

Artículo original

Exponentes críticos estáticos, efectos de anisotropía, Hall y magneto-calórico, e interacciones magnéticas en cintas de aleaciones basadas en FeCr, FeCo y MnFe

Static critical exponents, anisotropy, Hall and magneto-caloric effects, and magnetic interactions in FeCr, FeCo, and MnFe-based alloy ribbons

Andrés Rosales-Rivera

Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados, Universidad Nacional de Colombia, Sede Manizales, Manizales, Colombia

Artículo de posesión como miembro correspondiente de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales

Resumen

Se presenta aquí un estudio comparativo de los exponentes críticos (β , γ , δ), de la temperatura crítica T_c , la anisotropía magnética, el efecto Hall y el magneto-calórico, así como las interacciones magnéticas para las aleaciones $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$, $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, y $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$, preparadas mediante la técnica denominada hilado en estado de fusión (*melt-spinning*). Los anteriores parámetros críticos y el efecto magneto-calórico se determinaron a partir de mediciones de magnetización. Los valores (β , δ , T_c) para $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$ y $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ fueron $(0,34 \pm 0,09; 4,50 \pm 0,45; 660 \pm 30 \text{ K})$, $(0,52 \pm 0,04; 3,62 \pm 0,06; 481 \pm 2 \text{ K})$, respectivamente, y para $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ fue $(0,51 \pm 0,03; 2,97 \pm 0,03; 318 \pm 8 \text{ K})$. Las curvas de resistividad Hall V_S/H exhiben un campo de inflexión H_S , campo por debajo del cual se observan los efectos Hall ordinario y extraordinario. Por encima de H_S , el efecto Hall ordinario predomina, en tanto que el extraordinario no se observa más. El valor de H_S para $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$ y $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ fue 8 kOe y 4,42 kOe, respectivamente, y para $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ fue 1,84 kOe. El número de portadores de carga n_c se determinó para $H > H_S$, y su valor para $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ y $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ fue $2,71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ y $129 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. El cambio en la entropía magnética y la capacidad de enfriamiento relativa debido a un cambio de campo de 10 kOe se evaluaron y sus valores máximos en la proximidad de T_c para $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$, $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, y $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ fueron $(0,6; 0,75; 0,5) \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ y $(57,4; 56,6; 25,1) \text{ Jkg}^{-1}$, respectivamente. Se analizaron los posibles efectos de las interacciones de intercambio y espín-orbita en los resultados anteriores.

Palabras clave: Clases de universalidad; Exponentes críticos estáticos; Efecto Hall y efecto magneto-calórico; Aleaciones magnéticas.

Abstract

This paper presents a comparative study of the critical exponents (β , γ , δ), the critical temperature T_c , the magnetic anisotropy, the Hall and magneto-caloric effects, and the magnetic interactions for the alloys $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$, $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, and $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ prepared by using melt-spinning. The above critical parameters and the magneto-caloric effect were determined from magnetization measurements. The values (β , δ , T_c) for $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$ and $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ were $(0.34 \pm 0.09; 4.50 \pm 0.45; 660 \pm 30 \text{ K})$ and $(0.52 \pm 0.04; 3.62 \pm 0.06; 481 \pm 2 \text{ K})$, respectively, and for $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ it was $(0.51 \pm 0.03; 2.97 \pm 0.03; 318 \pm 8 \text{ K})$. The Hall resistivity vs. H curves exhibit an H_S inflection field below which ordinary and extraordinary Hall effects are observed. Above H_S , the ordinary Hall effect predominates and the extraordinary one is no longer seen. The H_S values for $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$ and $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ were 8 kOe and 4.42 kOe, respectively, and for $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$, 1.84 kOe. The number of charge carriers, n_c , was determined for $H > H_S$, and its value for $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ and $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ was $2.71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $129 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectively. The change in the magnetic entropy and the relative cooling capacity due to a field change of 10 kOe were evaluated and their maximum values near T_c for $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}\text{Nb}_4]$, $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, and $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$ were $(0.6; 0.75; 0.5) \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ and $(57.4; 56.6; 25.1) \text{ Jkg}^{-1}$, respectively. The possible effects of exchange and spin-orbit interactions were analyzed in the previous results.

Citación: Rosales-Rivera A. Exponentes críticos estáticos, efectos de anisotropía, Hall y magneto-calórico, e interacciones magnéticas en cintas de aleaciones basadas en FeCr, FeCo y MnFe. Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. 46(180):656-674, julio-septiembre de 2022. doi: <https://doi.org/10.18257/racefyn.1686>

Editor: María Elena Gómez

Correspondencia:

Andrés Rosales-Rivera
arosalesr@unal.edu.co

Recibido: 12 de mayo de 2022

Aceptado: 19 de septiembre de 2022

Publicado en línea: 30 de septiembre de 2022



Este artículo está bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-Compartir Igual 4.0 Internacional

n_c , was determined for $H > H_{S^*}$ and its value for $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ and $\text{Mn}_{30}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_3\text{Sn}_9$ was $2.71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $129 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectively. The change in magnetic entropy and relative cooling capacity due to a field change of 10 kOe were evaluated and their maximum values close to T_c for $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5.96}\text{Nb}_4]$ and $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ were (0.6; 0.75) $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ and (57.4; 56.6) Jkg^{-1} , respectively, and for $\text{Mn}_{30}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_3\text{Sn}_9$, 0.5 $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ and 25.1 Jkg^{-1} , respectively. The possible effects of the exchange and spin-orbit interactions on the above results were also analyzed.

Keywords: Universality classes; Static critical exponents; Hall and magneto-caloric effects; Magnetic alloys.

Introducción

Los exponentes críticos estáticos (β , γ , δ , α) que caracterizan las transiciones de fase continuas o de segundo orden (TFC) comparten características comunes en materiales o sistemas de naturaleza muy diferente, lo cual les confiere un alto grado de universalidad. Esos exponentes trascienden en importancia la temperatura crítica T_c , en el sentido de que ésta depende de la naturaleza de las interacciones microscópicas, en tanto que los exponentes dependen solo de unas pocas características generales (**Wilson & Kogut, 1974; Kadanoff, 1976**): 1) la dimensión del espacio, d ; 2) el número de componentes (dimensión) del parámetro de orden, D , y 3) de si las interacciones son de corto o largo alcance. En la TFC en sólidos, los exponentes críticos no dependen de si el sólido tiene una estructura cristalina o no. Sin embargo, la determinación de los valores de los exponentes que caracterizan la TFC desde un estado ferromagnético a uno paramagnético (FM-PM) en materiales ferromagnéticos amorfos es un problema difícil en el magnetismo de la materia condensada y un tema de investigación que se ha revitalizado recientemente (**Franco et al., 2006; Franco et al., 2008; Rosales-Rivera et al., 2019; Rosales-Rivera et al., 2021**). La dificultad surge principalmente de la no homogeneidad de los materiales ferromagnéticos amorfos, lo cual causa una variación en la temperatura crítica (Curie) T_c en toda la muestra que lleva a redondear la transición de fase y, concomitantemente, oscurece mucho el comportamiento crítico magnético. En segundo lugar, los exponentes críticos tienen la posibilidad (**Franco & Conde, 2012**) de asociarse con propiedades de interés práctico como el efecto magneto-calórico (*magnetocaloric effect*, MCE) y la capacidad de enfriamiento relativa (*relative cooling power*, RCP) en materiales ferromagnéticos con TFC. El MCE está asociado con el cambio que experimenta la temperatura (ΔT_{ad}) de un material debido a una variación del campo magnético aplicado de manera adiabática, y la RCP refleja la cantidad de calor que se puede transferir del extremo frío al extremo caliente de un refrigerador describiendo un ciclo termodinámico.

Desde el punto de vista experimental, es conveniente asociar el MCE al cambio de entropía magnética (ΔS_M) debido a la variación del campo magnético en un proceso isotérmico. El MCE constituye el corazón de la tecnología de refrigeración magnética y es de especial importancia para su desarrollo en temperaturas cercanas a la temperatura ambiente (**Tishin & Spichkin, 2003; Gschneidner & Pecharsky, 2000; Brück, 2005**). Dicha tecnología ofrece diferentes beneficios comparada con las tecnologías convencionales de refrigeración, incluidas las basadas en procesos de compresión-expansión de gases, entre ellos, una mayor eficiencia de enfriamiento (los prototipos de refrigeradores magnéticos pueden lograr el 60 % de la eficiencia ideal, es decir, del ciclo de Carnot, cuando los mejores refrigeradores convencionales existentes en el mercado pueden alcanzar solo el 40 % de dicho ciclo); además, es más amigable con el medio ambiente, ya que no involucra gases asociados con el efecto invernadero o con la disminución del ozono, y, por último, permite fabricar artefactos caseros o industriales menos ruidosos y más compactos, pues el principal material de trabajo es un sólido. Asimismo, la temperatura a la cual ocurre el máximo MCE y su ancho, así como la RCP, son parámetros claves en la aplicación potencial de materiales en refrigeración magnética.

Por otro lado, en las últimas tres décadas, las aleaciones magnéticas en forma de cintas (conocidas como vidrios metálicos) compuestas de metales de transición-3d (Fe, Co, Ni), y metales y metaloides como Cu, Nb, B, Si, C, P, preparadas mediante técnicas de

solidificación rápida como la *melt-spinning*, han suscitado el interés de los investigadores en el campo de la *física de la materia condensada* y del magnetismo básico y aplicado, ya que dichos materiales presentan temperaturas de transición ferromagnética T_C , buen comportamiento magnético blando, y diferentes fenómenos interesantes en el rango de la temperatura ambiente o por encima de esta. Entre esos fenómenos se encuentran el efecto Hall positivo y el extraordinario, el efecto magneto-impedancia gigante (*giant magnetoimpedance*, GMI), y el efecto magneto-calórico.

El hecho de que dichos materiales tengan una T_C cercana o moderadamente más alta que la temperatura ambiente facilita el estudio de los procesos físicos cerca del punto crítico. El signo positivo del efecto Hall (**Prudnikova et al., 1997; Gonçalves et al., 2006**) implica que el comportamiento eléctrico de tales materiales difiere del de los metales simples descritos por el modelo de Drude, y el surgimiento del efecto Hall extraordinario indica que la interacción espín-orbita tiene un papel relevante en ellos. El efecto GMI, observado principalmente en materiales ferromagnéticos blandos, consiste básicamente en un enorme cambio de la impedancia compleja (Z) cuando el material es sometido a la aplicación de un pequeño campo magnético externo dc (H). En el origen de ese efecto se encuentra la interacción espín-orbita. Es interesante señalar que esa interacción es un ingrediente esencial en el surgimiento del efecto Hall extraordinario, como ya se comentó, así como del MCE. El efecto MGI ha propiciado que los vidrios metálicos magneto-impedativos se consideren promisorios en el desarrollo de sensores de alta sensibilidad (**Melnikov et al., 2022; Zou et al., 2019; Yang et al., 2019; Buznikov & Kurlyandskaya, 2019; Rosales-Rivera et al., 2007**).

Por otro lado, debido a que el MCE en vidrios metálicos está asociado con su TF ferromagnética continua, se los considera candidatos promisorios para integrarlos en la tecnología de refrigeración magnética a temperaturas moderadamente altas (**Wang et al., 2003; Luo et al., 2006**). Asimismo, dado que el efecto MCE en las aleaciones Heusler es relativamente alto, estas también son promisorias para aplicaciones de esa tecnología a temperatura ambiente según lo reportado por **Blázquez et al. (2016)**.

El objetivo principal del presente estudio fue determinar y comparar los exponentes críticos estáticos, la anisotropía magnética, el efecto Hall extraordinario, y la respuesta magneto-calórica en las aleaciones de vidrios metálicos $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ y $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{5}]_{96}\text{Nb}_4$, y la aleación de tipo Heusler $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$, preparadas en el mismo equipo de *melt-spinning*. Dichas aleaciones se denominan aquí como FeCr, FeCo, MnFe, respectivamente, y se eligieron porque se ha encontrado que diferentes aleaciones del tipo de los vidrios metálicos (**Wang et al., 2003; Luo et al., 2006; Franco & Conde, 2012; Rosales-Rivera et al., 2019**), así como algunas de tipo Heusler (**Blázquez et al., 2016**), preparadas por *melt-spinning* comparten al menos las siguientes características físicas: 1) sus T_C están en el rango de la temperatura ambiente o por encima, lo cual implica que la interacción de intercambio en esos materiales es fuerte, y 2) la interacción espín-orbita es un ingrediente común en la emergencia de los efectos Hall extraordinario, GMI y MCE en dichos vidrios metálicos. Si este es el caso para las aleaciones objeto de estudio, sus exponentes críticos estáticos, anisotropía magnética, efecto Hall extraordinario y respuesta magneto-calórica, se destacan como características físicas interesantes para comparar, lo cual aún no se ha hecho.

Aspectos teóricos

El comportamiento de las cantidades magneto-termodinámicas típicas para un sistema FM de temperaturas cercanas a la T_C , se caracteriza por los exponentes críticos (β , γ , δ , α), los cuales se expresan como (**Yeomans, 1992**):

$$\beta: \text{magnetización en campo magnético cero, } M \sim (-t)^\beta, \quad (1)$$

$$\gamma: \text{susceptibilidad magnética isotérmica en campo magnético cero, } \chi_T \sim |t|^{-\gamma}, \quad (2)$$

$$\delta: \text{isoterma crítica, } H \sim |M|^\delta \text{ signo}(M), \quad (3)$$

$$\alpha: \text{calor específico en campo magnético cero, } C_H \sim |t|^{-\alpha}, \quad (4)$$

Existen diferentes métodos para determinar los valores de esos exponentes críticos y la T_c ; aquí se usan dos de ellos: el método de **Kouvel & Fisher** (1964) y el método de **Campillo et al.** (2001). El primero, que se fundamenta en la aproximación de campo medio para un sistema FM con interacciones de largo alcance, utiliza un conjunto de datos de magnetización en función del campo externo a temperatura constante y permite determinar los exponentes (β , γ) y la T_c . Este método estipula que la magnetización espontánea $M_0(T)$ y la susceptibilidad inicial inversa $\chi^{-1}(T)$ de un FM con TFC en la proximidad de la T_c son dadas, respectivamente, por:

$$M_0 (dM_0/dT)^{-1} = (T - T_c)/\beta, \quad (5)$$

$$\chi_0^{-1} (d\chi_0^{-1}/dT)^{-1} = (T - T_c)/\gamma, \quad (6)$$

$M_0(T)$ y $\chi^{-1}(T)$ se obtienen a partir de los planos de Arrott-Kouvel (**Kouvel**, 1957), M^2 Vs. (H/M) , trazados a temperaturas constantes mediante la extrapolación lineal de los datos de campos altos con el eje (M^2) para $T < T_c$ y (H/M) para $T > T_c$. Así, tanto $M_0 (dM_0/dT)^{-1}$ como $\chi_0^{-1} (d\chi_0^{-1}/dT)^{-1}$ en función de la temperatura serán líneas rectas en la proximidad de la T_c . La intersección de esas rectas con el eje T da la T_c , en tanto que sus pendientes dan $1/\beta$ y $1/\gamma$, respectivamente.

Por otro lado, el método de **Campillo et al.** (2001) incluye la heterogeneidad de sistemas FM amorfos a través de una distribución gaussiana de temperaturas críticas y permite determinar los exponentes (β , δ), y un promedio de la temperatura crítica $T_{c,prom}$. Ese método supone que la magnetización en función de la temperatura $M(T)$, se puede expresar como una distribución de leyes de potencia centradas en temperaturas críticas específicas T_c , así:

$$M(T) = m_0 \int_{T_c} [(T_c - T)/T_c]^\beta \theta(T_c - T) \cdot [1/(2\pi)^{1/2} \Delta T_c] \exp [-(T_c - T_{c,prom})^2/2\Delta T_c^2] dT, \quad (7)$$

donde m_0 es un factor proporcional a la magnetización de saturación, $\theta(x)$ es la función de Heaviside, la que garantiza que la magnetización sea cero para $T > T_c$ y $T_{c,prom}$ y ΔT_c representan la temperatura de Curie promediada sobre la muestra y la desviación estándar de la distribución de T_c , respectivamente. ΔT_c se puede escribir como

$$\Delta T_c(H) = \Delta T_c^0 + aH^{1/\eta}, \quad (8)$$

donde a es una constante no universal que depende de la muestra, ΔT_c^0 es la contribución independiente del campo magnético a la variación de la T_c debida a las heterogeneidades presentes en el material, y $\eta = \beta \cdot \delta$ con δ dado por la ecuación (3).

Los exponentes críticos (β , γ , δ) han trascendido el ámbito de los estudios fundamentales. De hecho, **Franco et al.** (2006) mostraron su aplicabilidad para caracterizar la dependencia con el campo del MCE y la RCP y dedujeron que, para materiales con una TF ferromagnética continua que se desvían de la teoría de campo medio, el comportamiento del cambio de entropía magnética en función del campo magnético para $T = T_c$ viene dado como,

$$(\Delta S_M)_{T=T_c} \propto H^n \quad (9)$$

$$\text{con } n = 1 + [(\beta - 1)/(\beta + \gamma)] = 1 + (1/\delta)[1 - (1/\beta)], \text{ usando } \beta \cdot \delta = \beta + \gamma \quad (10)$$

Estos autores también propusieron que para esos materiales, la RCP como función del campo puede ser expresada a través de una ley de potencia:

$$RCP \propto H^N = H^{1+(1/\delta)} = H^{1+(\beta/\eta)} \quad (11)$$

$$\text{con } N = 1 + (1/\delta) = 1 + (\beta/\eta), \quad (12)$$

donde $\eta = \beta \cdot \delta$ (**Campillo et al.**, 2001).

Materiales y métodos experimentales

Las muestras estudiadas se prepararon a partir de cintas de las aleaciones de composición nominal $[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{1.96}]_{4}\text{Nb}$, $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, y $\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$, obtenidas mediante la técnica de *melt-spinning*. Dichas cintas tuvieron 25 μm de espesor en promedio y se cortaron configurando muestras de 8 a 10 mm de longitud y 1,7 mm de ancho. El estado estructural de cada muestra se verificó mediante difracción de rayos X (XRD) utilizando un difractor Rigaku Miniflex II con radiación $\text{CuK}\alpha$ ($\lambda = 1,541 \text{ \AA}$) en el rango de

$20^\circ \leq 2\theta \leq 100^\circ$ en pasos de $0,020 \text{ s}^{-1}$. Los patrones de difracción (no se muestran aquí) indicaron que el estado estructural de las dos primeras muestras era predominantemente amorfo, en tanto que el de la tercera muestra era policristalino.

El comportamiento magnético de las muestras se estudió mediante un magnetómetro de muestra vibrante (VSM-VersaLab™ de Quantum Design). La $M(T)$ se midió en el rango de temperatura $300 \leq T \leq 900 \text{ K}$ para campos magnéticos DC, H , entre $0 < H \leq 30 \text{ kOe}$. Se adquirieron los datos para pasos consecutivos de T estabilizándola con una precisión de $\pm 1 \text{ mK}$ antes de cada lectura. H se aplicó en paralelo a la dirección longitudinal de las cintas para minimizar el efecto del campo de desmagnetización. La $M(H)$ se midió en el rango de $0 \leq H \leq 30 \text{ kOe}$ para diferentes temperaturas. También se midieron diferentes lazos de histéresis a temperatura ambiente con campo aplicado H en las direcciones paralela (magnetización axial) y perpendicular (magnetización transversal) a la longitud de las cintas para estudiar su comportamiento anisotrópico. Además, se hicieron experimentos de análisis termogravimétrico TGA en presencia de un pequeño campo magnético (2 Oe). Para temperaturas $300 \leq T \leq 900 \text{ K}$, con el fin de aproximarse a la temperatura de Curie (T_c). En estos experimentos, la balanza del TGA mide el cambio aparente de masa de la muestra al ser atraída o repelida por el pequeño campo magnético, de tal manera que el cambio de peso total debido al cambio de la masa intrínseca de la muestra y al cambio aparente de peso puede ser registrado por la balanza del TGA al ir aumentando la temperatura de la muestra. La aplicación de esta técnica para explorar efectos magnéticos es poco usual, pero en el presente estudio se usó básicamente porque: 1) los materiales bajo estudio eran magnéticamente blandos, de tal manera que respondían rápidamente a un pequeño campo magnético que se pudo obtener fácilmente; 2) estos materiales eran térmicamente estables debido a su composición química (por lo menos en el rango de temperatura en que se desarrollaron los experimentos), así que cualquier cambio de peso en función de la temperatura podía asociarse principalmente a efectos del campo magnético aplicado, o a transformaciones estructurales que pueden llevar a cambios magnéticos, y 3) la alta sensibilidad de la balanza del TGA (Q500 TA® Instruments) usada.

El estudio del efecto Hall se realizó a temperatura ambiente en un equipo instrumentado en el laboratorio por **Melo-Quintero et al.** (2010). El voltaje Hall se midió para campos magnéticos DC, H , entre $-10 < H < 10 \text{ kOe}$, y varias corrientes eléctricas de corriente continua I_{DC} aplicadas a las muestras, las cuales variaron entre $20 \leq I_{DC} \leq 100 \text{ mA}$. Se adquirieron datos para los pasos consecutivos de H , estabilizando H antes de cada lectura. El cambio de entropía magnética ΔS_M se evaluó usando una aproximación numérica a la siguiente ecuación para diferentes intervalos de campo magnético,

$$\Delta S_M = \int_0^H (\partial M / \partial T)_H dH \quad (13)$$

Resultados y discusión

Determinación de los parámetros críticos (β , γ , T_c) usando el método de Kouvel-Fisher

La aplicación de este método a la muestra MnFe se ilustra a continuación. En la **figura 1** se presentan sus correspondientes planos de Arrott-Kouvel trazados a partir de un conjunto de datos (no ilustrados aquí) de isoterms de magnetización (M vs. H) para un conjunto de 55 temperaturas diferentes incluyendo la temperatura crítica T_c . Esos planos muestran curvaturas intrínsecas, las cuales indican que esa muestra, cuyo estado estructural es policristalino, tiene algún grado de heterogeneidad. Curvaturas intrínsecas, pero más fuertes, se observan también en los planos de Arrott-Kouvel de la muestra FeCr, cuyo estado estructural es amorfo como se explicó anteriormente. Dichas curvaturas dificultan la determinación de T_c con buena precisión. A pesar de esto, en un intento por determinar los parámetros críticos (β , γ , T_c) de dichas muestras, aquí se utilizaron los datos de $M_0(T)$ y de $\chi^{-1}(T)$ obtenidos desde esos planos para ser tratados según el método de Kouvel-Fisher (Ecuaciones 5 y 6).

A partir de los datos $M_0(T)$ y $\chi^{-1}(T)$ correspondientes a ambas muestras se obtuvieron los datos de $M_0(dM_0/dT)^{-1}$ y $\chi_0^{-1}(d\chi_0^{-1}/dT)^{-1}$ para las diferentes temperaturas de trabajo, los cuales se grafican en la **figura 2**. Los valores de (β, γ, T_c) se determinaron a partir de un ajuste de mínimos cuadrados del conjunto de datos de la **figura 2** y se presentan en la **tabla 1**. Ese conjunto de datos se limitó al intervalo de campo $1 < H < 10$ kOe, para el cual los planos de Arrott-Kouvel exhiben un comportamiento lineal con un factor R-cuadrado del orden de 0,99 y 0,98 para MnFe y FeCr, respectivamente. Los valores para (β, γ) de ambas muestras fueron cercanos a los de la clase de universalidad de campo medio con interacciones de largo alcance. Es oportuno comentar que existe una pequeña diferencia de temperatura entre T_c , determinada a partir de $M_0(T)$ y de $\chi^{-1}(T)$ en la ecuación (5), y la determinada de $\chi^{-1}(T)$ dada por la ecuación (6), como se puede observar en la **figura 2**. Este hecho refleja la heterogeneidad de las muestras y es compatible con las curvaturas intrínsecas de las gráficas de Arrott-Kouvel.

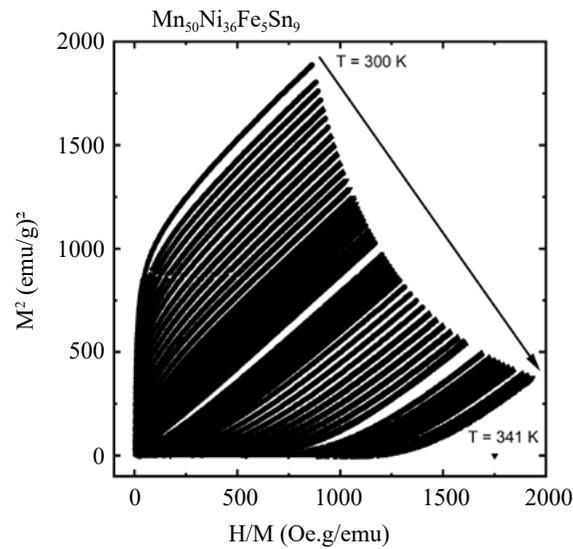


Figura 1. Planos de Arrott-Kouvel, M^2 Vs. (H/M) para MnFe

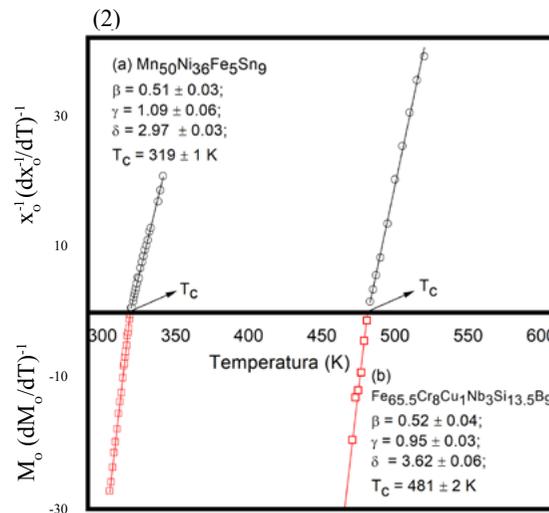


Figura 2. Parámetros críticos (β, γ, T_c) para **a)** MnFe y **b)** FeCr. Los símbolos (□, o) corresponden a datos de $M_0(T)$ y $\chi^{-1}(T)$, respectivamente.

Por otro lado, el valor de δ para cada una de las muestras se determinó utilizando una gráfica $\ln M$ vs. $\ln H$ para $T = T_c$. Ese procedimiento se ilustra en la **figura 3** para MnFe; se observa que los datos $\ln M$ vs. $\ln H$ siguen una buena relación lineal. Un comportamiento similar se observó en la muestra FeCr. El valor de δ determinado de esta manera se presenta en la **tabla 1** para ambas muestras. Nótese que el valor de δ se encuentra en el rango de los observados experimentalmente en sistemas FM (**Collins, 1989**). Además, es coherente con el valor obtenido independientemente al usar la relación de escala $\delta = 1 + \gamma/\beta$ de **Widom (1965)**. Por otro lado, utilizando los valores anteriores para (β, γ) en la relación de escala $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$ de **Rushbrooke (1963)**, se obtuvo el valor del exponente α (**Tabla 1**). La confiabilidad de los anteriores parámetros críticos se examinó a la luz de la hipótesis de escala sistematizada por **Griffiths (1967)**. Dicha hipótesis establece que para un sistema FM, el escalamiento de su ecuación de estado se puede expresar como,

$$M/|t|^\beta = f_{\pm}(H/|t|^{\beta+\gamma}), \quad (14)$$

donde f_{\pm} es una función de escala, los signos más y menos corresponden a temperaturas por encima y por debajo de T_c respectivamente, y $|t| = (T - T_c)/T_c$, de tal manera que una gráfica de $(M/|t|^\beta)$ vs. $(H/|t|^{\beta+\gamma})$ en la región crítica dará dos curvas diferentes, una para $T > T_c$ y la otra para $T < T_c$. Utilizando los valores de (β, γ, T_c) para ambas muestras, se verificó dicha hipótesis de escala para varias temperaturas en el intervalo $|t| \leq 2 \times 10^{-2}$ y $1 \leq H \leq 10$ kOe, y se encontró que los valores de (β, γ) cumplían satisfactoriamente la hipótesis de escala. Esto se ilustra en la **figura 4** para la muestra MnFe. Allí se observa que la variable dependiente escalada $(M/|t|^\beta)$ se expande por lo menos tres órdenes de magnitud y que los datos escalados colapsan bien en dos ramas, una para $T > T_c$ (región paramagnética) y otra para $T < T_c$ (región ferromagnética). En FeCr, los correspondientes datos escalados también presentaron un colapso en dos ramas, que era el esperado de acuerdo a la hipótesis de escala, e indicaba que los valores obtenidos para los exponentes críticos eran confiables dentro del error experimental.

Determinación de los parámetros críticos ($\beta, \delta, T_{c_{prom}}$) usando el método de Campillo et al. (2001)

Este método se aplicó a las muestras de FeCr y FeCo. Los datos experimentales y los numéricos obtenidos a través del ajuste de los datos experimentales usando la ecuación (7) para la $M(T)$ de la muestra FeCr, la cual corresponde a este método, se presentan en la **figura 5**, donde se observa que las curvas de magnetización disminuyen con el aumento

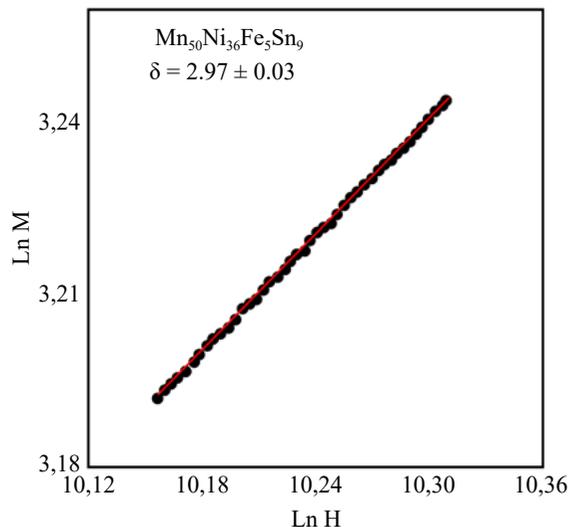


Figura 3. $\ln M$ vs. $\ln H$ a $T = T_c$ para MnFe, de donde se obtuvo el valor de δ . La línea en color rojo corresponde a un ajuste de los datos por el método de mínimos cuadrados.

Tabla 1. Valores para los exponentes (β , γ , δ , α), temperaturas críticas y exponentes (n , N)

Muestra y modelos	Método de Kouvel-Fisher	Método de Campillo-Berger
$\text{Fe}_{65,5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$	$\beta = 0,52 \pm 0,04$; $\gamma = 0,95 \pm 0,03$ $\delta = 3,62 \pm 0,06$; $\alpha = 0,01$ $T_c = 481 \pm 2 \text{ K}$ TGA: $T_c = 445 \pm 5 \text{ K}$ (n , N): Predicción de Franco $n = 0,74$; $N = 1,27$ Experimental $n = 0,55 \pm 0,08$; $N = 0,58 \pm 0,05$	$\beta = 0,41 \pm 0,02$; $\delta = 4,58 \pm 0,46$ $T_{c,\text{prom}} = 461,7 \pm 24,6 \text{ K}$ TGA: $T_c = 445 \pm 5 \text{ K}$ (n , N): Predicción de Franco $n = 0,67$; $N = 1,21$
$[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_5]_{96}\text{Nb}_4$	No hay datos disponibles	$\beta = 0,34 \pm 0,09$; $\delta = 4,50 \pm 0,45$ $T_{c,\text{prom}} = 660 \pm 30 \text{ K}$ TGA: $T_c = 642,8 \pm 0,9 \text{ K}$ (n , N): Predicción de Franco $n = 0,56$; $N = 1,22$ Experimental $n = 0,64 \pm 0,02$; $N = 1,15 \pm 0,09$
$\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$	$\beta = 0,51 \pm 0,03$; $\gamma = 1,09 \pm 0,06$ $\delta = 2,97 \pm 0,03$; $\alpha = -0,11$ $T_c = 318 \pm 8 \text{ K}$ TGA: $T_c = 319 \pm 1 \text{ K}$ (n , N): predicción de Franco $n = 0,68$; $N = 1,33$ Experimental $n = 1,1 \pm 0,1$; $N = 1,3 \pm 0,5$	No hay datos disponibles
3d-Ising	3d-XY	3d-Heisenberg
$\beta = 0,3258 \pm 0,0014$; $\gamma = 1,24$; $\delta = 4,82 \pm 0,01$; $\alpha = 0,10$; $n = 0,572$; $N = 1,21$	$\beta = 0,346 \pm 0,009$; $\gamma = 1,316 \pm 0,009$ $\delta = 4,81 \pm 0,08$; $\alpha = -0,007 \pm 0,009$ $n = 0,61$; $N = 1,21$	$\beta = 0,3645 \pm 0,0025$; $\gamma = 1,39$ $\delta = 4,80 \pm 0,04$; $\alpha = -0,12$ $n = 0,64$; $N = 1,21$
Campo medio $\beta = 0,5$; $\gamma = 1$; $\delta = 3$; $\alpha = 0$ $n = 0,67$; $N = 1,34$		

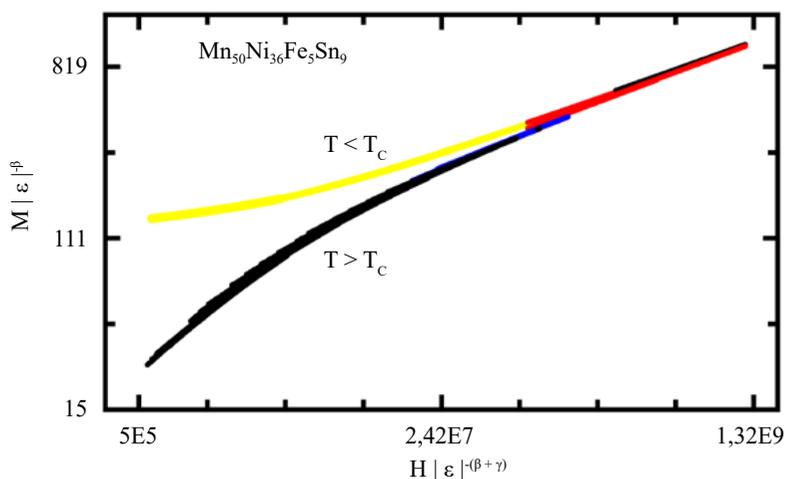


Figura 4. Verificación de la hipótesis de escala de la ecuación de estado magnética para (β , γ) para MnFe

de la temperatura y tienden a cero a través de una pequeña cola. Esa caída de tipo cola se debe tanto a la heterogeneidad magnética de la muestra como al efecto del campo magnético de destruir la transición de fase FM-PM. Resultados similares (no se muestran aquí) se obtuvieron para la muestra de FeCo. Los valores obtenidos por este método para β en función del campo magnético en las dos muestras se ilustran en la **figura 6a, b**, respectivamente. Nótese que β exhibe primero una dependencia notable del campo hasta cierto valor de campo $H_{\text{pequeño}}$ (del orden de 1 kOe en cada muestra). Para $H > 1$ kOe esa dependencia se vuelve muy débil, lo que resulta en un comportamiento casi constante de β en función del campo. En el marco de la precisión experimental, el comportamiento

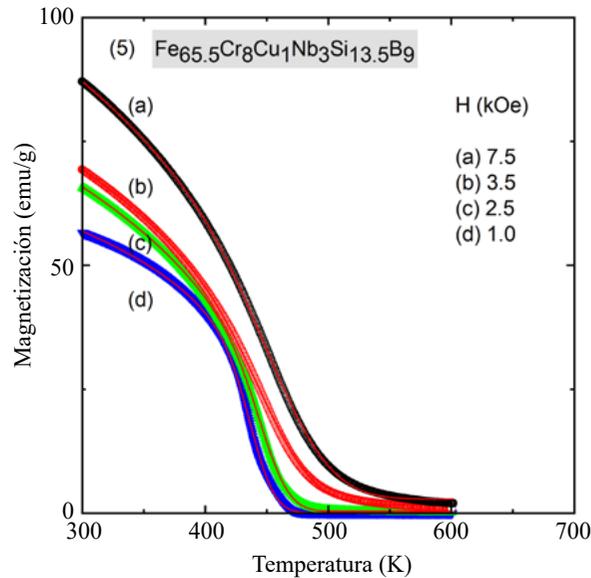


Figura 5. Datos experimentales (símbolos) y ajustados numéricamente (líneas en color rojo) usando la ecuación (7) para M Vs. T en diferentes campos para FeCr

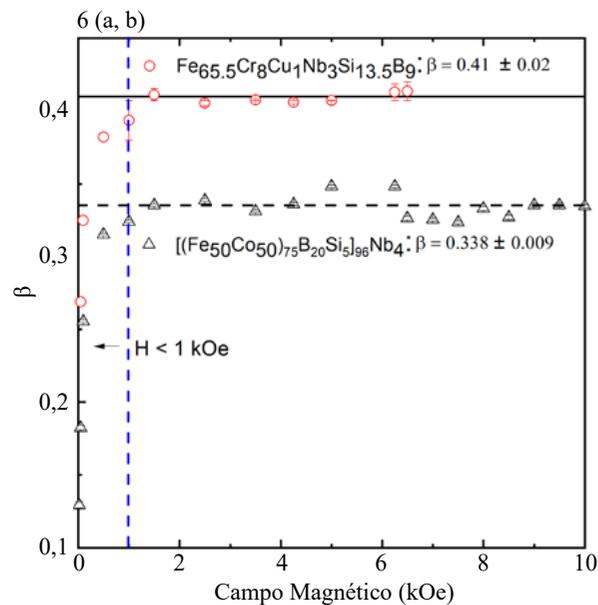


Figura 6. β Vs. H para **a)** FeCr y **b)** FeCo. Las líneas (a) continua y (b) en trazos representan el valor promedio de β obtenido para $H > 1$ kOe.

de $H > 1$ kOe es consistente con el supuesto teórico involucrado en la deducción de la ecuación (7) de que β no depende del campo magnético, aunque el comportamiento para $H < 1$ kOe se desvió de ese supuesto, lo que podría estar asociado con el hecho de que cuando un sistema FM está expuesto a un campo magnético externo, sus dominios no pueden alinearse completamente a lo largo del campo si el campo aplicado es pequeño. Como lo estipuló por primera vez **Kouvel** (1957), y lo reiteró *más tarde* **Aharoni** (1986), una condición esencial para la determinación de exponentes críticos estáticos en sistemas ferromagnéticos es que todos sus dominios estén alineados con el campo magnético aplicado. Siguiendo este supuesto, el exponente β se determinó extrapolando las curvas β Vs. H desde los campos altos ($H > 1$ kOe, región de saturación) hasta el campo cero. Los valores del exponente crítico β obtenidos de esta manera para las diferentes muestras se dan en la **tabla 1**, junto con los valores para δ obtenidos utilizando la ecuación (8). Además, los valores de (β , γ , δ , α) para Fe, Co, y los modelos de Ising, XY, Heisenberg y de campo medio, se incluyeron también en la tabla para comparación. La temperatura promedio $T_{C, prom}$, que en el presente caso correspondió a la temperatura de Curie T_C , es otro parámetro obtenido a partir del ajuste de las curvas de magnetización usando la ecuación (7), cuyos valores se incluyen en la **tabla 1**.

Los valores obtenidos para (β , γ , δ) con los dos *métodos indican que FeCo pertenece a la clase de universalidad 3d-XY con interacciones de corto alcance*, en tanto que FeCr y MnFe pertenecen a la clase de universalidad de campo medio con interacciones de largo alcance. La consistencia entre los valores determinados para (β , γ , δ) por ambos métodos es de especial interés debido a que indica que son confiables, lo que ya se discutió la luz de la hipótesis de escala.

Exponentes críticos y el efecto magneto-calórico

El efecto magneto-calórico de cada muestra se determinó mediante la cuantificación del cambio de entropía magnética isotérmica ΔS_M debido a la aplicación del campo magnético usando la ecuación (9) para diferentes intervalos de campo magnético. En la **figura 7** se presenta un conjunto de curvas $(-\Delta S_{max})$ Vs. T para la muestra de FeCo obtenido como se explicó anteriormente. Cada curva exhibió un máximo localizado en la misma temperatura $T_{(-\Delta S_{max})}$. Cada una de las curvas $(-\Delta S_{max})$ Vs. T de las otras muestras también exhibió un máximo, el cual, como en la muestra de FeCo, se localizó a la misma temperatura $T_{(-\Delta S_{max})}$ la cual difirió para cada muestra. En las tres muestras, la temperatura $T_{(-\Delta S_{max})}$ cayó

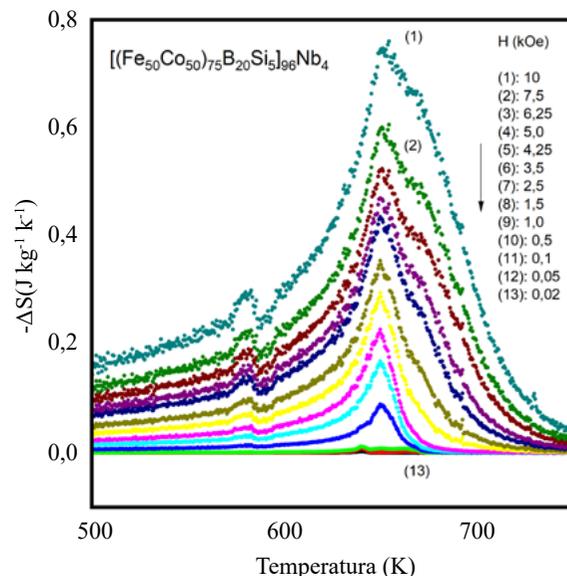


Figura 7. Ilustración de $(-\Delta S_M)$ Vs. T debido a la aplicación del campo magnético en FeCo

en el rango de su correspondiente T_C . Este hecho sugiere que el máximo en las curvas $(-\Delta S_{max})$ Vs. T es una manifestación de la transición de fase continua FM que ocurre en la temperatura crítica T_C en esas muestras y, además, se enmarca en los argumentos teóricos de **Franco et al.** (2009). Por otro lado, la amplitud del máximo $(-\Delta S_{max})$ evaluada en $T_{(-\Delta S_{max})}$ para $\Delta H = 10$ kOe en FeCo, FeCr y MnFe fue de (0,6; 0,75; 0,5) $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$, respectivamente. Otra característica observada en las curvas $(-\Delta S_{max})$ Vs. T fue que el máximo $(-\Delta S_{max})$ era *más amplio en las muestras* de FeCo y FeCr que en la de MnFe. A partir de las curvas $(-\Delta S_{max})$ Vs. T se obtuvo el valor de RCP de cada muestra, calculado según lo estipulado por **Tishin & Spichkin** (2003) como $\text{RCP} = (-\Delta S_{max}) \times \delta T_{\text{FWHM}}$, donde $(-\Delta S_{max})$ es la máxima disminución de entropía con respecto a la temperatura y δT_{FWHM} es el ancho evaluado a la altura media del máximo de entropía. Los valores para RCP obtenidos de esta manera se presentan en la **tabla 2**: los de FeCo, FeCr y MnFe fueron (57,4; 56,6; 25,1) Jkg^{-1} , respectivamente. Las dos primeras muestras, que presentaron la mayor RCP, cumplían mejor con el compromiso entre la magnitud del cambio de entropía magnética y el ancho del máximo requerido para que un material se considere promisorio y pueda aplicarse como uno funcional en la tecnología de refrigeración magnética siguiendo los argumentos teóricos de **Wood & Potter** (1985). Sin embargo, dichos valores para RCP son menores en comparación con los de otras aleaciones como $\text{Gd}_5\text{Ge}_2\text{Si}_2$ (200 Jkg^{-1} a $H = 5\text{T}$) (**Provenzano et al.**, 2004), pero del mismo orden de magnitud para las aleaciones Heusler $\text{Co}_2\text{Ti}_{0,75}\text{Sn}_{1,25}$ (71 Jkg^{-1} a $H = 5\text{T}$), y $\text{Co}_2\text{Ti}_{0,5}\text{Sn}_{1,5}$ (45,2 Jkg^{-1} a $H = 5\text{T}$) (**Remya et al.**, 2021), $\text{Mn}_{39,5}\text{Fe}_{8,5}\text{Ni}_{41}\text{Sn}_{11}$ y $\text{Mn}_{37,5}\text{Fe}_{10,5}\text{Ni}_{41}\text{Sn}_{11}$ (40,2 Jkg^{-1} y 36,7 Jkg^{-1} a $H = 1,4\text{T}$) (**Ghosh et al.**, 2021).

A partir de las gráficas logarítmicas de $(-\Delta S_M)$ y la RCP en función del campo magnético (proceso de linealización no ilustrado aquí), se determinaron los valores para los exponentes n y N , respectivamente (**Tabla 2**). Es de particular interés comparar dichos valores con los de n y N previstos por las ecuaciones (10) y (12), respectivamente. Para la muestra de FeCo, la evaluación de la ecuación (12) usando sus correspondientes valores de (β, δ) y los del modelo 3d-XY predijo un valor de n razonablemente comparable con el determinado experimentalmente a partir de las curvas $(-\Delta S_M)$ Vs. T . Este no fue el caso para las otras muestras, en las que el valor de n previsto por esa ecuación se desvió considerablemente de aquel determinado experimentalmente. Por otro lado, para las muestras de FeCo y MnFe, el uso de la ecuación (12) con sus correspondientes valores de δ predijo un valor de N muy comparable con el determinado experimentalmente a partir de las curvas RCP Vs. T , pero no así para la muestra de FeCr, en la que se registró un notable desvío entre el valor de N previsto y el determinado experimentalmente.

Análisis termogravimétrico TGA y temperatura crítica

La **figura 8a, b** (curvas en color azul) ilustra los termogramas magnéticos de las muestras FeCo y FeCr, respectivamente. Estos se obtuvieron al incrementar la temperatura ambiente de las muestras hasta una alta temperatura a una velocidad de $10\text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$ en una atmósfera de gas de nitrógeno de grado analítico para un campo magnético externo fijo de $H = 2\text{ Oe}$. Las dos muestras presentaron una visible pérdida de peso que se extendió a través de una pequeña cola a medida que la temperatura aumentó. Ese comportamiento es similar a la disminución de tipo cola observada en las curvas de magnetización en las proximidades de

Tabla 2. Comparación de $(-\Delta S_M)$ y (RCP) para las aleaciones bajo estudio

Muestra	Cambio de campo (kOe)	$-\Delta S_M$ ($\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$)	RCP (Jkg^{-1})
$\text{Fe}_{65,5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$	10	0,57	56,6
$[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{30})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{196}]\text{Nb}_4$	10	0,75	57,4
$\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$	10	0,5	25,1

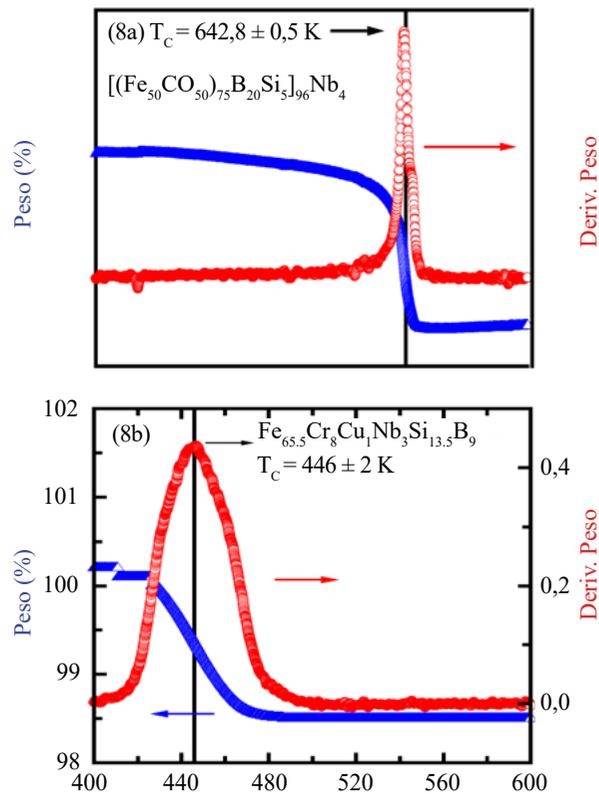


Figura 8. Termograma magnético para a) FeCo y b) FeCr

T_C discutida previamente. Las curvas en color rojo de las anteriores figuras corresponden a la derivada térmica de los termogramas. Cada una de esas derivadas exhibe un máximo relativamente estrecho y bien definido en una cierta temperatura de $T = T_{MAX-TGA}$. En contraste con esos máximos estrechos y bien definidos, un máximo débil en $T_{MAX-TGA}$ se encontró en la derivada térmica del termograma de la muestra de MnFe. Es interesante anotar que cada valor de $T_{MAX-TGA}$ coincidió razonablemente bien (dentro del error experimental) con el correspondiente valor de T_C en campo cero obtenido mediante los métodos de **Kouvel & Fisher** (1964) y **Campillo et al.** (2001). Los máximos observados en esas derivadas son indicios de una transición de fase FM-PM en la proximidad de T_C , y ayudan a determinar esta temperatura. Ello se justificó al considerar la coincidencia entre $T_{MAX-TGA}$ y T_C y porque los sensores de temperatura empleados en los experimentos de magnetización y TGA fueron previamente calibrados. Por otro lado, es factible que el debilitamiento del máximo de la derivada térmica del termograma en la muestra de MnFe no se deba completamente a la destrucción de la transición de fase FM-PM causada por el campo magnético, dado que este campo es muy pequeño, del orden de 2 Oe. Una posible explicación de este comportamiento es que el ordenamiento ferromagnético en esta muestra fue incipiente o débil, lo cual es coherente con estudios de espectroscopia Mössbauer (**Saccone, 2021**) hechos en esa aleación, que mostraron dobletes de interacción cuadrupolar y no sextetos magnéticos bien definidos, e indica que el magnetismo en esa aleación se puede asociar con un acoplamiento ferromagnético entre los elementos de Mn, Ni y Sn.

Exponentes críticos y algunas interacciones magnéticas

Anisotropía magnética y efecto Hall extraordinario. Como se mencionó en la introducción, un aspecto básico de los exponentes críticos es su dependencia del rango de las interacciones magnéticas, y si son de corto o largo alcance. Por ello, el conocimiento sobre la manifestación de las interacciones magnéticas es esencial para entender los valores

asumidos por los exponentes críticos. Entre las diferentes interacciones magnéticas, aquí se abordaron las de intercambio, las de espín-orbita y las de Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida (RKKY) mediante el análisis de los valores asumidos por la temperatura de Curie T_C , de los datos de anisotropía y del efecto Hall, respectivamente, obtenidos experimentalmente. La interacción de intercambio, que es de corto alcance, está íntimamente relacionada con la T_C y la interacción espín-orbita, también de corto alcance, está en el corazón tanto del efecto de anisotropía magnética como del efecto Hall extraordinario. La interacción RKKY, en el camino entre el mediano y el largo alcance, cumple un papel importante en el acoplamiento entre momentos localizados vía los electrones de conducción en metales; es decir, está relacionada con la densidad de los portadores de carga n_c . Con relación a la interacción de intercambio, es importante tener en cuenta que los valores altos de T_C implican interacciones de intercambio fuertes. Así, a partir de la proporcionalidad entre dicha interacción y la T_C (ver los valores de T_C en la **tabla 1**), se pudo establecer que, en el caso presente, la interacción de intercambio fue comparativamente más fuerte en FeCo que en FeCr y MnFe, siendo más débil en MnFe. La interacción espín-orbita siguió un comportamiento similar a la interacción de intercambio en dichas aleaciones, como se explica a continuación.

Los resultados para los ciclos de histéresis axial y transversal en función del campo magnético obtenidos a temperatura ambiente para FeCo y FeCr se ilustran en la **figura 9** a, b, respectivamente, para su comparación. En la **figura 10** a, b, c se presentan las curvas del efecto Hall en función del campo magnético obtenidas a temperatura ambiente para FeCo, FeCr, y MnFe. Los lazos de histéresis exhibieron una clara anisotropía magnética, pues a lo largo de la dirección longitudinal es más fácil magnetizar las muestras que en la dirección transversal. Una estimación de la anisotropía magnética se puede obtener determinando el área incluida entre las curvas de magnetización a lo largo de esas direcciones. En la **figura 9** a, b se observa que el área entre los lazos de histéresis longitudinal y transversal fue mayor en FeCo que en FeCr y, así, la anisotropía magnética fue mayor en FeCo que en FeCr. El ciclo de histéresis (no se muestra aquí) para MnFe también presentó anisotropía magnética, siendo esta levemente menor que la de $\text{Fe}_{65.5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ y la de FeCo. Este hecho sugiere que la interacción espín-órbita fue comparativamente más fuerte en FeCo que en FeCr y MnFe. Por otro lado, tanto la magnetización transversal como las curvas de efecto Hall muestran, primero, una dependencia lineal del campo magnético y su paso por un cambio de pendiente en un cierto valor de campo, H_S , antes de alcanzar, finalmente, la región de saturación en campos magnéticos altos. H_S es el campo que marca el inicio tanto de la región de saturación magnética como de la contribución ordinaria de

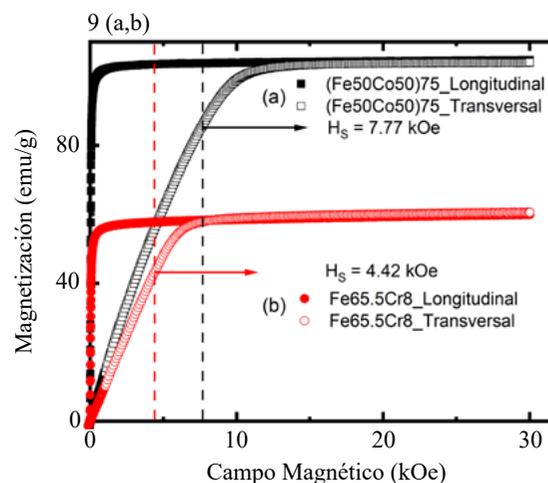


Figura 9. Ciclos de histéresis axial y transversal en función del campo magnético obtenidos a temperatura ambiente para **a)** FeCo y **b)** FeCr

Hall y, así, el final de la contribución extraordinaria de Hall. Este campo está dado como la intersección entre la recta tangente a la curva de efecto Hall en la región de campo pequeño y aquella de campo alto, como se ilustra en la **figura 10 b** (de la misma forma se determinó H_S a partir de las curvas de los ciclos de histéresis de magnetización transversal).

Es interesante observar que en las diferentes aleaciones de estudio, el H_S obtenido del ciclo de histéresis de la magnetización transversal coincidió bastante bien (dentro del error experimental) con el H_S obtenido de las curvas del efecto Hall. Este comportamiento era el esperado debido a que en ambos experimentos el campo magnético se aplicó en la dirección normal de la longitud de las cintas (muestras), e evidenció la gran coherencia entre estos experimentos. Las características de las curvas de efecto Hall descritas estuvieron, generalmente, en buen acuerdo con la siguiente expresión empírica para la resistividad de Hall (**Blundell, 2001**),

$$\rho_H = R_o H + R_e M, \tag{15}$$

donde H es el campo magnético, M es la magnetización, y R_o y R_e son los coeficientes Hall ordinario y extraordinario, respectivamente. Otra característica observada en la **figura 10 a, b, c** es que el cambio en la pendiente de las curvas de Hall fue más evidente en la muestra de MnFe que en las de FeCr y FeCo. El rango de campo en el que ese cambio ocurrió fue *más pequeño* en MnFe que en las otras dos muestras, lo que indica que el valor de H_S hasta donde se extiende la contribución extraordinaria de Hall fue menor en MnFe que en las otras dos muestras. Los valores de R_o y R_e obtenidos de las pendientes de las curvas de la figura 10 a, b, c en las regiones de campo alto ($H > H_S$) y pequeño ($H < H_S$) se presentan en la **tabla 3**. Estos evidenciaron la misma tendencia: en cada muestra,

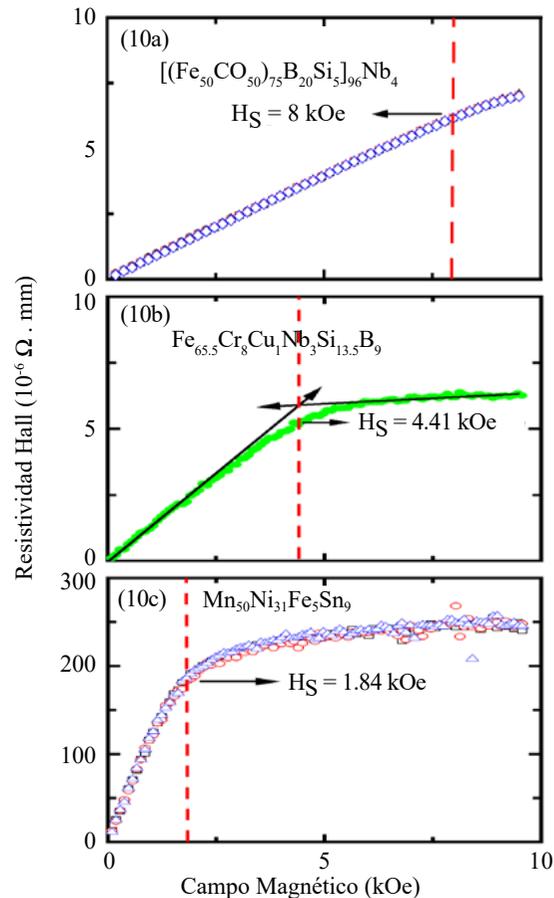


Figura 10. Resistividad Hall *Vs.* H a temperatura ambiente para a) FeCo, b) FeCr, y c) MnFe

Tabla 3. Valores para H_s , coeficientes Hall (R_o , R_e), y densidad de portadores de carga a temperatura ambiente para las aleaciones bajo estudio

Muestra	H_s (kOe)	R_o ($\Omega\text{cm/Oe}$) 10^{-12}	R_e ($\Omega\text{cm/Oe}$) 10^{-10}	$n_{c,CA}$ (cm^{-3}) 10^{19} (campo alto)	$n_{c,CB}$ (cm^{-3}) 10^{18} (campo bajo)
$[(\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50})_{75}\text{B}_{20}\text{Si}_{15}\text{Nb}_4]$	8	-	36	-	0,17
$\text{Fe}_{65,5}\text{Cr}_8\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$	4,42	23	5,7	2,71	1,09
$\text{Mn}_{50}\text{Ni}_{36}\text{Fe}_5\text{Sn}_9$	1,84	0,48	0,52	129	11,8

el valor de R_e fue mayor que el de R_o , lo que se esperaba debido a que en la región de campo pequeño el incremento en la pendiente de la curva se debe al incremento de H y de M , y, así, ambas contribuciones, la extraordinaria y la ordinaria, al efecto Hall están presentes. El incremento en la pendiente de la curva se debe tanto a R_o como a R_e . En la región de campo alto el sistema comenzó a saturar y, por ende, la magnetización M no aumentó más y la pendiente de la curva del efecto Hall se debió solo a la contribución de R_o . Otro hecho que se observa en la **tabla 3** es que $R_e(\text{FeCo}) > R_e(\text{FeCr}) > R_e(\text{MnFe})$. Los valores de R_o presentan la misma tendencia que los de R_e . El signo positivo del efecto Hall indica que los electrones de conducción se comportaron ante el campo eléctrico y magnético como partículas de carga $+e$ y masa efectiva m^* , que ocupan orbitales cerca del máximo de la banda. Eso implica que su comportamiento magneto-eléctrico se desvió de la predicción del modelo de Drude, es decir, que el efecto Hall debería siempre ser negativo para metales simples. Los valores de R_e y R_o fueron del mismo orden de magnitud de los observados experimentalmente para aleaciones basadas en Fe (**Prudnikova et al.**, 1997). En concordancia con los valores de R_e y R_o , la densidad de los portadores $n_{c,cb}$ y $n_{c,ca}$ en campo pequeño y alto, presentaron el siguiente orden (**Tabla 3**): $n_{c,cb}$ y $n_{c,ca}$ de (MnFe) $> n_{c,cb}$ y $n_{c,ca}$ de (FeCr) $> n_{c,cb}$ y $n_{c,ca}$ de (FeCo). Los valores obtenidos para (H_s , R_e , R_o) sugieren que la interacción espín-órbita fue más fuerte en FeCo que en FeCr y MnFe, lo cual es compatible con los resultados de anisotropía de esas muestras discutidos anteriormente (**Figura 9 a, b**). En contraste, la interacción RKKY fue más fuerte en MnFe que en las otras dos muestras, como lo sugiere la mayor densidad de los portadores de carga.

A la luz de estos resultados, puede considerarse que en FeCo las interacciones de intercambio y de espín-órbita fueron suficientemente fuertes como para ubicarlo en la clase de universalidad del modelo 3d-XY con predominio de interacciones de corto alcance. En contraste, en FeCr y MnFe, las interacciones de intercambio y de espín-órbita no fueron suficientemente fuertes, por lo que es razonable considerar que la interacción RKKY estaba activa y predominó en ellas. Como conclusión, puede decirse que la interacción RKKY, que es de mediano a largo alcance, puede contribuir significativamente a causar el comportamiento de campo medio de esas aleaciones.

Conclusiones y otros comentarios

En este estudio se analizaron los exponentes críticos (β , δ , γ), los efectos de anisotropía magnética y Hall, la respuesta magneto-calórica con el exponente n que la caracteriza, y las interacciones magnéticas en muestras de las aleaciones FeCo, FeCr, y MnFe. Los valores determinados para (β , δ , γ) indicaron que FeCo pertenece a la clase de universalidad 3d-XY, mientras que FeCr y MnFe pertenecen a la clase de universalidad de campo medio. Las curvas de magnetización y termo-gravimétricas en presencia de un pequeño campo magnético indicaron un ordenamiento ferromagnético de largo alcance en FeCo y FeCr, y uno ferromagnético incipiente o débil en MnFe. Dicho ordenamiento magnético se acompañó, de alguna manera, por los resultados del efecto Hall, que indicaban en FeCo y FeCr un comportamiento metálico menos fuerte que en MnFe. Además, FeCo y FeCr cumplieron de mejor manera que MnFe los requerimientos de una respuesta magneto-calórica, y pueden considerarse como candidatos potenciales idóneos para emplearse en

la tecnología de refrigeración magnética a temperaturas moderadamente altas. El presente estudio plantea una ruta, indirecta pero basada en técnicas experimentales sencillas y bien establecidas (medidas de magnetización, anisotropía magnética y efecto Hall), para determinar algunas interacciones magnéticas que podrían estar activas en vidrios metálicos y aleaciones Heusler producidas por el método de *melt-spinning*, y para analizar la influencia de tales interacciones sobre los valores de (β, γ, δ) , los cuales están relacionados con la respuesta magneto-calórica de esas aleaciones a través de los exponentes n y N . Esta ruta podría proporcionar un estímulo para que las comunidades de investigadores en materia condensada y magnetismo, especialmente en nuestro país, amplíen el estudio de la física básica de nuevas aleaciones ferromagnéticas blandas para su mejor comprensión y su aplicación en diferentes campos tecnológicos.

Agradecimientos

Este humilde artículo es una bella oportunidad para presentar mis sinceros agradecimientos a todos los integrantes del Grupo de Magnetismo y Materiales Avanzados de la Universidad Nacional de Colombia, Sede Manizales, en particular a Abilo Velásquez, Diego Gómez, Iván Cely, Jessica López, Juanita Hincapié, Jhon Melo, Juan Hernández, Nicolás Salazar y Rafael González, por su valiosa colaboración en el trabajo experimental y el ajuste numérico que le sirvieron de base, así como a los profesores y funcionarios administrativos de la Universidad. En especial, estoy muy agradecido con los profesores Adela Londoño, Álvaro Gómez, Álvaro Pulzara, Bernardo Acevedo, Carlos E. Ruiz, Carlos D. Acosta, César Arango, Constanza Montoya, Diego Chávez, Fabián Serrano, Germán A. Castaño, Edilberto Rojas, Gloria Giraldo, Héctor Barco, Héctor J. Osorio, Jesús Quintero, José H. Parra, José Doria, Neil Guerrero, Oscar Giraldo, Oscar Díaz, Posidia Pineda, Victoria Mejía, y con los funcionarios Ana Ma. Plazas, Beatriz Palacio, Carlos Gómez, Carmenza Villada, Clemencia Gómez, Constanza B. Pérez, Gabriel González, Graciela López, Luz M. Valencia, por su apoyo y colaboración en el desarrollo de mis actividades de docencia, investigación y académico-administrativas. Agradezco también a la Universidad Nacional de Colombia, Sede Manizales, por la financiación para el fortalecimiento del Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados, el cual ha posibilitado el desarrollo de mis actividades de investigación y que en Manizales surja una semilla magnética con pasos magnéticos nacionales e internacionales. A los Profesores Germán Pérez (UV-Colombia), Manuel Vázquez (ICMM, Madrid, España), Fabio D. Saccone (Universidad de Buenos Aires-Argentina), Diego Muraca (Universidad Estadual de Campinas, Brasil), Daniel Salazar (Basque Center for Materials - País Vasco, España), y Dr. Andreas Berger (CIC nanoGUNE-San Sebastián, España) quienes me han colaborado de manera cálida y fructífera, donando una cantidad significativa de muestras, algunas de ellas estudiadas en el presente trabajo. Mi mayor agradecimiento es para mi familia –mi Papá Andrés (a su memoria), Mamá Teresa, Esposa Lucila, Hija Ximena- Martín mi Nieto- Alejandro (su Papá), Hijo César A.- Julieta y Olivia mis Nietas- Catalina (su Mamá)– por su comprensión, generosidad, sabiduría y solidaridad que me han estimulado para seguir los pasos magnéticos de mi formación y mis actividades de docencia, investigación y académico-administrativas.

Conflicto de intereses

El autor declara no tener conflicto de intereses.

Referencias

- Aharoni, A. (1986). A possible interpretation of non-linear Arrots plots. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 58, 297-302. doi: <https://doi.org/10.18257/racefyn.1686>
- Arrott, A., Noakes, J.E. (1967). Approximate equation of state for nickel near its critical temperature. *Physical Review Letters*, 19, 786. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.786>
- Blázquez, J.S., Franco, V., Conde, A., Gottschall, T., Skokov, K.P., Gutfleisch, O. (2016). A unified approach to describe the thermal and magnetic hysteresis in Heusler alloys. *Applied Physics Letters*, 109, 122410-1. <https://doi.org/10.1063/1.4963319>

- Blundell, S.** (2001). *Magnetism in Condensed Matter*. London, Great Britain: Oxford University Press.
- Brück, E.** (2005). Developments in magnetocaloric refrigeration. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(23), R381-R391. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/23/R01>
- Buznikov, N.A., Kurlyandskaya, G. V.** (2019). Magnetoimpedance in Symmetric and Non-Symmetric Nanostructured Multilayers: A Theoretical Study. *Sensors*, 19(8), 1761. <https://doi.org/10.3390/s19081761>
- Campillo, G., Berger, A., Osorio, J., Pearson, J. E., Bader, S. D., Baca, E., Prieto, P.** (2001). Substrate dependence of magnetic properties of $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 237(1), 61-68. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(01\)00482-6](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(01)00482-6)
- Collins, M. F.** (1989). *Magnetic Critical Scattering*. New York, USA: Oxford University Press.
- Franco, V., Conde, A.** (2012). Magnetic refrigerants with continuous phase transitions: Amorphous and nanostructured materials. *Scripta Materialia*, 67, 594-599. <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2012.05.004>
- Franco, V., Blázquez, J.S., Conde, A.** (2006). Field dependence of the magnetocaloric effect in materials with a second order phase transition: A master curve for the magnetic entropy change. *Applied Physics Letters*, 89, 222512. <https://doi.org/10.1063/1.239936>
- Franco, V., Blázquez, J.S., Ingale, B., Conde, A.** (2012). The Magnetocaloric Effect and Magnetic Refrigeration Near Room Temperature: Materials and Models. *Annual Review of Materials Research*, 42, 305-342. <https://doi.org/10.1146/annurevmatsci-062910-100356>
- Franco, V., Conde, A., Kiss, L.F.** (2008). Magnetocaloric response of FeCrB amorphous alloys: Predicting the magnetic entropy change from the Arrott–Noakes equation of state. *Journal of Applied Physics*, 104, 033903. <https://doi.org/10.1063/1.2961310>
- Franco, V., Conde, A., Kuz'min, M.D., Romero-Enrique, J.M.** (2009). The magnetocaloric effect in materials with a second order phase transition: Are TC and Tpeak necessarily coincident?. *Journal of Applied Physics*, 105, 07A917. <https://doi.org/10.1063/1.3063666>
- Ghosh, S., Ghosh, A., Mandal, K.** (2021). Reversible magnetocaloric effect and critical exponent analysis in Mn-Fe-Ni-Sn Heusler alloys. *Journal of Alloys and Compounds*. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.02.269>
- Gómez, M., Rosales-Rivera, A., Pineda-Gómez, P., Muraca, D., Sirkin, H.** (2008). Thermal, structural and magnetic characterization of Co-based alloys. *Microelectronics Journal*, 39, 1242-1244. <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2008.01.088>
- Gonçalves, L.P., Soares, J., Machado, F.A., Rodrigues, A.R.** (2006). Hall and giant magnetoimpedance effects in the $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{5}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ metallic glass. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 3659-3662. <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2006.03.106>
- Griffiths, R.** (1967). Thermodynamic Functions for Fluids and Ferromagnets near the Critical Point. *Physical Review*, 158(5), 176-187. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.158.176>
- Gschneidner, K.A., Pecharsky, J.K.** (2000). Magnetocaloric Materials. *Annual Review of Materials Science*, 30, 387- 429. <https://doi.org/10.1146/annurev.matsci.30.1.387>
- Kadanoff, L. P.** (1976). Scaling, Universality and Operator Algebras. En C. Domb, & M. Green (Edits.), *Phase Transitions and Critical Phenomena*, Vol 5A, p 1 - 34). New York, USA: Academic Press Inc.
- Knobel, M., Pirota, K.R.** (2002). Giant magnetoimpedance: Concepts and recent progress. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245, 33-40.
- Knobel, M., Vázquez, M., Krauss, L.** (2003). Giant magneto impedance. En *Handbook of Magnetic Materials* (Vol. 15, págs. 1- 9). Amsterdam: K. H. Buschow, Ed. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier.
- Kouvel, J.S.** (1957). *Methods for determining the Curie temperature of a ferromagnet*. Report No.57-RL-1799, General Electric Research Lab.
- Kouvel, J.S., Fisher, M.E.** (1964). Detailed Magnetic Behavior of Nickel Near its Curie Point. *Physical Review*, 136, A1626. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.136.A1626>
- Luo, Q., Zhao, D. Q., Pan, M.X., Wang, W.H.** (2006). Magnetocaloric effect in Gd-based bulk metallic glasses. *Applied Physics Letters*, 89, 081914:1-3. <https://doi.org/10.1063/1.2338770>
- Machado, F. A., Da Silva, B. L., Montarroyos, E.** (1993). Magneto-resistance of the random anisotropic $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ alloy. *Journal of Applied Physics*, 73, Art. no. 6387. <https://doi.org/10.1063/1.352659>
- Machado, F.A., Martins, C.S., Rezende, S.M.** (1995). Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloy $\text{Co}_{75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. *Physical Review B*, 51, Art. no. 3926. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.3926>

- Makhotkin, V. E., Shurukhin, B. P., Lopatin, V. A., Marchukov, P. Y., Levin, Y. K.** (1991). Magnetic field sensors based on amorphous ribbons. *Sens. Actuators. A. Physics*, 27, 759-762. doi: <https://doi.org/10.18257/racefyn.1686>
- Melnikov, G.Y., Lepalovsky, V.N., Kurlyandskaya, G.V.** (2022). GMI-Detection of a Magnetic Composite Imitating a Blood Vessel Clot. *Russian Physics Journal*, 64, 1880-1885. <https://doi.org/10.1007/s11182-022-02536-1>
- Melo-Quintero, J.J., Rosales-Rivera, A., Giraldo-Daza, H.** (2010). Hall effect and resistivity measurements in CoFe-based amorphous magnetic alloys. *Momento, Revista de Física*, 41, 37-48.
- Panina, L. V., Mohri, K., Bushida K., Noda, M.** (1994). Ultrasoft finemet thin films for magneto-impedance microsensors. *Journal of Applied Physics*, 76, Art. no. 074010.
- Phan, M.H., Peng, H.** (2008). Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. *Progress in Material Science*, 53, 323-420. <https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2007.05.003>
- Provenzano, V., Shapiro, A.J., Shull, R.D.** (2004). Reduction of hysteresis losses in the magnetic refrigerant Gd₅Ge₂Si₂ by the addition of iron. *Nature*, 429, 853-857. <https://doi.org/10.1038/nature02657>
- Prudnikova, M.V., Kozlova, T.M., Prudnikov, V.N., Granosky, A.B.** (1997). Hall effect and magnetoresistance in rapidly quenched FeB ribbons. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 166, 201-206. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(96\)00500-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(96)00500-8)
- Remya, U.D., Athul, S.R., Arun, K., Swathi, S., Dzubinska, A., Reiffers, M., Ramamoorthi, N.** (2021). Investigations on magnetic, magnetocaloric and transport properties of Co₂Ti_{1-x}Sn_{1+x} (x = 0.25, 0.5). *National Conference on Physics and Chemistry of Materials: NCPCM2020*. 2369, pág. 020086. India: AIP Conference Proceedings. <https://doi.org/10.1063/5.0061244>
- Rosales-Rivera, A., González-Sánchez, R. F., Hernández-Parra, J. C., Velásquez-Salazar, A., Saccone, F. D.** (2019). Shifting from Ising model to Heisenberg model critical behavior and the departure from these models in Fe_{73.5-x}Cr_xCu₁Nb₃Si_{13.5}B₉. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 482, 251-261. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.03.031>
- Rosales-Rivera, A., González-Sánchez, R. F., Velásquez-Salazar, A. A., López-Tabares, J., Salazar-Henao, N. A., Gómez-Montoya, D. F., Saccone, F. D.** (2021). Magnetic Critical Behavior, Hall and Magneto-Impedance Effects in Fe-Co-Based Metallic Glasses *IEEE Transactions on Magnetics*, 57(2), 4400206. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2020.3013294>
- Rosales-Rivera, A., Moscoso-Londoño, O., Muraca, D.** (2012). Magnetization dynamics and magnetic hardening in amorphous FeBSi alloys. *Revista Mexicana de Física*, 58(2), 155-159.
- Rosales-Rivera, A., Valencia, V. H., Pineda-Gómez, P.** (2007). Three-peak behavior in giant magnetoimpedance effect in Fe_{73.5-x}Cr_xNb₃Cu₁Si_{13.5}B₉ amorphous ribbons. *Physica B*, 398, 252-255. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2007.04.026>
- Rosales-Rivera, A., Valencia, V. H., Quintero, D. L., Pineda-Gómez, P., Gómez, M. M.** (2006). Thermal, magnetic, and structural properties of soft magnetic FeCrNbCuSiB alloy ribbons. *Physica B*, 384, 169-171. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2006.05.217>
- Rushbrooke, G.S.** (1963). On the Thermodynamics of the Critical Region for the Ising Problem. *The Journal of Chemical Physics*, 39(3), 842. <https://doi.org/10.1063/1.1734338>
- Saccone, F.D.** (2021). *Estudio de espectroscopia Mössbauer en aleaciones Heusler Mn50Ni41-xFexSn9 con x = 0, 5, y 10*. Escrito-correo electrónico, Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires C1063ACV, Argentina, Física, Facultad de Ingeniería. Obtenido de fsaccone@fi.uba.ar
- Tishin, A.M., Spichkin, Y.I.** (2003). *The Magnetocaloric Effect and its Applications*. Bristol, Great Britain: Institute of Physics.
- Wang, D., Peng, K., Gu, B., Han, Z., Tang, S., Qin, W., Du, Y.** (2003). Influence of annealing on the magnetic entropy changes in FeMoZrNbBCu amorphous ribbons. *Journal of Alloys and Compounds*, 358, 312-315. [https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(03\)00075-6](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(03)00075-6)
- Widom, B.** (1965). Equation of State in the Neighborhood of the Critical Point. *The Journal of Chemical Physics*, 43(11), 3898. <https://doi.org/10.1063/1.1696618>
- Wilson, K. G. & Kogut, J.** (1974). The renormalization group and the ϵ -expansion. *Physics Report*, 12C(2), 75-200.
- Wood, M. E. & Potter, W. H.** (1985). General analysis of magnetic refrigeration and its optimization using a new concept: maximization of refrigerant capacity. *Cryogenics*, 25(12), 667-683. [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(85\)90187-0](https://doi.org/10.1016/0011-2275(85)90187-0)
- Yang, Z., Chlenova, A.A., Golubeva, E.V., Volchkov, S.O., Guo, P., Shcherbinin, S.V., Kurlyandskaya, G.V.** (2019). Magnetoimpedance Effect in the Ribbon-Based Patterned Soft Ferromagnetic Meander-Shaped Elements for Sensor Application. *Sensors*, 19(11), 2468 10.3390/s19112468. <https://doi.org/10.3390/s19112468>

-
- Yang, Z., Lei, J., Lei, C., Zhou, Y., Wang, T.** (2014). Effect of magnetic field annealing and size on the giant magnetoimpedance in micro-patterned Co-based ribbon with a meander structure. *Applied Physics A*, 116, 1847-1851. <https://doi.org/10.1007/s00339-014-8343-1>
- Yeomans, J.M.** (1992). *Statistical Mechanics of Phase Transitions*. New York, USA: Oxford University Press Inc.
- Zou, J., Chen, Y., Li, X., Song, Y., Zhao, Z.** (2019). Observation of the transition state of domain wall displacement and GMI effect of FINEMET/graphene composite ribbons. *RSC Advances*, 9 (67), 39133-39142. <https://doi.org/10.1039/c9ra07642e>