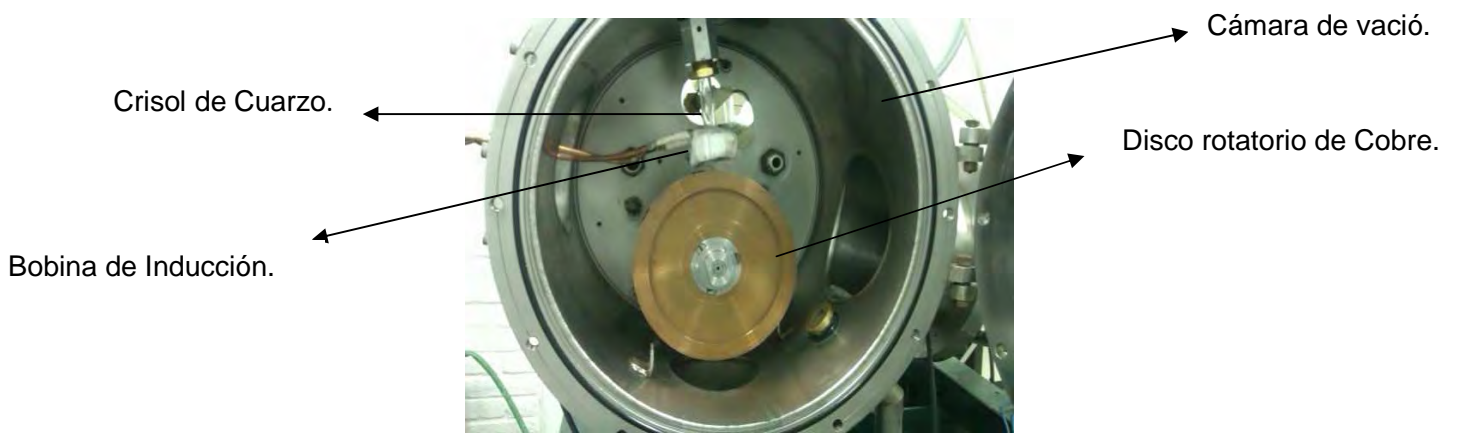


**Figura 17.** Horno de Arco eléctrico con cámara de vacío controlada por una atmosfera de argón.

### **3.2. Solidificación Ultrarrápida**

Para la obtención de aleaciones por solidificación ultrarrápida, se colocó un lingote de cada composición dentro de un crisol de cuarzo en forma de cilindro con un orificio de salida de 0.5 mm de diámetro. Este crisol se colocó a su vez dentro de una bobina de cobre, la cual actúa como horno de radiofrecuencia al conectarse a una fuente de radiofrecuencia (Fig.18). Estos componentes se encuentran en una cámara sellable en la que se puede hacer vacío. Cuando se alcanza una presión de vacío del orden de  $10^{-4}$  Torr, se inyecta gas argón de alta pureza (99.99%) y nuevamente se genera una succión para generar otra vez una presión de vacío. Esta secuencia se realiza 3 veces para asegurar el mayor desplazamiento de oxígeno. Al final del proceso, se deja una atmosfera inerte de argón dentro de la cámara y se inicia el rodamiento del disco de cobre hasta alcanzar 3000 rpm. Cuando se alcanza la velocidad establecida, la aleación se funde por inducción al encender la fuente de radiofrecuencia. Una vez fundida, la aleación se eyecta

sobre el disco de cobre a una presión de 5 psi. De esta forma, la aleación sale expelida en dirección tangencial a la rueda de cobre, por lo que se solidifica en forma de listón o cinta metálica. Debido a la alta transferencia de calor y de momento angular, se logran generar velocidades de enfriamiento del orden de  $10^4$  a  $10^6$  K/s, lo que permite obtener cintas metálicas de espesores menores a  $50 \mu\text{m}$  (Figura 18) y distribuciones de grano con tamaño muy refinado (menores a 1 mm).



**Figura 18.** Equipo de solidificación ultrarrápida en el que se indican las componentes principales: disco de cobre, crisol de cuarzo y bobina de inducción.



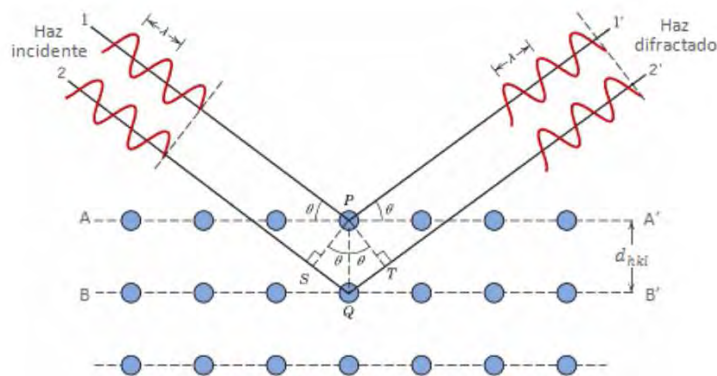
**Figura 19.** Cintas metálicas  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{Al}_2$  obtenidas por solidificación ultrarrápida.

### 3.3. Difracción de Rayos X

La difracción de Rayos X, es uno de los fenómenos físicos que se producen al interactuar un haz de rayos X, de una determinada longitud de onda, con una sustancia cristalina. La difracción muestra las ondas dispersadas desde centros de dispersión periódicos, como los átomos o moléculas de una red cristalina, los cuales constituyen un conjunto de centros de dispersión dispuestos periódicamente desde los cuales emanan las ondas dispersas (Figura 20) .Estas deben interferir unas con otras de forma constructiva para producir la difracción. Debido a la simetría de la agrupación de átomos, la difracción del haz incidente da lugar a un patrón de intensidades que pueden interpretarse según la ubicación de los átomos en el cristal, aplicando la Ley de Bragg.

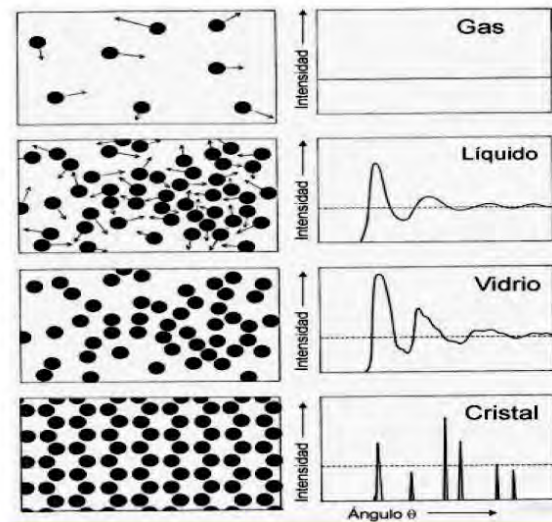
$$n\lambda = 2d\sin\theta$$

Donde  $n$  es un numero entero,  $\lambda$  es la longitud de la radiación,  $d$  es la distancia interplanar y  $\theta$  es el ángulo de incidencia.



**Figura 20.** Modelo de la ley de Bragg para describir la difracción de rayos X.

Cada clase de material tiene un patrón de difracción único que puede ser referidos ya sea al ángulo de incidencia o a la distancia interplanar  $d$ . La difracción de un material en diferentes estado de la materia se presenta en la Figura 21.



**Figura 21.** Difractogramas de diferentes estados de un material monoatómico.

El equipo utilizado para la técnica de DRX fue un Siemens D5000 con fuente de  $\text{Co-K}_\alpha$  cuya longitud de onda es de  $1.7903\text{\AA}$ . Las mediciones se llevaron a cabo en un periodo de tiempo de 2 hrs, en un intervalo de medición de ángulos de incidencia de entre  $15.0^\circ$  y  $100^\circ$ , con un paso de  $0.02^\circ$  por cada 1.7 s. El voltaje de operación fue de 35kV y la corriente de 20mA.

### 3.4. Análisis Metalográfico

La metalografía estudia la estructura microscópica de los metales y sus aleaciones. Antes de observar un metal al microscopio, es necesario acondicionar la muestra de manera que quede plana y pulida. Plana, porque los sistemas ópticos del microscopio tienen muy poca profundidad de campo y pulida porque así observaremos la estructura del metal y no las marcas originadas durante el corte u otros procesos previos.

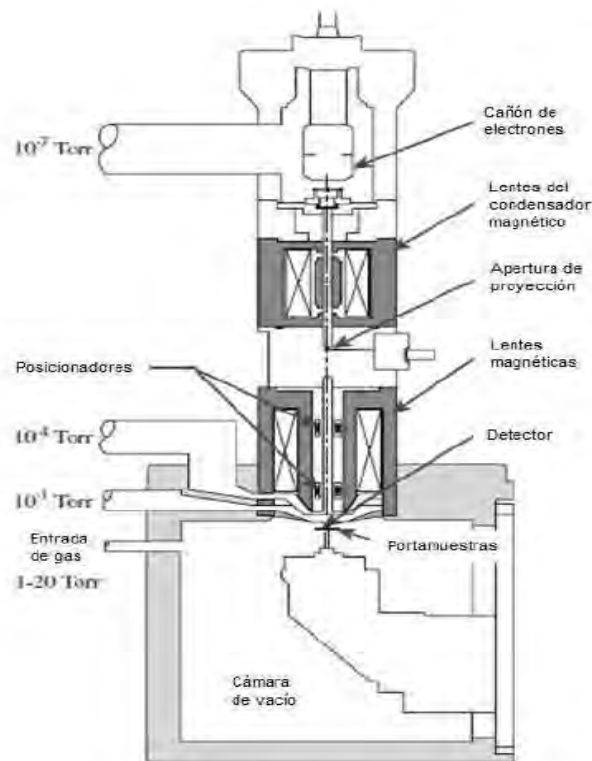
En el análisis metalográfico fue utilizado como reactivo de ataque Nital , por 30 segundos, el microscopio metalográfico que ayudo a revelar las microestructuras fue un Olympus, asistido por el Software Pro Plus, con un aumento desde 25X hasta 1000X.

### **3.5. Microscopia Electrónica de Barrido**

El principio de funcionamiento de un microscopio electrónico de barrido se puede describir de la siguiente forma: Un cañón de electrones produce un haz de electrones, denominado haz primario. El haz se acelera y enfoca con precisión sobre un área pequeña de la muestra mediante un condensador electromagnético. Cuando los electrones del haz primario inciden en la superficie de la muestra, éstos son dispersados en el material y van perdiendo energía. Debido a la interacción que sufren estos electrones con la muestra se genera una serie de señales que son transmitidas hasta un colector, después son amplificadas y utilizadas para formar una imagen, Figura 22. Respecto de las señales que se genera en el sólido, éstas dependen del tipo de interacción que tiene lugar entre los electrones incidentes y el material. El equipo SEM contiene dos detectores para formar imágenes, uno para electrones secundarios, los cuales son sensitivos a la topología de la muestra y otro para electrones retro-dispersados, los cuales revelan diferencias en la composición química del material por medio de diferencias en el contraste de imagen.

Para los lingotes se realizaron metalografías, mientras que en el caso de las cintas, al ser muy delgadas de espesor (del orden de micras) se realizaron observaciones mediante microscopía electrónica de barrido (SEM), en un equipo FEM-SEM Jeol 7600.



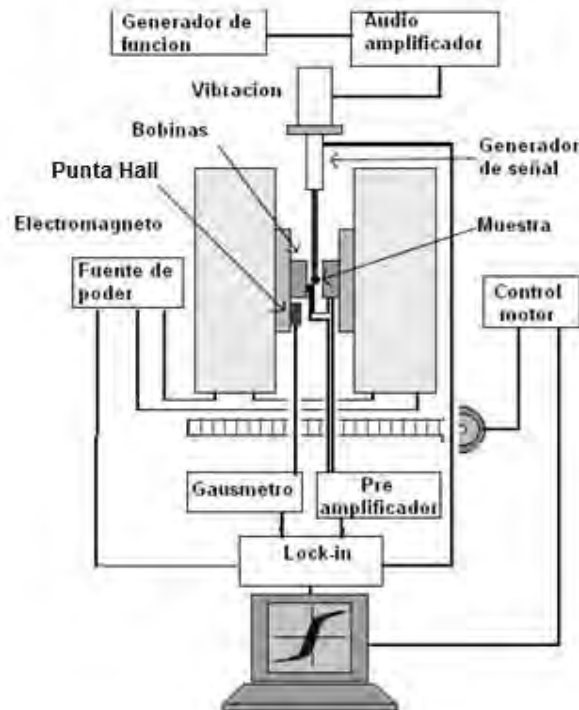


**Figura 22.** Esquema del microscopio electrónico de barrido (SEM).

### 3.6. Magnetometría de Muestra Vibrante

Para determinar propiedades magnéticas de materiales, una de las técnicas fundamentales es la magnetometría de muestra vibrante (VSM por sus siglas en inglés), la cual permite caracterizar propiedades magnéticas por medio del ciclo de histéresis. En este ciclo se pueden determinar la magnetización de saturación ( $M_s$ ), campo coercitivo ( $H_c$ ) y magnetización remanente ( $M_r$ ). En la Figura 23 se muestra un diagrama ilustrativo en el que se observan los principales componentes de un equipo típico de magnetometría: el electro magneto que proporciona el campo magnético DC, un mecanismo de vibración para mover la muestra en el eje z y un par de bobinas de inducción las cuales funcionan como sensores de voltaje inducido. El propósito de este equipo es medir la variación de flujo magnético que produce la muestra magnetizada al vibrar verticalmente. Esta variación produce, según la ley de Faraday, un voltaje inducido, el cual es captado por las bobinas de inducción para después filtrarse y amplificarse. Estos datos

son registrados por una computadora para obtener la curva de histéresis como una gráfica de campo aplicado (H) vs magnetización (M).



**Figura 23.** Descripción de componentes de un magnetómetro de muestra vibrante.

En la caracterización magnética de este equipo, se empleó un magnetómetro de muestra vibrante modelo LDJ 9600, Figura 24, aplicando un campo máximo de 15000 Oe, al cual fueron sometidos las muestras en cintas y en láminas, el ensayo fue a temperatura ambiente.



**Figura 24.** Magnetómetro de muestra vibrante modelo LJDJ 9600.

### 3.7. Espectroscopia de Inductancias

En la técnica de espectroscopia de impedancias se mide la impedancia de un material en función de la frecuencia cuando se aplica un campo magnético externo  $H_{ac}$ . Cuando el material es excitado por  $H_{ac}$  a diferentes frecuencias, este genera diferentes procesos de magnetización. Esta técnica permite separar los diferentes mecanismos de magnetización en función de la frecuencia  $f$ . Los mecanismos de magnetización que se pueden identificar son: rotación de espín, deformación reversible de pared de dominio magnético y desplazamiento irreversible de pared de dominio. El equipo utilizado fue un analizador de impedancias Hewlett-Packard HP4192 A (5-13Mhz), Figura 25.

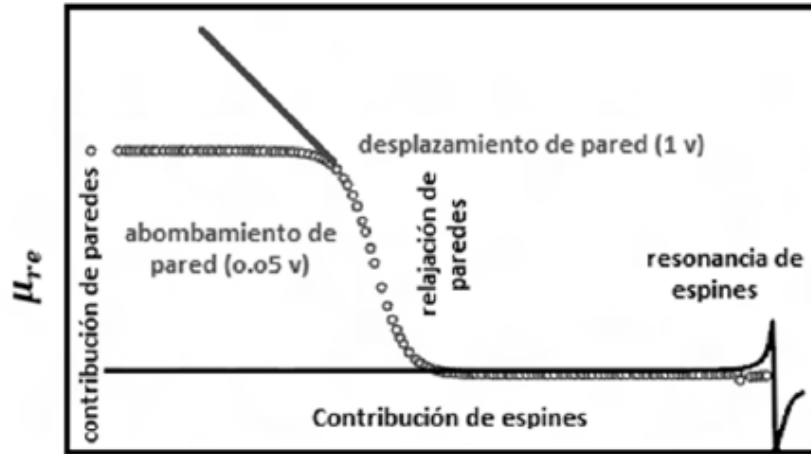


**Figura 25.** Analizador de impedancias Hewlett-Packard HP4192 A (5-13Mhz) y bobina de cable de cobre con 77 vueltas.

El hecho de medir a diferentes frecuencias hace posible identificar los diferentes procesos de polarización que ocurren en el material, ya que cada uno de ellos se caracteriza por una constante de tiempo diferente. A bajas frecuencias todos los mecanismos de polarización contribuyen a la respuesta global de la muestra, conforme la frecuencia aumente, solo aquellos que sean capaces de seguir las excitaciones del campo prevalecerán en la respuesta del material. Cuando un mecanismo deja de seguir al campo, se dice que ocurre una dispersión a una frecuencia característica. Los procesos de dispersión más simples son la

relajación y la resonancia. La frecuencia característica a la que ocurre la dispersión con carácter de relajación se llama frecuencia de relajación  $f_x$ . En la dispersión con carácter resonante, esta frecuencia es llamada frecuencia de resonancia  $f_s$ . Estos fenómenos físicos se pueden caracterizar en el material mediante esta técnica de espectroscopia de impedancias.

El proceso de magnetización por rotación de espín es el más simple, ya que puede ser visualizado como la rotación parcial o total de los espines hacia la dirección del campo aplicado manteniendo un movimiento de precesión. Debido a que la constante de tiempo de este proceso de magnetización depende básicamente del movimiento de precesión, es el proceso más rápido (tiene la constante de tiempo más pequeña) y la frecuencia a la que ocurre la dispersión es de carácter resonante, también llamada resonancia ferromagnética, es la más alta de todos los procesos de magnetización. La magnetización debida al mecanismo de deformación reversible de pared de dominio magnético se produce con el cambio elástico de la forma de la pared de dominio magnético (como si la pared de dominio fuera elástica), cuando es aplicado un campo menor al campo coercitivo de la muestra, de tal manera que la pared de dominio magnético, que esta inicialmente anclada de sus extremos, se deforma debido al campo magnético externo  $H_{ac}$ , recuperando su forma original cuando el  $H_{ac}$  es igual a cero. Finalmente, la magnetización de un material debida al mecanismo de desplazamiento irreversible de pared produce la histéresis magnética, la cual constituye el más lento de los procesos de magnetización (tiene la mayor constante de tiempo), debido a que conlleva el movimiento de una gran cantidad de espines dentro de la pared de dominio. Este mecanismo inicia con la deformación elástica de la pared y, conforme se inicia el incremento del campo aplicado  $H_{ac}$ , se deja de cambiar de posición en el material, es decir, se “desplaza” hasta que se vuelve a anclar recuperando su forma plana cuando el campo vuelve a cero (Figura 26).



**Figura 26.** Espectroscopia magnética, mostrando los tres mecanismos de magnetización.

## 4. Resultados y discusión

Se obtuvieron las aleaciones de la serie  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  con  $T = Al, Cu, Nb, Ta, V$ , en lingote y en cintas. En la Tabla 5 se indica la nomenclatura propuesta de las aleaciones.

FeCo	Al	Cu	Nb	Ta	V
Lingotes	L-Al	L-Cu	L-Nb	L-Ta	L-V
Cintas	C-Al	C-Cu	C-Nb	C-Ta	C-V

Tabla 5. Nomenclatura de las aleaciones.

### 4.1. Lingotes

#### 4.1.1. Caracterización de Estructura Cristalina.

Los resultados DRX de las aleaciones en lingote se muestran en los siguientes difractogramas:

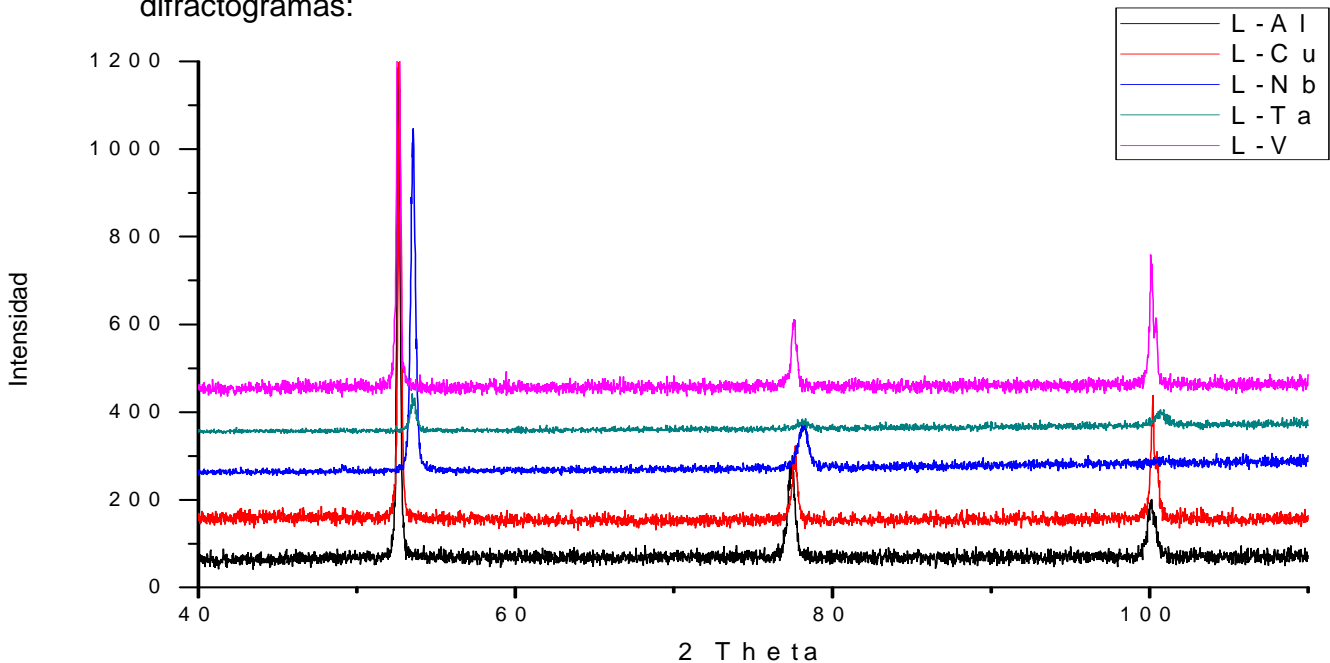


Figura 27. Difractogramas de las aleaciones en lingote  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  ( $T = Al, Cu, Nb, Ta, V$ ).

Se puede observar que para todas las aleaciones  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  se presentan los mismos picos, en los mismos ángulos de incidencia, lo que nos indica que en todas las aleaciones se presenta la misma estructura cristalina, a saber, tipo cúbica simple con parámetro de red de 2.855 angstrom, según ficha del “International Center for Diffraction Data” (ICDD) # 049-1568. Los picos de difracción se compararon con la base de datos en términos del ángulo de difracción, la distancia interplanar y los índices de Miller de los planos difractantes, a fin de determinar la fase a que corresponden. Los ángulos, distancias interplanares y el parámetro de red calculados a partir de los difractogramas de la Figura 42 se muestran en la Tabla 6.

**Tabla 6.** Ángulos, distancia interplanar, índices de Miller y parámetro de celda de aleaciones en lingote L-T (con T=Al, Cu, Nb, Ta, V).

<b>Al</b>				Ficha	00-049-1568
<b>2<math>\theta</math></b>	$\theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	a (Calculo)
<b>52.64</b>	26.32	0.443	2.0207	110	2.857
<b>77.39</b>	38.695	0.638	1.4031	200	2.806
<b>100.102</b>	50.051	0.766	1.1686	211	2.862
				<b>Promedio</b>	<b>2.842±0.028</b>
<b>Cu</b>				Ficha	00-049-1568
<b>2<math>\theta</math></b>	$\Theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	a (Calculo)
<b>52.71</b>	26.355	0.444	2.0161	110	2.851
<b>77.594</b>	38.797	0.626	1.4300	200	2.859
<b>100.239</b>	50.1195	0.767	1.1671	211	2.858
				<b>Promedio</b>	<b>2.856±0.004</b>
<b>Nb</b>				Ficha	00-048-1568
<b>2<math>\theta</math></b>	$\Theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	a (Calculo)
<b>53.52</b>	26.76	0.45	1.9892	110	2.813
<b>78.21</b>	39.105	0.63	1.4208	200	2.841
	0			<b>Promedio</b>	<b>2.827±0.014</b>
<b>Ta</b>				Ficha	00-048-1568
<b>2<math>\theta</math></b>	$\Theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	a (Calculo)
<b>53.52</b>	26.76	0.45	1.9892	110	2.813
<b>78.15</b>	39.075	0.63	1.4208	200	2.841
<b>100.78</b>	50.39	0.77	1.1625	211	2.847
				<b>Promedio</b>	<b>2.834±.017</b>

V				Ficha	00-049-1568
<b>2<math>\theta</math></b>	$\Theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	$a$ (Calculo)
<b>52.64</b>	26.32	0.443	2.0206	110	2.857
<b>77.53</b>	38.765	0.626	1.4299	200	2.859
<b>100.17</b>	50.085	0.767	1.1670	211	2.858
				<b>Promedio</b>	<b>2.858<math>\pm</math>0.0013</b>

**Tabla 7.** Ficha coincidente con aleaciones L-T.

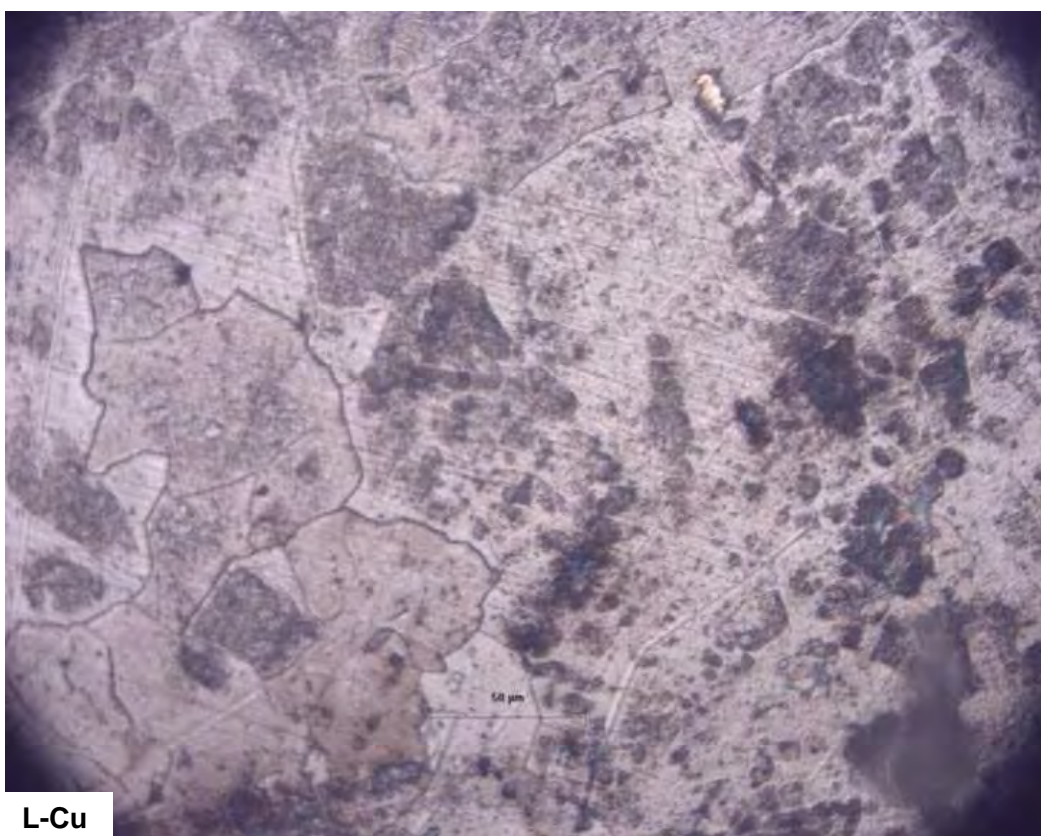
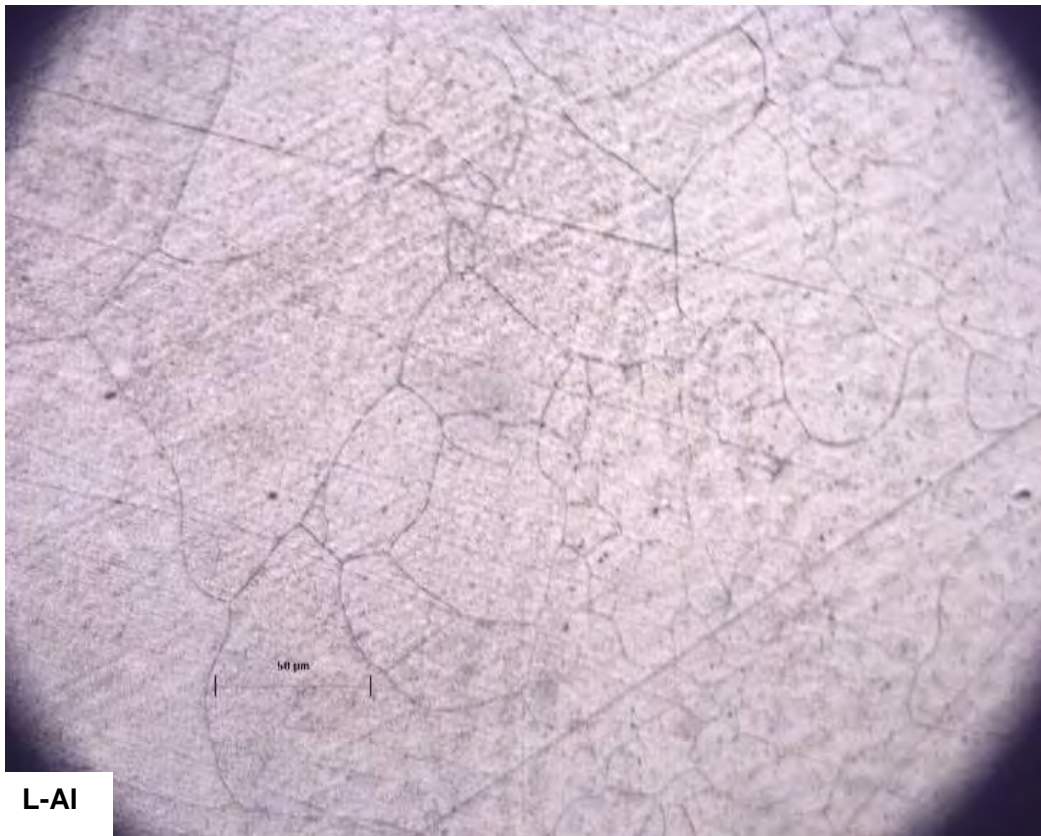
Ficha	00-049-1568	Planos	d (A)
<b>Estructura</b>	C.S.	110	2.0182
<b><math>a</math> (Ficha)</b>	2.855	200	1.4276
<b>Compuesto</b>	CoFe	211	1.1655

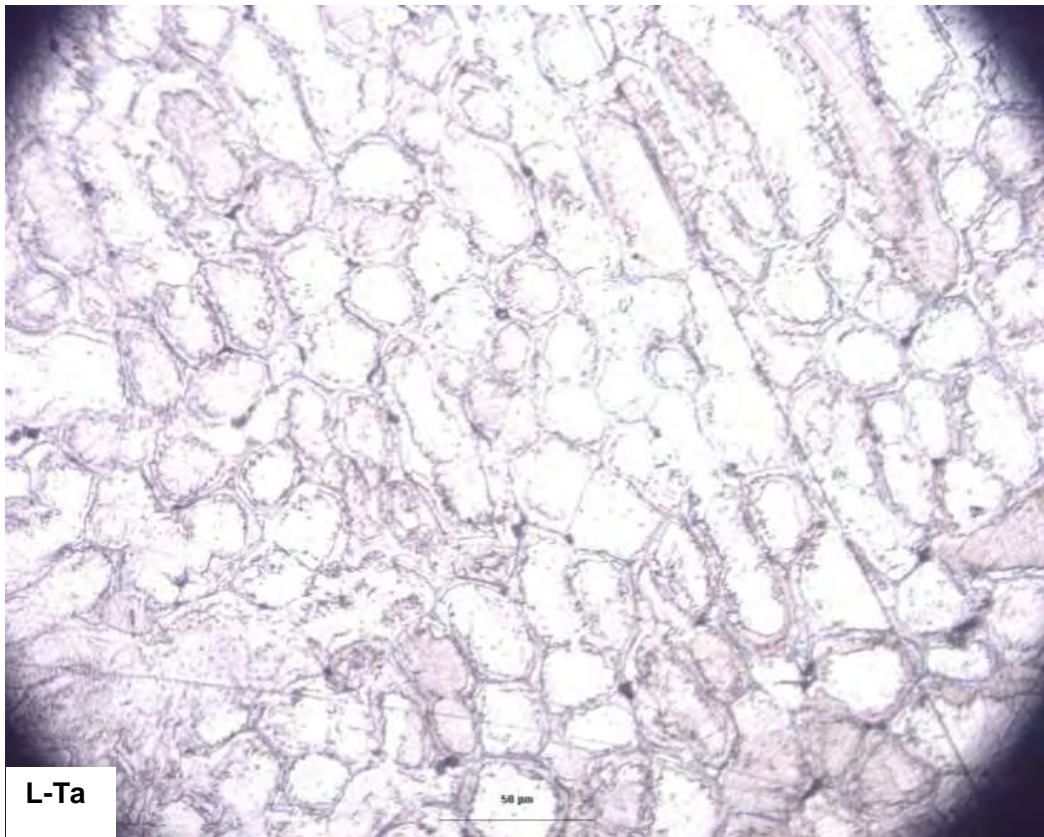
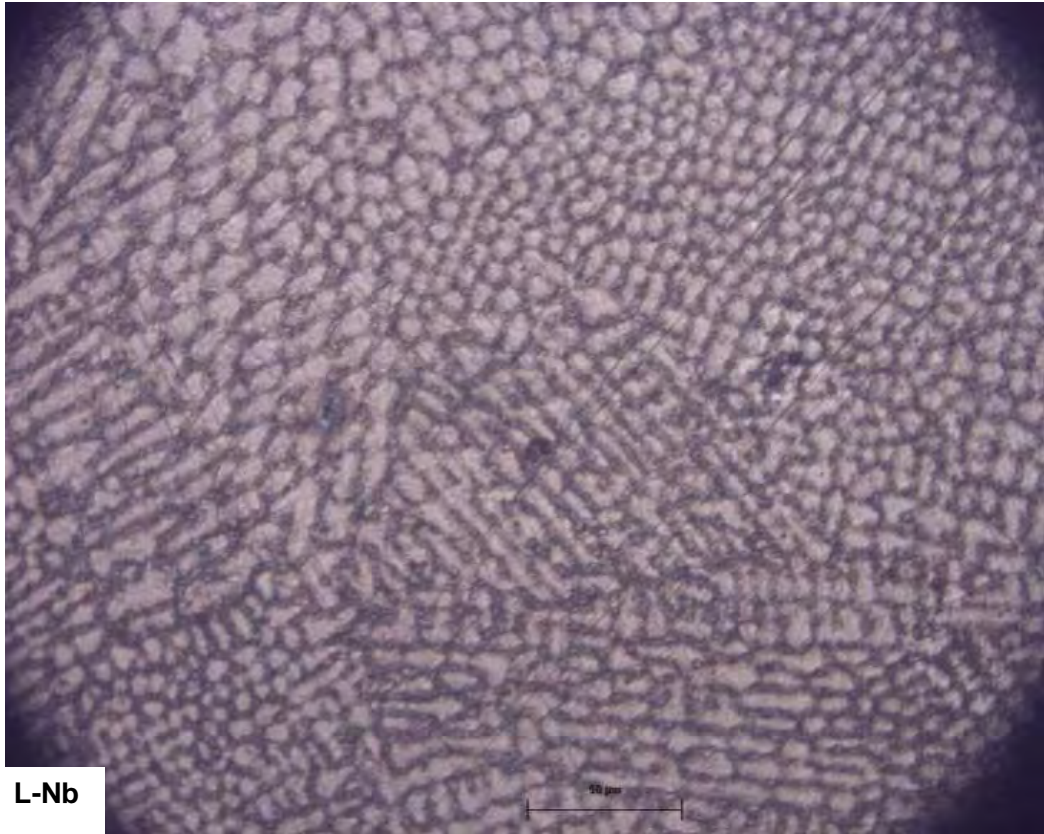
En todas las aleaciones se presenta el mismo compuesto CoFe, con algunas variaciones en el ángulo de incidencia de los picos de las aleaciones L-Nb y L-Ta. Esto se debe a que sus distancias interplanares son más grandes que las demás aleaciones, es decir, su celda unitaria se expande ligeramente, lo que provoca que los picos se desplacen a la derecha (Ley de Bragg). La variación del parámetro de red se puede observar en la Tabla 11.

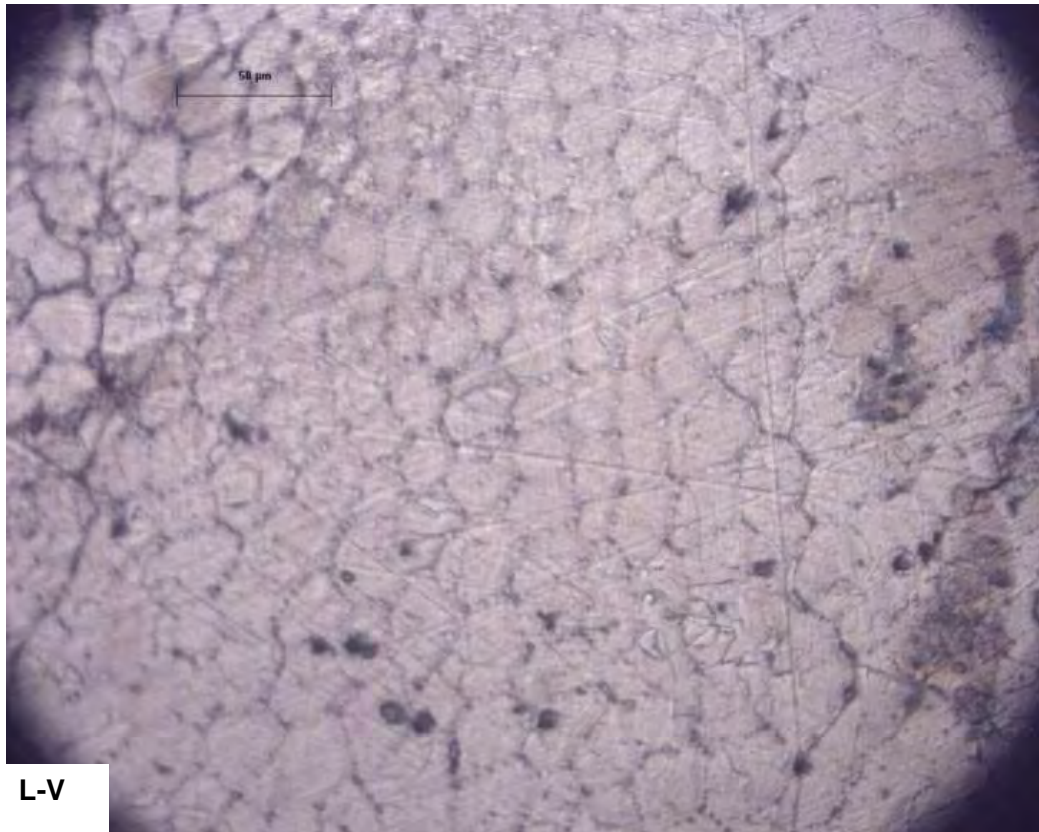
Continuando con la caracterización microestructural de las aleaciones Fe<sub>49</sub>Co<sub>49</sub>T<sub>2</sub>, se realizaron los análisis metalográficos para todas las muestras. Los resultados de las micrografías obtenidas por esta técnica se muestran a continuación (Figura 28)



**Figura 28.** Micrográficas para análisis metalográfico de las aleaciones en lingote  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V).







Analizando las micrografías obtenidas por el microscopio óptico, podemos observar comenzando por la aleación L-Al, que los granos son equiaxiales e irregulares en tamaño y dirección, esto se debe a que la solidificación no ocurrió de manera homogénea, es decir la porción que se encontraba en contacto con el crisol de cobre solidificó más rápido que la sección media que no estaba en contacto con el crisol. Sin embargo, se obtuvo una sola fase como se indica en el diagrama de fases Fe-Co (Figura 1), lo cual se verificó con los difractogramas obtenidos de DRX, que indican también que se obtuvo una fase homogénea. Para la aleación L-Cu, el tamaño de grano fue variado debido a las diferentes velocidades de enfriamiento, sin embargo se tomó un promedio para obtener el tamaño representativo. En la sección media del lingote se observan granos equiaxiales sin ninguna orientación preferencial, así como una sola fase homogénea en los mismos. Por su parte, las aleaciones L-Nb, L-Ta y L-V presentaron un mejor revelado en cuanto a sus límites de grano, con granos equiaxiales y una sola fase homogénea. El tamaño promedio de los granos en estas aleaciones fue de entre 20 y 40μm. En todas las aleaciones se presentó la misma fase, como se indica en el diagrama de fases Fe-Co (Figura 1). Los

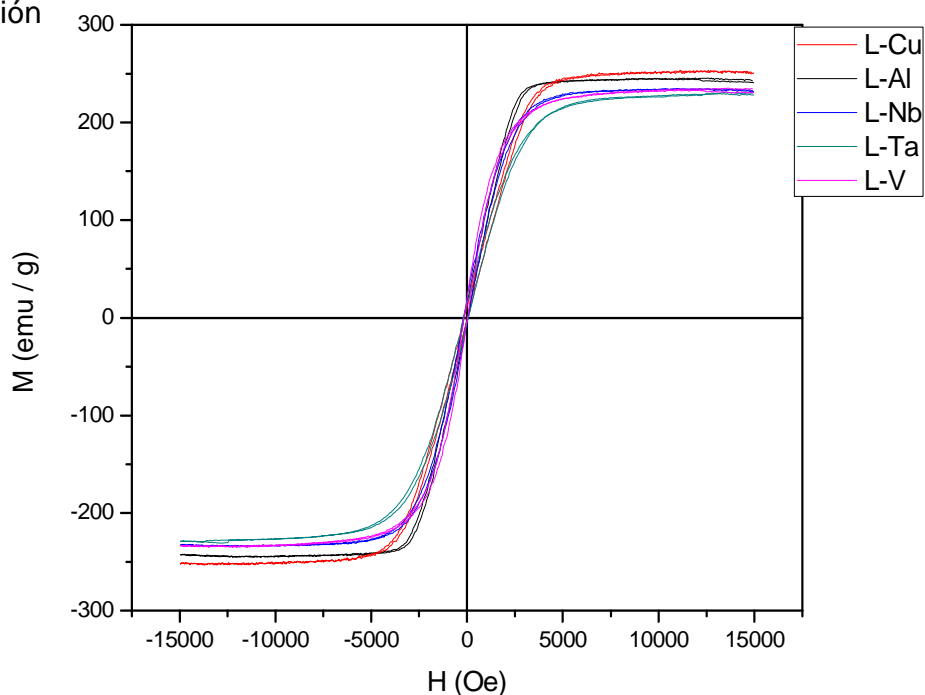
tamaños de grano fueron cuantificados usando el Software Pro Plus, con un aumento desde 25X hasta 1000X en las micrografías. Los resultados de todas las aleaciones L-T se muestran en la siguiente Tabla 8.

**Tabla 8.** Tamaño promedio de grano en  $\mu\text{m}$ .

Aleaciones	Al	Cu	Nb	Ta	V
Lingotes (L-T)	$39.8 \pm 15.6$	$35.1 \pm 9.2$	$17.2 \pm 1.7$	$20.3 \pm 5.1$	$30.2 \pm 2.0$

#### 4.1.2. Caracterización Magnética.

Las curvas de histéresis para todas las aleaciones en lingote se muestran a continuación



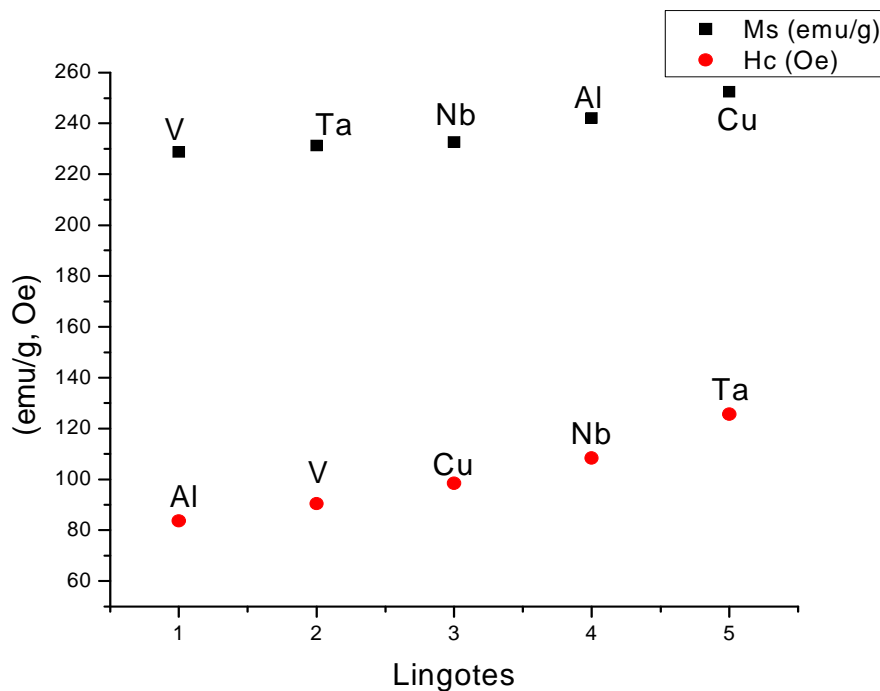
**Figura 29.** Ciclos de histéresis de las aleaciones en lingote  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V).

Como ya se mencionó en el Capítulo 2, las propiedades magnéticas macroscópicas de interés que pueden inferirse de la curva de histéresis del material son la magnetización de saturación  $M_s$  (que corresponde al valor de la curva en el eje de la magnetización  $M$  al valor máximo del campo  $H$ , el cual indica el número de momentos magnéticos por unidad de volumen que caracteriza al material) y el campo coercitivo  $H_c$  (intersección de la curva con el eje del campo aplicado, lo que indica cuantitativamente la capacidad del material para resistir los procesos de desmagnetización después de la saturación).

En general, las curvas de histéresis de la Figura 29 presentan características típicas de materiales magnéticamente suaves, a saber: campos coercitivos muy bajos es decir, mucho menores a 1000 Oe y valores de saturación magnética muy altos, por encima a 150 emu/g, como se puede verificar en la Tabla 9 y Figura 30, en la que se resumen las propiedades magnéticas en función del elemento aleante T.

**Tabla 9.** Propiedades magnéticas de aleaciones L-T.

<b>L-T</b>	<b>Al</b>	<b>Cu</b>	<b>Nb</b>	<b>Ta</b>	<b>V</b>
<b><math>H_c</math> (Oe)</b>	83	98	108	125	90
<b><math>M_s</math> (emu/g)</b>	242	252	232	231	228



**Figura 30.** Propiedades magnéticas  $M_s$  y  $H_c$  de las aleaciones en lingote  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  ( $T = Al, Cu, Nb, Ta, V$ ).

La  $M_s$  presenta valores muy destacados, superiores incluso a 220 emu/g, con un máximo notable de 252 emu/g para la aleación L-Cu, el cual resulta muy superior incluso a la  $M_s$  del Fe puro de 220 emu/g y la  $M_s$  de 248 emu/g en la aleación FeCo [12], que son los valores más altos reportados para materiales magnéticos. La  $M_s$  presenta una tendencia prácticamente constante para la secuencia:  $T = Ta, V, Nb$ , mientras que para  $T = Al, Cu$ , la  $M_s$  aumenta claramente más allá de los 240 emu/g. El aumento de la  $M_s$  sugiere claramente que el elemento aleante  $T$  se incorpora a la celda unitaria formando una solución sólida, ya que  $M_s$  al ser una propiedad intrínseca, depende fuertemente de la composición química.

Por su parte, el  $H_c$  presenta valores muy reducidos de menos de 130 emu/g, lo que refleja claramente el carácter magnéticamente suave de las aleaciones, lo que les permite una rápida respuesta ante campos magnéticos aplicados alternos, como se describe en la siguiente sección. En contraste con la  $M_s$ , el  $H_c$  es considerada una propiedad extrínseca, por lo que depende fuertemente de la microestructura de los materiales. Por ejemplo, la relación entre tamaño de grano

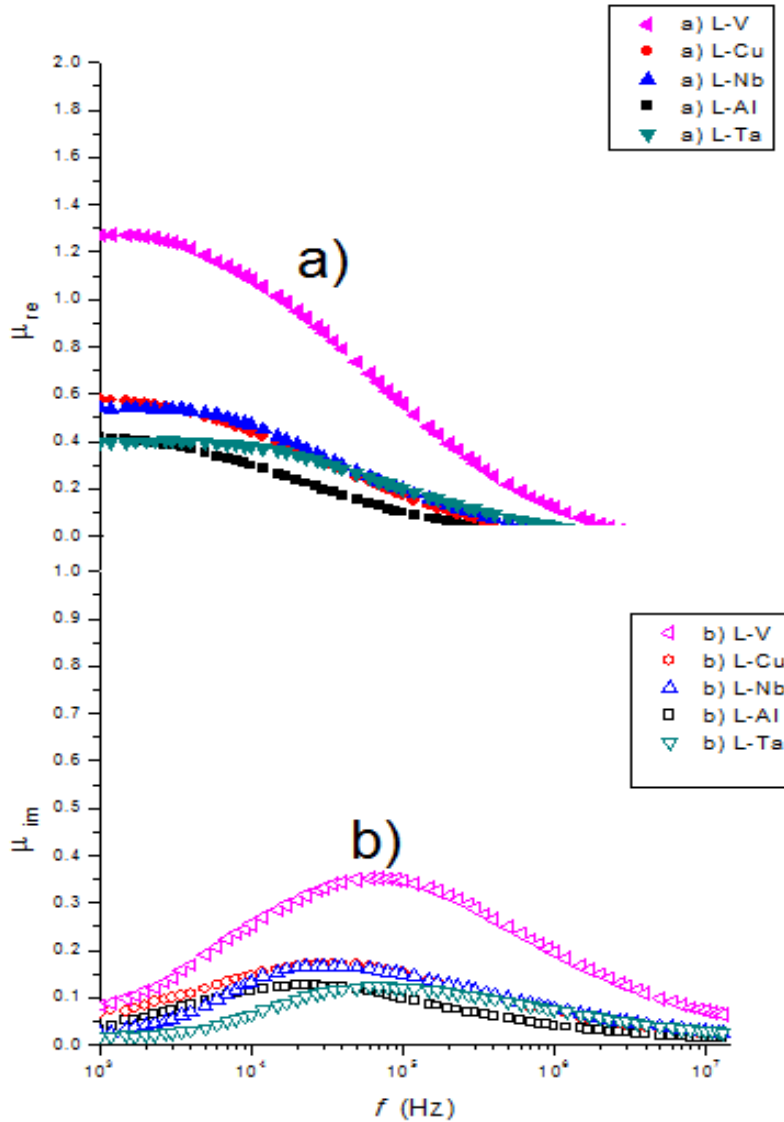
y campo coercitivo es inversamente proporcional. Esto se verifica para la aleación con tamaño de grano más grande (L-Al), la cual presenta el menor campo coercitivo (83 Oe), mientras que para las aleaciones con menor tamaño de grano (L-Nb y L-Ta), el campo coercitivo aumentó notablemente (hasta 108 y 125 Oe, respectivamente).

#### *Espectroscopia de Inductancias.*

En la Figura 46 se muestran las curvas “espectroscópicas” de las componentes real  $\mu_{re}(f)$  e imaginaria  $\mu_{im}(f)$  de la inductancia magnética compleja  $\mu^*$  en función de la frecuencia  $f$  del campo alterno externo  $h_{ac}$  para las aleaciones en lingote  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V). En la Tabla 16 por su parte, se reportan los valores de permeabilidad inicial  $\mu_{ini}$  y la frecuencia de relajación  $f_x$  determinados de las gráficas de la Figura 31.

**Tabla 10.** Permeabilidad inicial ( $\mu_{ini}$ ) y frecuencia de relajación ( $f_x$ ) de las aleaciones en lingote  $Fe_{49}Co_{49}T_2$ .

<b>L-T</b>	<b>Al</b>	<b>Cu</b>	<b>Nb</b>	<b>Ta</b>	<b>V</b>
<b><math>\mu_{ini}</math></b>	0.45	0.60	0.55	0.40	1.25
<b><math>f_x</math> (KHz)</b>	23	35	30	60	60



**Figura 31.** Curvas espectroscópicas de las aleaciones en lingote  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  ( $\text{T} = \text{Al, Cu, Nb, Ta, V}$ ): a) Componente real  $\mu_{re}(f)$  b) Componente imaginaria  $\mu_{im}(f)$ .

Las curvas espectroscópicas  $\mu_{re}(f)$  de la figura 31 permiten identificar los mecanismos de magnetización activos en el intervalo de frecuencias medido [23,24]. Para todas las aleaciones se puede observar un valor de permeabilidad constante para frecuencias menores a 10 kHz. Este valor de permeabilidad se conoce también como “permeabilidad inicial”  $\mu_{ini}$  del material y se asocia a un mecanismo de magnetización de deformación reversible de paredes de dominio, como se describe al final del Capítulo 3. La  $\mu_{ini}(f)$  presenta una tendencia creciente para la secuencia de elementos aleantes siguiente:  $\text{T} = \text{Ta, Al, Nb, Cu, V}$ .



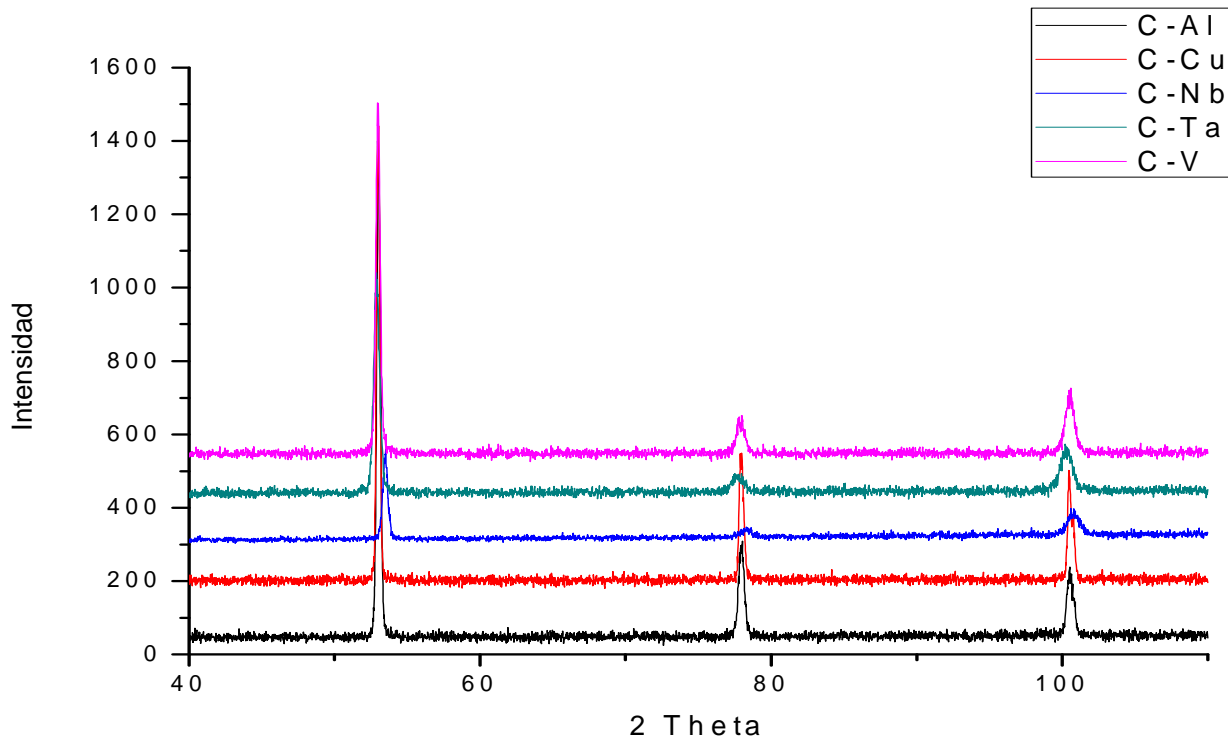
En general, se conocen correlaciones entre la  $\mu_{ini}$  y el campo coercitivo  $H_c$  con características microestructurales como el tamaño de grano: Para el caso  $\mu_{ini}$ -tamaño de grano, la correlación suele ser directamente proporcional, mientras que para  $H_c$ -tamaño de grano es inversamente proporcional, y por tanto, la correlación  $\mu_{ini}$ - $H_c$  resulta ser inversamente proporcional. Por ejemplo, la aleación L-Ta presenta el valor más pequeño de  $\mu_{ini}$ , lo que coincide efectivamente con el mayor  $H_c$  (125 Oe) y el segundo valor más pequeño de tamaño de grano ( $20.3 \pm 5.1$  micras). Por su parte, la aleación con mayor  $\mu_{ini}$  (L-V) presenta un valor tamaño de grano de  $30.2 \pm 2.0$  micras (de los más grandes) y un valor de  $H_c$  de los más pequeños (90 Oe). Para el resto de las composiciones (L-Al, L-Cu, L-Nb) con valores intermedios de  $\mu_{ini}$ , las correlaciones con  $H_c$  y el tamaño de grano son menos claras.

Cuando la frecuencia del  $h_{ac}$  es mayor a 50 kHz, la  $\mu_{re}(f)$  comienza a disminuir notoriamente debido a un proceso de dispersión tipo “relajación” caracterizado por la frecuencia de relajación  $f_x$  (Fig.31a), la cual corresponde físicamente a la frecuencia a la que la deformación reversible de pared de dominio ya no es capaz de ir en fase con la frecuencia del campo magnético externo  $h_{ac}$ . Esta  $f_x$  presenta valores decrecientes para la secuencia de elementos aleantes siguientes: T= V, Ta, Cu, Nb, Al. La frecuencia de relajación es característica de materiales magnéticos blandos cuyos procesos de magnetización están determinados por la dinámica de las paredes magnéticas de dominio [15].

## 4.2. Cintas

### 4.2.1. Caracterización de Estructura Cristalina.

Los resultados obtenidos para la caracterización de estructura cristalina de las cintas mediante DRX se muestran en los siguientes difractogramas (Figura 32):



**Figura 32.** Difractogramas de rayos-X de las cintas  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V)

En estos difractogramas se presentan nuevamente tres picos en los mismos ángulos de incidencia que el caso de las aleaciones L-T, lo que nos indica que se obtiene la misma estructura cúbica simple, así como la misma fase que se muestra en el diagrama de fases Fe-Co de la Figura 1. En la Tabla 11 se presentan los ángulos de incidencia, las distancias interplanares, índices de Miller, así como los parámetros de red, calculados a partir de los datos de difracción de la Figura 1. En el caso de estas aleaciones C-T, la Tabla 7 reporta los datos de la ficha usada para la comparación, que es la misma ficha coincidente que en el caso de los lingotes, lo que indica que la velocidad de enfriamiento no cambia la fase

que se presenta. Observando la Figura 32 se puede notar un ligero corrimiento en los difractogramas provocado por variaciones en el parámetro de red “a” de cada aleación, como se reporta en la Tabla 11. Para las aleaciones en cinta de Al, Cu, y V “a” es muy similar, siendo la aleación de Ta la que presenta el parámetro de red más grande, mientras que la aleación de Nb presenta el parámetro de red más pequeño. Los datos de comparación de la Tabla 11 corresponden a la misma ficha ICDD 049-1568 (Tabla 7).

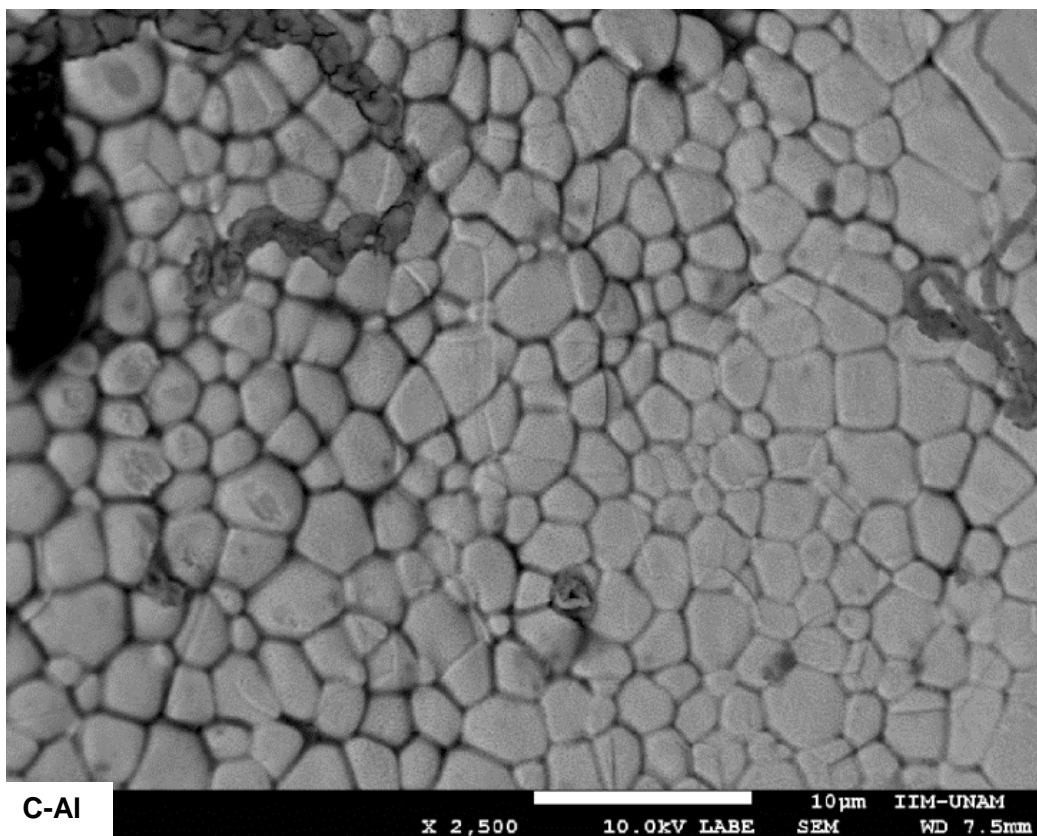
**Tabla 11.** Ángulos, distancia interplanar y parámetro de celda de las aleaciones en cinta C-T (con T=Al, Cu, Nb, Ta, V).

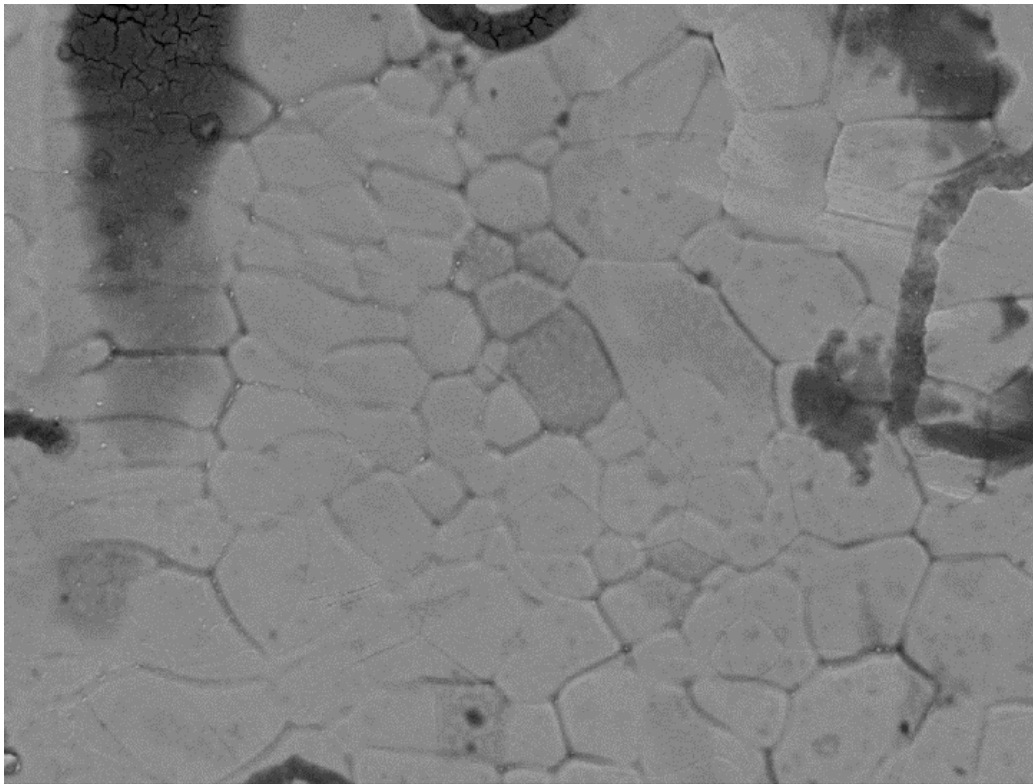
<b>Al</b>				<b>Ficha</b>	<b>00-049-1568</b>
<b>2<math>\theta</math></b>	$\theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	$a$ (Calculo)
<b>53.05</b>	26.525	0.446	2.0071	110	2.838
<b>77.91</b>	38.955	0.628	1.4254	200	2.850
<b>100.49</b>	50.245	0.768	1.1656	211	2.855
				<b>Promedio</b>	<b>2.848±0.008</b>
<b>Cu</b>				<b>Ficha</b>	<b>00-049-1568</b>
<b>2<math>\theta</math></b>	$\theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	$a$ (Calculo)
<b>52.98</b>	26.49	0.446	2.0071	110	2.838
<b>77.94</b>	38.97	0.628	1.4254	200	2.850
<b>100.51</b>	50.255	0.768	1.1656	211	2.855
				<b>Promedio</b>	<b>2.848±0.008</b>
<b>Nb</b>				<b>Ficha</b>	<b>00-049-1568</b>
<b>2<math>\theta</math></b>	$\theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	$a$ (Calculo)
<b>53.46</b>	26.73	0.449	1.9936	110	2.819
<b>78.28</b>	39.14	0.631	1.4186	200	2.837
<b>100.78</b>	50.39	0.77	1.16253	211	2.847
				<b>Promedio</b>	<b>2.834±0.014</b>
<b>Ta</b>				<b>Ficha</b>	<b>00-049-1568</b>
<b>2<math>\theta</math></b>	$\theta$	Sen $\theta$	d (Calculo)	Planos	$a$ (Calculo)
<b>52.91</b>	26.455	0.445	2.0115	110	2.844
<b>77.66</b>	38.83	0.627	1.4276	200	2.855
<b>100.239</b>	50.1195	0.767	1.1670	211	2.858
				<b>Promedio</b>	<b>2.852±0.007</b>

V				Ficha	00-049-1568
52.98	26.49	0.446	2.0070	110	2.838
78	39	0.629	1.4231	200	2.846
100.511	50.2555	0.768	1.1655	211	2.855
				Promedio	2.846±0.008

En estas aleaciones en cinta no fue posible realizar un análisis metalográfico debido a su espesor (del orden de 20 - 40 micras). En su lugar se caracterizó la microestructura mediante la técnica de Microscopía Electrónica de Barrido (SEM). Las micrografías correspondientes se muestran en la Figura 33.

**Figura 33.** Micrografías obtenidas por SEM de las cintas metálicas  $Fe_{49}Co_{49}T_2$





C-Cu

X 2,500

10.0kV LABE

10µm SEM

IIM-UNAM  
WD 8.0mm



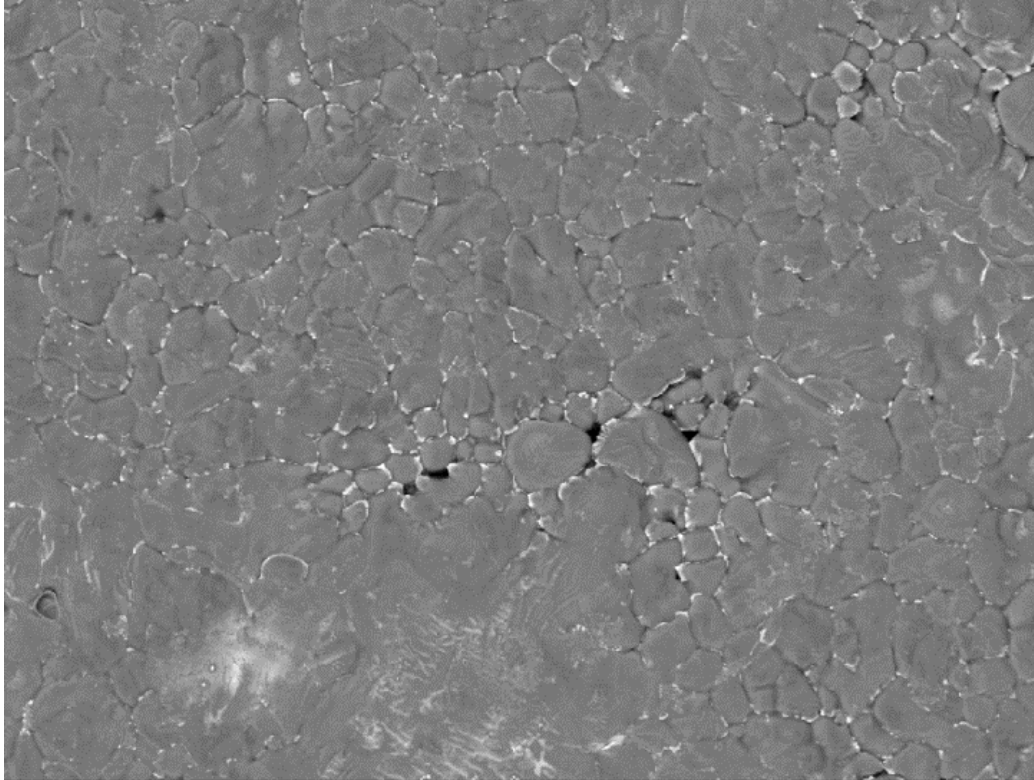
C-Nb

X 2,500

10.0kV LABE

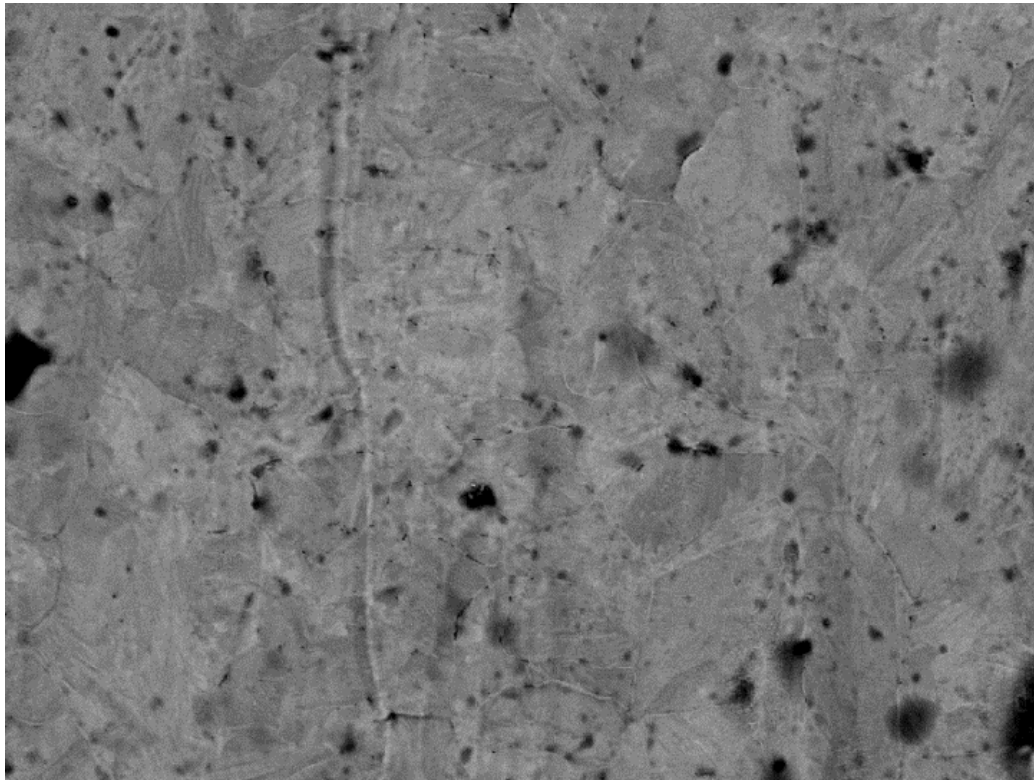
10µm SEM

IIM-UNAM  
WD 7.6mm



C-Ta

X 2,500 10.0kV LABE SEM 10µm IIM-UNAM WD 7.9mm



C-V

X 2,500 10.0kV LABE SEM 10µm IIM-UNAM WD 7.8mm

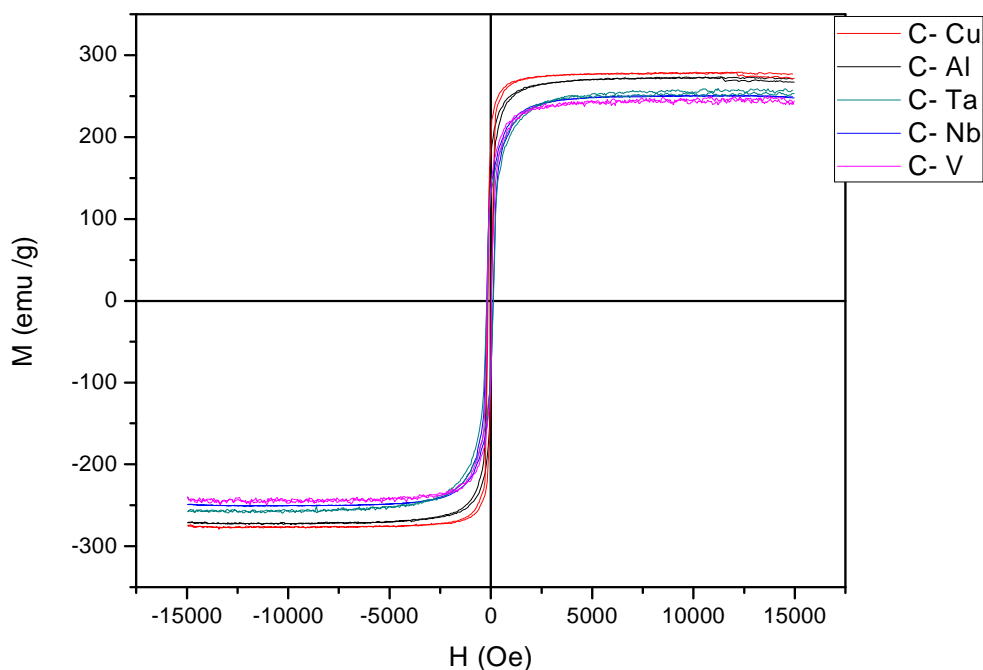
Para la aleación C-Al podemos observar que se formó una sola fase con granos equiaxiales, cuyo tamaño de grano promedio es de  $3.5 \pm 0.7 \mu\text{m}$ , con una muy buena definición de los límites de grano. No se presentan ningún tipo de inclusiones o precipitaciones. Para la aleación C-Cu podemos observar granos que presentan formas irregulares, sin ninguna tendencia en orientación. El tamaño de grano promedio es  $5.8 \pm 0.7 \mu\text{m}$ , sin que se observen inclusiones, precipitados ni porosidades. Por su parte, la cinta C-Nb presenta de manera poco clara los límites de grano, debido posiblemente a que el ataque químico no se dejó expuesto el tiempo necesario. Sin embargo, es posible cuantificar el tamaño de grano promedio, que es de  $3.2 \pm 0.5 \mu\text{m}$  con granos equiaxiales, sin precipitaciones adicionales de ningún tipo, con algunas porosidades e irregularidades en la cinta. En la aleación de C-Ta el ataque químico fue más efectivo para revelar los límites de grano, lo que permitió cuantificar el promedio de los mismos en  $2.6 \pm 0.4 \mu\text{m}$  (el promedio más pequeño de todas las aleaciones). Esto sugiere que el Ta es el mejor aditivo en aleaciones FeCo en cinta para controlar el crecimiento del tamaño de grano. Por último, en la micrografía de la aleación C-V se observa un mayor número de imperfecciones, específicamente en forma de porosidades. Los granos son irregulares, sin ninguna orientación preferencial. El ataque químico para revelar los límites de grano no fue suficiente, ya que el contraste para revelar las fronteras de grano es apenas perceptible. A pesar de ello, se logró cuantificar el promedio del tamaño de grano en  $4.22 \pm 0.4 \mu\text{m}$ ). Los tamaños de grano para todas estas aleaciones C-T se presenta en la Tabla 12.

**Tabla 12.** Tamaño aproximado de grano en  $\mu\text{m}$ .

Aleaciones	Al	Cu	Nb	Ta	V
<b>Cintas (C-X)</b>	$3.5 \pm 0.7$	$5.8 \pm 0.7$	$3.2 \pm 0.5$	$2.6 \pm 0.4$	$4.2 \pm 0.4$

#### 4.2.2. Caracterización Magnética

En la Figura 34 se muestran las curvas de histéresis para las aleaciones C-T (T=Al, Cu, Nb, Ta, V) obtenidas mediante la técnica de VSM.



**Figura 34.** Curvas de histéresis para las aleaciones en cinta Fe<sub>49</sub>Co<sub>49</sub>T<sub>2</sub>.

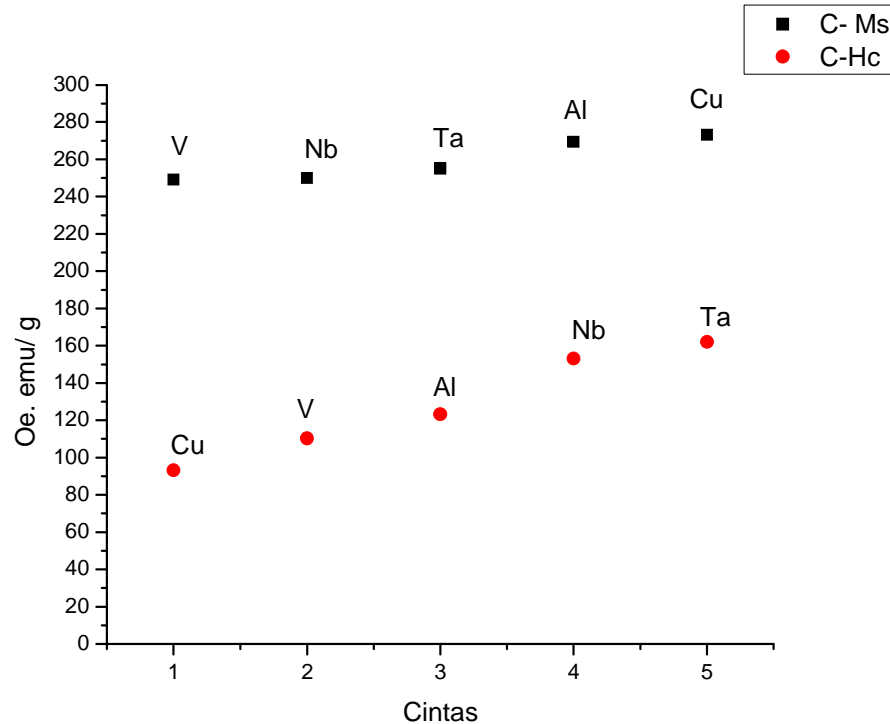
Nuevamente, las aleaciones en cintas presentan un comportamiento magnéticamente suave, caracterizado por H<sub>c</sub> muy bajos y M<sub>s</sub> altas. Estas propiedades se resumen en la Tabla 13.

**Tabla 13.** Propiedades magnéticas de aleaciones Fe<sub>49</sub>Co<sub>49</sub>T<sub>2</sub>.

C-T	Al	Cu	Nb	Ta	V
H <sub>c</sub> (Oe)	123	93	153	162	110
M <sub>s</sub> (emu/g)	269	273	250	255	249



En la Figura 35 se muestran tanto  $M_s$  como  $H_c$  en forma creciente para las secuencias de elementos aleantes que se indica en cada caso.



**Figura 35.** Tendencia de incremento de  $M_s$  y  $H_c$ , para aleaciones C-T.

Se puede notar claramente que la aleación que presenta el mayor valor de magnetización de saturación es C-Cu. Además, esta aleación C-Cu presenta también el campo coercitivo más pequeño, lo cual es consistente con el tamaño de grano promedio determinado para esta aleación, el cual fue el mayor de todos. Al conjuntar ambas características es factible señalar a esta aleación como la mejor en términos de ser la aleación con el mejor comportamiento magnéticamente blando. Por su parte, la aleación C-Al presenta un comportamiento cercano a la del Cobre, presentando la segunda magnetización de saturación más alta, con un campo coercitivo mayor que el de la C-Cu.

En cuanto al comportamiento del campo coercitivo de las aleaciones C-T, al ser más homogénea la distribución del tamaño de grano, la correlación inversamente

proporcional  $H_c$ -tamaño de grano es más clara, ya que la secuencia T = Cu, V, Al, Nb, Ta que marca un comportamiento decreciente del tamaño de grano (Tabla 12), también indica un comportamiento creciente del  $H_c$ .

### ***Análisis de resultados***

A partir de los resultados de difracción de rayos X, es claro que en ambos tipos de aleaciones L-T y C-T se forma la misma fase cúbica simple, la cual presenta variaciones en su parámetro de red "a" debido muy probablemente a la incorporación de los elementos aleantes en la estructura cristalina. De la cuantificación del tamaño de grano en ambas muestras se deduce que hubo un refinamiento de grano para las aleaciones en cinta, debido a la considerable mayor velocidad de enfriamiento que permite la técnica de "melt spinning", lo que promueve significativamente los centros de nucleación.

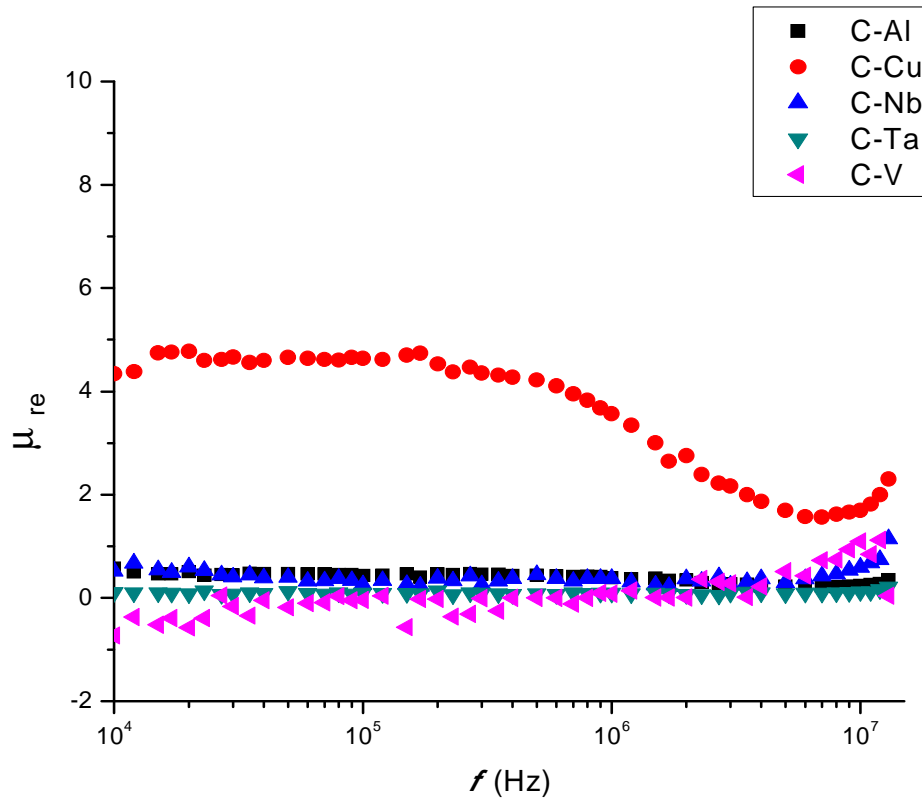
En cuanto a las propiedades magnéticas, la tendencia creciente de la  $M_s$  se presentó para la misma secuencia de elementos aleantes, tanto en lingotes como en cintas (Figuras 29 y 34). En particular, para las aleaciones L-Cu y C-Cu se obtuvo una combinación muy atractiva de propiedades magnéticas suaves, con un valor de  $M_s$  muy alto (superior a 250 emu/g) y campos  $H_c$  menores a 100 Oe. Los valores observados para  $M_s$  no siguen una tendencia, ya que en principio, al tratarse de una propiedad intrínseca, depende esencialmente de la composición química, pero al incluir elementos aleantes diamagnéticos, se requiere de un análisis detallado de la forma en que éstos átomos se incorporan a la celda unitaria (sustitucional, intersticial, posibles deformaciones de la celda), a fin de explorar el efecto de dicha incorporación sobre las interacciones entre átomos magnéticos (Fe-Fe, Co-Co, Fe-Co), las cuales dependen considerablemente de dichas distancias interatómicas y del entorno electrónico.

Por su parte, para verificar las correlaciones conocidas entre el  $H_c$  y el tamaño de grano en materiales magnéticos, se requiere que la distribución de tamaños de grano sea lo más homogénea posible, a fin de poder discernir dicho tamaño de una muestra a otra. En el caso de las aleaciones en lingote, las incertidumbres

asociadas a los promedios de tamaño de grano son muy amplias, por lo que de hecho, los tamaños se traslapan para las muestras T = Al, Cu y V (Tabla 8) Esto impide establecer claramente la correlación  $H_c$ -tamaño de grano, salvo para los casos extremos en los que el tamaño de grano es muy diferente. Por ejemplo, para T = Al con  $39.8 \pm 15.6 \mu\text{m}$ , se tiene efectivamente el  $H_c$  más pequeño ( $H_c = 83 \text{ Oe}$ ), mientras que los tamaños de grano más pequeños (T = Nb, Ta con tamaños de grano que de hecho se traslapan entre sí alrededor de  $18 \mu\text{m}$ , Tabla 8, pero que son claramente menores al de T =Al) presentan efectivamente los  $H_c$  más altos (mayores  $100 \text{ Oe}$ , Tabla 9).

En el caso de las cintas si se cumple la correlación  $H_c \propto 1/(\text{tamaño de grano})$ , debido a que en estas aleaciones el tamaño de grano es más homogéneo que en los lingotes, con una incertidumbre menor. La relación de incremento en tamaño de grano es la siguiente: Ta, Nb, Al, V y Cu. Por su parte el campo coercitivo sigue la relación inversa es decir: Cu, V, Al, Nb y Ta.

Adicionalmente, el refinamiento del tamaño de grano en las cintas provoca una disminución drástica de la  $\mu_{re}$  como se ilustra en la Figura 36. Esto se debe a que dicha propiedad es representativa de la flexibilidad y movilidad de las paredes de dominio magnético, las cuales se reducen considerablemente conforme se reduce el tamaño de grano, llegando incluso a desaparecer en ciertos casos cuando se decrece por debajo del límite de para partículas monodominio. En el caso de la aleación C-Cu se tiene una  $\mu_{ini}$  visible debido a que esta aleación presenta la  $M_s$  más alta de todas las aleaciones estudiadas ( $M_s = 273 \text{ emu/g}$ ).



**Figura 36.** Curvas espectroscópicas  $\mu_{re}(f)$  de las aleaciones en lingote  $Fe_{49}Co_{49}T_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V).

## 5. Observaciones

- Se obtuvieron exitosamente aleaciones  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$  (T= Al, Cu, Nb, Ta, V) mediante técnicas de fundido en horno de arco (aleaciones en lingote) y solidificación ultrarrápida (aleaciones en cinta).
- Se observó la formación de una sola fase con características microestructurales diferentes en cada caso, específicamente en el tamaño de grano característico de cada tipo de aleación mediante un refinamiento considerable para las aleaciones en cinta (menor a 6 micras, comparado con los tamaños de grano de las aleaciones en lingote mayores a 17 micras y con máximo de hasta 39 micras).
- El comportamiento magnético de ambos tipos de aleaciones correspondió a materiales magnéticamente suaves, con valores de magnetización de saturación superiores a 220 emu/g y campos coercitivos menores a 160 emu/g.
- Se observó una correlación clara entre propiedades magnéticas y microestructura es más clara para el caso del campo coercitivo y el tamaño de grano cuando éste presenta distribuciones más homogéneas, con en el caso de las aleaciones en cintas.
- La aleación con mejores propiedades magnéticas fue  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{Cu}_2$ , tanto en lingote como en cinta, ya que en ambos casos presentó los valores más altos de  $M_s$  y los valores más reducidos de  $H_c$ , con el caso excepcional de la aleación en cinta, para la cual se registró un valor notable de  $M_s = 273$  emu/g junto con un muy bajo  $H_c$  de 93 Oe.

## 6. Conclusiones

Se logró incrementar el comportamiento como material magnéticamente suave de las aleaciones  $\text{Fe}_{49}\text{Co}_{49}\text{T}_2$ , mediante los procesos de microaleamiento y refinamiento de grano.

## Referencias.

- [1] William F. Smith. Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales, Edit. McGraw-Hill, 3ra Edición España (1998)
- [2] Donald R. Askeland Edit Thomson, 3ra Edición México (1998)
- [3] William D. Callister Jr. Introducción a la ciencia e ingeniería de materiales, Edit. Reverté México (1995)
- [4] Thaddeus B. Massalki. Binary Alloy Phase Diagrams. Vol 2. Edit. ASM International. Second Edition (1992)
- [5] Charles Kittel, Introducción a la física del estado sólido, Edit. Reverte S.A. Junio (2003)
- [6] Sydney H. Avner, Introducción a la metalurgia física, Edit McGraw-Hill, 2da Edición (1998)
- [7] Howard H. Liebermann, Rapidly Solidified Alloys: Processes, Structure, Properties, Applications. (1993)
- [8] P. Duwez, in Progress in Solid State Chemistry. Vol 3. Edited by H. Reiss (Academic Press. New York, 1963)
- [9] Manual práctico de electricidad para ingenieros. Donald G. Fink. Wayne Beaty. John M.Carroll.
- [10] Character of transformations in Fe–Co system Y. Ustinovshikov, S. Tresheva
- [11] Magnetic evidence for structural-phase transformations in Fe-Co alloy nanocrystals produced by a carbon arc Z. Turgut, M.-Q. Huang, K. Gallagher, and M. E. McHenry
- [12] ASM Metals Handbook, Vol 02.Properties and Selection -Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials
- [13] Jiang Guo, Shin-ya Morita, Yutaka Yamagata, Toshiro Higuchi. Sensors and Actuators A: Physical.
- [14] K. H. J. Buschow and F.R. de Boer. Physics of Magnetism and magnetic Materials, (2003).
- [15] B. D. Cullity. Introduction to Magnetic Materials. Edit. Wiley 2da Edición (1999).

- [16] Nicola A. Spaldin. Magnetic Materials. Fundamentals and Applications. Ed. Cambridge (2003).
- [17] Jiles, David. Introduction to Magnetism and Magnetic Materials. (1998)
- [18] W. Chen, X. Zhao, J.J. Hu, Journal of magnetism and materials, (2006)
- [19] J. M. D Coey." Magnetism and Materials". Ed Cambridge (2010).
- [20] Craik, Derek J. Magnetism: principles and magnetism materials, Chichester: J. Wiley, (1995).
- [21] H. A. Davies. Journal of magnetism and Magnetic Materials. Vol 157/158.
- [22] H S Chen. Glassy Metals. Reports in Progress Physics. Vol 43 (1980)
- [23] R. Valenzuela, I. Betancourt, "The frequency response of magnetic materials, Magnetic Materials" Research SignPost, Kerala, India, (2007).
- [24] R. Valenzuela, Journal of Alloys and Compounds 369 (2004).
- [25] Fe-Co Alloys: Constitution, mechanical and magnetic properties. T. Sourmail.