

71
26j



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE QUIMICA

DETERMINACION EXPERIMENTAL DE PAR-
METROS DE SUSCEPTIBILIDAD UTILIZANDO
EL MEDIDOR DE IMPEDANCIAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

Q U I M I C O

P R E S E N T A :

MARIA TERESA UTUSASTEGUI LOMELI

MEXICO, D. F.

1987.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está 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.

I N D I C E

Pg.

INTRODUCCION

CAPITULO I GENERALIDADES DE LAS PROPIEDADES MAGNETICAS.

1.1 Magnitudes fundamentales.	1
1.2 Propiedades diamagnéticas.	7
1.3 Propiedades paramagnéticas.	15
1.4 Propiedades ferromagnéticas.	22

CAPITULO II PARTE EXPERIMENTAL

2.1 Introducción	37
2.2 Objetivo	37
2.3 Fundamento teórico.	38
2.4 Material y equipo empleado.	45
2.5 Actividades desarrolladas.	49
2.6 Cálculos y resultados.	60
2.6.1 Cálculo de K_m (permeabilidad relativa) y X_m (susceptibilidad magnética).	61
2.6.2 Cuadro de comparación de las X_m (susceptibilidad magnética).	67
2.6.3 Cálculo de H (campo magnético) para las bobinas 1 y 2 a diferentes intensidades de corriente.	69

	Pág.
2.6.4 Cálculo de M (vector de magnetización) y b (inducción magnética) para cada muestra.	71
2.6.5 Cálculo de la pendiente (X_m) por el método de "cuadrados mínimos".	92
2.6.6 Gráficas de los datos obtenidos.	111
CAPITULO III INSTRUCTIVO DE LA PRACTICA	147
CAPITULO IV CONCLUSIONES.	154
CAPITULO V INFORMACION BIBLIOGRAFICA REFERENTE AL TEMA.	160
CAPITULO VI BIBLIOGRAFIA.	176

INTRODUCCION

La tesis tiene como fin, desarrollar una práctica con la que se pueda enriquecer el manual de laboratorio de electromagnetismo que se imparte en la Facultad de Química y el de emplear básicamente el medidor de impedancias digital modelo 254 de Electro Scientific Industries, Inc. que existe en dicho laboratorio.

Como la clasificación más general de propiedades magnéticas de los materiales está dada en función de la susceptibilidad magnética, se pensó en idear una práctica en la que el objetivo principal fuera la determinación de la susceptibilidad magnética (χ_m) por el método indirecto de la determinación de la inductancia magnética (K_m), para lo cual se emplearon algunos materiales sólidos de muy bajo costo.

El diseño del experimento incluye: diseño de bobinas, selección del calibre del alambre, selección de muestras, elección de temperaturas, adecuación a las limitantes del tiempo y optimización del material ya existente.

Para el tratamiento de datos, así como los ajustes por "cuadrados mínimos", se utilizaron las computadoras de bolsillo Hewlett-Packard y TRS-80 Radio-Shack, respectivamente.

Como complementación de la tesis se obtuvo información bibliográfica del centro de Información Científica y Humanística de la U.N.A.M. sobre artículos referentes a la susceptibilidad magnética. Esta información abarca los años de 1976 a 1985, y procede de los bancos de información ERIC (Education Resource Institute Center) e INSP (Instituto de Información Física).

Los artículos ahí tratados son muy variados y en la mayoría de ellos se habla de las determinaciones de la susceptibilidad magnética, por ejemplo: para aleaciones de cobre templadas rápidamente; para las muestras de fierro grado técnico conteniendo escandio disuelto de 0.001 a 0.3 % de masa; para las sales de sulfato de cobre. Otros artículos hablan de: que la porosidad en los materiales ferromagnéticos causa una disminución en la susceptibilidad magnética; del diagnóstico activo del fierro humano almacenado por medidas de la susceptibilidad magnética hepática, y únicamente dentro de todos los artículos existe uno, que trata de los cambios en la susceptibilidad magnética como una función de la transformación estructural con esfuerzo inducido en acero inoxidable tipo 304 a 4 °K, que han sido observados usando una técnica de inductancia mutua con medidas simultáneas de fatiga y tensión.

Finalmente, con respecto al método indirecto utilizando la inducción magnética (K_m) para la determinación de la susceptibilidad magnética (X_m), en la información bibliográfica adquirida; no se encuentra artículo alguno reportado.

CAPITULO I GENERALIDADES DE LAS PROPIEDADES MAGNETICAS.

1.1 Magnitudes fundamentales.

Una barra imantada tiene dos polos: el polo norte y el polo sur. La aparición de dos polos se denomina polari-
zación magnética.

Supongamos que en un extremo de la barra imantada se concentra todo el magnetismo norte y en el otro extremo to
do el magnetismo sur. Al designar por m la carga magnética en cada polo del imán dado y por l la distancia entre éstos, obtenemos el producto

$$P = m l \quad (1)$$

que se llama momento magnético del imán. Si designamos por S la sección transversal de la barra imantada y por ρ la densidad superficial de la carga magnética, obtenemos $m = \rho S$ y el momento magnético será

$$P = m l = \rho S l \quad (2)$$

Se llama magnetización al momento magnético referido a la unidad de volumen y se designa con la letra M . A partir de la fórmula

$$M = \frac{P}{S l} = \rho \quad (3)$$

se infiere que la magnetización es igual a la densidad superficial de la carga magnética en los extremos de la barra. La magnitud M se mide en A/m. Empleando la fórmula (3) puede obtenerse el momento magnético por 1 g de sustancia

$$\rho = \frac{\mu_0 M}{d} \quad (4)$$

donde d es la densidad del metal, y μ_0 , la constante magnética igual a la permeabilidad del vacío, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. La dimensión de ρ es T .cm³/g.

Entre la intensidad del campo magnético H en que el cuerpo se imanta y su magnetización existe la siguiente relación:

$$M = X_m H \quad (5)$$

Las magnitudes M y H están relacionadas por el coeficiente X_m que se denomina susceptibilidad magnética.

Entre las susceptibilidades de un mol X_A (m³.mol⁻¹), un kilogramo X_g (m³.kg⁻¹) y un metro cúbico X_m existe la siguiente relación:

$$X_g = X_m/d \quad \text{y} \quad X_A = X_m V = X_g A \quad (6)$$

donde d es la densidad; V , el volumen atómico, y A , la masa atómica.

Los elementos metálicos de acuerdo con su magnetismo pueden subdividirse en dos grandes clases: 1) magnéticamente desordenados y 2) magnéticamente ordenados. La primera

clase abarca los metales diamagnéticos y paramagnéticos, y la segunda, los ferromagnéticos y antiferromagnéticos.

La susceptibilidad magnética de los metales de la primera clase es sumamente pequeña (del orden de 10^{-5} - 10^{-6}) y es una magnitud constante en condiciones ordinarias que no depende del valor del campo aplicado H . Para los metales paramagnéticos X_m es una magnitud positiva, y para los diamagnéticos, negativa. Esto corresponde al hecho de que la magnetización de los metales paramagnéticos coincide por su dirección con el campo, mientras que para los diamagnéticos la magnetización viene dirigida al encuentro del campo.

Los momentos magnéticos elementales de los metales de la primera clase están distribuidos caóticamente en el espacio (fig. 1,a), mientras que en los metales de la segunda clase la disposición de los momentos es ordenada (fig. 1,b y c). Los mencionados tipos de ordenación existen no sólo entre los metales puros, sino también entre sus aleaciones. También hay tipos más complicados de ordenación magnética, en particular, entre los metales de las tierras raras. En compuestos iónicos, en una serie de casos, tiene lugar el ferrimagnetismo (fig. 1,d), o sea, antiferromagnetismo no compensado.

El compuesto natural magnetita Fe_3O_4 o $Fe_2O_3 \cdot X FeO$ conocido desde los tiempos de antaño es un ferrimagnético.

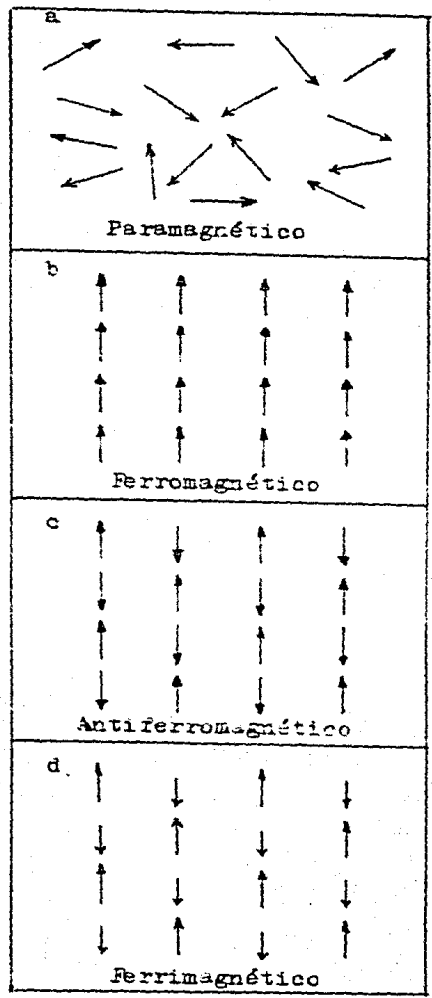


Fig. 1 Esquema de ordenación de los momentos atómicos.

Dicho compuesto presenta la estructura de espinela invertida. En él, los iones de oxígeno sustancialmente mayores que los iones de hierro, forman una red centrada en las caras. La red contiene poros tetraédricos (A) y octaédricos (B) rodeados por los iones oxígeno. En el compuesto Fe_3O_4 los iones trivalentes Fe^{3+} cuya cantidad es dos veces mayor que la de los iones divalentes Fe^{2+} vienen distribuidos en partes iguales entre los poros A y B. Los momentos magnéticos de los iones Fe^{3+} que se encuentran en los poros A y B son antiparalelos y se compensan recíprocamente, es decir, su momento común es igual a cero. Los iones divalentes Fe^{2+} están ubicados en los poros B y tan sólo estos iones crean el momento magnético total del compuesto Fe_3O_4 . Puesto que un ión Fe^{2+} por molécula da cuatro magnetones de Bohr, resulta que, según el cálculo, en este compuesto a un átomo de hierro le corresponde el momento medio $\mu_m = \frac{4}{3} \mu_B$, o bien $1.33 \mu_B$, lo que es próximo al valor experimental igual a $1.36 \mu_B$.

El comportamiento magnético de los antiferromagnéticos en los campos no muy intensos se aproxima al comportamiento de los paramagnéticos, mientras que los ferrimagnéticos por su conducta son próximos a los ferromagnéticos.

En cuanto a los metales ferromagnéticos, éstos se magnetizan muy fuertemente al introducirlos en un campo magnético de intensidad relativamente pequeña. Estos metales poseen alta susceptibilidad magnética.

En el sistema periódico de los elementos, los primeros diez grupos de elementos son paramagnéticos (Cr, Mn, Fe, Co, Ni y lantánidos), los demás son diamagnéticos.

Se puede considerar que las propiedades magnéticas de los metales y de sus aleaciones vienen condicionadas por el momento magnético del electrón. El momento magnético del núcleo es casi 2000 veces menor que el del electrón.

Una serie de fenómenos físicos, en particular, los magnéticos, se describen bien por el modelo del átomo de Bohr. A los momentos magnéticos creados por la rotación del electrón en su órbita y alrededor de su eje, se denominarán orbitales y de espín.

Este modelo admite que la rotación del electrón alrededor de su propio eje engendra el momento mecánico de cantidad de movimiento (espín) p paralelo a este eje:

$$p = \pm \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} \quad (7)$$

donde $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ J. s (constante de Planck).

Dos signos en la expresión (7) indican que el espín puede tener solamente dos orientaciones con respecto al campo magnético externo. Al espín del electrón le corresponde el momento magnético, el llamado magnetón de Bohr μ_B :

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m} = 0.9274 \cdot 10^{-23} \text{ J.T}^{-1} \quad (8)$$

donde e y m son la carga y la masa del electrón en reposo.

El magnetón de Bohr se toma por unidad atómica del momento magnético.

De las fórmulas (7) y (8) se infiere que la relación entre el momento mecánico y el magnético del espín es

$$\mu_B/p = e/m \quad (9)$$

1.2 Propiedades diamagnéticas.

El diamagnetismo de los metales y sus aleaciones se determina fundamentalmente por la susceptibilidad magnética de la red.

Dicha propiedad viene condicionada por los momentos orbitales de los electrones que pertenecen a los iones del metal, los cuales se disponen en los nodos de la red. Los electrones que no forman parte del nodo de la red poseen el momento diamagnético y el paramagnético, predominando éste último, siendo por ésta razón dichos electrones paramagnéticos.

Si un electrón con la carga e que se desplaza por una órbita circular de radio r con la frecuencia ν . Su momento magnético es

$$\mathcal{M} = e \nu \pi r^2 \quad (10)$$

Al adoptar que $v = \omega r$ y $\omega = 2\pi\nu$, donde v y ω son las velocidades lineal y angular, respectivamente, obtenemos

$$M_b = \frac{e \omega}{2 \pi} \pi r^2 = \frac{e \omega r^2}{2} = \frac{e v r}{2} = \frac{e}{2 m} m v r = \frac{e}{2 m} \rho \quad (11)$$

donde m es la masa del electrón y $\rho = m v r$, el momento de la cantidad de movimiento del electrón por la órbita o el momento orbital.

$$M_b / \rho = e / 2m \quad (12)$$

Al comparar esta expresión con la (9), se ve que la relación entre los momentos orbitales (el magnético y el mecánico) es dos veces menor que la relación de los momentos de espín. A base de ésta relación se determina cuál de los momentos magnéticos: el orbital o el de espín, condiciona el magnetismo de tal o cual sustancia. Esta relación puede obtenerse por vía experimental. Si su valor se encuentra entre 1 y 2, esto significa que el magnetismo del cuerpo viene - condicionado parcialmente por los momentos de espín y parcialmente por los orbitales.

El diamagnetismo se presenta cuando se superpone el campo magnético debido a la inaucción electromagnética, generando un momento magnético adicional ΔM_b dirigido en contra del campo. La superposición del campo provoca la variación de la velocidad angular $\Delta \omega$ y

$$\Delta M_b = 0.5 e r^2 \Delta \omega \quad (13)$$

Haciendo uso del modelo planetario de Bohr (fig. 2) se puede

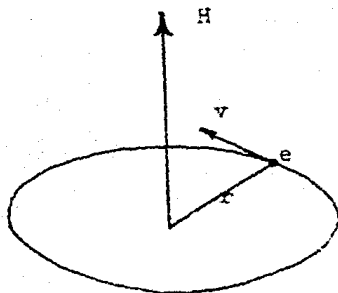


Fig. 2 Electrón que se desplaza por una órbita circular en el campo H .

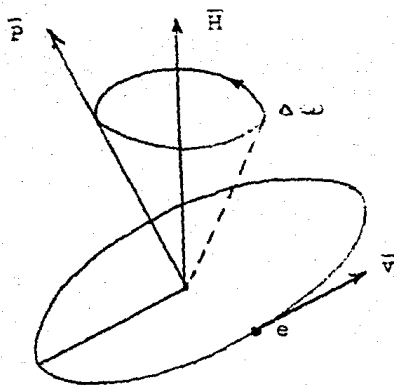


Fig. 3 Precisión de la órbita con el electrón e en rotación alrededor del vector del campo H .

calcular la fuerza centrípeta f en ausencia del campo su variación Δf en el campo H (Δf se denomina fuerza de Lorentz). Se admite que el radio de la órbita es invariable

$$f = \frac{mv^2}{r}, \quad \Delta f = \mu_0 evH \quad (14)$$

f y Δf se dirigen a lo largo del radio de la órbita.

Si la velocidad del electrón durante la superposición del campo H es igual a v_1

$$\Delta f = \frac{mv_1^2}{r} - \frac{mv^2}{r} = \mu_0 evH \approx - \frac{2mv}{r} \Delta v \quad (15)$$

Aquí se toma que $v_1 + v \approx 2v$, puesto que v_1 supera insignifican-
tamente v , mientras que $v_1 - v = \Delta v$. De aquí

$$\Delta \omega = \frac{\Delta v}{r} = \frac{\mu_0 eH}{2m} \quad (16)$$

Por medio de la sustitución de la fórmula (16) en la (13), obtenemos para un electrón en rotación

$$\Delta \mathcal{M}_e = - \frac{er^2}{2} \frac{\mu_0 eH}{2m} = - \frac{\mu_0 e^2 r^2}{4m} H \quad (17)$$

Para un átomo (un ión en el nodo de la red)

$$\Delta \mathcal{M}_{at} = - \frac{\mu_0 e^2 H}{4m} \sum_{i=1}^z r_i^2 \quad (18)$$

Aquí r_i es el radio de la órbita de cada uno de los z electrones que pertenecen a un ión. La adición se efectúa

desde $i = 1$ hasta $i = z$. Con el fin de pasar a $\Delta \mathcal{M}$ (por l átomo-g o mol), es necesario multiplicar $\Delta \mathcal{M}_{at}$ por el número de Avogadro N . La susceptibilidad diamagnética, m^3/mol

$$X_A = \frac{\Delta \mathcal{M}_A}{H} = - \frac{\mu_0 N e^2}{6m} \sum_{i=1}^z \bar{r}_i^2 \quad (19)$$

En el denominador, en lugar de 4 se ha introducido el factor 6, es decir, el valor de X_A ha disminuido una vez y media, puesto que en el modelo se admite que todas las orientaciones de las órbitas tienen igual probabilidad y que, en promedio $\bar{r}_i^2 = \frac{2}{3} r_i^2$, donde \bar{r}^2 es el cuadrado medio de distancia entre el electrón y el núcleo.

En la fórmula 19 $\sum \bar{r}_i^2$ representa la suma de los valores medios de los cuadrados de las proyecciones de los radios vectores de las órbitas sobre el plano perpendicular a la dirección del campo.

Todos los valores ante la suma son conocidos y si se toma que $r_i \approx 10^{-8}$ cm y $\sum_{i=1}^z \bar{r}_i^2 \approx z \cdot 10^{-13}$ cm, resulta que

$$X_A = (-2.8z \cdot 10^{-6}) 4\pi 10^{-3} \quad (20)$$

En la deducción de la correlación (16) se ha considerado que el campo H es perpendicular al plano de la órbita del electrón. En el caso general, la órbita está inclinada

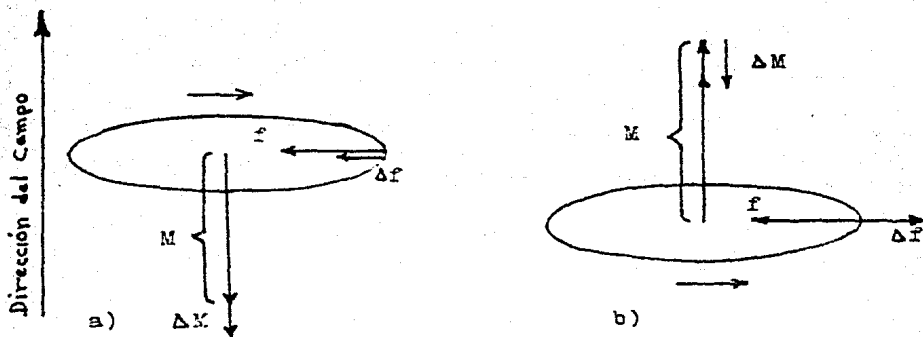


Fig. 4 Esquema de formación del momento diamagnético $-2 \Delta M$
 (f y Δf son la fuerza de Lorentz y su variación)

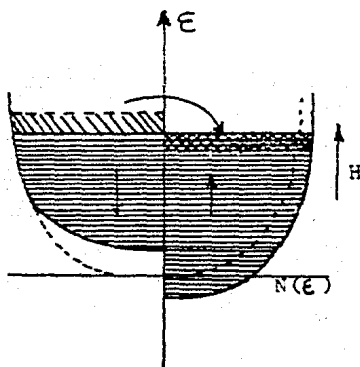


Fig. 5 Distribución de los electrones que no pertenecen a la red antes de la superposición del campo H (línea de trazos) y después de superponerlo (línea continua)

da al campo (fig. 3), a consecuencia de lo cual ella realiza el movimiento de precesión (se mueve como un trompo alrededor de la dirección del campo, es decir, la normal al plano de la órbita P describe un cono alrededor de la dirección H). Dicho movimiento de la órbita lleva el nombre de precesión de Larmor. Del teorema de Larmor se deduce que el movimiento del electrón en el átomo bajo la acción del campo magnético H respecto a la dirección H se lleva a cabo de la misma manera que en ausencia del campo. En éste caso tiene lugar tan sólo la precesión general, debido a la cual la frecuencia angular varía en un valor de $\Delta\omega_L$, con la particularidad de que $\Delta\omega_L = \Delta\omega$ de la fórmula (16).

En la fig. 4 se representa el esquema de la formación del momento diamagnético. Se muestra la rotación de dos electrones en sentidos opuestos (fig. 4, a y b). Independientemente de la dirección del momento magnético \mathcal{M} , el momento inducido será dirigido en contra del campo, o sea, en ambos casos aparecerá la componente diamagnética. Como quiera que en el esquema (fig. 4) tiene lugar la compensación de dos momentos iguales, pero opuestos por su signo ($+\mathcal{M}, -\mathcal{M}$), el diamagnetismo se engendra bajo la acción del campo también en ausencia de un momento magnético propio.

Partimos de que en la fig. 4 las dos órbitas pertenecen a un solo átomo. En éste caso, en el campo magnético di-

cho átomo neutro presentará un diamagnetismo igual a $-2\Delta M$, ya que ambos vectores ΔM tienen una misma dirección (en contra del campo). Son diamagnéticos típicos los gases nobles que constan de átomos con envolturas electrónicas completas. Los momentos magnéticos de los electrones están compensados y esta es la razón de que los gases nobles no tienen su momento magnético propio. Cualquier elemento es diamagnético si el grado de su ionización es tal que la envoltura electrónica de su átomo es la misma que la del átomo de un gas noble por ejemplo, el sodio monovalente debe ionizarse una vez (hasta Na^+) y el calcio divalente dos veces (hasta Ca^{2+}), para que sus iones lleguen a ser diamagnéticos, aun que el sodio y el calcio metálicos neutros son paramagnéticos. Los valores de la susceptibilidad diamagnética calculados a base de la fórmula (19) coinciden bien con los experimentales para los gases nobles y los metales ionizados (en sales, soluciones, etc.). Se puede considerar que los iones que forman la red espacial de los metales poseen la misma susceptibilidad diamagnética que los iones de estos metales en sales o en soluciones acuosas.

A partir de la fórmula (19) se infiere que la susceptibilidad diamagnética de los átomos o de los iones no depende de la temperatura. En la primera aproximación lo mismo se refiere también a la susceptibilidad paramagnética de los electrones de conducción. Como resultado, la susceptibilidad de

la mayoría de los metales diamagnéticos verdaderos tampoco depende de la temperatura, que es independiente de la intensidad del campo magnético. Sin embargo, a temperaturas bajas, en las proximidades del cero absoluto, la susceptibilidad del bismuto, del cinc, del estanio, del berilio, del magnesio, del indio, del cadmio, del galio y del grafito varía periódicamente en función de la intensidad del campo.

De lo expuesto anteriormente se ve que la susceptibilidad diamagnética es una susceptibilidad inducida. Por consiguiente, el diamagnetismo es un fenómeno universal. Si alguna sustancia presenta susceptibilidad positiva (un paramagnético, un ferromagnético, etc.), esto significa que la aportación del diamagnetismo es relativamente pequeña.

1.3 Propiedades paramagnéticas.

La particularidad característica de los cuerpos paramagnéticos es el que sus átomos poseen un momento magnético constante propio que no depende de si se le aplica o no desde el exterior un campo magnético. En ausencia del campo dichos cuerpos son amagnéticos, porque, debido al movimiento térmico, se establece una distribución caótica de la orientación espacial de los momentos magnéticos elementales que se neutralizan recíprocamente. De este modo, la imantación de

un cuerpo paramagnético, al aumentar la intensidad del campo, se reduce, a que el campo magnético orienta en una misma dirección los momentos atómicos, superando la acción desorientadora del movimiento térmico. De aquí se infiere que la susceptibilidad de un cuerpo paramagnético depende de la temperatura.

La energía del momento elemental μ ¹ en el campo H es igual a

$$U = -\mu_0 \mu H \cos \theta \quad (21)$$

Aquí θ es el ángulo entre H y μ ; μ_0 es la constante magnética. El signo "menos" indica que la energía del átomo con el momento μ disminuye si H y μ coinciden por su dirección --- ($\cos \theta = 1$ para $\theta = 0$), y aumenta si éstos son antiparalelos ($\cos \theta = -1$ para $\theta = 180^\circ$). En el segundo caso la energía U es positiva.

La probabilidad P de aparición de las orientaciones en el campo H a la temperatura T es igual a

$$P = A e^{\frac{\mu_0 \mu H \cos \theta}{kT}} = A e^{\beta \cos \theta} \quad (22)$$

donde A es una constante independiente de la temperatura;

$$\beta = \mu_0 \mu H / kT.$$

Para calcular el momento medio $\mu_{med} = \overline{\mu \cos \theta}$ es necesari-

¹ El momento magnético μ está expresado en J/T.

rio hallar el valor del $\cos \theta$ medio. Con este fin se hará uso de:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i e^{-E_i/kT}}{\sum_i e^{-E_i/kT}}$$

$$\mu_{\text{med}} = \mu \frac{\int_0^\pi \cos \theta e^{\beta \cos \theta} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{\beta \cos \theta} \sin \theta d\theta} \quad (23)$$

La resolución lleva a la siguiente relación:

$$\mu_{\text{med}} = \mu \left(\frac{e^\beta + e^{-\beta}}{e^\beta - e^{-\beta}} - \frac{1}{\beta} \right) = \mu \left(\text{cth} \beta - \frac{1}{\beta} \right) \quad (24)$$

Para β de valor pequeño

$$\text{cth} \beta = \frac{1}{\beta} + \frac{\beta}{3} = \frac{\beta^3}{45} + \dots$$

Podemos limitarnos a lo dos primeros términos de ésta serie

$$\mu_{\text{med}} = \mu \frac{\beta}{3} = \frac{\mu_0 \mu^2 H}{3kT} \quad (25)$$

Un valor pequeño de β se obtiene cuando $\mu_0 \mu H < kT$, es decir, para pequeños campos y grandes temperaturas (> 300 K).

Si μ_{med} se multiplica por N y se divide por H , es posible calcular la susceptibilidad paramagnética por l mol

$$\chi_A = N \mu_0 \mu^2 / (3kT) = c/T \quad (26)$$

donde c es una constante. El momento total por mol $M_A = X_A H$.

La ecuación 26 es la ley de Curie. Esta ley es justa para los vapores de los metales (gas paramagnético), sales y metales de las tierras raras por encima del punto de Curie o de Néel.

La ley de Curie no es válida para los metales paramagnéticos sólidos. Para conseguir que la teoría concuerde con los valores obtenidos por medición, Weiss introdujó la suposición de que como resultado de la interacción de los momentos atómicos(iónicos) se engendra un campo interno complementario igual a $c'M$ (aquí c' es otra constante distinta a c en la ecuación (26), mientras que M_T es el momento total). Si el campo externo H se suma con $c'M_T$ se obtiene el campo efectivo $H_{ef} = H + c' M$, debe sustituirse en la relación (25), entonces

$$M_T = \frac{N \mu_o \mu H}{3kT} + \frac{N \mu_o \mu}{3kT} c' M \quad (27)$$

y, por consiguiente,

$$X_A = \frac{M}{H} = \frac{N \mu_o \mu^2}{3k(T - Nc' \mu_o \mu^2 / 3k)} = \frac{c'}{T - \theta} \quad (28)$$

donde $c' = N \mu_o \mu^2 / 3k$ y $\theta = Nc' / \mu_o \mu^2 / 3k$ son dos constantes, teniendo esta última la dimensión de la temperatura; θ se denomina punto paramagnético de Curie, y la fórmula $X_m = c' / (T - \theta)$, ley de Curie- Weiss. De ésta fórmula se infiere que existe una dependencia lineal entre $1/X_m$ y T . Esta dependencia para cada paramagnético es sólo en un intervalo de tem-

peraturas determinado.

Como se ha señalado, las relaciones (25) y (26) se han deducido para la condición $\mu_0 \mu H < KT$. Si, por el contrario, $\mu_0 \mu H \gg KT$, la solución de la ecuación (24) lleva a que $\mu_{\text{med}} \approx \mu$, o sea, a la saturación magnética. En efecto, a temperaturas muy bajas la susceptibilidad disminuye a medida que aumenta el campo o tiende a cero.

Hasta ahora se ha analizado el magnetismo relacionado con los momentos localizados de los iones (en los nodos de la red). En lo que se refiere al magnetismo de los electrones que no pertenecen al enlace, éste puede calcularse sobre la base mecánico-cuántica. Este es un magnetismo de espín. Cada espín tiene su momento magnético el cual durante su interacción con el campo revela una susceptibilidad paramagnética. A la par, en el campo surge un momento inducido dirigido en el sentido contrario al campo, es decir, la susceptibilidad diamagnética. Como se ha mencionado ya, el diamagnetismo es un fenómeno universal. La susceptibilidad positiva de los electrones que no pertenecen al enlace se llama paramagnetismo de Pauli, y la negativa, diamagnetismo de Landau.

El cálculo demuestra que la susceptibilidad paramagnética de éstos electrones es tres veces mayor que la diamagnética.

Cuando se calcula la susceptibilidad paramagnética es necesario tener en cuenta el hecho de que los espines (s) de los electrones que no pertenecen al enlace de la estructura -

llevan dos signos ($s = \pm \frac{1}{2}$) y pueden referirse a dos grupos [(+) y (-)].

En la fig. 5 se representa la distribución de Fermi para todos los electrones. Hacia la derecha incrementa la densidad de los estados $N(\epsilon)^+$ y hacia la izquierda $N(\epsilon)^-$ disminuye. El signo "más" significa que los correspondientes momentos están dirigidos a lo largo del campo H y el signo "menos" muestra la dirección en contra del campo. La curva de trazos indica que antes de la superposición del campo la cantidad de espines en ambos grupos es una misma: $N(\epsilon)^+ = N(\epsilon)^-$. Durante la superposición del campo H la energía ϵ de los espines que coinciden con dicho campo en dirección disminuirá (la flecha dirigida hacia arriba) y la de los espines de dirección contraria (la flecha dirigida hacia abajo) aumentará. En la fig. 5 la distribución de los electrones durante la superposición del campo se representa con la curva continua. La disminución de la energía del sistema tendrá lugar en el caso de que una parte de los electrones con el espín dirigido en contra del campo pasará al estado con el espín paralelo al campo, como se muestra en la fig. 5 con una flecha curva. El número de electrones en una unidad de volumen que han cambiado la dirección del espín es igual a ΔN . Este número se determina por el área de una de las regiones con rayado oblicuo. Para todos los campos prácticamente alcanzables $\mu_0 \mu_B H = E \ll \epsilon_{\text{máx}}$, por ésta razón se puede escribir

$$\Delta N = N \left(\epsilon \right)_{\epsilon = \epsilon_{\max}}^+ \quad B = N \left(\epsilon \right)_{\epsilon = \epsilon_{\max}}^{\mu} \mu_0 \mu_B H. \quad (29)$$

La diferencia del número de electrones con el espín "más" y "menos" es igual a $2 \Delta N$ y, por consiguiente, el momento magnético de la unidad de volumen es

$$M = 2 \Delta N \mu_B = 2N \left(\epsilon \right)_{\epsilon = \epsilon_{\max}}^+ \mu_0 \mu_B^2 H = N \left(\epsilon \right)_{\epsilon = \epsilon_{\max}}^{\mu} \mu_0 \mu_B^2 H \quad (30)$$

la solución de ésta ecuación conlleva a la relación

$$\chi_A = \frac{n \mu_0 \mu_B^2}{\epsilon_{\max}} \quad (31)$$

donde n es el número de Avogadro.

En la ecuación 31 se ve claramente que la susceptibilidad de los electrones que no pertenecen al enlace no depende de la temperatura, puesto que ϵ_{\max} es próxima a la energía de Fermi. Además, ésta susceptibilidad es mucho menor que la susceptibilidad de los electrones localizados, ya que ---

$\epsilon_{\max} \gg kT$, lo que se advierte al comparar las expresiones (26) y (31). Al hacer ésta comparación se toma que por el orden de la magnitud $\mu = \mu_B$. A partir del cálculo que no se expone aquí, la susceptibilidad molar diamagnética

$$\chi_A = - \frac{1}{3} \frac{N \mu_0 \mu_B^2}{\epsilon_{\max}} \quad (32)$$

en valor absoluto es tres veces menor que la paramagnética.

Esta es la causa de que la susceptibilidad de los electrones que no pertenecen al enlace es positiva. Estos son paramagnéticos. Debido al paramagnetismo de los electrones, la susceptibilidad de todos los metales monovalentes diamagnéticos, sin excepción, es por su valor absoluto menor que la de la estructura iónica. Por ejemplo, para el cobre metálico $\chi_A = -6.9 \cdot 10^{-8}$; para los iones Cu^+ , $-22.6 \cdot 10^{-8}$; para la plata metálica, $-27.10 \cdot 10^{-8}$, y para Ag^+ , $-38.9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$, etc.

La susceptibilidad diamagnética del metal es disminuida por la paramagnética de los electrones que no pertenecen a la estructura con la particularidad de que tanto la teoría, como la experiencia ofrecen resultados coincidentes. En los metales polivalentes (In, Tl, Sn), la introducción de correcciones para el paramagnetismo de los electrones que no pertenecen a la estructura no siempre proporciona buena coincidencia con el experimento, ni siquiera en el signo. Por lo visto, ésta circunstancia se debe a que tan sólo una parte insignificante de los electrones que no pertenecen a la estructura con energía en el nivel de Fermi participa en la conducción.

1.4 Propiedades ferromagnéticas.

Entre los metales con propiedades físicas especiales encuentran amplia aplicación los ferromagnéticos Fe, Co, Ni, las tierras raras y sus aleaciones. El fenómeno del ferromagnetismo de por sí tiene una enorme importancia práctica.

En principio, se analizarán las particularidades fundamentales de los ferromagnéticos determinadas experimentalmente.

1.- Los ferromagnéticos en comparación con los paramagnéticos tienen una susceptibilidad muy grande y pueden magnetizarse hasta saturación en unos campos relativamente pequeños.

2.- Los mismos poseen magnetización remanente e histéresis magnética.

Si se imanta una barra ferromagnética, introduciéndola en el campo magnético, entonces, después de eliminar la fuente de imantación, la barra conserva cierta magnetización remanente cuyo valor se designa con M_r . Del teorema de Gauss se infiere que el número de líneas de fuerza magnéticas que pasan a través de 1 cm^2 de un cuerpo uniformemente imantado es igual a $\mu_0 M$. Si el campo H que ha imantado la barra no se ha eliminado, el número de líneas de fuerza que atraviesan 1 cm^2 de la barra es igual a $\mu_0 M + \mu_0 H$, es decir a su magnetización se añade además, un valor igual al campo exterior aplicado H . Esta suma multiplicada por μ_0 se denomina inducción magnética y se designa con la letra B

$$B = \mu_0 (M + H) \quad (33)$$

La magnitud B se incrementa junto con el aumento de H . La relación entre éstas magnitudes se llama permeabilidad -

magnética y se designa con μ :

$$B = \mu_0 \mu H \quad (34)$$

Al igualar los segundos miembros de las ecuaciones 33 y 34 e introducir, de acuerdo con la ecuación (5) en lugar de K la magnitud $\chi_m H$, obtenemos

$$\mu = \chi_m + 1 \quad (35)$$

En el sistema SI, la intensidad del campo magnético H y la inducción magnética B tienen distintas dimensiones. En éste sistema, las fórmulas que relacionan B y H son las siguientes:

$$B = \mu_0 (H + I)$$

$$I = \chi_m H$$

$$B = \mu \mu_0 H$$

$$\mu = 1 + \chi_m$$

μ_0 es la permeabilidad del vacío:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{H} \cdot \text{m}^{-1} (\text{J} \cdot \text{A}^2 \cdot \text{m}^{-1})$$

Si analizamos el comportamiento de una muestra cilíndrica, ferromagnética, por ejemplo, de hierro en un campo magnético. En la fig. 6 dicha muestra es colocada en un solenoide por el cual fluye la corriente eléctrica creando dentro de la bobina el campo magnético. Al dejar pasar

la corriente en la dirección i_1 , en el solenoide, a la derecha, se forma el polo norte N, y a la izquierda el polo sur S (la flecha de trazos en la parte superior); en éste caso la muestra se imanta en la dirección del campo magnético del solenoide H, lo que en la fig. 6 se muestra por la flecha - continua (la flecha continua 1). Al aumentar la intensidad de la corriente crece el campo magnético H y, junto con éste, la inducción B: al principio, bruscamente en el tramo Oa de la curva (fig. 7), luego, de una forma suave, en el tramo ab'. La línea Oas' en la fig.7 se denomina curva inicial de magnetización.

A.G.Stolióv, por primera vez, demostró que la susceptibilidad χ_m , al aumentar H, alcanza un máximo y después descende.

La marcha de la permeabilidad magnética se representa en la fig. 7 por la curva lmn, cuyo análisis permite deducir que la permeabilidad, al principio, crece en el tramo lm (hasta el punto a en la curva de magnetización) y luego descende siguiendo la rama mn (en correspondencia con la magnetización ab') aproximándose asintóticamente a la unidad en los campo intensos.

Examinemos a que se debe la aproximación de la permeabilidad a la unidad. Anteriormente se ha señalado que $B = \mu_0 (M+H)$; aquí tan sólo un sumando, M, depende del grado de magnetización de la muestra. El valor de M puede incrementar hasta un límite determinado llamado magnetización de

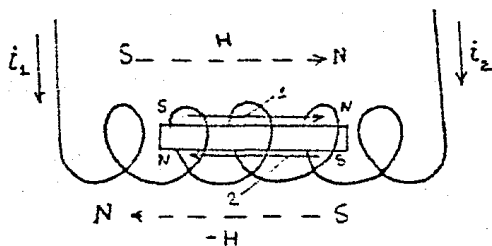


Fig. 6 Una muestra cilíndrica en el solenoide.

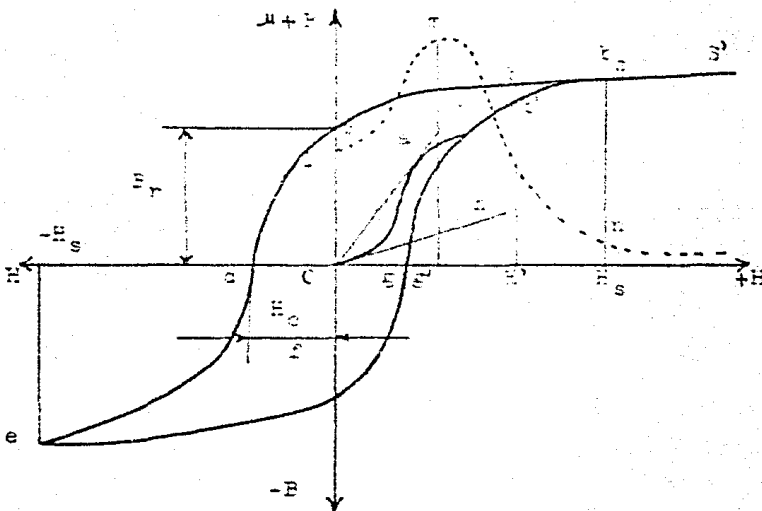


Fig. 7 La curva de magnetización y curva de histéresis

saturación o saturación magnética, que se designa por M_s . El valor de M_s se alcanza en un campo H_s determinado para cada material. Con la intensificación ulterior del campo, por encima de H_s , la inducción aumenta sólo a costa de H , y la curva de imanación pasa el punto ts (fig. 8) llega a ser recta. Si se considera que la magnetización (y la inducción) crece como resultado del giro gradual de los imanes elementales, es decir, de los momentos magnéticos de los electrones, la saturación magnética se alcanza en el caso de que todos los imanes elementales en el metal totalmente estén orientados a lo largo del campo. En la fig. 8 se observará que el campo H_s es en el que se realiza la saturación magnética, y con el ulterior crecimiento del campo en el tramo ts' el valor de $M_s = \text{const.}$ la inducción B en el tramo ts' asciende en línea recta a costa del aumento H . Para un valor muy grande de H la permeabilidad $\mu = (M_s + H)/H$ tiende a la unidad, si el valor de M_s es pequeño en comparación con H . En correspondencia la susceptibilidad χ_{m} tiende a cero.

Si la medición se realiza en unos campos muy intensos, se puede notar que M_s aumenta insignificanemente con el incremento de H . Este aumento de la magnetización (llamado paraproceso) es muy pequeño, igualmente que en las sustancias paramagnéticas. Al medir la magnetización de un ferromagnético, la influencia del paraproceso puede despreciarse. La susceptibilidad del paraproceso χ_p en la mayoría de los casos es muy pequeña, siendo del orden de 10^{-3} a 10^{-4} . Sola -

mente para algunas aleaciones alcanza un valor notable (aleaciones llamadas invar).

La magnitud O_i (fig. 7) se denomina permeabilidad inicial; dicha magnitud es igual a la tangente del ángulo hOg , o sea, del ángulo entre la tangente en el punto inicial de la curva de imantación y el eje de abscisas; la tangente del ángulo aOg es igual a la permeabilidad máxima $\mu_{\text{máx}}$. Entre todas las rectas que unen los puntos de la curva de imantación con el origen de coordenadas la tangente Oa forma el mayor ángulo con el eje de abscisas.

Los procesos de imantación se distinguen por su carácter irreversible. Por ejemplo, si durante la imantación inicial de la barra el campo aumenta desde H' hasta H_g (fig. 7), la inducción de la muestra crece desde b' hasta b_g .

En el proceso inverso de desimantación la disminución del campo H_g hasta H' lleva aparejado el descenso de la inducción desde b_g hasta b , con la particularidad de que $b > b'$. En ello consiste el fenómeno de histéresis magnética. El tramo $b_g S'$ es un tramo sin histéresis de la curva de imantación.

Si en el solenoide (fig. 6) la corriente i , después de llevarla al valor correspondiente a H_g (fig. 7) disminuye hasta cero, la inducción no retornará hasta cero, sino con servará el valor determinado O_c llamado inducción remanente o remanencia. La remanencia designada con P_r es aquella mag-

nitud útil que se procura conservar en el imán permanente - después de su imantación. Si después de llevar a cero la corriente i_1 en el solenoide éste se conecta en dirección contraria (i_2 en la fig. 6), los polos del solenoide cambiarán de lugar: a la izquierda se tendrá N y a la derecha S. El campo H estará dirigido al encuentro de la inducción de la muestra (la flecha de trazos en la parte inferior). Ahora, si se intensifica dicho campo se sigue contrario (aumentan do i_2), el mismo va a desimantar la muestra. En la fig. 7 éste proceso corresponde al tramo cd en la curva de desimantación. Para un valor determinado de la corriente i_2 se contiene el campo O_d con el que la inducción de la muestra disminuye a cero, es decir la muestra será desimantada. Este campo designado con H_c se denomina fuerza coercitiva. Dicha fuerza es de gran importancia. Al aumentar el campo negativo H por encima de O_d , la muestra, después de haberse desmagnetizado totalmente, vuelve a magnetizarse, pero ya en dirección contraria. Sus polos alternan sus lugares (en la fig. 6 la flecha continua 2), de modo que el polo S se pone a la derecha y el polo N, a la izquierda. La inducción B de nuevo coincide, en cuanto a la dirección, con el campo-H. En la fig. 7 éste proceso se caracteriza por el tramo de. La inducción en el campo $-H_s$, que por su valor absoluto es idéntico a $+H_s$, es igual a la inducción b_s . La diferencia consiste tan sólo en la disposición opuesta de los polos de la muestra.

En el curso de la reducción del campo negativo a cero y su posterior aumento hasta $+H_g$, su inducción varía sus valores según la curva efg_2 . La misma disminuye hasta cero en el punto g, cambiando luego su signo de "menos" a "más".

La curva efg_2 es simétrica y semejante a la curva -bode: $Oa = Og$ y $Oc = Oe$. Al variar el campo desde $+H_g$ hasta $-H_g$ y de nuevo hasta $+H_g$, la inducción cambia siguiendo la curva cerrada efg_2cdefg_2 que se denomina curva (o ciclo) de histéresis..

El área limitada por la curva de histéresis es proporcional al trabajo Q , J/m^3 , consumido en reorientar $1 m^3$ de metal en un ciclo:

$$Q = \oint H dB \quad (36)$$

La magnitud Q lleva el nombre de magnitud de pérdidas de histéresis. De acuerdo con Steinmetz

$$Q = \eta B^{1.6} \quad (37)$$

donde B es la inducción de saturación correspondiente a H_g , y η , el coeficiente de Steinmetz que depende de las propiedades del material.

En el proceso de reorientación del hierro en un campo magnético alterno, por ejemplo en el núcleo del transformador, las pérdidas de histéresis se convierten en calor. Para disminuir dichas pérdidas es necesario obtener la mínima área de la curva de histéresis.

El campo $H \mu_{\text{máx}}$ correspondiente a $\mu_{\text{máx}}$ es aproximadamente igual a la fuerza coercitiva. Como se ve en la fig. 7, el segmento $Og' \approx Od$. Se puede considerar que

$$H \mu_{\text{máx}} \approx 1.3 H_c \quad (38)$$

En un campo que tiene una imantación intensa también se produce una brusca desimantación, si el signo de este campo cambia por el opuesto.

La forma de la curva de imantación y de la curva de histéresis depende tanto de las propiedades del material, como del tamaño de la muestra. Si se requiere medir en forma pura las propiedades magnéticas del material, las mediciones se efectúan en una muestra muy larga cuyos polos están muy alejados uno del otro (en el límite, a una distancia infinitamente grande) o sea una muestra anular (toroidal) en la que el flujo magnético está cerrado y los polos, en general, no existen.

3.- El ferromagnetismo en cualquier ferromagnético se debilita con el aumento de la temperatura (disminuye el grado de ordenación de espín y de espín-orbital), y a cierta temperatura θ_c , llamada punto de Curie, desaparece. El punto de Curie y la magnetización de saturación a 0 K (M_s) son distintos para diferentes ferromagnéticos. Sin embargo, la relación entre los valores relativos de la magnetización (M_s/M_0) y la temperatura (T/θ_c) está sujeta a una ley deter-

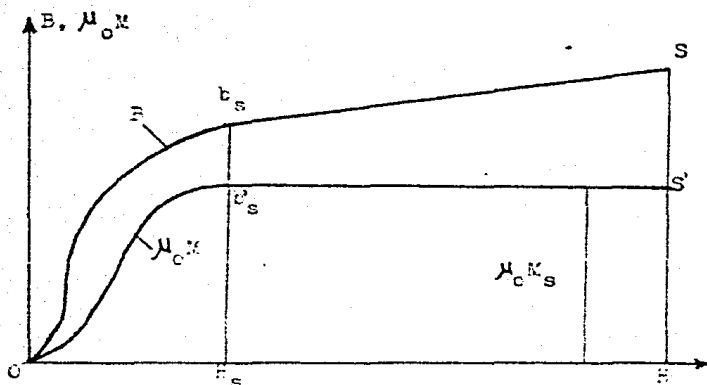


Fig. 8 Variación de H y de $\mu_c M$ a $H - \mu_c M$ con la intensidad del campo magnético H

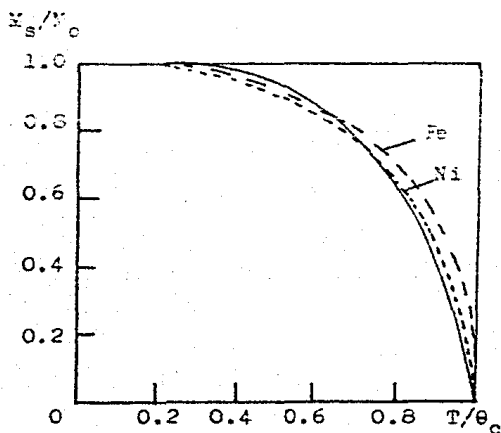


Fig. 9 Magnetización espontánea en función de la temperatura (la curva teórica está representada con la línea continua)

minada para temperaturas bajas (teoría de Bloch)

$$M_s/M_0 = 1 - \alpha T^{3/2} \quad (39)$$

donde α es un coeficiente que depende del tipo de la red y de la energía de intercambio.

A temperaturas altas (cerca de θ_c), de la teoría de Weiss sigue:

$$M_s/M_0 = \beta \sqrt{1 - T/\theta_c} \quad (40)$$

donde $\beta = 1.5 \div 2$ (para el níquel, $\sqrt{5}$, y para el hierro, $\sqrt{4.3}$). La ecuación (39), refiere un descenso suave de M_s , y la (40), su descenso brusco, al aumentar T (fig. 9).

Por encima de θ_c el ferromagnético se halla en estado paramagnético.

4.- Una particularidad fundamental de los ferromagnéticos es que a $T < \theta_c$ éstos en todos los casos constan de zonas imantadas hasta saturación. Estas zonas se llaman dominios y sus dimensiones y su disposición relativa llevan el nombre de estructura de dominios. Si la magnetización de un cuerpo ferromagnético (en particular de un cristal) a $T < \theta_c$ es igual a cero, esto significa que los vectores M_s de los dominios que forman el cuerpo se ven compensados y la suma vectorial es igual a cero. La fig. 10 ilustra la estructura de dominios de un monocristal desimantado. Los dominios (oscuros) vienen separados por líneas claras. Las flechas indi-

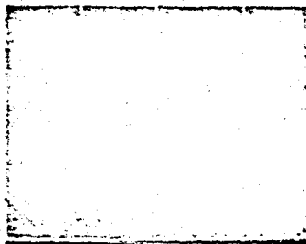


Fig. 10 Estructura de dominios vista en el plano (001) del monocristal de Fe-3% de Si. Obtenido por el método de deposición de una suspensión ferromagnética

can que los vectores M_s están compensados. Su número entre las dirigidas hacia arriba o abajo, o bien, hacia la derecha e izquierda (en el dibujo, en la parte inferior) es -- idéntico. Si el cristal es muy pequeño (del orden de 10^{-8} cm), entonces, su magnetización por debajo del punto de Curie no es igual a cero, ya que su división en dominios no es ventajosa desde el punto de vista energético debido a la presencia de energía superficial de las fronteras.

El proceso de imantación en un cuerpo de muchos dominios se reduce a la absorción de unos dominios por otros - bajo la influencia del campo externo.

5.- Al pasar el cuerpo del estado paramagnético al ferromagnético en el proceso de enfriamiento, su volumen cambia. El mismo puede tanto aumentar ($\Delta V > 0$), como disminuir ($\Delta V < 0$), según sea la naturaleza del cuerpo. En éste caso varían las dimensiones lineales. La variación relativa de - las dimensiones lineales se denomina magnetostricción y se designa por λ ($=\Delta l/l$).

Las dimensiones lineales de un cuerpo ferromagnético varían también en el caso de su imantación a la temperatura constante $T < \theta_c$. Entonces, su volumen, por regla general, cambia insignificadamente. Si la dimensión longitudinal de la barra aumenta, su diámetro disminuye, y viceversa, lo que también depende de la naturaleza del cuerpo. La magnitud λ relacionada con el surgimiento del ferromagnetismo se designa por λ_p y se denomina magnetostricción del paraproceso.

Durante la imantación λ lleva el nombre de magnetostricción de la imantación técnica. Esta alcanza su máximo para la saturación magnética (λ_s).

6.- Las propiedades magnéticas examinadas anteriormente, al igual que todas las propiedades de los cuerpos, pueden ser estructuralmente sensibles y estructuralmente insensibles. La sensibilidad estructural es la dependencia de las propiedades respecto a la estructura del cuerpo (tamaño del grano, su orientación, existencia de marcas y de defectos del empaquetamiento, tamaño y las alteraciones en la orientación de los bloques, existencia de dislocaciones y de defectos puntuales). En su forma más general, la sensibilidad estructural puede definirse como la variación de una propiedad en función de los defectos de la red.

Las propiedades como K_2 , τ_2 y λ_p son estructuralmente insensibles y H_2 , H , K_1 y K_3 estructuralmente sensibles. Las primeras de las propiedades mencionadas están ligadas a la existencia de la ordenación magnética o a su variación debido a la temperatura, y las segundas, se relacionan con la imantación, o sea, con la modificación de la estructura de dominios. La teoría moderna del ferromagnetismo se subdivide, principalmente en dos partes: la teoría del magnetismo espontáneo (ordenación magnética) y la de la magnetización técnica (curva de imantación, curva de histéresis).

CAPITULO II PARTE EXPERIMENTAL

2.1 Introducción.-

La clasificación más frecuente de las propiedades magnéticas de los materiales está expresada en función de su susceptibilidad magnética (X_m) y con base en ésta se tienen las tres categorías principales que son: materiales diamagnéticos, paramagnéticos y ferromagnéticos (ferrimagnéticos y antiferromagnéticos).

Debido a esto se escogieron algunos materiales sólidos para determinar su susceptibilidad magnética mediante la inductancia obtenida en el medidor de impedancias modelo 254 (Electro Scientific Industries, Inc.).

2.2 Objetivo.-

El objetivo principal de la parte experimental, es la determinación de la susceptibilidad magnética del cobre, aluminio, latón, acero 316 y acero 1045 a las temperaturas de -78°C , 0°C , temperatura ambiente (20°C), 30°C , 40°C , 50°C y 60°C ; mediante la lectura de la inductancia obtenida en el medidor de impedancias (Electro Scientific Industries, Inc.) modelo 254.

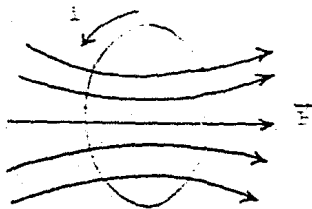
Con la susceptibilidad magnética obtenida para cada muestra, se calcularon para diferentes intensidades de corriente y a diferentes temperaturas la " \vec{H} ", " \vec{M} " y " \vec{B} ".

2.3 Fundamento teórico del experimento.-

Para determinar la susceptibilidad magnética de los materiales empleados en éste experimento, se aplicó el fenómeno de "Inducción magnética uniforme" (5) que existe en el interior de un solenoide, que a continuación se establece.

Si se genera una corriente i pendiente del tiempo en un lazo aislado, el flujo magnético variable producirá una fem adicional en torno al lazo mismo. Esta fem inducida en el lazo ya sea por su propia corriente variable o por la de un vecino se asocia a un coeficiente de cantidades que se conocen como coeficientes de inductancia.

Para definir ésta cantidad se hará uso de la figura siguiente:



en un lazo de alambre en torno al que fluye una corriente dependiente del tiempo $i = i(t)$ y a la que se le asocia una inducción magnética $B(t)$ que produce un flujo magnético Φ_m a través del lazo. Como $B(t)$ es directamente proporcional a la corriente, tenemos

$$\Phi_m = L i$$

en donde \underline{L} es una constante de proporcionalidad que se conoce como inductancia del lazo.

Para el caso de una bobina muy apretada o un solenoide ideal que tiene N vueltas y una longitud l , en el que el flujo magnético Φ_m a través de cada una de las N vueltas es el mismo así como el flujo total a través de la bobina es $N\Phi_m$. En este caso $N\Phi_m = Li$ toma la forma

$$N\Phi_m = Li$$

y la fórmula de su inducción magnética (\vec{B}) es

$$\vec{B} = \mu_0 \frac{Ni}{l}$$

Por lo tanto, el flujo magnético Φ_m en una vuelta simple de la bobina es

$$\Phi_m = \vec{B} \pi a^2 = \frac{\mu_0 i N \pi a^2}{l}$$

que al sustituirlo en $N\Phi_m = Li$ da:

$$L = \frac{N\Phi_m}{i} = \frac{N \mu_0 i N \pi a^2}{li} = \frac{\mu_0 N^2 \pi a^2}{l}$$

Que es la fórmula de la inductancia de un solenoide o bobina.

* μ_0 = Permeabilidad magnética del vacío ($4\pi \times 10^{-7}$ Weber/A-m.)

Y si ésta no se encuentra cerca de materia imantable se tendría

$$L_0 = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 2 \cdot \frac{1}{l} a^2}{1}$$

Si éste solenoide se devana en un cilindro largo de materia homogénea con radio a y longitud l , al determinar la inductancia de la bobina en estas condiciones dará un nuevo valor L , que en general será diferente al valor L_0 , así que L difiere de L_0 en un factor general. Definiéndose así la permeabilidad relativa K_m de la muestra por

$$L = K_m L_0$$

De modo que K_m es la razón de la inductancia de la bobina con y sin la muestra; representada físicamente por la razón B/B_0 , en donde, para una corriente dada i en la bobina, B es el campo B de la muestra y B_0 es el campo B del solenoide, después de retirar la muestra. Con frecuencia se usa un parámetro relacionado, X_m (susceptibilidad magnética) para denotar materiales magnéticos que se define por medio de

$$X_m = K_m - 1$$

Así que, al medir la inductancia de una bobina devanada sobre una muestra de material, se puede evaluar su susceptibilidad magnética X_m mediante las dos últimas fórmulas.

Mediante la susceptibilidad magnética (X_m), las sustancias magnéticas se clasifican en las tres categorías principales - diamagnéticas, -paramagnéticas y -ferromagnéticas: las que anteriormente han sido mencionadas.

Continuando con el fundamento teórico se dirá que el flujo magnético por una vuelta de devanado es:

$$\bar{\Phi}_m^{\circ} = \frac{L_0 i}{N}$$

L_0 es la inductancia de la bobina, y si está devanada a un cilindro de material con una susceptibilidad magnética X_m , el flujo $\bar{\Phi}_m$ a través de una vuelta simple será

$$\bar{\Phi}_m = \frac{L i}{N} = \frac{(1 + X_m) L_0 i}{N}$$

$$\bar{\Phi}_m = (1 + X_m) \bar{\Phi}_m^{\circ}$$

Para los materiales paramagnéticos y ferromagnéticos ($X_m > 0$) el flujo magnético $\bar{\Phi}_m$ a través de la bobina aumenta, mientras que para los materiales diamagnéticos ($X_m < 0$) disminuye.

Para $X_m > 0$, la corriente de magnetización i_m sigue a la corriente i a través de la bobina.

Para $X_m < 0$, $\Phi_m < \Phi_m^0$, la corriente de magnetización i_m va en dirección opuesta a i .

Es conveniente considerar éste aumento o disminución del flujo a través de la muestra en función de la corriente de magnetización que fluye sobre su superficie.

Para los materiales magnéticos se define un vector de magnetización " \vec{M} " como el número de dipolos magnéticos por unidad de volumen en el material. Se define también el vector de magnetización " \vec{M} " asociado a cada materia en función de la corriente de magnetización como:

$$\oint \vec{M} \cdot d\vec{l} = i_m$$

En el espacio fuera de los cuerpos materiales la corriente de magnetización $i_m = 0$, $\vec{M} = 0$ en esas regiones.

La intensidad del campo magnético \vec{H} dentro de la muestra es:

$$\oint_1 \vec{H} \cdot d\vec{l} = i$$

donde i , es la corriente neta que fluye por una superficie abierta S .

Comparando esta con la ley de Ampère

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (i + i_m)$$

Si no hay materia presente, $i_m = 0$, entonces hasta un factor μ_0 los dos campos " \vec{H} " y " \vec{B} " son idénticos.

Hay una relación algebraica simple entre " \vec{B} ", " \vec{H} " y " \vec{M} " que se puede obtener de la siguiente manera.

Al sustituir las corrientes $i = \oint_1 \vec{H} \cdot d\vec{l}$, $i_m = \oint_1 \vec{M} \cdot d\vec{l}$ en $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (i + i_m)$ y suponiendo la misma curva $\underline{1}$ en todas las integrales obtenemos:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left\{ \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} + \oint \vec{M} \cdot d\vec{l} \right\}$$

Puesto que la curva es arbitraria $\oint d\vec{l} = 0$

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

Esta relación es básica para todos los análisis del comportamiento magnético de los materiales.

Para deducir la relación entre " \vec{M} " y " χ_m " se considerará el flujo Φ_m a través de una vuelta de la bobina como

$$\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

y el flujo magnético Φ_m^0 a través de una vuelta de la bobina en ausencia de la muestra es

$$\Phi_m^0 = \int_S \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{S}$$

Puesto que la inducción magnética " \vec{B} " es la misma que $\mu_0 H$ en ausencia de la materia ; al sustituir $\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ y $\Phi_m^o = \int_S \mu_0 H \cdot d\vec{S}$ en $\Phi_m = (1 + X_m) \Phi_m^o$ queda

$$\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 (1 + X_m) \int_S H \cdot d\vec{S}$$

y como la superficie S es arbitraria esto equivale a

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

Como anteriormente habíamos obtenido que

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

igualando $\vec{B} = \mu_0 (1 + X_m) \vec{H}$ con $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$

obtenemos

$$\mu_0 (1 + X_m) \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

en donde

$$\vec{M} = X_m \vec{H}$$

ésta es la fórmula para la magnetización " \vec{M} " dentro de la muestra y es la relación entre " \vec{M} " y " X_m ".

2.4 Material y equipo empleado.-

- Bobinas 1 y 2.
- Muestras de cobre, aluminio, latón acero 316 y acero 1045.
- 2 recipientes; uno para efectuar las determinaciones a las diferentes temperaturas y otro para mantener las muestras y la bobina restante a las temperaturas adecuadas.
- 2 parrillas eléctricas.
- Termómetro.
- Agua a las diferentes temperaturas.
- Hielo.
- Hielo seco.
- Pinzas para el hielo.
- Aparato medidor digital de impedancias (Electro Scientific Industries, Inc.) modelo 254.

Me pareció conveniente describir las características, manejo y cuidados del aparato por lo que a continuación se dan.

Descripción del aparato.-

El medidor digital de impedancias es un instrumento semi-automático que permite mediciones rápidas de inductancia (L), capacitancia (C), resistencia (R), conductancia (G) y el factor de disipación (D) en una frecuencia de 120 Hz.

Velocidad de medición.- Cuatro por segundo; se requiere un segundo para la primera lectura después de conectar la muestra a las terminales.

Exhibición (Tablero) de la medida.- 3 - 1/2 dígitos con punto decimal de LED (luz emitida por un diodo). Se desvanece en condiciones de sobrecarga.

Exhibición de las unidades.- Las unidades de las medidas serán expuestas por las lecturas de la luz emitida por el diodo, se indican en el panel frontal junto con las lámparas correspondientes de la función deseada y el switch de rangos.

Conexión a la muestra .- Está compuesto de una conexión blindada de 4 terminales provistas de Klips Kelvin. El cable de conexión (ESI num. de parte .3072) se suministra con el modelo.

Consumo de corriente.- Cuatro watts.

Requerimiento de energía.- De 100 a 125 volts o de 200 a 250 volts, 50/60 Hz.

Operación.-

Controles y conectores.- Se pueden observar en la fotografía #1.

Frente del panel.

1.- Switch de encendido y apagado.- Por medio de éste switch se conecta y desconecta la corriente del aparato.

2.- Conector de la muestra.- Las terminales estan diseñadas para ser usadas con los conductores de prueba klips Kelvin (parte ESI num. 43072) suministrados con el modelo 254, para proveer una verdadera conexión de 4 terminales a lo desconocido o instalaciones de prueba.

3.- Interruptores para L, R, C y G.-

Con el interruptor se selecciona la función del circuito contador que medirá series de inductancia (L), y resistencia (R) o capacitancia paralela (C) y conductancia (G).

4.- Switch del rango.- Selecciona el multiplicador decimal y las unidades de medida para el circuito medidor que se esta usando.

5.- Tablero.- lectura de 3 1/2 dígitos para todas las funciones.

6.- Indicadores de unidades.- las lámparas LED en el panel frontal indican las unidades de medida. Los multiplicadores básicos y las unidades són: H (henrics), mH (milihenrics), mF (milifaraday), μ F (microfaraday), nF (nanofaraday) etc.

Conexión a la muestra.-

Los conductores de prueba klips Kelvin se insertan dentro del conector en el panel frontal del aparato. Debe cuidarse que las cubiertas de los klips se encuentren bien colocadas antes de conectarlas o desconectarlas.



Fotografía # 1

Medida de la inductancia.-

El aparato 254 determina la impedancia total conectada a sus terminales. Ambos, el inductor no acrodo y sus conductores contribuyen a esta impedancia. Los conductores tienen alguna resistencia e inductancia la cual afecta el valor leído en el medidor.

En determinaciones de medidas altas de inductancia, - evitar un capacitor AC y mantenga la capacitancia parvica (aislada o suelta) a un mínimo. Para minimizar esos efectos mantenga las manos tan lejos como sea posible del inductor que está siendo medido. Mantenga los conductores tan cortos y directos como sea posible. Tenga cuidado para evitar unir

campos magnéticos perdidos dentro del inductor.

El cableado de ensamble de los Klips Kelvin adicionará 0.5 H a la inductancia, de donde se tiene que restar esta cantidad a la lectura de la inductancia que se obtenga en el tablero.

Resumiendo el manejo del aparato.-

Presione el botón de la función adecuada (L, C, R, o G) y conecte con los Klips Kelvin a la muestra. Para una exactitud máxima seleccione el rango* que dé la lectura más grande. Las lecturas serán exactas después de un segundo o menos. La posición del switch de rango indica las unidades de la lectura (es decir, μ H, mH, H, etc.). Si el valor de lo no conocido excede al rango seleccionado, el tablero permanecerá oscuro.

* En el caso particular de los materiales empleados el rango que se utilizó fue el del μ H, extendiéndose las lecturas en μ H.

2.5 Actividades desarrolladas.-

1.- Elaboración de la bobina o bobinas que vamos a emplear. El criterio a seguir para elaborar una bobina cercana a lo ideal es que debe tener como largo 10 veces su radio (1932, Page, L. and Isley, A. N., pag. 253).

En éste caso realicé el experimento con dos bobinas, elaboradas con alambre de cobre magneto condumex calibre 22 enrollado sobre tubos de ensayo (fotografía # 2); quedando las bobinas con las siguientes dimensiones:

Bobina- 1 (B_1)

Largo (l) = 10.7 cm.

Diámetro (D) = 1.4 cm.

Número de vueltas (N) = 153

Alambre empleado = 7.2 m.

Resistencia (R) = 2.572 Ω

Bobina- 2 (B_2)

Largo (l) = 15.2 cm.

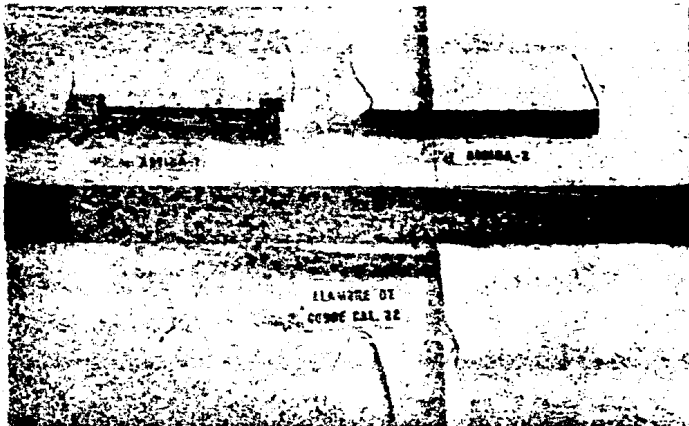
Diámetro (D) = 1.7 cm.

Número de vueltas (N) = 210

Alambre empleado = 11.214 m.

Resistencia (R) = 1.6515 Ω

En la elaboración de las bobinas hay que procurar que el enrollado del alambre quede lo más apretado posible, además hay que lijar de 2 a 3 cms de las terminales para quitarles el barniz aislante del alambre y poder realizar las lecturas.



Fotografía # 2

2.- Elección de las muestras y sus características.-

Las muestras que se emplearon fueron cinco (fotografía # 3), con las siguientes dimensiones:

Longitud = 9 cm.

Diámetro = 1.4 cm.

Composición de las muestras*:

Muestra # 1 Cobre : 99.8 % de Cu.

Muestra # 2 Aluminio : 95.5 % de Al, 4.5 % de Cu.

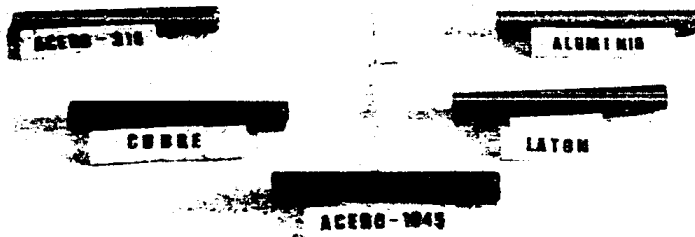
Muestra # 3 Latón : 70 % Cu, 30 % de Zn.

Muestra # 4 Acero 316 : 64.7 % de Fe, 18 % de Cr, 13 % Ni,
2.25 % de Mo, 0.5 % de Si, 0.05 %
de C y 1.5 % de Mn.

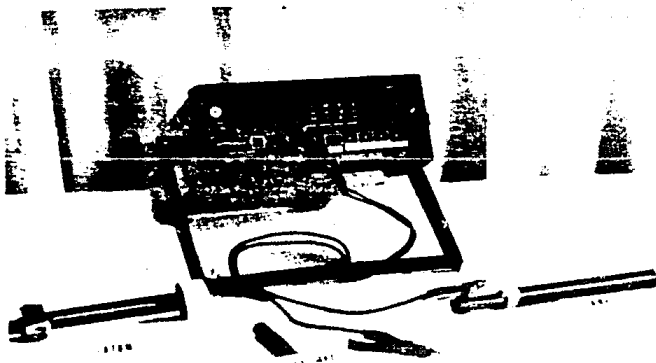
Muestra # 5 Acero 1045: 98 % de Fe, 0.7 % de Mn, 0.45% de C.

Para obtener las lecturas de la inductancia (L) en el aparato se debe de introducir la muestra elegida en la bobina correspondiente (fotografía # 4).

*La composición de las muestras se determinó en ingeniería metalúrgica.



Fotografía # 3



Fotografía # 4

3.- Determinación de la inductancia magnética (L).-

Para cada uno de los materiales a las diferentes temperaturas empleando el medidor digital de impedancias modelo 254.

Para llevar a cabo éstas determinaciones se realizó lo siguiente:

a) Determinación de la inductancia para cada bobina sin la muestra (L₀) y determinación de la inductancia (L) de cada material a -78°C.

Para ello se emplearon dos cajas de hielo seco, en la primera se colocaron las bobinas y las muestras previamente por espacio de 10 minutos aprox. inmersas (con el fin de que adquirieran la temperatura de hielo seco): la segunda para realizar la determinación de L₀ de la bobina seleccionada sola y con la muestra elegida (L). El hielo seco debe de cubrir en ambos casos a las muestras y bobinas dejando libres las terminales de estas para realizar la lectura.

Ahora bien, para efectuar las determinaciones se extrae de la primera caja con las pinzas una bobina que se coloca en la segunda caja, se le unen a las terminales los klips Kelvin, se obtiene la lectura * correspondiente en el aparato y se anota. Después se extrae una muestra con las pinzas y se introduce en la bobina que se encuentra en la segunda caja, se unen las terminales a los klips efectuando la lectura de la inductancia (L) en el aparato.

La muestra evaluada se regresa a la primera cama, se elige otra para evaluación y así sucesivamente hasta terminar con las muestras y las dos bobinas.

* Recordar restar 0.5 MH de la inductancia del cableado.

b) Determinación de la inductancia (10) para la bobina sin la muestra y con la muestra (5) a 0°C.

Se realiza de la misma forma que el inciso a, únicamente que con hielo.

c) Determinación de la inductancia y la temperatura ambiente (20°C)

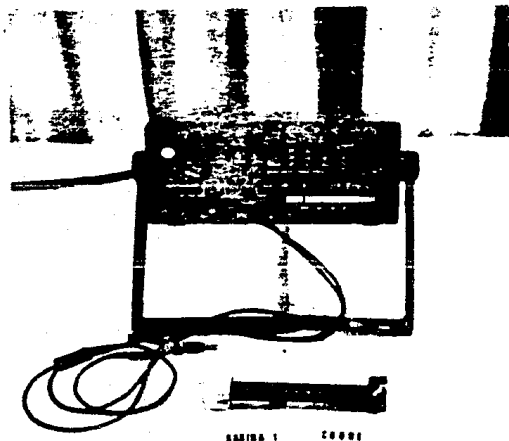
Es la determinación más sencilla y se efectúa a la temperatura ambiente; únicamente colocamos los clips Kelvin en las terminales de la bobina sola y conectamos la muestra a determinar; obteniendo la lectura en el tablero del aparato (inductancia).

Determinación de la inductancia para las bobinas 1 y 2 mostradas en:

Fotografías 5 y 6 .- Para un material diamagnético.

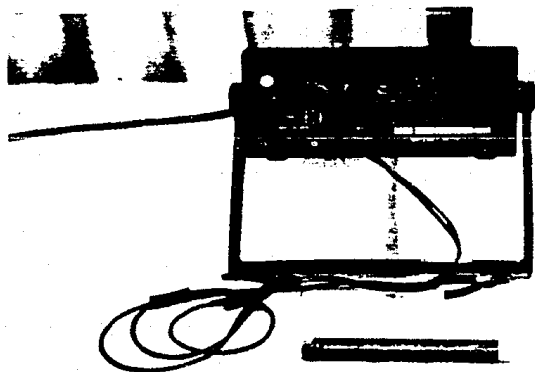
Fotografías 7 y 8 .- Para un material paramagnético.

Fotografías 9 y 10.- Para un material ferromagnético.



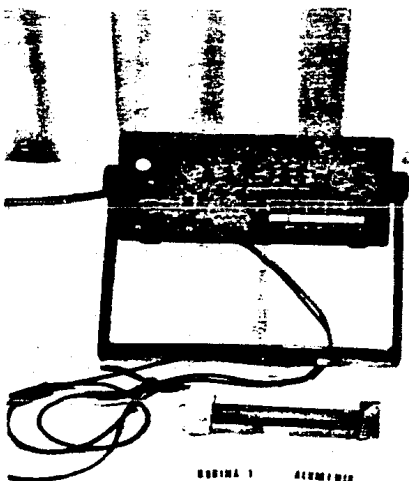
Fotografia #5

DOPINA 1 C0001



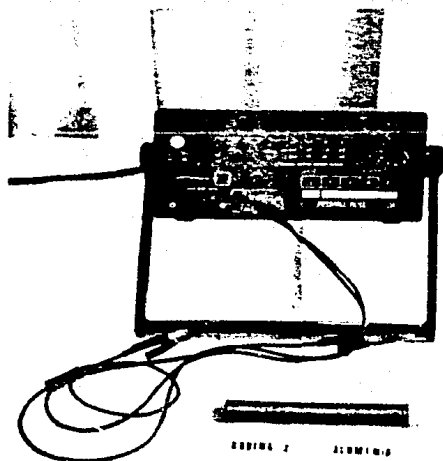
DOPINA 2 C0001

Fotografia # 6

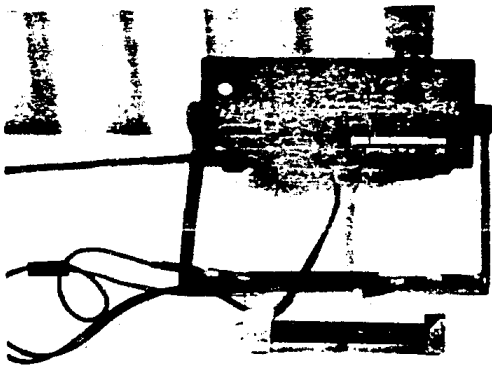


Fotografia # 7

Fotografia # 8

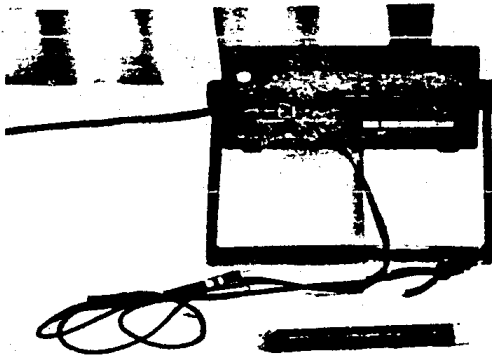


FOTOGRAFIA 2



FOTOGRAFIA 1 AGOSTO 1945

Fotografia # 9

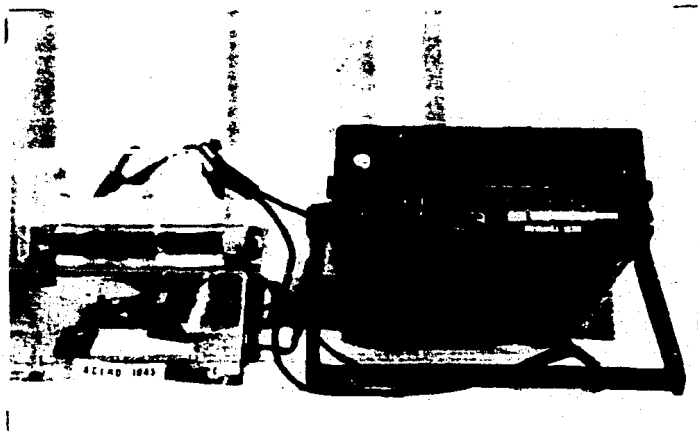


FOTOGRAFIA 2 AGOSTO 1945

Fotografia # 10

d) Determinación de la inductancia L_0 y L_a a 30, 40, 50 y 60°C.

Estas determinaciones se realizan de la misma forma que para el inciso a, unicamente que se emplea agua en los dos recipientes a las temperaturas de 30, 40, 50 y 60 °C según corresponda la temperatura elegida para la determinación, teniendo cuidado que queden totalmente cubiertas de agua tanto las bobinas como las muestras pero dejando libres las terminales de las bobinas para que puedan ser unidas a los klips Kelvin (Fotografía # 11).



Fotografía # 11

4.- Calcular la K_m (permeabilidad relativa) para cada muestra a las diferentes temperaturas.

5.- Calcular X_m (susceptibilidad magnética) para cada muestra a diferentes temperaturas.

6.- Calcular \vec{H} (intensidad del campo magnético) a diferentes intensidades de corrientes (desde 0.1 A hasta 1.2 A).

7.- Calcular para cada muestra, a las diferentes temperaturas y a las diferentes intensidades:

- Vector de magnetización (\vec{M})
- Inducción magnética (\vec{B})

8.- Graficar "B" vs "i", "B" vs "H", "M" vs "B", " X_m " vs "T" y "M" vs "H".

Cálculos y resultados.-

En los cuadros que a continuación se presentan se ha empleado la siguiente simbología:

B_1 = Bobina -1 (con 153 vueltas)

B_2 = Bobina -2 (con 210 vueltas)

L_0 = Inductancia de la bobina sin la muestra.

L = Inductancia de la bobina con la muestra.

K_m = constante de permeabilidad relativa.

X_m = Susceptibilidad magnética.

n = Vueltas/metro de la bobina.

\vec{i} = Intensidad de la corriente (Amperes- A.)

\vec{H} = Campo magnético (Amperes/metro - A/m.)

\vec{M} = Vector de magnetización (Amperes/metro - A/m)

\vec{B} = Inducción magnética (Teslas - T)

Temp. Amb. = Temperatura ambiente (20°C)

2.6.1 Cálculo de K_m (permeabilidad relativa) y X_m (susceptibilidad magnética).

Cálculo de K_m y X_m a partir de las lecturas obtenidas de L_0 y L para cada una de las muestras y a las diferentes temperaturas.

Para la obtención de los resultados que a continuación se detallan fueron empleadas las siguientes fórmulas

$$K_m = \frac{L^*}{L_0^*}$$

$$X_m = K_m - 1$$

*Las unidades de las lecturas de L y L_0 en las determinaciones efectuadas fueron μH .

Recordar que para la lectura final de L y L_0 se -- tiene que restar $0.5 \mu H$ del cableado a cada una de las lecturas obtenidas en el medidor digital.

C O B R E

$T^{\circ}\text{C}$		L_0	L	K_m	X_m
-78°C	B_1	56.0	52.0	0.928	-0.072
	B_2	75.0	71.0	0.946	-0.054
0°C	B_1	56.5	54.5	0.955	-0.045
	B_2	75.5	73.5	0.973	-0.027
Temp. Amb.	B_1	56.5	54.5	0.964	-0.036
	B_2	75.5	73.5	0.973	-0.027
30°C	B_1	56.5	54.5	0.964	-0.036
	B_2	76.0	74.0	0.973	-0.027
40°C	B_1	56.5	54.5	0.964	-0.036
	B_2	76.0	74.0	0.973	-0.027
50°C	B_1	56.0	54.5	0.964	-0.036
	B_2	76.5	74.5	0.973	-0.027
60°C	B_1	56.5	55.0	0.973	-0.027
	B_2	76.5	75.0	0.980	-0.020

A L U M I N I O

$T^{\circ} C$		I_0	L	K_m	X_m
-78 $^{\circ}C$	B_1	56.0	54.5	0.973	-0.027
	B_2	75.0	74.0	0.986	-0.014
0 $^{\circ}C$	B_1	56.5	55.5	0.982	-0.018
	B_2	75.5	75.5	1.000	0
Temp. Amb.	B_1	56.5	55.5	0.982	-0.018
	B_2	75.5	75.5	1.000	0
30 $^{\circ}C$	B_1	56.5	55.5	0.982	-0.018
	B_2	76.0	75.5	0.993	-0.007
40 $^{\circ}C$	B_1	56.5	56.0	0.991	-0.009
	B_2	76.0	75.5	0.993	-0.007
50 $^{\circ}C$	B_1	56.5	56.5	1.000	0
	B_2	76.5	75.5	0.986	-0.014
60 $^{\circ}C$	B_1	56.5	56.5	1.000	0
	B_2	76.5	76.5	1.000	0

L A T O N

T °C		Lo	L	K _m	X _m
-78 °C	B ₁	56.0	55.5	0.991	-0.009
	B ₂	75.0	74.5	0.993	-0.007
0 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	75.5	75.5	1.000	0
Temp. Amb.	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	75.5	75.5	1.000	0
30 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.0	76.0	1.000	0
40 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.0	76.0	1.000	0
50 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.5	76.5	1.000	0
60 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.5	76.5	1.000	0

A C E R C 3 1 6

T °C		L ₀	L	K _L	X _L
-78 °C	B ₁	56.0	55.5	0.990	-0.01
	B ₂	75.0	75.0	1.000	
0 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	75.5	75.5	1.000	0
Temp. Amb.	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	75.5	75.5	1.000	0
30 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.0	76.0	1.000	0
40 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.0	76.5	1.000	-0.006
50 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.5	76.5	1.000	0
60 °C	B ₁	56.5	56.5	1.000	0
	B ₂	76.5	76.5	1.000	0

A C E R C 1 0 4 5

T °C		Lo	L	K _m	X _m
-78	B ₁	56.0	446.5	7.975	6.975
	B ₂	75.0	479.5	6.393	5.393
0	B ₁	56.5	484.5	6.575	7.575
	B ₂	75.5	509.5	6.748	5.748
Temp. Amb.	B ₁	56.5	493.5	8.734	7.734
	B ₂	75.5	519.5	6.880	5.880
30	B ₁	56.5	496.5	8.785	7.788
	B ₂	76.0	522.5	6.875	5.875
40	B ₁	56.5	501.5	8.876	7.876
	B ₂	76.0	532.0	7.000	6.000
50	B ₁	56.5	507.5	8.982	7.982
	B ₂	76.5	534.0	6.980	5.980
60	B ₁	56.5	508.5	9.000	8.000
	B ₂	76.5	537.5	7.026	6.026

2.6.2 Cuadro de comparación de las χ_T
(susceptibilidad magnética) de cada una
de las muestras a las diferentes tempe-
raturas para las bobinas 1 y 2.

X_{II} de las muestras

T °C		COBRE	ALUMINIO	LATON	ACERO 316	ACERO 1045
-78	B ₁	-0.072	-0.027	-0.009	-0.010	6.973
	B ₂	-0.054	-0.014	-0.007	0	5.393
0	B ₁	-0.045	-0.018	0	0	7.575
	B ₂	-0.027	0	0	0	5.748
Temp. Amb.	B ₁	-0.036	-0.018	0	0	7.734
	B ₂	-0.027	0	0	0	5.880
30	B ₁	-0.036	-0.018	0	0	7.788
	B ₂	-0.027	-0.007	0	0	5.875
40	B ₁	-0.036	-0.009	0	0	7.876
	B ₂	-0.027	-0.007	0	0.006	6.000
50	B ₁	-0.036	0	0	0	7.982
	B ₂	-0.027	-0.014	0	0	5.982
60	B ₁	-0.027	0	0	0	8.000
	B ₂	-0.020	0	0	0	6.026

2.6.3 Cálculo de \vec{H} (campo magnético).-

Cálculo de \vec{H} para las bobinas 1 y 2 a diferentes intensidades de corriente (i).

Para la obtención de los resultados que se detallan a continuación, fue empleada la siguiente fórmula

$$\vec{H} = n i$$

\vec{r} 1 (Å)	\vec{H} A/m B_1	\vec{H} A/m B_2
(.1)	2.125	1.873
(.2)	4.25	3.746
(.3)	6.375	5.619
(.4)	8.50	7.492
(.5)	10.625	9.365
(.6)	12.75	11.238
(.7)	14.875	13.111
(.8)	17.00	14.984
(.9)	19.125	16.857
(1.0)	21.25	18.73
(1.1)	23.375	20.603
(1.2)	25.50	22.476

2.6.4 Cálculo de \vec{M} (vector de magnetización) y \vec{B} (inducción magnética) para cada muestra.

- a) Cálculo de \vec{M} para cada muestra con las X_m y las H_s a diferentes i .

$$\vec{M} = X_m H$$

- b) Cálculo de \vec{B} para cada muestra con las X_m obtenidas a las diferentes temperaturas y las H_s a diferentes i .

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

Muestra: C O B R E \vec{M} (A/m).

T°C	X_m	B_1	H	H	H	H	H	A
		B_2	i (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...	
-78		-0.072	-0.153	-0.306	-0.459	-0.612	-0.765	
		-0.054	-0.101	-0.202	-0.303	-0.405	-0.506	
0		-0.045	-0.096	-0.191	-0.287	-0.383	-0.478	
		-0.027	-0.051	-0.101	-0.152	-0.202	-0.253	
Temp.	Amb.	-0.036	-0.077	-0.153	-0.230	-0.306	-0.383	
		-0.027	-0.051	-0.101	-0.152	-0.202	-0.253	
30		-0.036	-0.077	-0.153	-0.230	-0.306	-0.383	
		-0.027	-0.051	-0.101	-0.152	-0.202	-0.253	
40		-0.036	-0.077	-0.153	-0.230	-0.306	-0.383	
		-0.027	-0.051	-0.101	-0.152	-0.202	-0.253	
50		-0.036	-0.077	-0.153	-0.230	-0.306	-0.383	
		-0.027	-0.051	-0.101	-0.152	-0.202	-0.253	
60		-0.027	-0.057	-0.115	-0.172	-0.230	-0.287	
		-0.020	-0.037	-0.075	-0.112	-0.150	-0.187	

a) Vector de magnetizacion (\vec{M})

Continúa C O B R E \vec{M} (A/m)

H (.6)	H (.7)	H (.8)	H (.9)	H (1.0)	H (1.1)	H (1.2) ... (A)
-0.918	-1.071	-1.224	-1.377	-1.530	-1.688	-1.836
-0.607	-0.708	-0.809	-0.910	-1.011	-1.013	-1.214
-0.574	-0.669	-0.765	-0.861	-0.956	-1.052	-1.148
-0.303	-0.354	-0.405	-0.455	-0.506	-0.556	-0.610
-0.459	-0.536	-0.612	-0.689	-0.765	-0.842	-0.918
-0.303	-0.354	-0.405	-0.455	-0.506	-0.556	-0.610
-0.459	-0.536	-0.612	-0.689	-0.765	-0.842	-0.918
-0.303	-0.354	-0.405	-0.455	-0.506	-0.556	-0.610
-0.459	-0.536	-0.612	-0.689	-0.765	-0.842	-0.918
-0.303	-0.354	-0.405	-0.455	-0.506	-0.556	-0.610
-0.459	-0.536	-0.612	-0.689	-0.765	-0.842	-0.918
-0.303	-0.354	-0.405	-0.455	-0.506	-0.556	-0.610
-0.344	-0.402	-0.459	-0.516	-0.574	-0.631	-0.689
-0.225	-0.262	-0.300	-0.337	-0.375	-0.412	-0.450

Muestra: C O B R E \vec{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

T ^o C	B ₁	H	H	H	H	H
	X _m B ₂	1 (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...
-78	-0.072	24.788	49.576	74.364	99.152	123.940
	-0.054	22.272	44.545	66.817	89.089	111.361
0	-0.045	25.509	51.018	76.528	102.037	127.546
	-0.027	22.980	45.816	68.724	91.632	114.540
Temp. Amb.	-0.036	25.750	51.499	77.249	102.999	128.748
	-0.027	22.980	45.816	68.724	91.632	114.540
30	-0.036	25.750	51.499	77.249	102.999	128.748
	-0.027	22.980	45.816	68.724	91.632	114.540
40	-0.036	25.750	51.499	77.249	102.999	128.748
	-0.027	22.980	45.816	68.724	91.632	114.540
50	-0.036	25.750	51.499	77.249	102.999	128.748
	-0.027	22.980	45.816	68.724	91.632	114.540
60	-0.027	25.990	51.980	77.970	103.960	129.950
	-0.020	23.073	46.145	69.218	92.291	115.364

b) Inducción magnética (\vec{B})

continúa COBRE \vec{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

H	H	H	H	H	H	H
(.6)	(.7)	(.8)	(.9)	(1.0)	(1.1)	(1.2) . (A)
148.728	173.516	198.304	223.092	247.880	272.610	297.456
133.634	155.906	176.176	200.450	222.723	244.995	267.267
153.055	176.565	204.074	229.583	255.092	280.602	306.111
137.448	160.356	183.263	206.171	229.079	251.987	274.900
154.498	180.248	205.997	231.747	257.496	283.246	308.996
137.448	160.356	183.263	206.171	229.079	251.987	274.900
154.498	180.248	205.997	231.747	257.496	283.246	308.996
137.448	160.356	183.263	206.171	229.079	251.987	274.900
154.498	180.248	205.997	231.747	257.496	283.246	308.996
137.448	160.356	183.263	206.171	229.079	251.987	274.900
155.940	181.930	207.920	233.910	259.900	285.891	311.881
138.436	161.509	184.582	207.655	230.727	253.800	276.873

Muestra: A L U M I N I O \vec{M} (A/m)

T ^o C	B ₂	H	H	H	H	H
	X _m B ₁	i (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)..A
-78	-0.027	-0.057	-0.115	-0.172	-0.230	-0.287
	-0.014	-0.026	-0.052	-0.079	-0.105	-0.131
0	-0.018	-0.038	-0.077	-0.115	-0.153	-0.191
	0	0	0	0	0	0
Tem.	-0.018	-0.038	-0.077	-0.115	-0.153	-0.191
Amb.	0	0	0	0	0	0
30	-0.018	-0.038	-0.077	-0.115	-0.153	-0.191
	-0.007	-0.013	-0.026	-0.039	-0.052	-0.066
40	-0.009	-0.038	-0.057	-0.077	-0.096	-0.115
	-0.007	-0.013	-0.026	-0.039	-0.052	-0.066
50	0	0	0	0	0	0
	-0.014	-0.026	-0.052	-0.079	-0.105	-0.131
60	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0

Continúa ALUMINIO \bar{E} (A/m)

H (.6)	H (.7)	H (.8)	H (.9)	H (1.0)	H (1.1)	H (1.2)..A
-0.344	-0.402	-0.459	-0.516	-0.574	-0.631	-0.689
-0.157	-0.184	-0.210	-0.236	-0.262	-0.288	-0.315
-0.230	-0.268	-0.306	-0.344	-0.383	-0.421	-0.459
0	0	0	0	0	0	0
-0.230	-0.268	-0.306	-0.344	-0.383	-0.421	-0.459
0	0	0	0	0	0	0
-0.230	-0.268	-0.306	-0.306	-0.383	-0.421	-0.459
-0.079	-0.092	-0.105	-0.118	-0.131	-0.144	-0.157
-0.115	-0.134	-0.153	-0.172	-0.191	-0.210	-0.230
-0.079	-0.092	-0.105	-0.118	-0.131	-0.144	-0.157
0	0	0	0	0	0	0
-0.157	-0.184	-0.210	-0.236	-0.262	-0.288	-0.315
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0

Muestra: ALUMINIO \vec{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

T°C	B_1	H	H	H	H	H
	X_m B_2	f (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)..A
-78	-0.027	25.990	51.980	77.970	103.960	129.950
	-0.014	23.214	46.428	69.642	92.856	116.070
Tem. Amb.	-0.018	26.230	52.461	78.691	104.922	131.152
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
0	-0.018	26.230	52.461	78.691	104.922	131.152
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
30	-0.018	26.230	52.461	78.691	104.922	131.152
	-0.007	23.379	46.758	70.136	93.515	116.894
40	-0.009	26.471	52.942	79.413	105.883	132.354
	-0.007	23.379	46.758	70.136	93.515	116.894
50	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	-0.014	23.214	46.428	69.642	92.856	116.070
60	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718

Continúa A L U M I N I O \bar{B} (x 10⁻⁷ Teslas)

H	H	H	H	H	H	H
(.6)	(.7)	(.8)	(.9)	(1.0)	(1.1)	(1.2)..A
155.940	181.930	207.920	233.910	259.900	285.891	311.881
139.284	162.498	185.712	208.926	232.140	255.354	278.568
157.383	183.613	196.595	236.074	262.304	288.535	314.765
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523
157.383	183.613	196.595	236.074	262.304	288.535	314.765
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523
157.383	183.613	196.595	236.074	262.304	288.535	314.765
140.273	163.652	187.030	210.409	233.788	257.167	280.546
158.825	185.296	211.767	238.238	264.708	291.179	317.650
140.273	163.652	187.030	210.409	233.788	257.167	280.546
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
139.284	162.498	185.712	208.926	232.140	255.354	278.568
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.354	320.535
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523

Muestra: L A T O N \bar{M} (A/m)

T°C	B ₁	H	H	H	H	H
	X _m B ₂	i(.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...A
-78	-0.009	-0.019	-0.038	-0.057	-0.096	-0.115
	-0.007	-0.013	-0.026	-0.039	-0.052	-0.066
0	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0
Temp. Amb.	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0
30	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0
40	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0
50	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0
60	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0

Muestra: L A T O N \vec{B} (x 10⁻⁷ Teslas)

T°C	B_1	H	H	H	H	H	A
	X_m B_2	i (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...	
-78	-0.009	26.471	52.942	79.413	105.883	132.354	
	-0.007	23.379	46.758	70.136	93.515	116.894	
0	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	
Temp. Amb.	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	
30	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	
40	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	
50	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	
60	0	26.711	53.423	80.134	106.845	133.556	
	0	23.544	47.087	70.631	94.174	117.718	

Continúa L A T C N \vec{B} (x 10⁻⁷ Teslas)

H (. 6)	H (.7)	H (.8)	H (.9)	H (1.0)	H (1.1)	H (1.2)..	A
158.825	185.296	211.767	238.238	264.708	291.179	317.650	
140.273	163.653	187.030	210.409	233.788	257.167	280.546	
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535	
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523	
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535	
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523	
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535	
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523	
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535	
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523	
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535	
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523	

Continúa A C B R O 316 \bar{V} (A/m)

H (.6)	H (.7)	H (.8)	H (.9)	H (1.0)	H (1.1)	H (1.2) ..A
-0.128	-0.149	-0.170	-0.191	-0.213	-0.234	-0.255
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0.067	0.079	0.090	0.101	0.112	0.124	0.135
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0

Muestra: A C E R O 316 \vec{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

T°C	X_m	B_1	H	H	H	H	H
		B_2	1 (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...
-78	-0.01		26.444	52.888	79.332	105.777	132.221
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
0	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
Temp. Amb.	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
30	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
40	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0.006		23.685	47.370	71.055	94.739	118.424
50	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718
60	0		26.711	53.423	80.134	106.845	133.556
	0		23.544	47.087	70.631	94.174	117.718

Continúa A C E R C 316 \bar{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

H	H	H	H	H	H	H
(.6)	(.7)	(.8)	(.9)	(1.0)	(1.1)	(1.2)...
158.665	185.109	211.553	237.997	264.441	290.886	317.330
141.262	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
141.862	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
141.862	164.805	188.349	211.892	235.436	258.980	282.523
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
142.109	165.794	189.479	213.164	236.849	260.534	284.218
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
141.862	164.805	189.349	211.892	235.436	258.980	282.523
160.268	186.979	213.690	240.401	267.113	293.824	320.535
141.862	164.805	189.349	211.892	235.436	258.980	282.523

Muestra: A C B R O 1045 \bar{M} (A/m)

T°C	B ₁	H	H	H	H	H
	X _m B ₂	i (.1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5) .A
-78	6.973	14.818	29.635	44.453	59.271	74.088
	5.393	10.101	20.202	30.303	40.404	50.505
0	5.575	11.847	23.694	35.541	47.388	59.234
	5.748	10.766	21.532	32.298	43.064	53.830
Temp. Amb.	7.734	16.435	32.870	49.304	65.739	82.174
	5.880	11.013	22.026	33.040	44.053	55.066
30	7.788	16.550	33.099	49.649	66.198	82.748
	5.875	11.004	22.008	33.012	44.016	55.019
40	7.876	16.737	33.473	50.210	66.946	83.683
	6.000	11.238	22.476	33.714	44.952	56.190
50	7.982	16.962	33.924	50.885	67.847	84.809
	5.982	11.204	22.409	33.613	44.817	56.021
60	8.000	17.000	34.000	51.000	68.000	85.000
	6.026	11.287	22.573	33.860	45.147	56.433

Continúa A C E R O 1045 \bar{M} (A/m)

H	H	H	H	H	H	H
(.6)	(.7)	(.8)	(.9)	(1.0)	(1.1)	(1.2)..A
88.906	103.723	118.541	133.359	148.176	162.994	177.812
60.607	70.708	80.004	90.910	101.011	111.112	121.213
71.081	82.928	94.775	106.622	118.469	130.316	142.163
64.596	75.362	86.128	96.894	107.660	118.426	129.192
98.609	115.043	131.478	147.913	164.348	180.782	197.217
66.079	77.093	88.106	99.119	110.132	121.146	132.159
99.297	115.847	132.396	148.946	165.495	182.045	198.594
66.023	77.027	88.031	99.035	110.039	121.043	132.047
100.419	117.156	133.892	150.629	167.365	184.102	200.838
67.428	78.666	89.904	101.142	112.380	123.618	134.856
101.771	118.732	135.694	152.656	169.618	186.579	203.541
67.226	78.430	89.634	100.639	112.043	123.247	134.451
102.000	119.000	136.000	153.000	170.000	187.000	204.000
67.726	79.007	90.294	101.580	112.867	124.154	135.440

Muestra: A C E R O 1045 \bar{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

T°C	B ₁	H	H	H	H	H
	X _m B ₂	i (-1)	(.2)	(.3)	(.4)	(.5)...A
-78	6.973	212.969	425.938	638.906	851.875	1064.844
	5.393	150.514	301.029	451.543	602.057	752.571
0	5.575	175.626	351.253	526.879	702.506	878.132
	5.748	158.872	317.745	476.617	635.489	794.361
Temp. Amb.	7.734	233.296	466.592	699.888	933.184	1166.480
	5.880	161.980	323.960	485.940	647.920	809.900
30	7.788	234.738	469.477	704.215	938.954	1173.692
	5.875	161.862	323.725	485.587	647.449	809.312
40	7.876	237.089	474.678	711.267	948.356	1185.445
	6.000	164.805	329.611	494.416	659.221	824.026
50	7.982	239.920	479.841	719.761	959.682	1199.602
	5.982	164.381	328.763	493.144	657.526	821.907
60	8.000	240.401	480.803	721.204	961.605	1202.006
	6.026	165.418	330.835	496.252	661.670	827.087

Continúa A C E R O 1045 \vec{B} ($\times 10^{-7}$ Teslas)

H (.6)	H (.7)	H (.8)	H (.9)	H (1.0)	H (1.1)	H (1.2)..A
1277.813	1490.782	1703.750	1916.719	2129.688	2342.657	2555.626
903.086	1053.600	1194.000	1354.629	1505.143	1655.657	1806.172
1053.759	1229.385	1405.012	1580.638	1756.265	1931.891	2107.518
953.234	1112.106	1270.978	1429.851	1588.723	1747.595	1906.467
1399.776	1633.072	1866.368	2099.665	2232.961	2566.257	2799.553
971.880	1133.860	1295.840	1457.820	1619.800	1781.780	1943.760
1408.431	1643.169	1877.908	2112.646	2347.385	2582.123	2816.862
971.174	1133.036	1294.899	1456.761	1618.623	1780.486	1942.348
1422.534	1659.623	1896.712	2133.801	2370.891	2607.980	2845.069
988.832	1153.637	1318.442	1483.247	1648.053	1812.858	1977.663
1439.523	1679.443	1919.364	2159.284	2399.204	2639.204	2879.045
986.289	1150.670	1315.052	1479.433	1643.815	1808.196	1972.578
1442.408	1682.809	1923.210	2163.611	2404.013	2644.414	2884.815
992.504	1157.922	1323.339	1488.757	1654.174	1819.591	1985.009

2.6.5 Cálculo de la pendiente (X_m) utilizando el método de "cuadrados mínimos".

En la representación gráfica de "M" vs "H" se puede observar que el comportamiento es lineal para cada una de las muestras evaluadas en el experimento desarrollado; además la pendiente de la recta que se obtiene corresponde a la X_m (susceptibilidad magnética). Esto se puede comprobar por medio del cálculo de la pendiente de la recta utilizando el método de cuadrados mínimos; que además de proporcionar la "mejor recta de ajuste", se observa que los valores de las " X_m " que se obtienen son iguales a los valores de las " X_m " obtenidos con anterioridad en los cálculos del experimento.

Para los cálculos se utilizó la formulación y simbología siguiente:

La ecuación de una recta es $Y = a + b X$

donde: b = pendiente de la recta (X_m)

a = término independiente.

$$a = \frac{(\sum Y) (\sum X^2) - (\sum X) (\sum XY)}{n \sum X^2 - (\sum X)^2}$$

$$b = \frac{n \sum XY - (\sum X) (\sum Y)}{n \sum X^2 - (\sum X)^2}$$

$$Y = \sum_{j=1}^n Y_j \quad ; \quad XY = \sum_{j=1}^n X_j Y_j$$

Para el empleo de la fórmula anterior se considera que:

$X = H$ (campo magnético)

$Y = M$ (vector de magnetización)

cada una obtenida de los resultados experimentales, a las diferentes temperaturas y para las bobinas 1 y 2.

A continuación se presentan en detalle los datos y resultados del método de "cuadrados mínimos", tanto para la bobina 1 como para la bobina 2 a las diferentes temperaturas (-78, 0, 20 y 60 °C).

A los resultados del experimento se les aplicó el tratamiento estadístico de datos y se ajustarán las rectas por regresión lineal llegándose a obtener las susceptibilidades magnéticas (K_m) iguales por los dos métodos, lo que fué comprobado por el coeficiente de correlación (R^2) cuyos resultados para el cobre, aluminio, latón, acero 316 y acero 1045 son aproximadamente igual a 1, significando esto que el experimento se encuentra bien diseñado.

Cálculo de la pendiente utilizando el método de "mínimos cuadrados".-

BOBINA (1) a - 78 °C.

Datos.-

$$\vec{M} = y$$

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
2.125	-0.153	-0.153	-0.019	-0.021	14.818
4.250	-0.306	-0.115	-0.038	-0.043	29.635
6.375	-0.459	-0.172	-0.057	-0.064	44.453
8.500	-0.612	-0.230	-0.077	-0.085	59.271
10.620	-0.765	-0.287	-0.096	-0.106	74.088
12.750	-0.918	-0.344	-0.115	-0.128	88.906
14.875	-1.071	-0.402	-0.134	-0.149	103.723
17.000	-1.224	-0.459	-0.153	-0.170	118.541
19.125	-1.377	-0.516	-0.172	-0.191	133.359
21.250	-1.530	-0.574	-0.191	-0.213	148.176
23.375	-1.688	-0.631	-0.210	-0.234	162.994
25.500	-1.836	-0.689	-0.230	-0.255	177.812

Resultados.-

Para C O B R E :

$$b = -7.207404359 \times 10^{-2}$$

$$a = 6.06060606 \times 10^{-4}$$

Para A L U M I N I O :

$$b = -2.700781571 \times 10^{-2}$$

$$a = 4.5454539 \times 10^{-5}$$

Para T A T O N :

$$b = 9.003232062 \times 10^{-3}$$

$$a = 2.197802198 \times 10^{-5}$$

Para A C E R O 316

$$b = -1.000246812 \times 10^{-2}$$

$$a = -9.09090909 \times 10^{-5}$$

Para A C E R O 1045 :

$$b = 6.973002064$$

$$a = 7.565159177 \times 10^{-5}$$

BOBINA (1) a 0 °C.

Datos.-

$$\vec{M} = Y$$

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
2.125	-0.096	-0.038	0	0	11.847
4.250	-0.191	-0.077	0	0	23.694
6.375	-0.287	-0.115	0	0	35.541
8.500	-0.383	-0.153	0	0	47.388
10.625	-0.478	-0.191	0	0	59.234
12.750	-0.574	-0.230	0	0	71.081
14.875	-0.669	-0.268	0	0	82.928
17.000	-0.765	-1.360	0	0	94.775
19.125	-0.861	-0.344	0	0	106.622
21.250	-0.956	-0.383	0	0	118.469
23.375	-1.052	-0.421	0	0	130.316
25.500	-1.148	-0.459	0	0	142.163

Resultados.-

Para C O B R E :

$$b = -4.500205676 \times 10^{-2}$$

$$a = -7.57575822 \times 10^{-5}$$

Para A L U M I N I O :

$$b = -2.320526 \times 10^{-2}$$

$$a = -1.60606 \times 10^{-2}$$

Para L A T O N :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 316 :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 1045:

$$b = 7.574961743$$

$$a = 9.242422628 \times 10^{-4}$$

B O B I N A (1) a TEMPERATURA AMBIENTE.

Datos.-

$$\vec{M} = Y$$

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
2.125	-0.077	-0.038	0	0	16.435
4.25	-0.153	-0.077	0	0	32.870
6.375	-0.230	-0.115	0	0	49.304
8.500	-0.306	-0.153	0	0	65.739
10.625	-0.383	-0.191	0	0	82.174
12.750	-0.459	-0.230	0	0	98.609
14.875	-0.536	-0.268	0	0	115.043
17.000	-0.612	-1.360	0	0	131.478
19.125	-0.689	-0.344	0	0	147.913
21.25	-0.765	-0.383	0	0	164.348
23.375	-0.842	-0.421	0	0	180.782
25.5	-0.918	-0.459	0	0	197.217

Resultados.-

Para COBRE :

$$b = -3.429724221 \times 10^{-2}$$

$$a = 6.359475802 \times 10^{-2}$$

Para ALUMINIO :

$$b = -2.320526532 \times 10^{-2}$$

$$a = -1.6060606 \times 10^{-2}$$

Para LATON :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para ACERO 316 :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para ACERO 1045 :

$$b = 7.73398273$$

$$a = 1.96862422 \times 10^{-4}$$

BOBINA (1) a 60 °C.

Datos.-

H = X	$\vec{M} = y$				
	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
2.125	-0.057	0	0	0	17.000
4.250	-0.115	0	0	0	34.000
6.375	-0.172	0	0	0	51.000
8.500	-0.230	0	0	0	68.000
10.625	-0.287	0	0	0	85.000
12.750	-0.344	0	0	0	102.000
14.875	-0.402	0	0	0	119.000
17.000	-0.459	0	0	0	136.000
19.125	-0.516	0	0	0	153.000
21.250	-0.574	0	0	0	170.000
23.375	-0.631	0	0	0	187.000
25.500	-0.689	0	0	0	204.000

Resultados .-

Para COBRE :

$$b = -2.700781571 \times 10^{-2}$$

$$a = 4.5454539 \times 10^{-5}$$

Para ALUMINIO :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para LATON :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para ACERO 316 :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para ACERO 1045 :

$$b = 7.99999$$

$$a = 0$$

BOBINA (2) a -78°C .

Datos.-

$$\vec{M} = Y$$

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
1.873	-0.101	-0.026	-0.013	0	10.101
3.746	-0.202	-0.052	-0.026	0	20.202
5.619	-0.303	-0.079	-0.039	0	30.303
7.492	-0.405	-0.105	-0.052	0	40.404
9.365	-0.506	-0.131	-0.066	0	50.505
11.238	-0.607	-0.157	-0.079	0	60.607
13.111	-0.708	-0.184	-0.092	0	70.708
14.984	-0.809	-0.210	-0.105	0	80.804
16.857	-0.910	-0.236	-0.118	0	90.910
18.730	-1.011	-0.262	-0.131	0	101.011
20.603	-1.113	-0.288	-0.144	0	111.112
22.476	-1.214	-0.315	-0.157	0	121.213

Resultados.-

Para C O B R E

$$b = -5.401192507 \times 10^{-2}$$

$$a = 1.515151448 \times 10^{-4}$$

Para A L U M I N I C :

$$b = -1.400654871 \times 10^{-2}$$

$$a = 1.060606047 \times 10^{-4}$$

Para L A T O N :

$$b = -7.000474164 \times 10^{-3}$$

$$a = 6.06060596 \times 10^{-5}$$

Para A C E R O 316 :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 1045 :

$$b = 5.388509516$$

$$a = -0.012409116$$

BOBINA (2) a 0 °C.

Datos.-

M = Y

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
1.873	-0.051	0	0	0	10.766
3.746	-0.101	0	0	0	21.532
5.619	-0.152	0	0	0	32.298
7.492	-0.202	0	0	0	43.064
9.365	-0.253	0	0	0	53.830
11.238	-0.303	0	0	0	64.596
13.111	-0.354	0	0	0	75.362
14.984	-0.405	0	0	0	86.128
16.857	-0.455	0	0	0	96.894
18.730	-0.506	0	0	0	107.660
20.603	-0.556	0	0	0	118.426
22.476	-0.610	0	0	0	129.192

Resultados.-

Para C O B R E :

$$b = -2.705729934 \times 10^{-2}$$

$$a = 4.090909077 \times 10^{-4}$$

Para A L U M I N I O :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para I A T O N :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 316 :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 1045 :

$$b = 5.747997863$$

$$a = 0$$

BOBINA (2) a TEMPERATURA AMBIENTE.

Datos.-

M = Y

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
1.873	-0.051	0	0	0	11.013
3.746	-0.101	0	0	0	22.026
5.619	-0.152	0	0	0	33.040
7.492	-0.202	0	0	0	44.053
9.365	-0.253	0	0	0	55.066
11.238	-0.303	0	0	0	66.079
13.111	-0.354	0	0	0	77.093
14.984	-0.405	0	0	0	88.106
16.857	-0.455	0	0	0	99.119
18.730	-0.506	0	0	0	110.132
20.603	-0.556	0	0	0	121.146
22.476	-0.610	0	0	0	132.159

Resultados.-**Para C O B R E :**

$$b = -2.705729934 \times 10^{-2}$$

$$a = 4.090909077 \times 10^{-4}$$

Para A L U M I N I O :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para L A T O N :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para A C E R O 316 :

$$b = 0$$

$$c = 0$$

Para A C E R O 1045 :

$$b = 5.880013729$$

$$a = -2.271514123 \times 10^{-4}$$

BOQUINA (2) a 60 °C.

Datos.-

M = Y

H = X	Cu	Al	Latón	Acero 316	Acero 1045
1.873	-0.037	0	0	0	11.287
3.746	-0.075	0	0	0	22.573
5.619	-0.112	0	0	0	33.86
7.492	-0.150	0	0	0	45.147
9.365	-0.187	0	0	0	56.433
11.238	-0.225	0	0	0	67.726
13.111	-0.262	0	0	0	79.007
14.984	-0.300	0	0	0	90.294
16.857	-0.337	0	0	0	101.580
18.73	-0.375	0	0	0	112.867
20.603	-0.412	0	0	0	124.154
22.476	-0.450	0	0	0	135.440

Resultados.-

Para COBRE :

$$b = -2.002695649 \times 10^{-2}$$

$$a = 3.18181875 \times 10^{-4}$$

Para ALUMINIO :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para LATON :

$$b = 0$$

$$a = 0$$

Para ACERO 316 :

$$b = 0$$

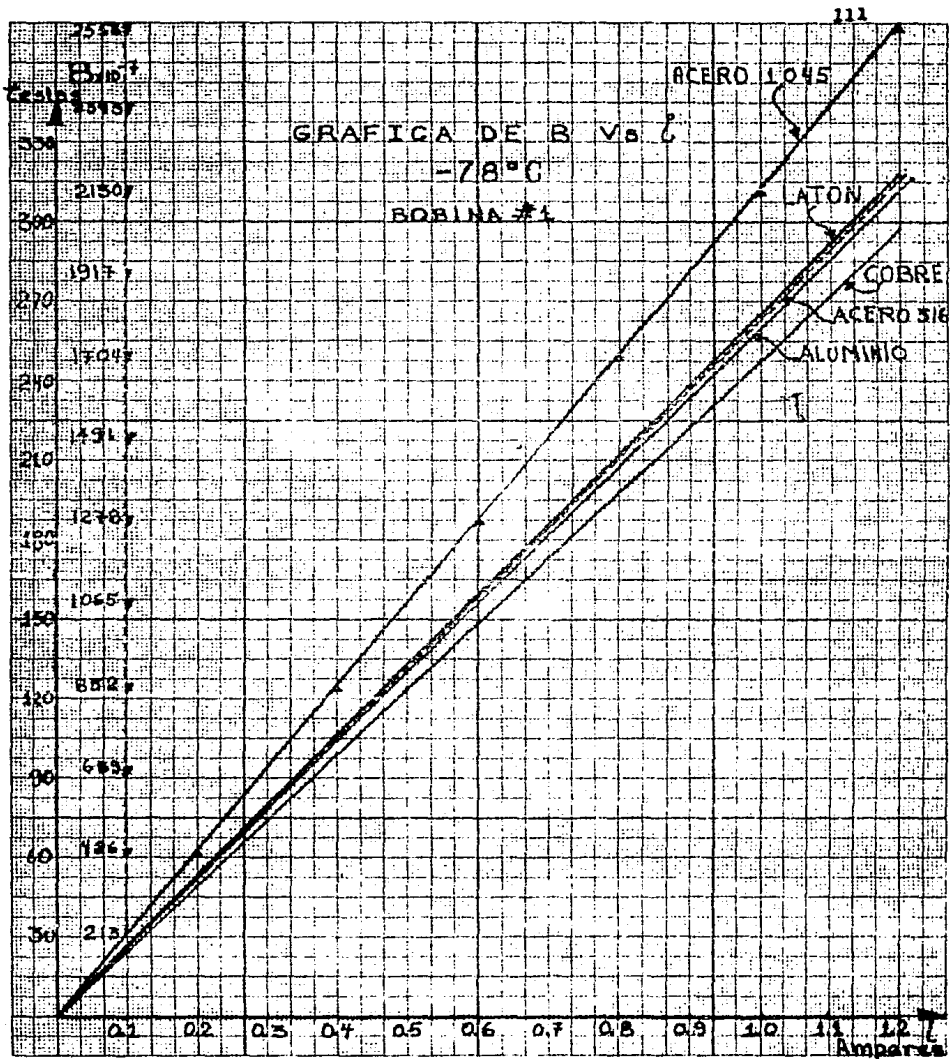
$$a = 0$$

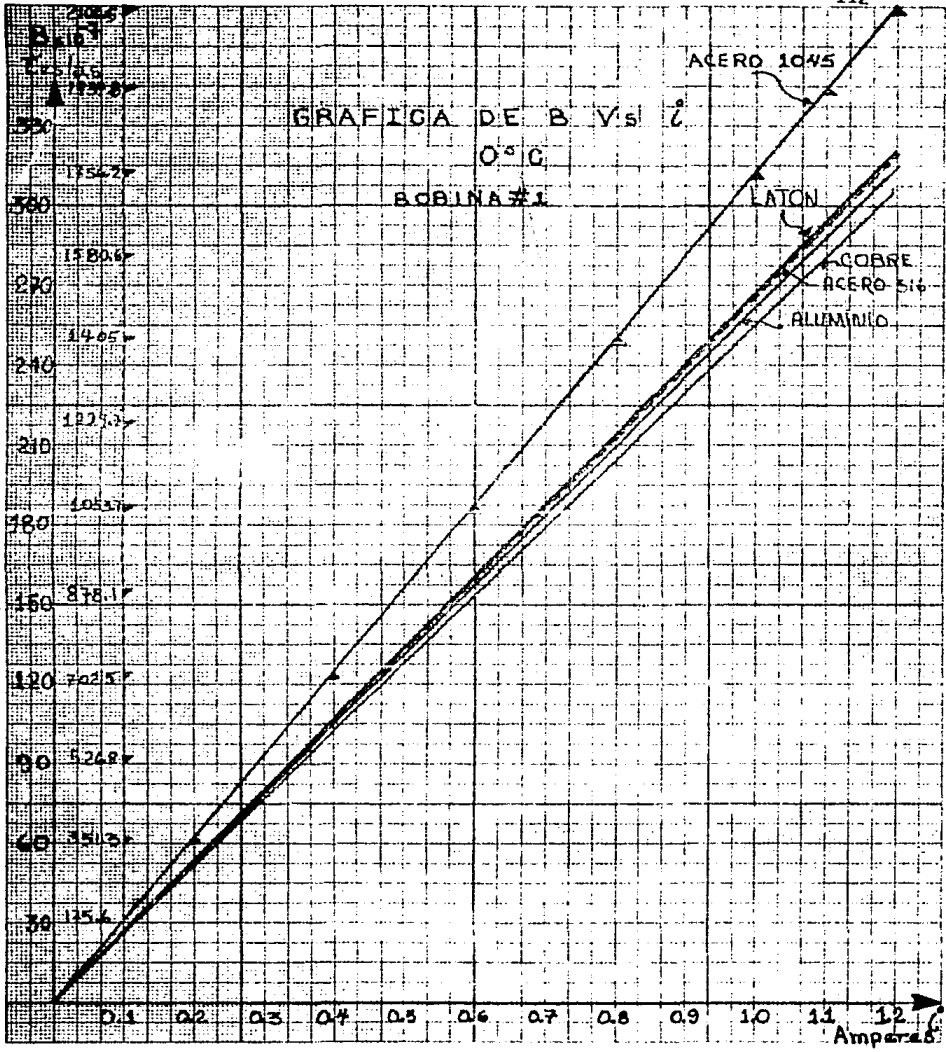
Para ACERO 1045 :

$$b = 6.025989491$$

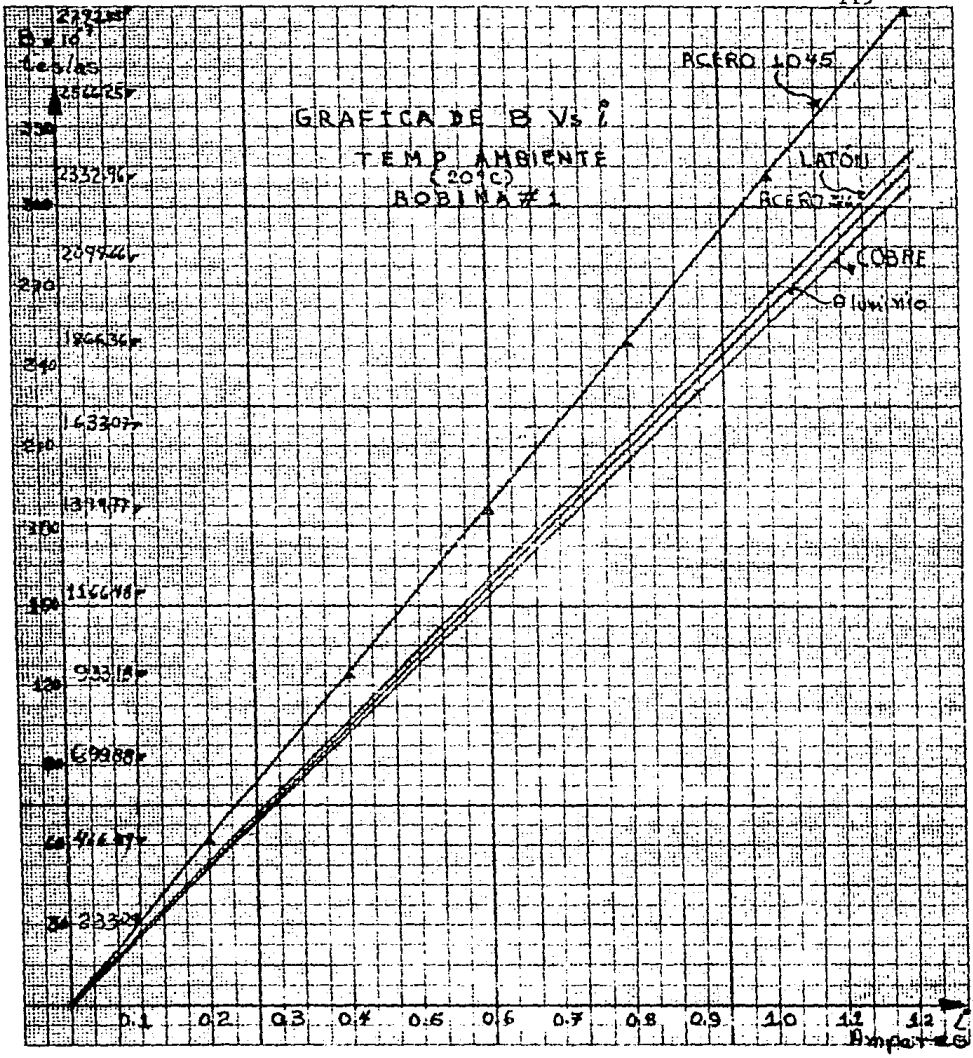
$$a = 5.909335418 \times 10^{-4}$$

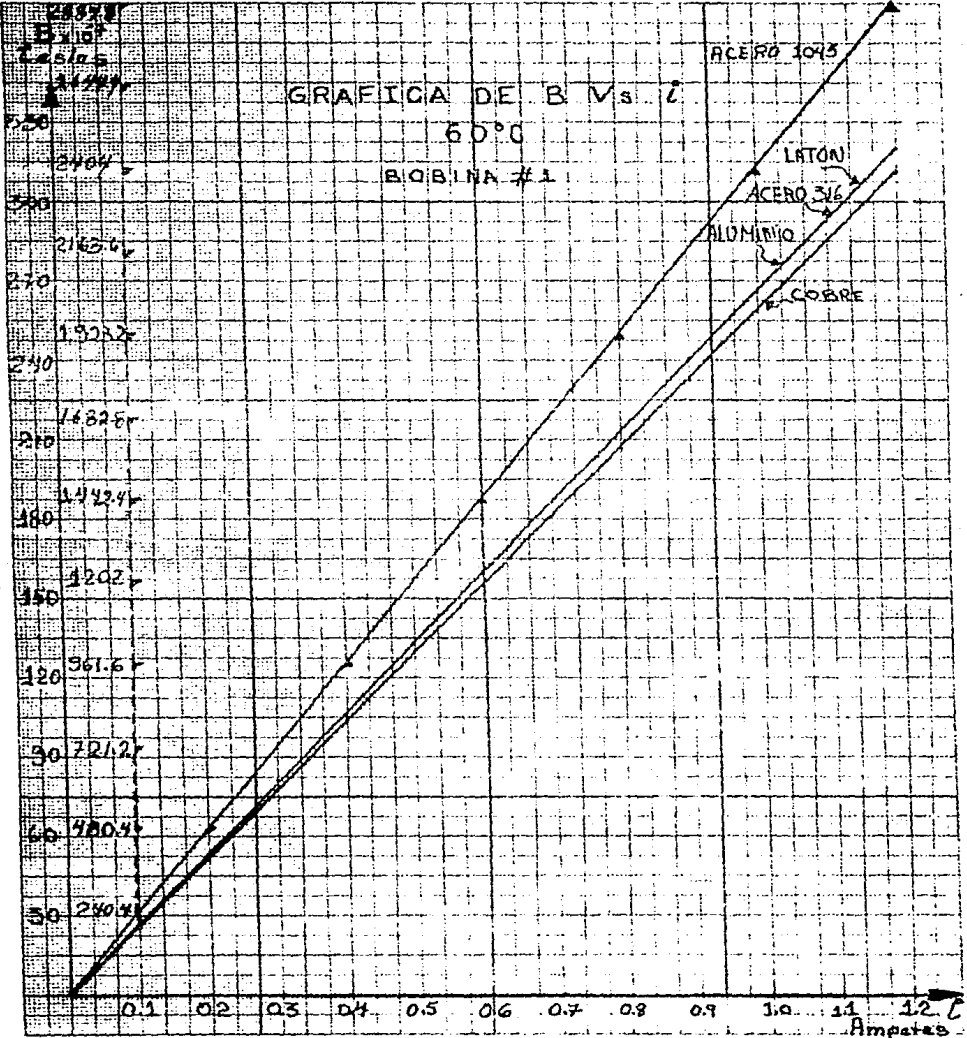
2.6.6 Gráficas de "B" vs "I", "B" vs "H", "M" vs "B",
"X_M" vs "I" y "M" vs "H" con los datos obtenidos.

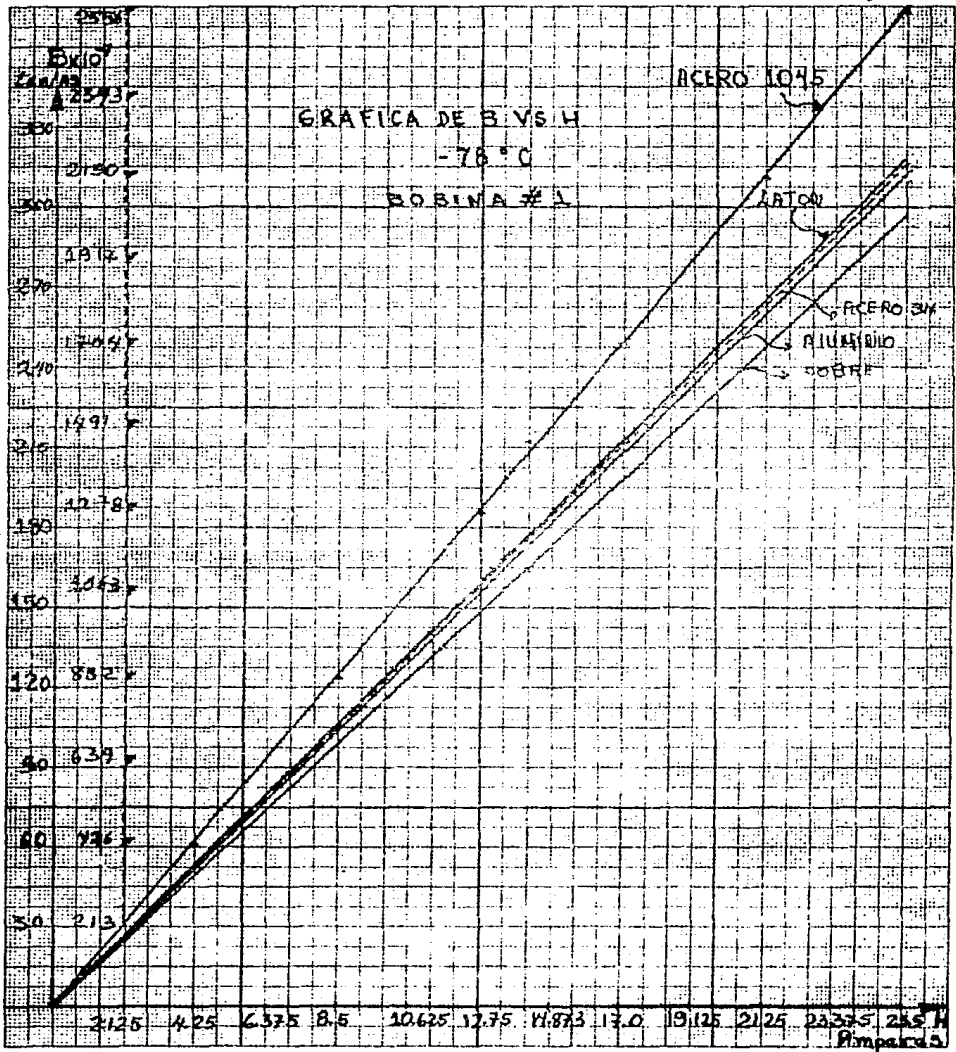


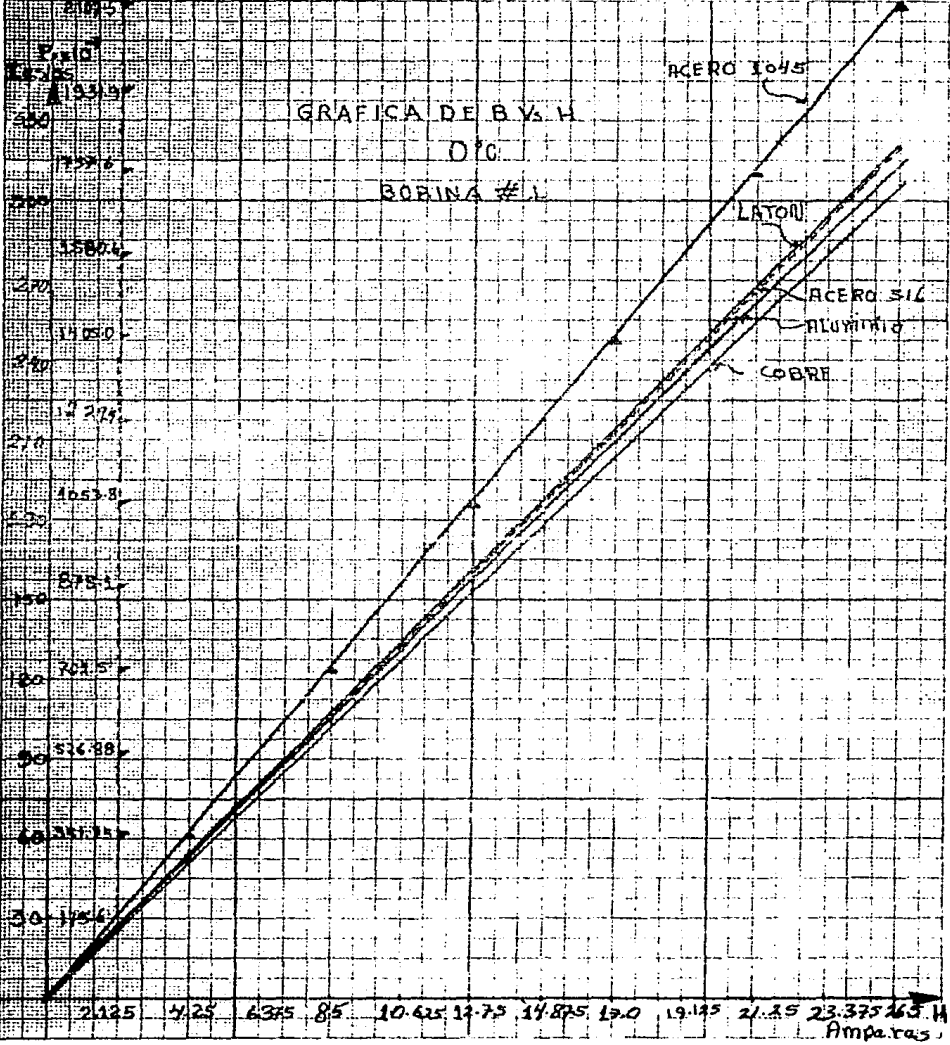


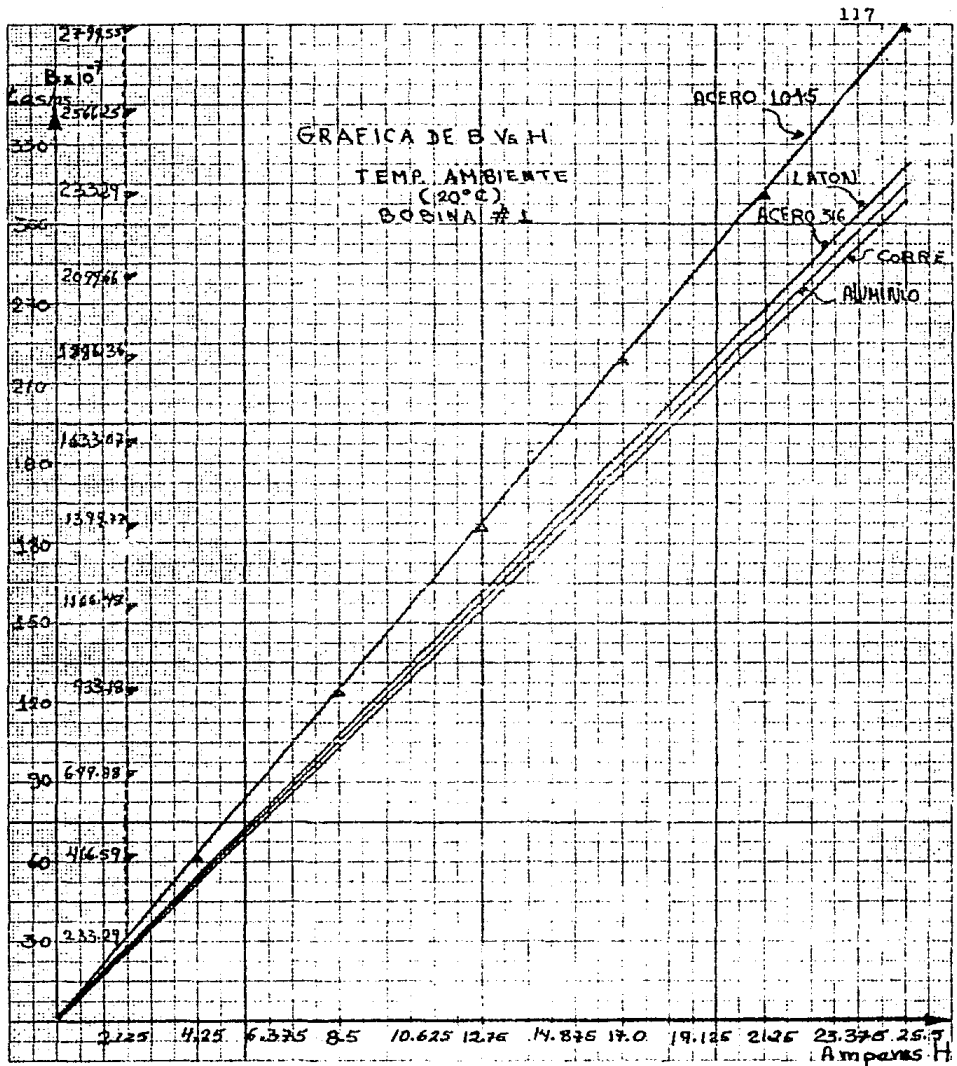
GRAFICA DE B VS I
TEMP AMBIENTE
(20°C)
BOBINA #1

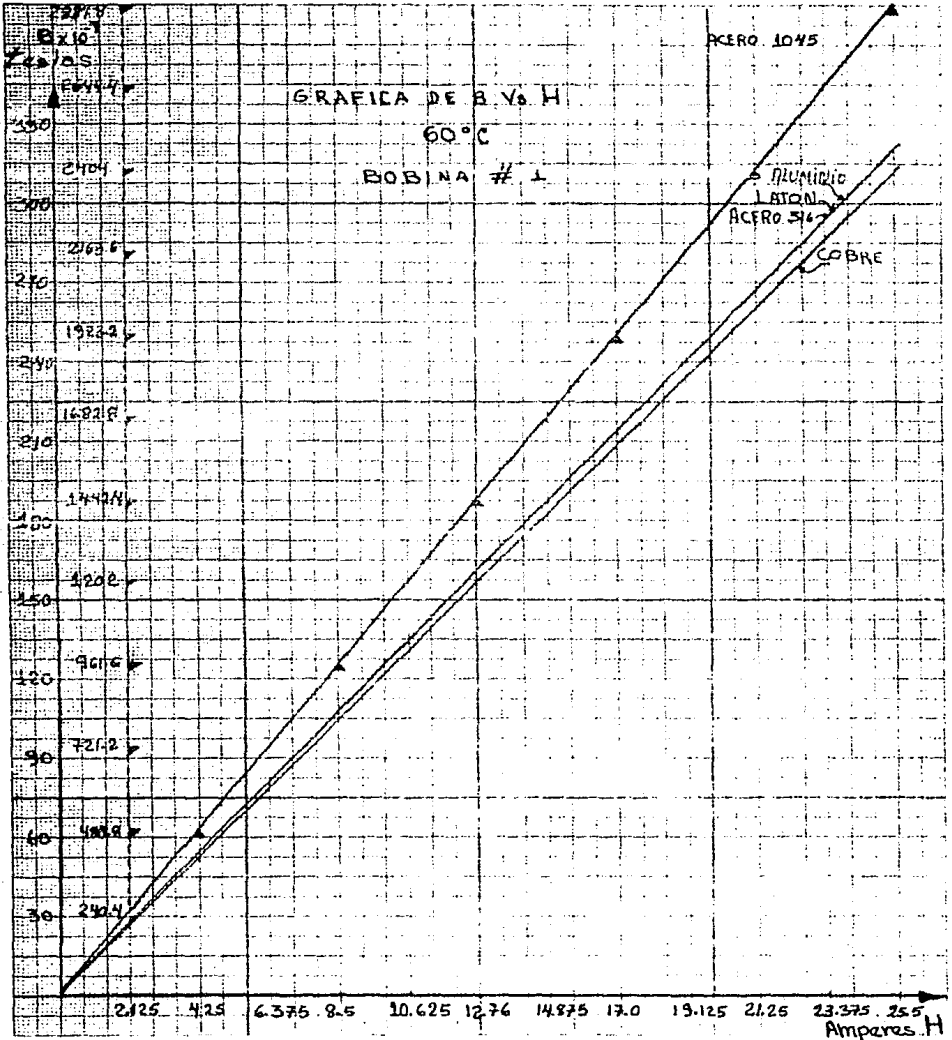


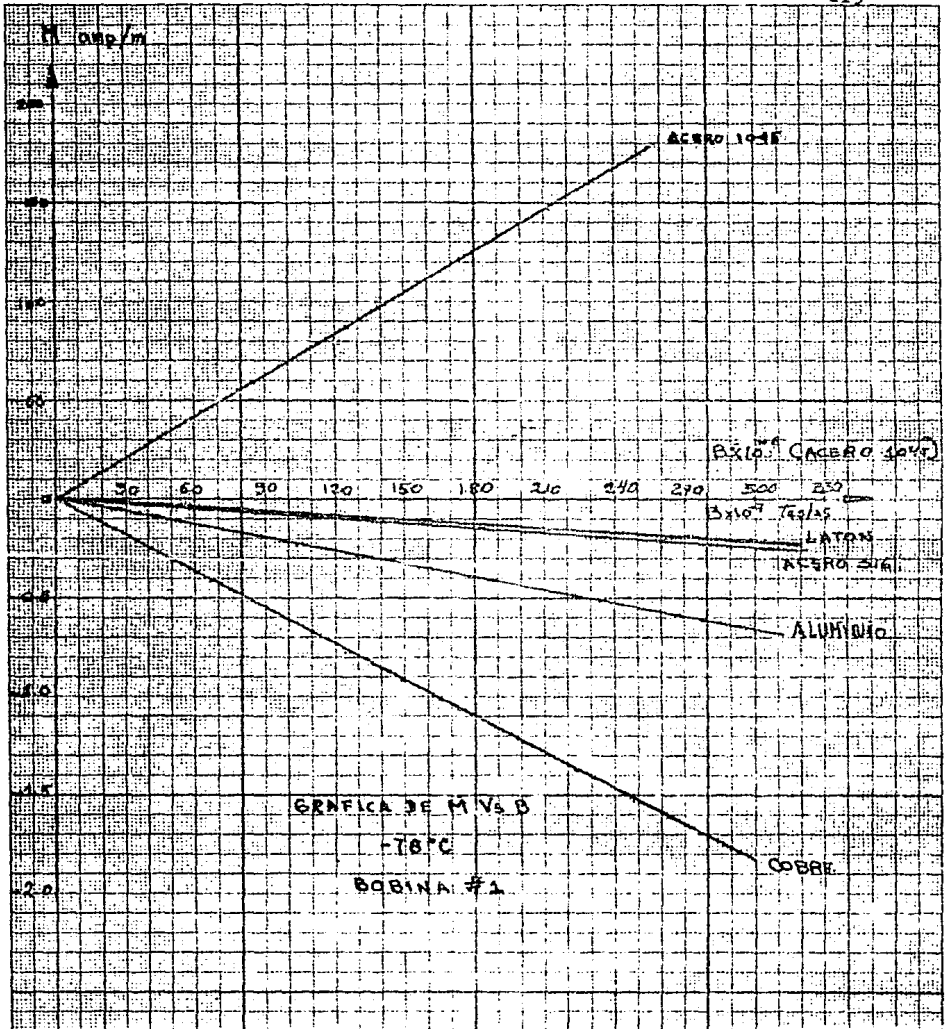


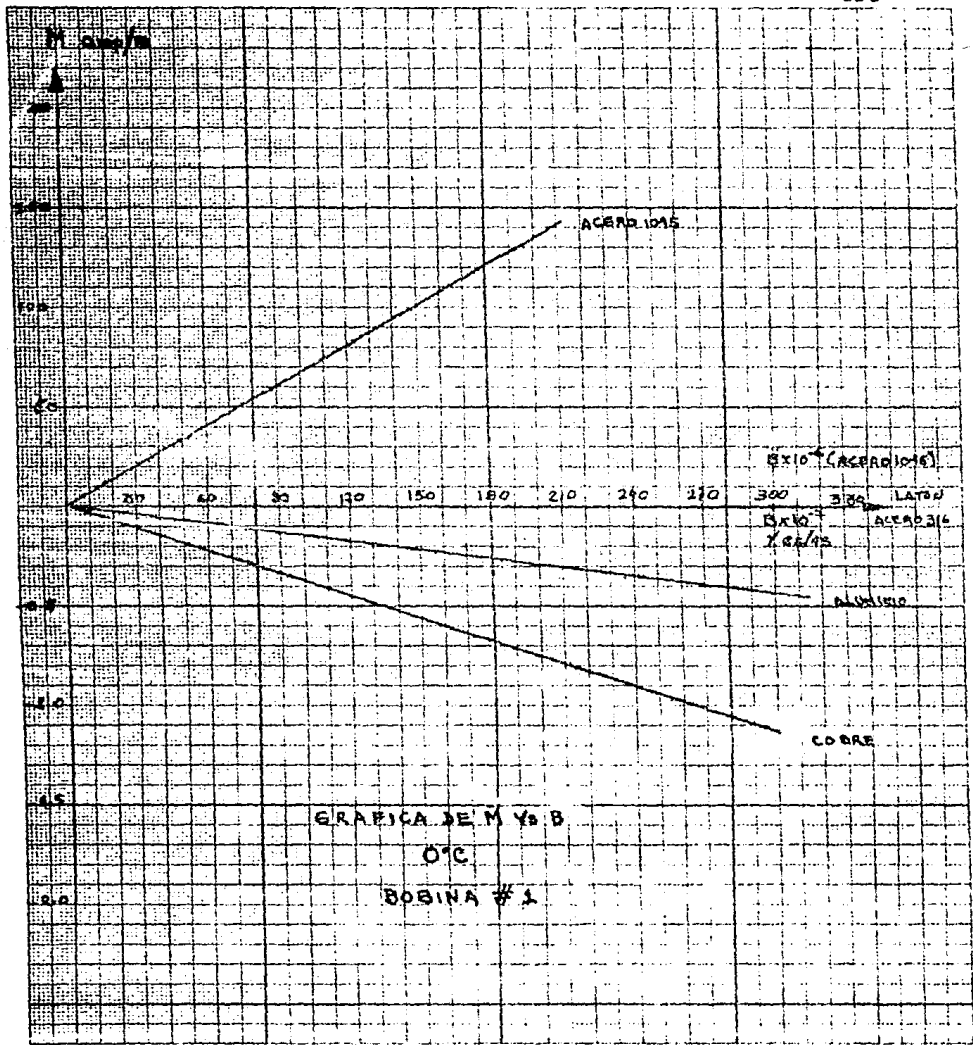




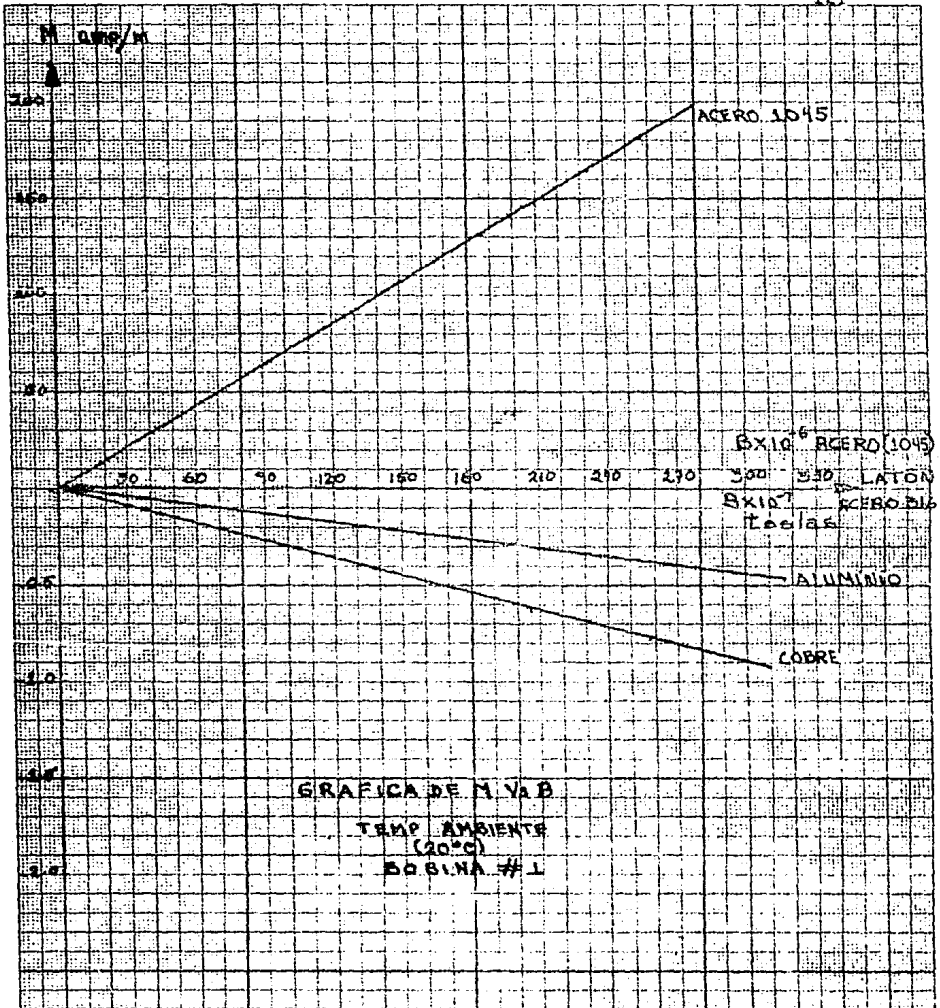


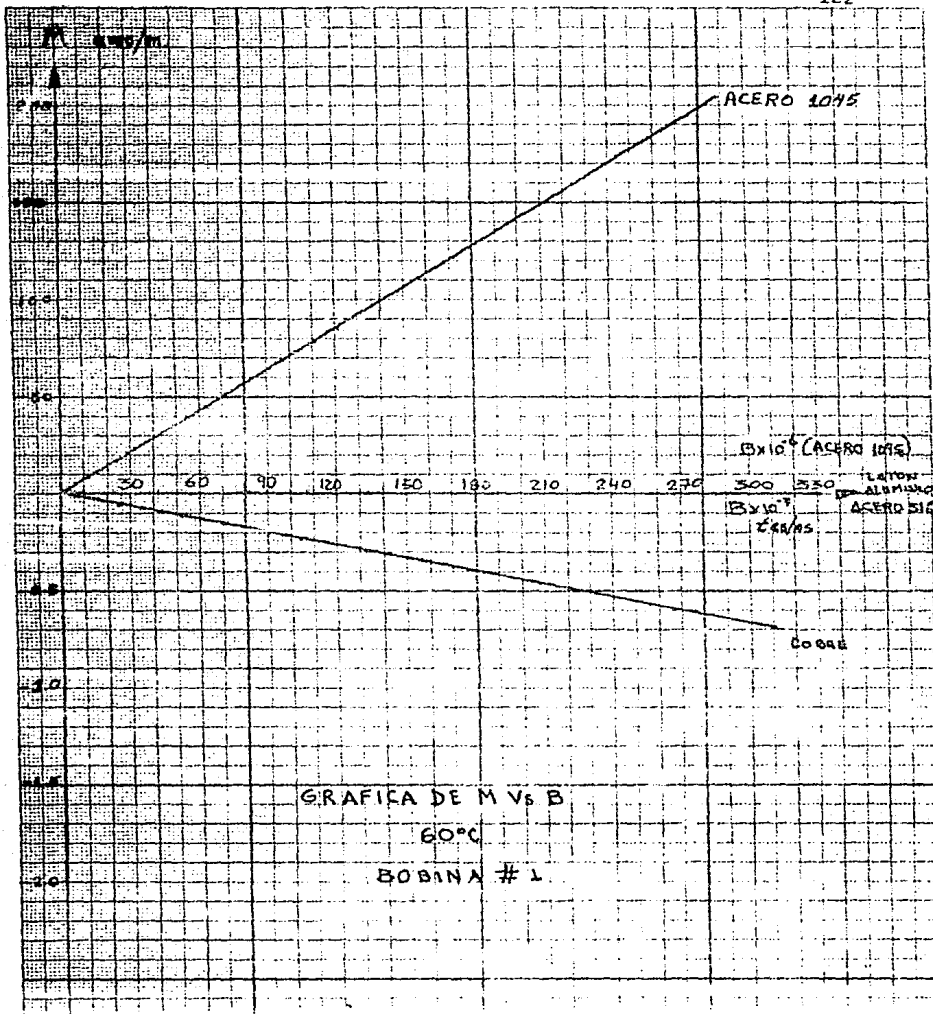


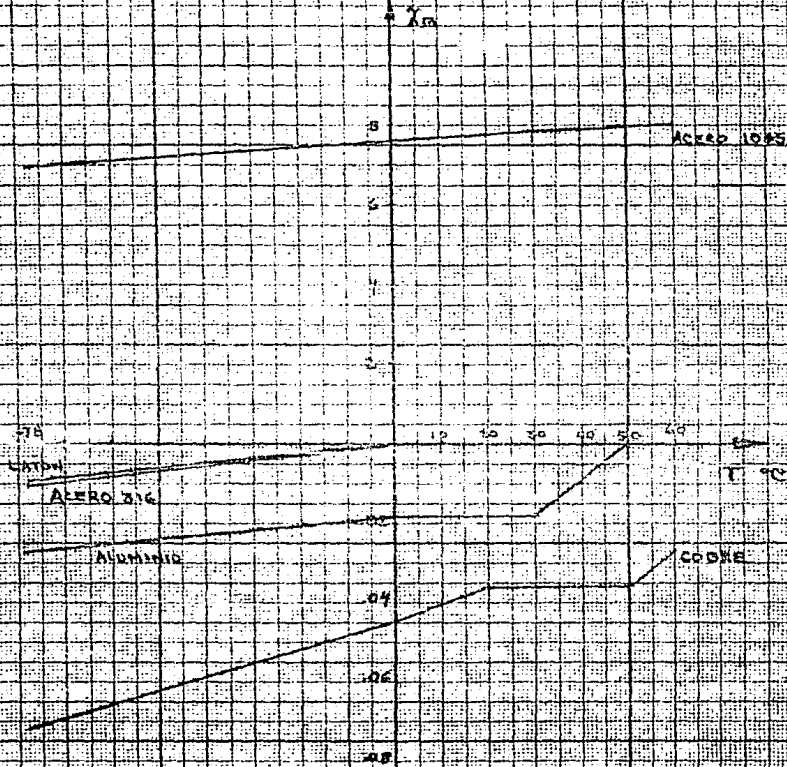




GRAFICA DE M Y B
0°C
BOBINA #1

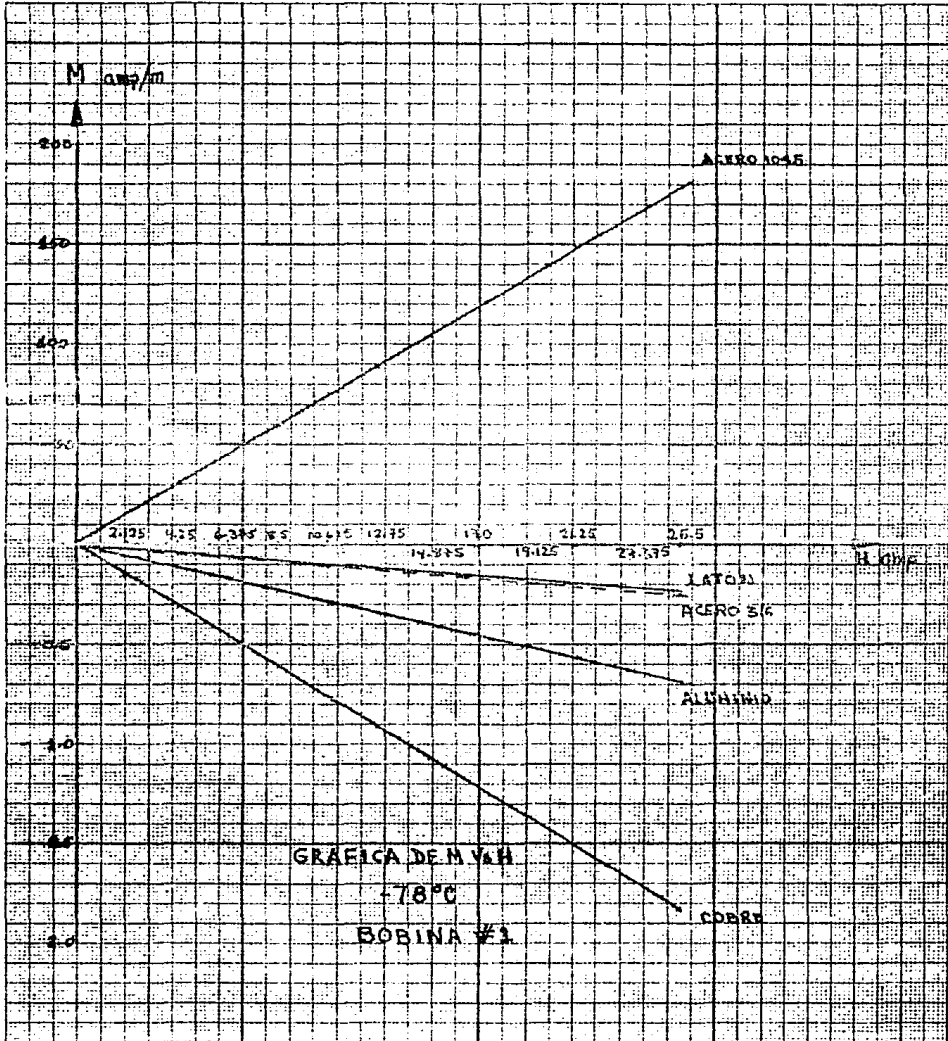


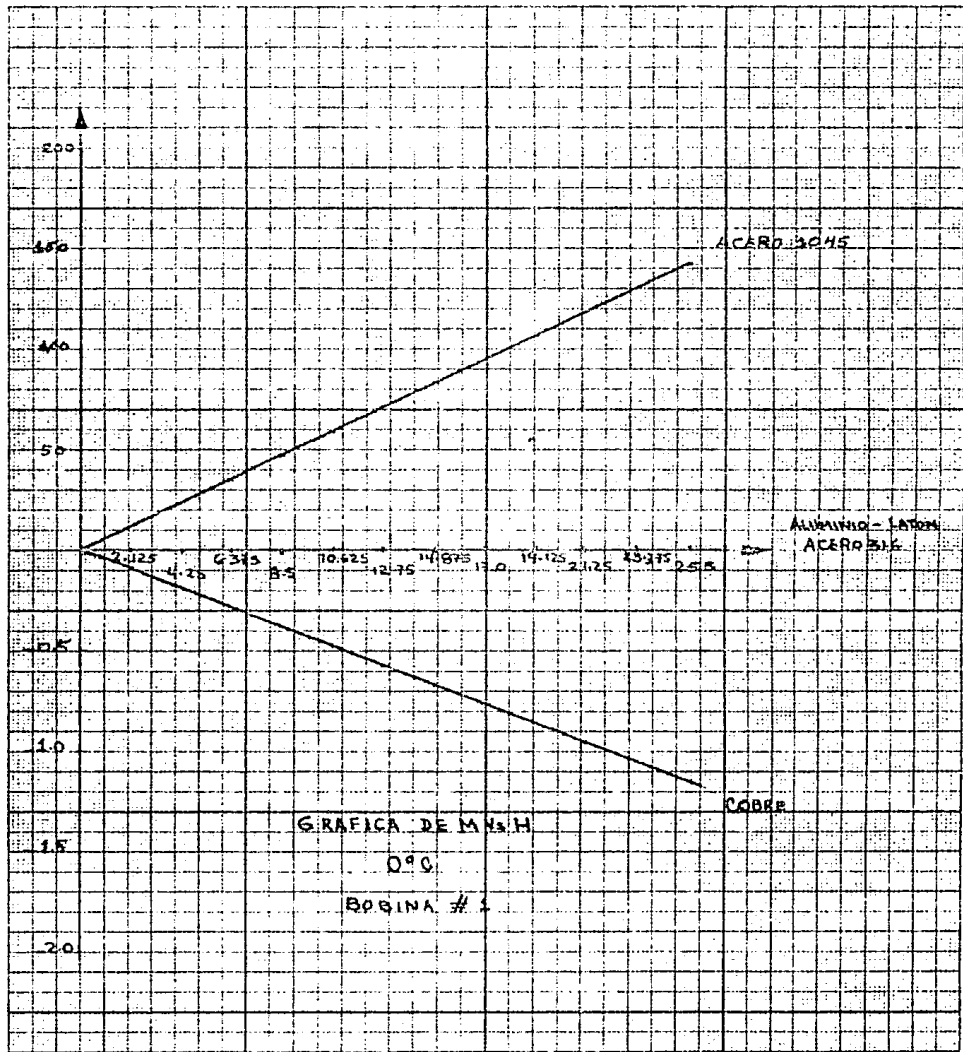




GRAFICA DE X_m VS T

BOBINA # 1

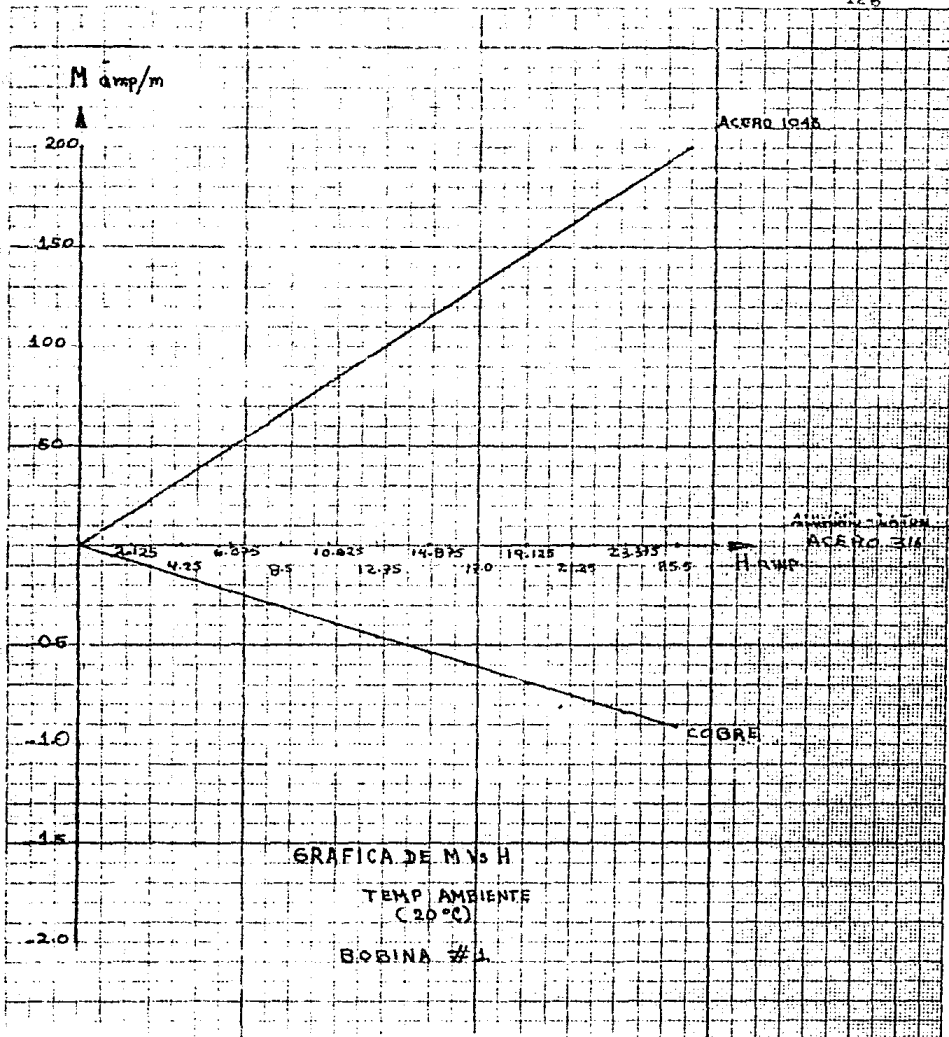


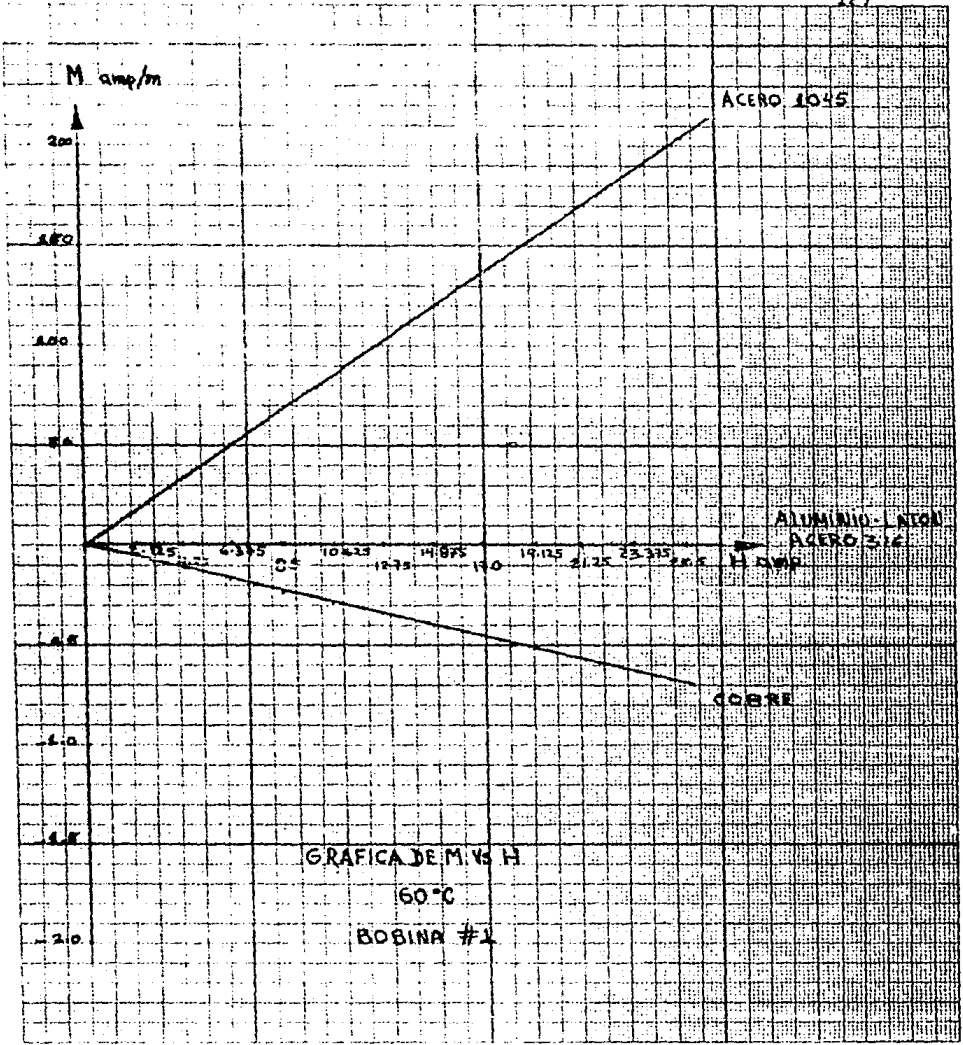


GRAFICA DE M.S.H

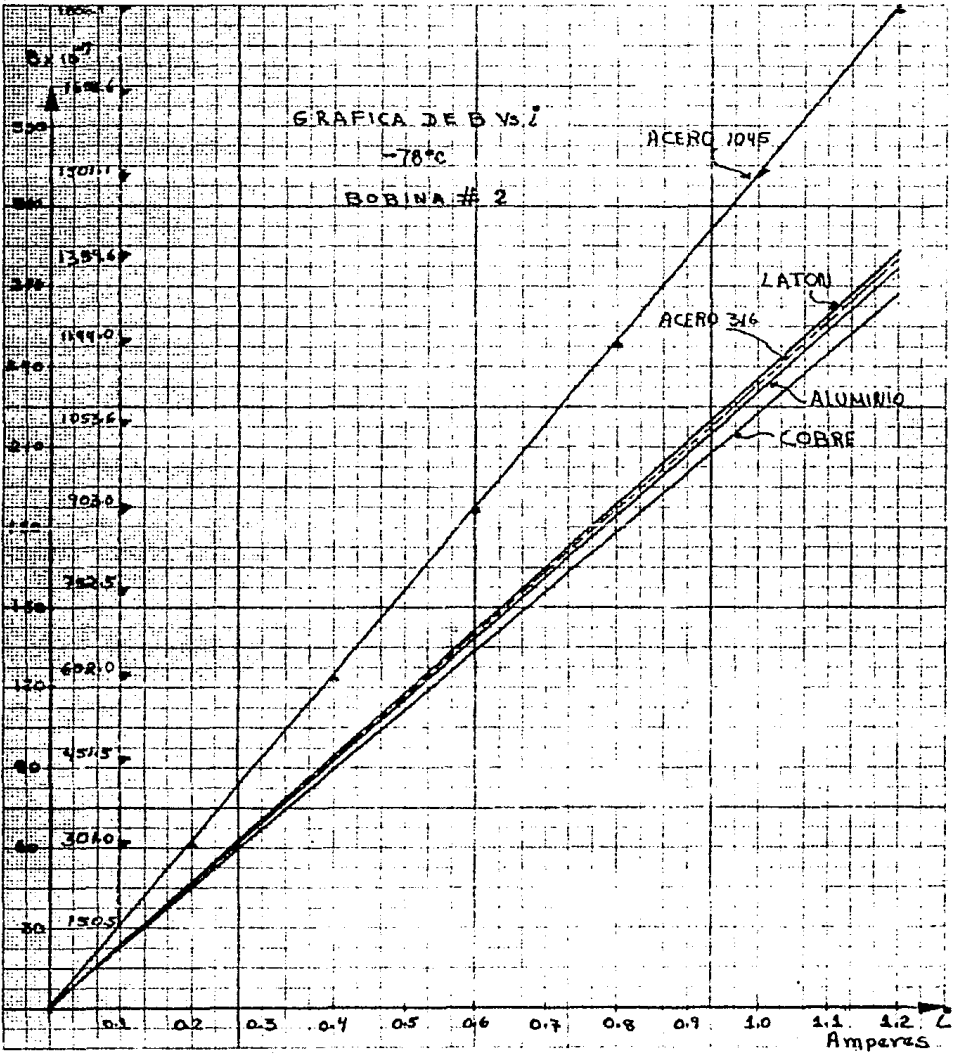
0°C

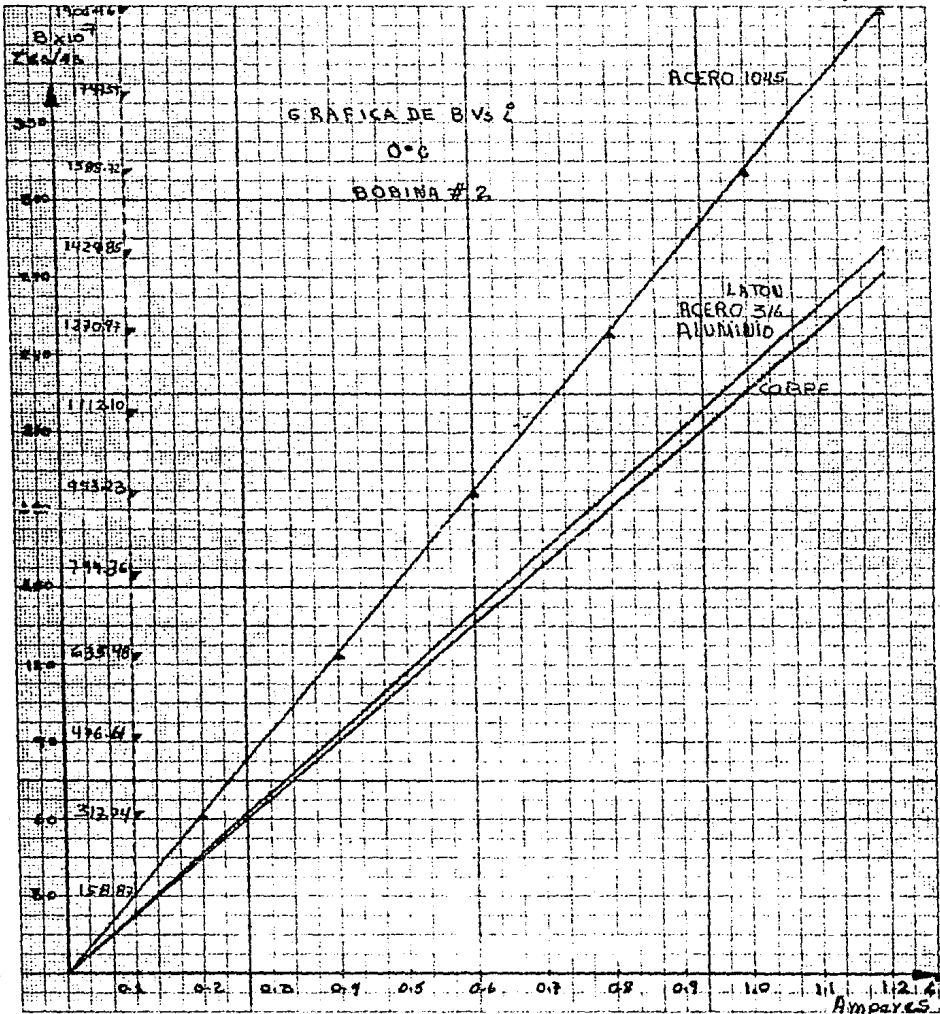
PAGINA # 1

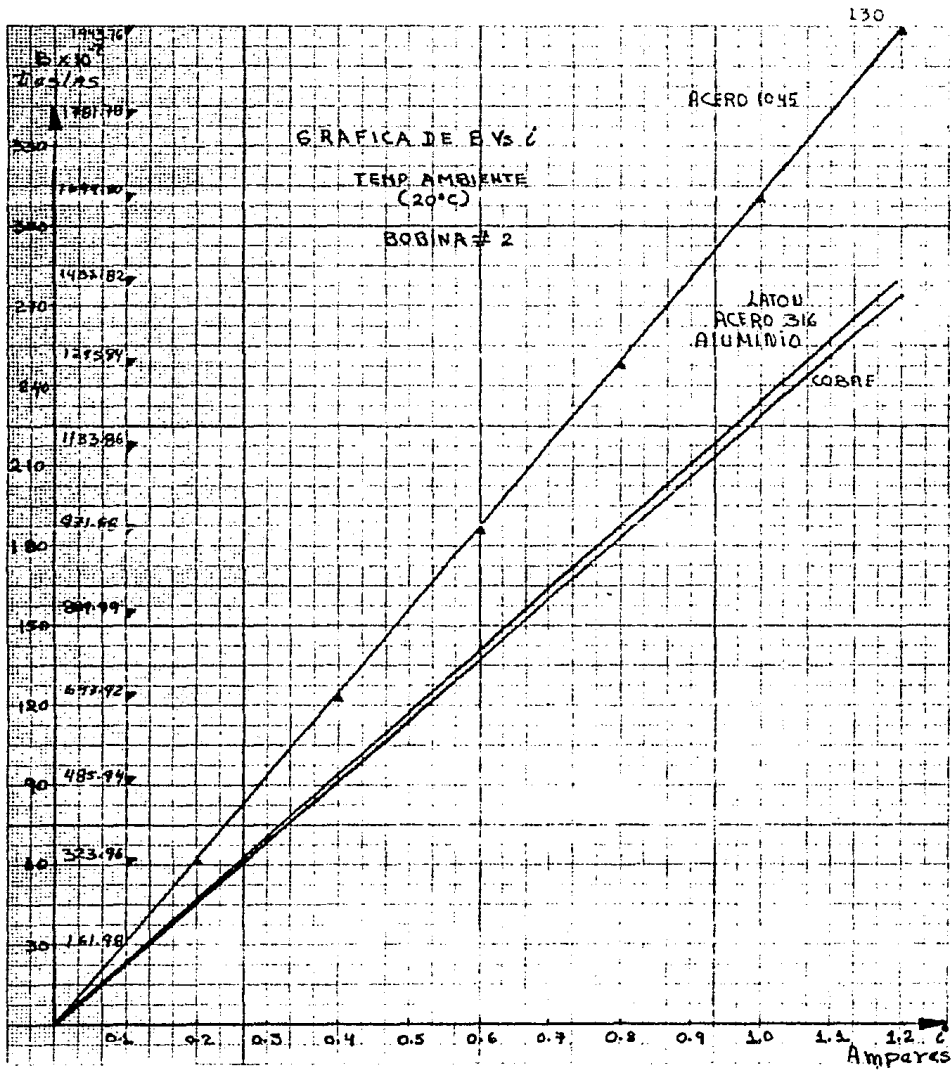




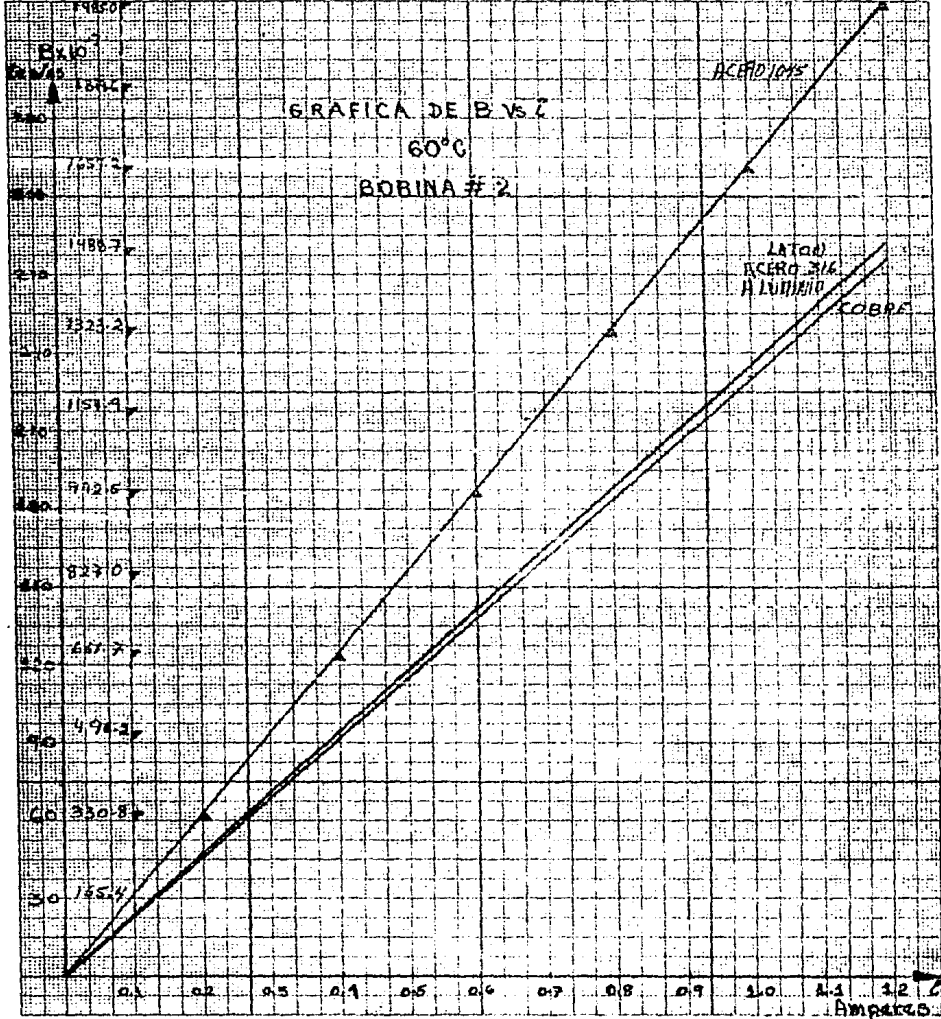
GRAFICA DE B vs. I
-78°C
BOBINA # 2

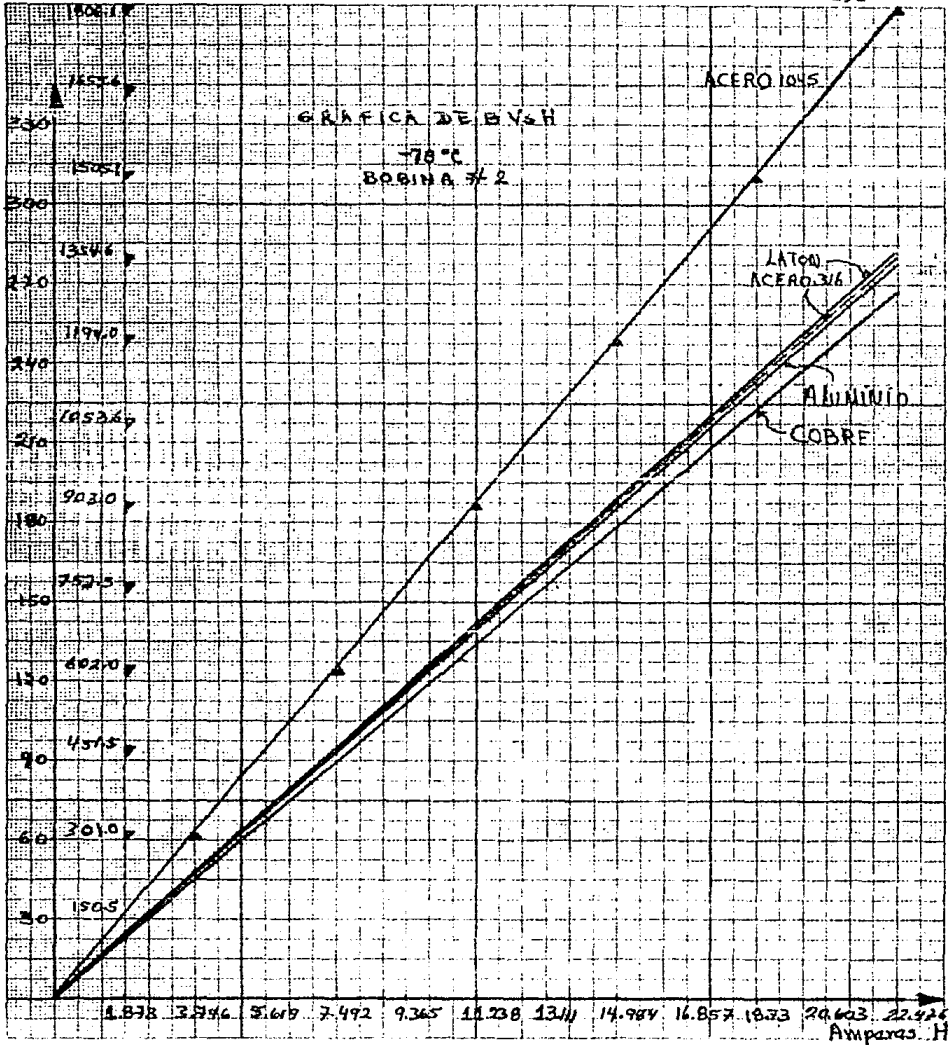


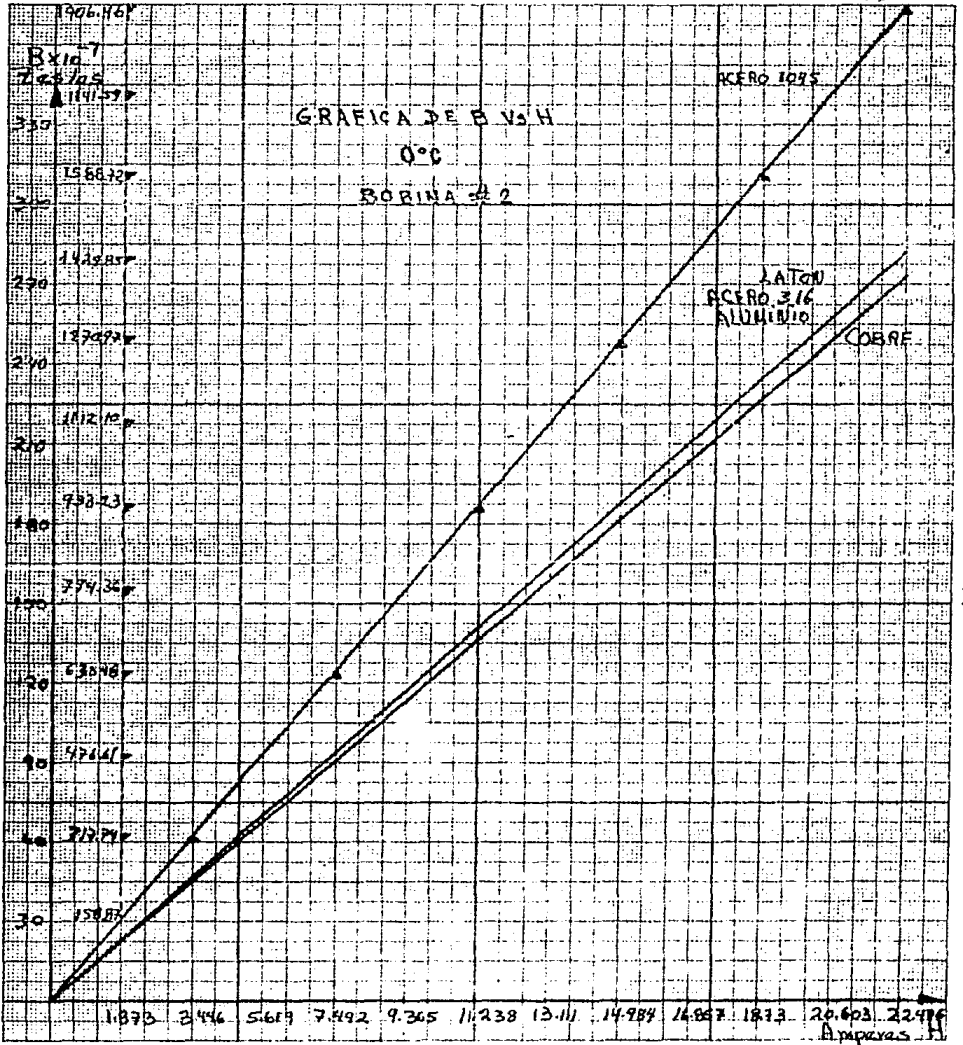


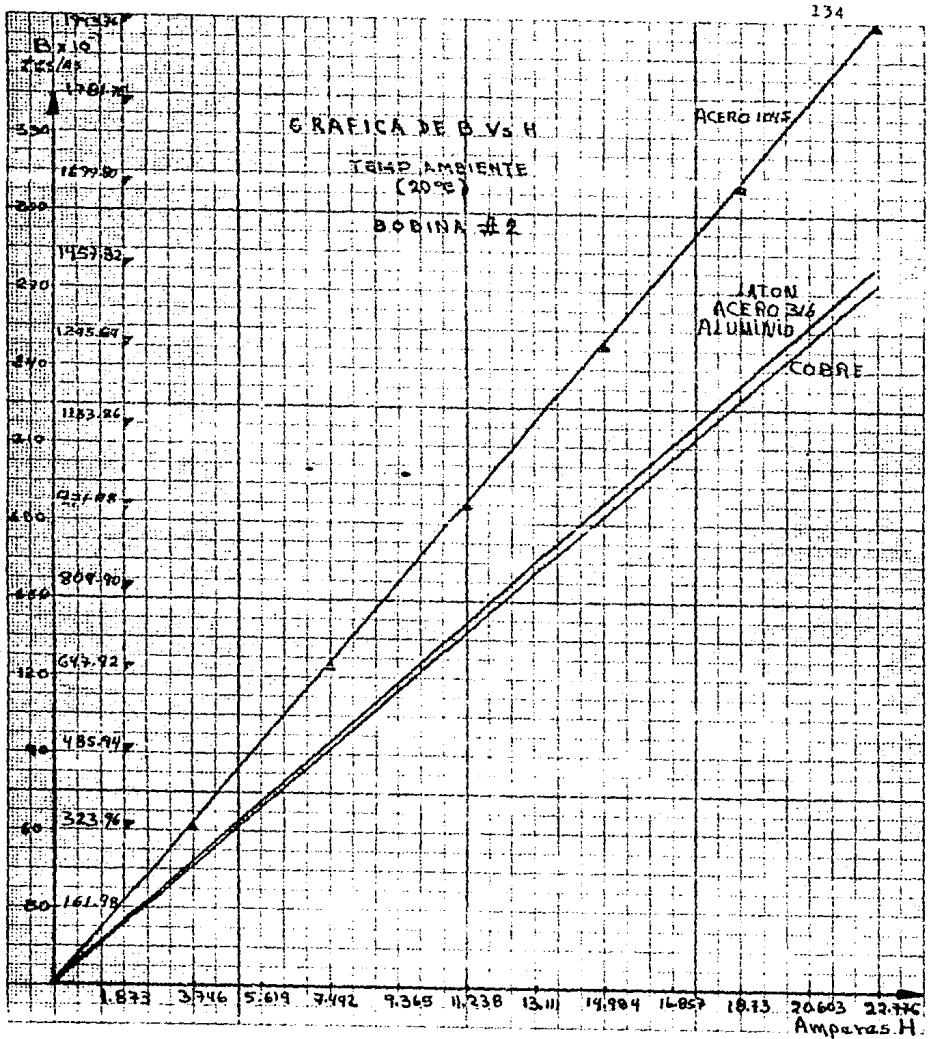


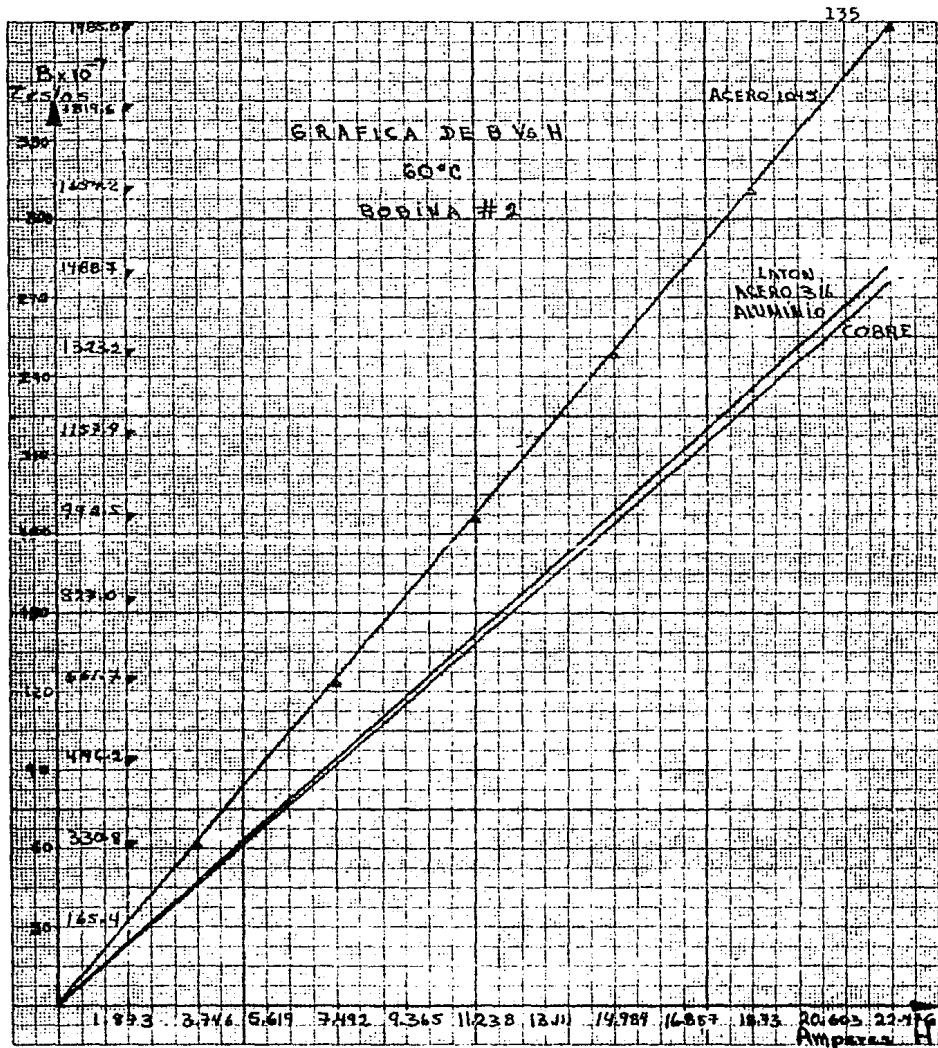
GRAFICA DE B vs I
60°C
BOBINA # 2

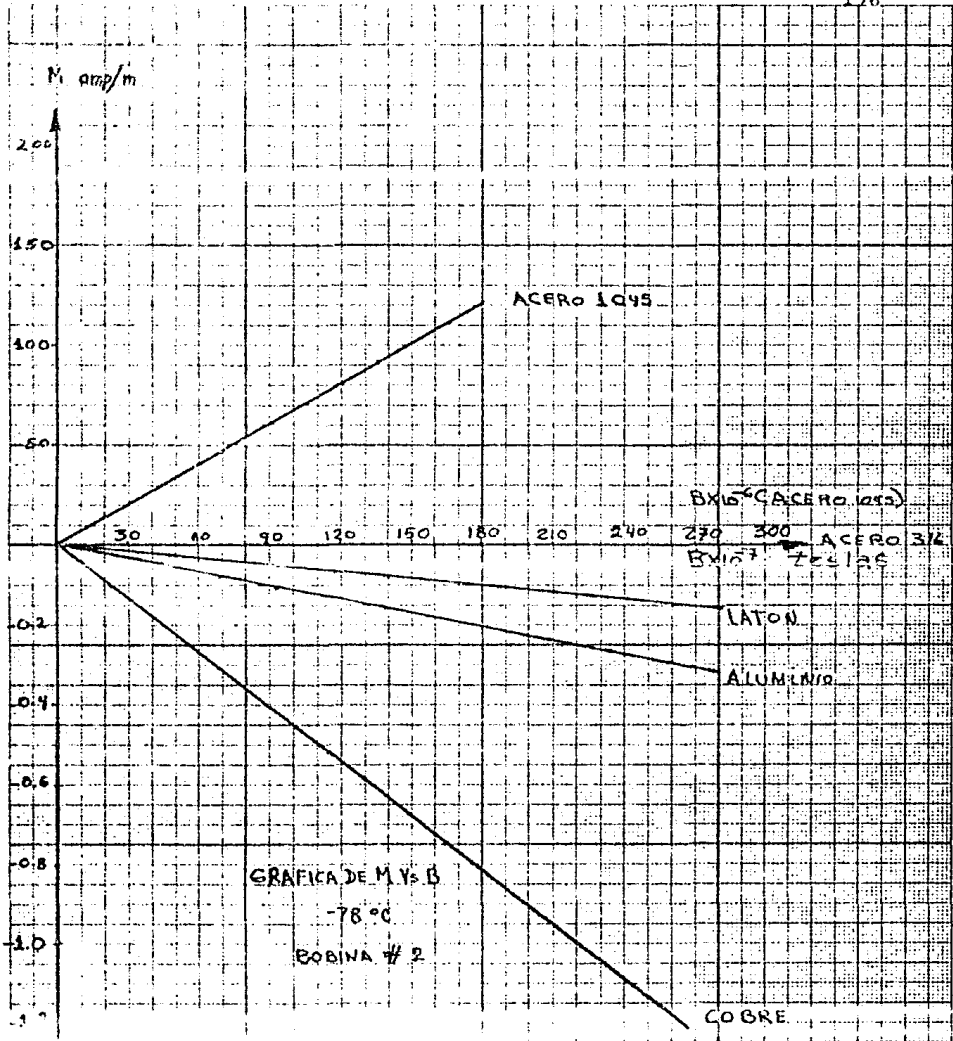


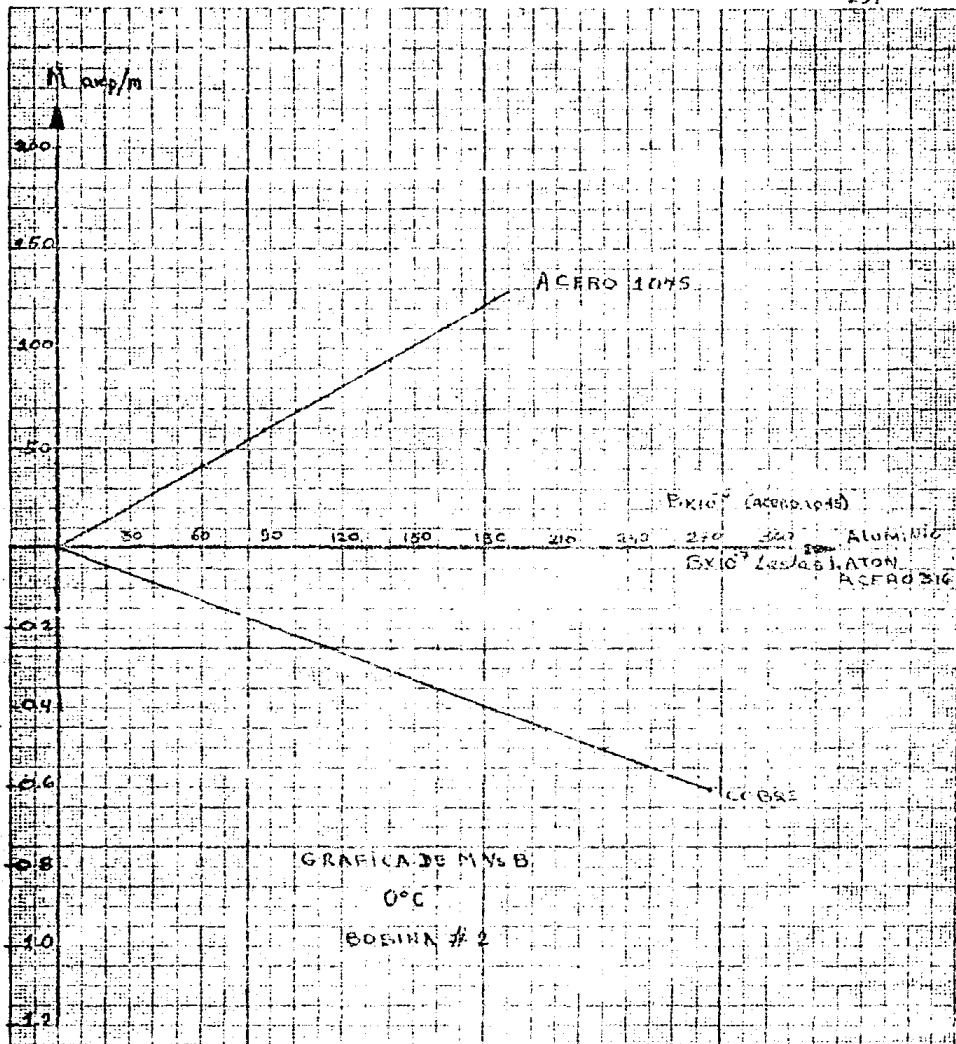


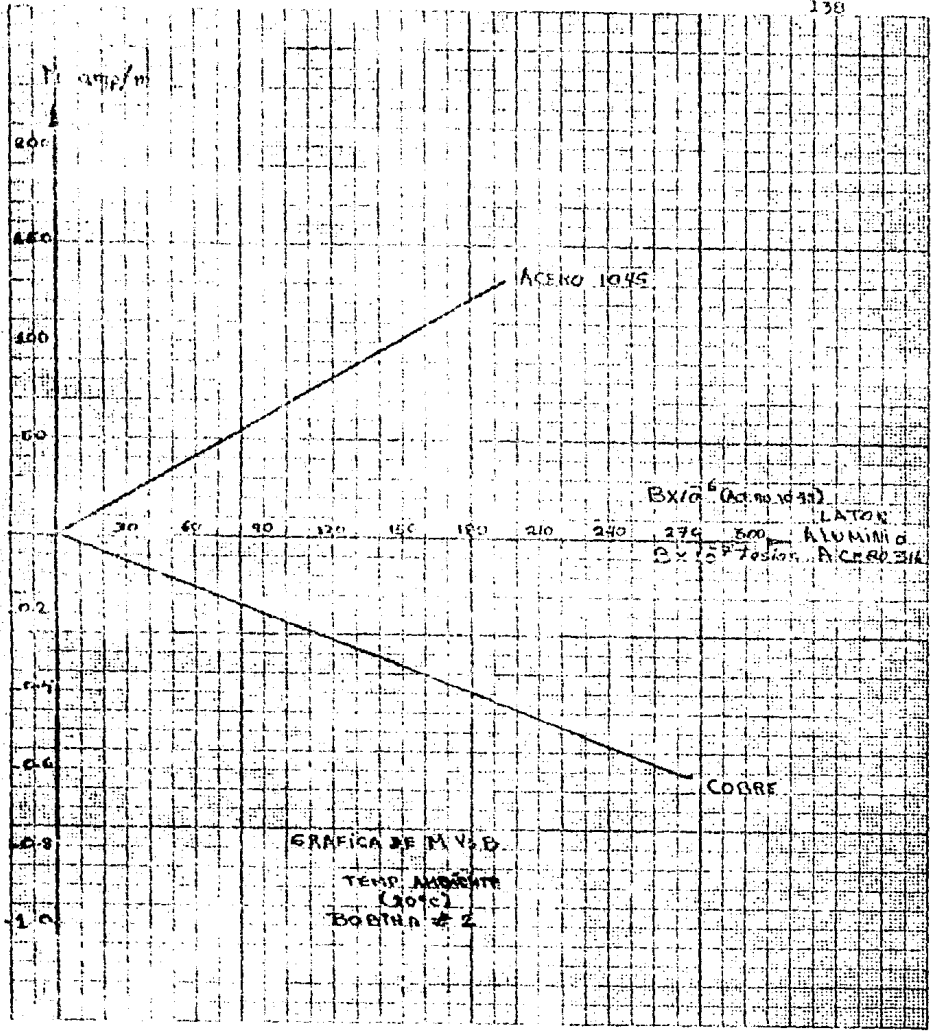


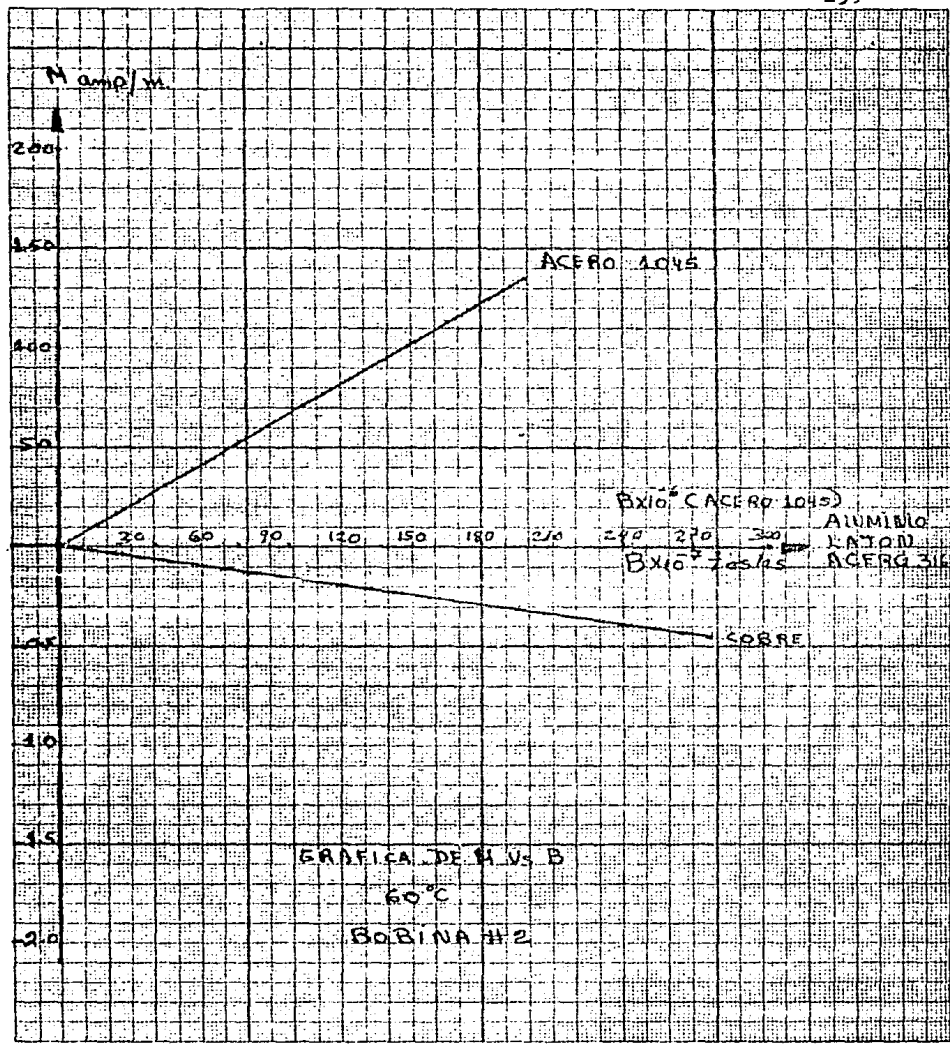




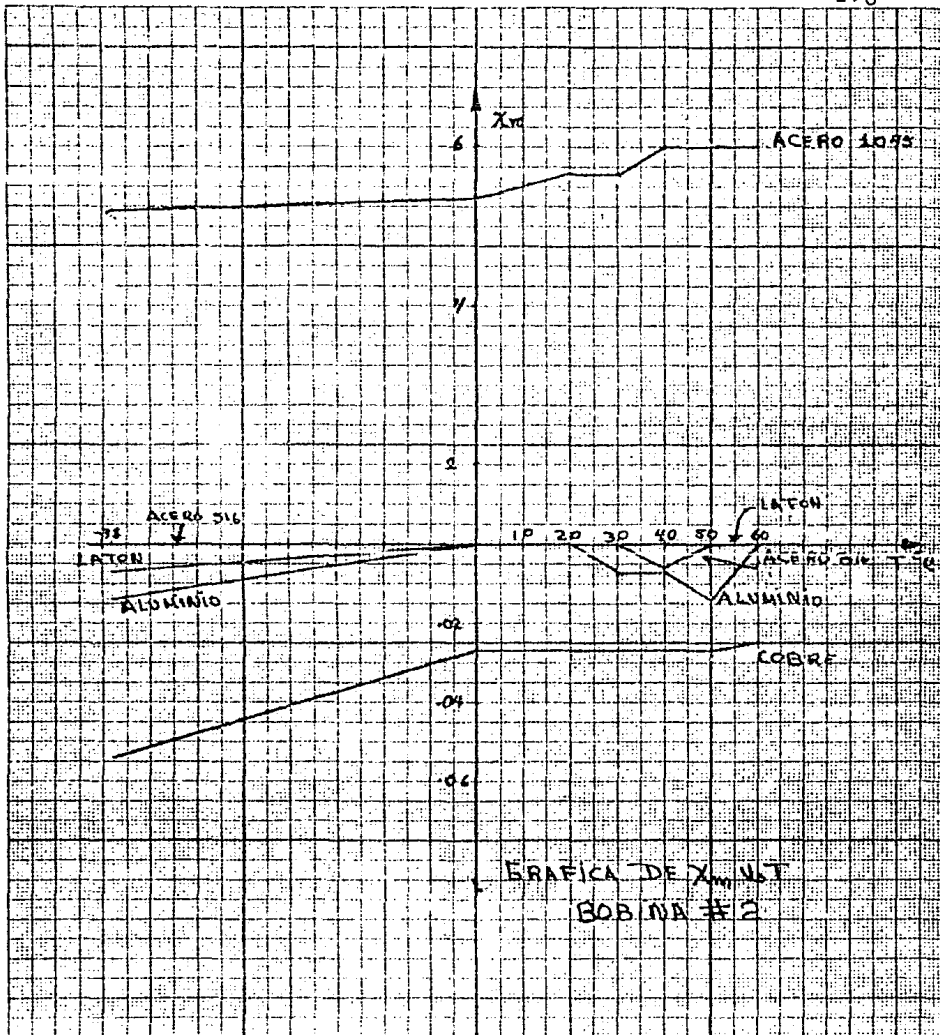


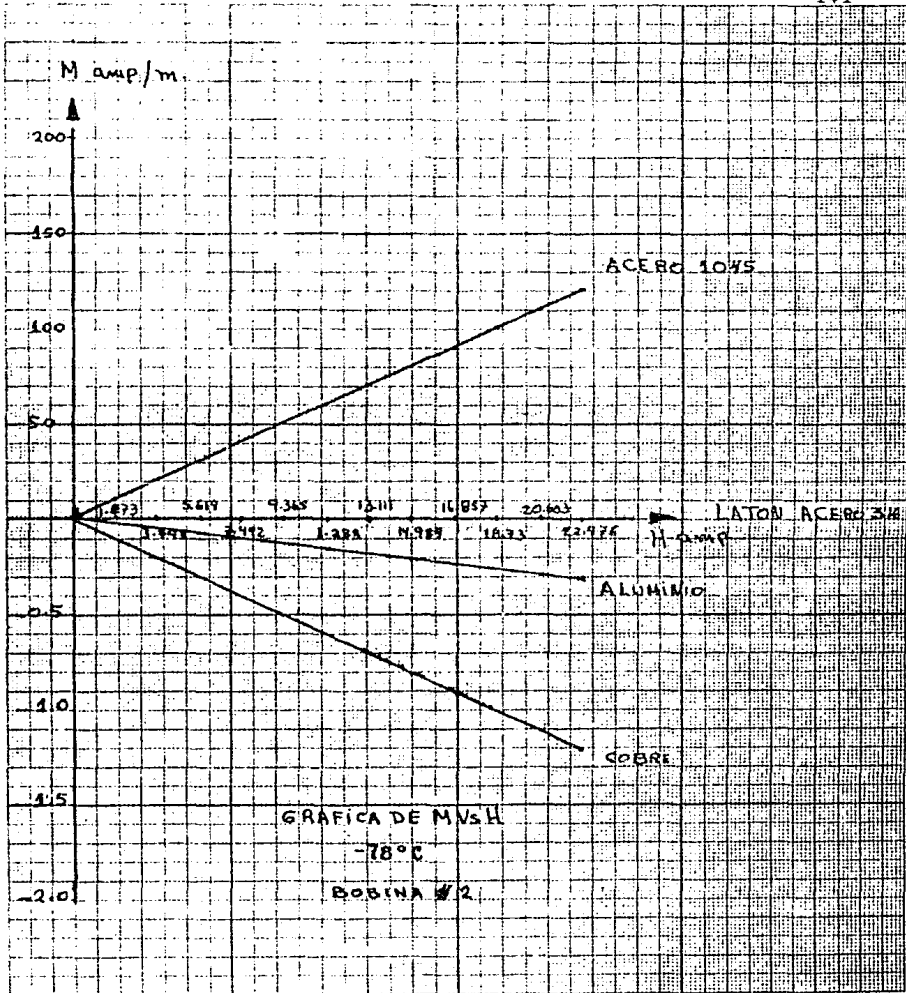


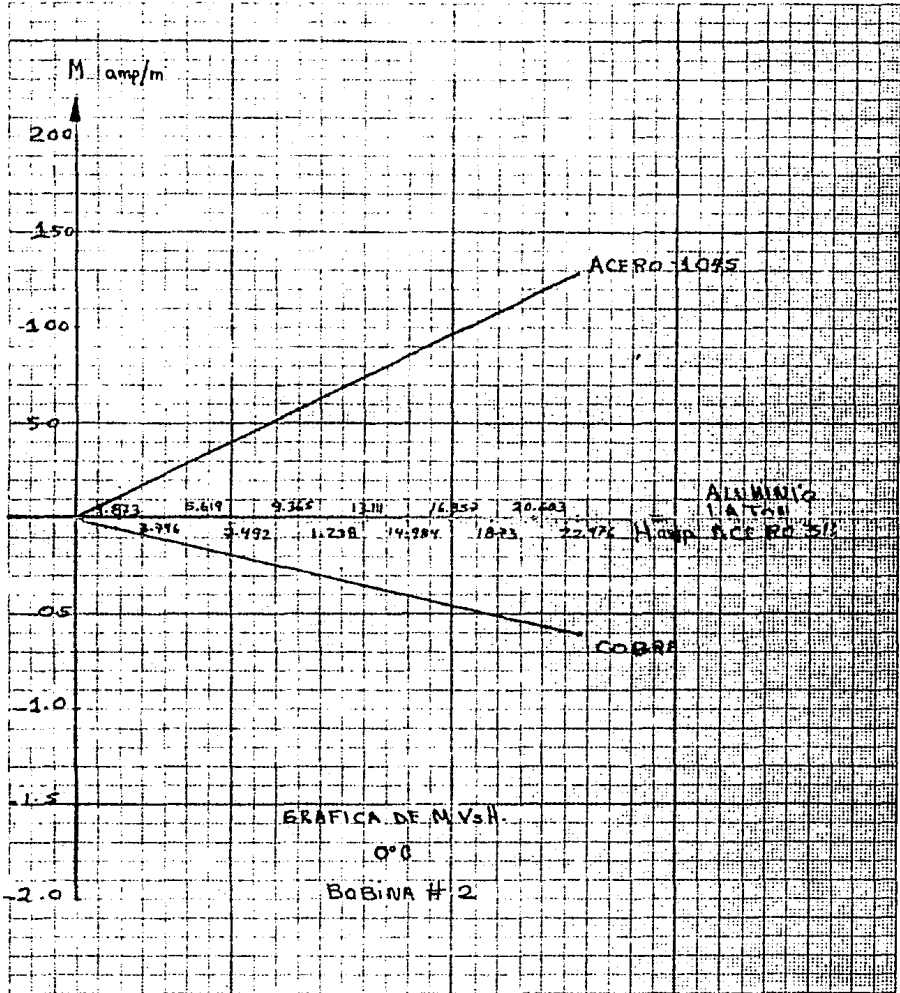


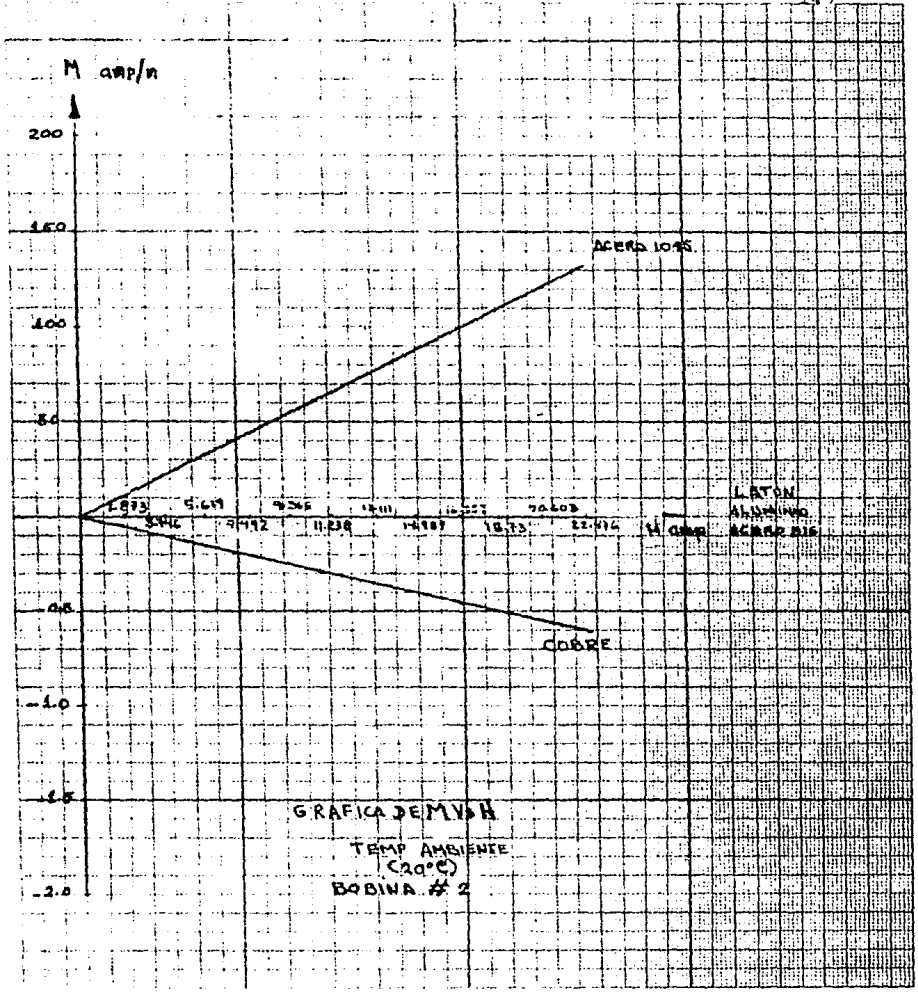


GRAFICA DE H vs B
60°C
BOBINA #2



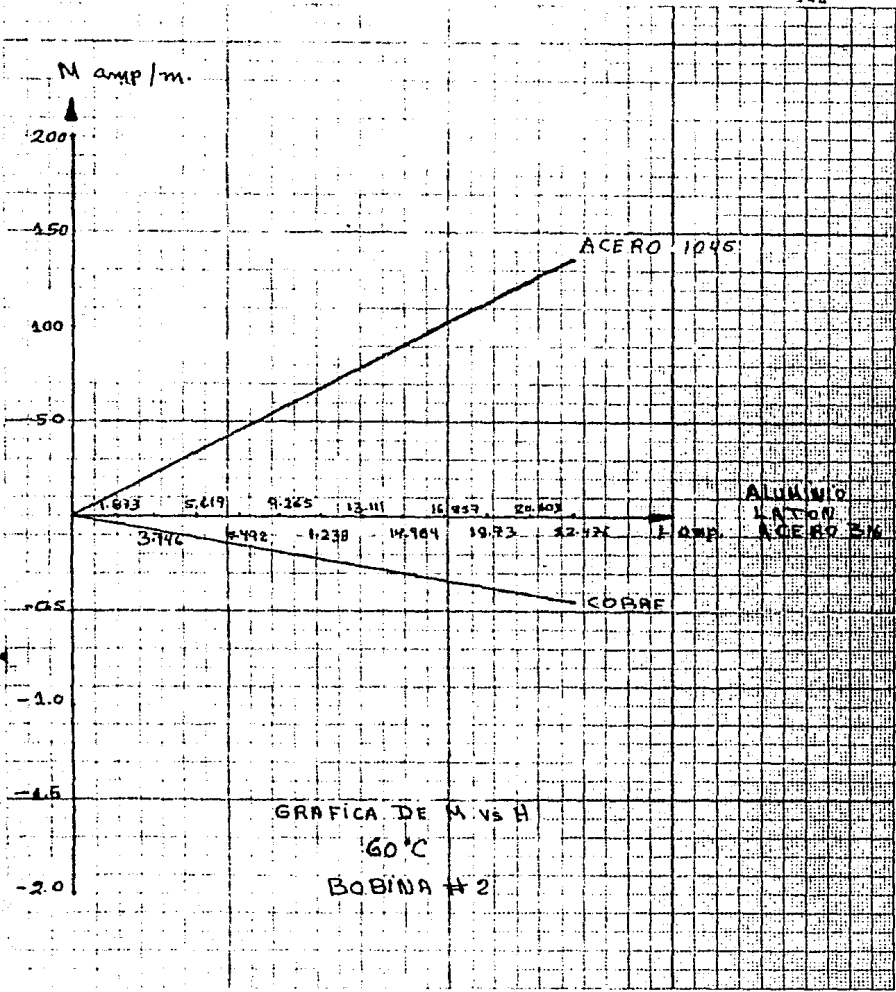






GRAFICA DE MV X H

TEMP AMBIENTE
(20°C)
BOBINA # 2



GRAFICA DE M vs H
 60°C
 BOBINA #2

CAPITULO III INSTRUCTIVO DE LA PRACTICA

Nombre de la práctica: SUSCEPTIBILIDAD MAGNETICA .- Determinación de la susceptibilidad magnética del cobre, aluminio, latón, acero 316 y acero 1045.

Objetivo.-Determinar la susceptibilidad magnética a diferentes temperaturas del cobre, aluminio, latón, acero 316 y acero 1045; utilizando para ello el medidor digital de impedancias (Electro Scientific Industries, Inc. Modelo 254).

Introducción.- Con base en la susceptibilidad magnética los materiales se han dividido en tres clases principales que son: DIAMAGNETICOS, PARAMAGNETICOS Y FERROMAGNETICOS.

Un material diamagnético tiene una susceptibilidad magnética X_m muy pequeña y negativa (del orden de 10^{-5}).

Un material paramagnético tiene una susceptibilidad magnética X_m de un valor positivo aunque bajo todavía (del orden de 10^{-4} aproximadamente).

Los materiales ferromagnéticos (dentro de los que -- existen los ferrimagnéticos y antiferromagnéticos) son los de interés particular; y los que al medir la inductancia de una bobina devanada en torno al material ferromagnético, la susceptibilidad magnética da valores grandes y positivos.

Al medir la inductancia de una bobina devanada sobre una muestra de material se puede, evaluar su susceptibilidad

magnética K_m .

Para un material ferromagnético K_m varía con la intensidad de la corriente que pasa por la bobina, además de que se le asocia una temperatura crítica que es conocida como el Punto de Curie. Este punto de Curie, es aquel para el cual las propiedades del material ferromagnético cambian abruptamente. Arriba del punto de Curie la susceptibilidad es independiente de la intensidad del campo; abajo de la temperatura de Curie se producen valores muy grandes de magnetización por bastantes campos pequeños, variando la magnetización en forma no lineal con la intensidad del campo. En general se dice que un material ferromagnético se vuelve paramagnético arriba del punto de Curie, por ejemplo: el punto de Curie del fierro es de 1043°K ; esto quiere decir que si se eleva la temperatura del fierro a una temperatura mayor de 1043°K pierde todas sus propiedades ferromagnéticas, comportándose como un material paramagnético ordinario; así el gadolinio Gd que es un elemento ferromagnético se hace paramagnético a 289°K , el cobalto Co a 1400°K , el níquel Ni a 631°K , etc.

Ahora bien, las fórmulas específicas que se utilizan para la obtención de los datos requeridos són:

1.- Obtención de la K_m (constante de permeabilidad relativa) de cada muestra a diferentes temperaturas (0°C , temperatura ambiente, 30, 40, 50, 60 y -78°C), con las lecturas de inductancia de la bobina determinadas en el medidor de ----

impedancias (Electro Scientific Industries Inc. Modelo 254) con la muestra y sin ella, empleando la fórmula:

$$K_m = \frac{L}{L_0}$$

donde: K_m = Cte. de permeabilidad relativa.

L_0 = Inductancia de la bobina sin núcleo.

L = Inductancia de la bobina con núcleo.

*Nota: Para determinar la L y L_0 se debe considerar la L del cableado que es de 0.5 μ H y que se le debe restar a la medición para obtener la inductancia real.

2.- Determinación de X_m (Susceptibilidad magnética) para cada material a las diferentes temperaturas (Temperatura ambiente, 0, 30, 40, 50, 60, y -78 °C) mediante la fórmula:

$$X_m = K_m - 1$$

donde: X_m = Susceptibilidad magnética.

K_m = Permeabilidad relativa.

3.- Cálculo de n (vueltas por metro) de las bobinas empleadas con la fórmula:

$$l = n \pi D$$

donde: l = long. del alambre
 n = Num. de vueltas de la bobina.

$$\frac{n}{l} = \pi D$$

$$\pi = 3,1416$$

D = diámetro de la bobina en metros.

4.- Cálculo de H (intensidad del campo magnético) para cada muestra y a las diferentes temperaturas con la fórmula:

$$H = n i$$

donde:

H = Campo magnético (A/M)

n = Num. de vueltas/metro
en la bobina.

i = Intensidad de la corriente
(Amperes).

5.- Cálculo de M (vector de magnetización) para cada muestra a las diferentes temperaturas:

$$M = \chi_m H \quad \text{donde;}$$

M = Vector de magnetización
(A/m)

χ_m = Susceptibilidad magnética.

H = Intensidad del campo magnético.

6.- Cálculo de B (Inducción magnética) para cada muestra a las diferentes temperaturas:

$$B = \mu_0 (1 + \chi_m) H$$

B = Inducción magnética *

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T-m/A.}$$

(Permeabilidad magnética)

χ_m = Susceptibilidad magnética

H = Campo Magnético,

* Teslas es la unidad de la Inducción magnética.

Hipótesis.- Observar el efecto de la temperatura en la determinación de la susceptibilidad magnética de los diferentes materiales a determinar.

Material y equipo necesario.-

- Bobina (elaborada por uno mismo con alambre de cobre devanado sobre vidrio, cartón, etc.)
- Muestras de los materiales a determinar con la longitud y diámetro adecuado para el tamaño de la bobina.
- Medidor digital de impedancias (Electro Scientific Industries, Inc. Modelo 254).
- Recipiente conteniendo agua, a la que se le irá aumentando la temperatura, hasta alcanzar la requerida para las diferentes determinaciones, mediante una parrilla eléctrica.
- Termómetro
- Hielo
- Hielo seco (en recipiente adecuado que no sea de vidrio).

Actividades a desarrollar.-

- a) Medir L_0 (inductancia de la bobina sin la muestra) a las diferentes temperaturas, para cada muestra y registrarlas.
- b) Medir L (inductancia de la bobina con la muestra) a las mismas temperaturas que en la actividad anterior y registrarlas.
- c) Determinar los errores de las mediciones de L y L_0 (restándoles $0.5 H$ de la inductancia del cableado).
- d) Calcular la K_m (permeabilidad relativa) para cada muestra a las diferentes temperaturas.
- e) Calcular X_m (susceptibilidad magnética) para cada muestra a las diferentes temperaturas.
- f) Comparar las susceptibilidades magnéticas (X_m) de las muestras a las diferentes temperaturas.
- g) Calcular para cada muestra a las diferentes temperaturas y a diferentes intensidades lo siguiente:
 - Intensidad del campo magnético (H)
 - Vector de magnetización (M)
 - Inducción magnética (B)
- h) Graficar " B " vs " i ", " B " vs " H ", " M " vs " B ", --- " X_m " vs T y " M " vs " H ".

Registro y organización de datos.-

1.- Elaborar para cada muestra la siguiente tabla:

(Nombre de la Muestra)*

$\pi^{\circ}C$	Lo	L	K_m	X_m

*Realizar lo mismo para cada muestra que se tenga.

- 2.- Realizar la siguiente tabla de comparación de las susceptibilidades magnéticas de las muestras a las diferentes temperaturas.

Determinaciones de X_m a las diferentes temperaturas.

Muestra	() °C	°C	°C	°C	°C	°C	°C

- 3.- Calcular para diferentes intensidades de corriente, " \vec{H} ", " \vec{M} " y " \vec{B} " para cada muestra y para cada temperatura.

i	\vec{H}	\vec{M}	\vec{B}

Nombre de la muestra
a () °C.

4.-Anexar las gráficas de " B vs i ", " B vs H ", " X vs T " y " M vs H ".

Evaluación de resultados.-

Conclusiones.-

Anexé al informe las respuestas de las siguientes preguntas:

- 1.-¿ Qué entiende por susceptibilidad magnética?
- 2.-¿ Como define el diamagnetismo, paramagnetismo y ferromagnetismo en función de su susceptibilidad magnética?
- 3.-¿ Cómo define el vector de magnetización M ?
- 4.-¿ Cual es la fórmula que relaciona el vector de magnetización (M) con la susceptibilidad magnética (χ_T) ?
- 5.- Di ejemplos de algunos elementos ferromagnéticos.
- 6.-¿ a qué se le llama punto de Curie ?
- 7.-¿ Qué efecto tiene la temperatura en las propiedades magnéticas de los materiales?
- 8.-¿ a qué se le llama Histéresis y que materiales la presentan?
- 9.- ¿ Qué nombre reciben las sustancias ferromagnéticas con mucha y poca histéresis?

Bibliografía.-

CAPITULO IV CONCLUSIONES

Observaciones.-

Al efectuar el experimento, realizar los cálculos requeridos y elaborar las gráficas establecidas se observa de primera instancia que las magnitudes \bar{M} , \bar{H} y \bar{B} de los materiales elegidos y a las temperaturas escogidas presentan un comportamiento lineal.

En general se observa que los valores de K_m , \bar{H} , \bar{M} y \bar{B} obtenidos en los cálculos para la bobina 1 siempre son mayores que para la bobina 2, siendo su comportamiento en las gráficas similar.

Ahora bien, las gráficas de " \bar{B} " vs " \bar{H} " y " \bar{B} " vs " i " son semejantes dado que " i " es dependiente de " H " (campo magnético). Para la gráfica de " \bar{B} " vs " \bar{H} " de la bobina 1 a las diferentes temperaturas se observa que conforme se incrementa la temperatura el valor de " \bar{B} " (inducción magnética) también se ve incrementado y las pendientes de los materiales a aluminio, latón, acero 316 tienden a ser iguales y por consiguiente a formar una sola línea, por ejemplo: a -78°C la pendiente del acero 316 casi es la misma que para el latón. A 60°C el aluminio, latón y acero 316 tienen ya la misma pendiente. Esto mismo sucede con la gráfica de " \bar{B} " vs " i ".

En el caso de la bobina 2, las pendientes de las rectas tienden a hacerse iguales para los siguientes materiales: aluminio, latón y acero 316. De tal modo que a la temperatura de 0 °C ya tienen la misma pendiente y por consiguiente se encuentran en la misma línea.

Finalmente, conforme aumenta la " \vec{H} " (campo magnético) la " \vec{B} " (inducción magnética) se ve incrementada también para todos los materiales y por tanto sucede lo mismo para las gráficas de " \vec{B} " vs " i ".

En las gráficas de " χ_m " vs " T " para las bobinas se observa que:

Bobina 1.- Las pendientes de las curvas correspondientes a los materiales que se emplearon, presentan valores con mayor diferencia entre sí, lo que hace que se distingan mejor las líneas de cada uno de ellos.

Bobina 2.- En ésta, las curvas que corresponden al aluminio, latón y acero 316 tienen pendientes con valores muy similares, lo que hace que se encuentren más cercanas.

En lo que respecta a las gráficas de " χ " vs " T " se observa que el comportamiento de cada uno de los materiales, corresponde al de una recta. Según la literatura consultada este comportamiento es correcto para los materiales diamagnéticos y paramagnéticos, no así para los ferromagnéticos (acero 1045) ya que estos dan una curva del tipo de parábola.

Para el presente caso, el acero 1045, también proporciona una línea recta al graficar "M" vs "H", dado el rango de temperatura en el que se trabajó; pues a ese margen su comportamiento todavía es de recta. Si se efectuaran las determinaciones de éste material a la temperatura de punto de Curie, la gráfica mostraría la curva esperada.

A continuación se describe el comportamiento observado de cada uno de los materiales:

COBRE.-

Los valores de K_m obtenidos son negativos y menores de 0.1. Disminuyen conforme se incrementa la temperatura. Los valores de " \bar{H} " se incrementan conforme se eleva la temperatura y la intensidad de la corriente. Los valores de " K " aumentan conforme aumenta la " i " o " \bar{H} " a una misma temperatura y decrece conforme se incrementa la temperatura (para un mismo valor de " i " o de " \bar{H} ").

Existe un rango que va de los 20 °C a los 50 °C en donde los valores de las magnitudes mencionadas se mantienen constantes. Esto sucede para ambas bobinas.

LATÓN.-

Para éste material se observa que únicamente da valores a -78 °C, más pequeños que de los materiales anteriores y sólo aumentan conforme se incrementa la " i " o " \bar{H} " y disminuye al pasar a 0 °C obteniéndose cero para todas las temperaturas siguientes.

Los valores de " \bar{E} " se incrementan conforme aumentan la " \bar{H} " o " i ", se incrementan de -78°C a 0°C para después mantenerse constante.

Los valores de " \bar{X} " únicamente se obtuvieron a -78°C observándose que se incrementan conforme aumenta la " i " o " \bar{E} "; para las demás temperaturas el valor es de cero.

ACERC 316.-

Para éste material sólo presenta valor de X_m a -78°C para la bobina 1 y a 40°C para la bobina 2.

Los valores de " \bar{H} " aumentan conforme aumentan la " i " o " \bar{E} ", prácticamente se mantienen constantes a partir de 0°C .

Los valores de " \bar{X} " únicamente se tienen para la bobina 1 a -78°C (son negativos) y aumentan conforme se incrementa " i " o " \bar{E} " siendo el resto de los valores cero para cualquier temperatura e " i " y en el caso de la bobina 2 sólo se presenta a 40°C .

ACERC 1045.-

En general para este material los valores obtenidos de " X_m ", " \bar{E} " y " \bar{H} " son muy grandes y positivos comparados con los obtenidos para los anteriores materiales. Los valores de X_m van de 5.0 a 8.0.

Los valores de " \vec{B} " se ven incrementados conforme se incrementa la " i " o " \vec{H} " y también con el aumento de la temperatura.

A diferencia de los materiales anteriores, los valores de " \vec{M} " se incrementan conforme aumenta la temperatura.

En base al análisis de los datos que se presentan en los cuadros tabulares que contienen los resultados experimentales se puede concluir finalmente:

- 1) La bobina que se considera más confiable es la número 1 ya que de acuerdo a los datos y gráficas contenidas se deduce que es la más selectiva.
- 2) Los valores de " Y_m " para el cobre, aluminio, latón, acero 316 disminuyen conforme se incrementa la temperatura, no sucediendo así para el acero 1045 en donde se ve incrementado el valor.
- 3) Los valores de " \vec{B} " se incrementan conforme se aumenta la " i " o " \vec{H} " y con el aumento de la temperatura para todos los materiales.
- 4) Los valores de " \vec{M} " aumentan conforme se incrementa la " i " o " \vec{H} " (a una misma temperatura) pero disminuye si se incrementa la temperatura para todos los materiales excepto para el acero 1045 en donde el valor se incrementa al incrementar la temperatura.

5) Al graficar " M " vs " H " para cada uno de los materiales se observa que en todos los casos su comportamiento es lineal a las temperaturas elegidas.

6) Las direcciones de \vec{B} , \vec{H} , y \vec{M} son todas paralelas al eje de la bobina y su sentido está dado por la regla de la mano derecha.

7) Al efectuar los cálculos de "cuadrados mínimos" y obtener los valores de las pendientes se observa que la pendiente es igual a la obtenida experimentalmente. (X_m).

8) El cobre en el experimento se manifestó como un material diamagnético. La muestra de aluminio que se empleó no es 100 % pura, sino que tiene un 4.5 % de cobre por lo que los valores de la X_m obtenida son negativos dándonos así un comportamiento diamagnético; aunque realmente en la literatura el aluminio 100 % puro se reporta como un material paramagnético de X_m positiva.

El latón es una aleación conformada de 70 % de cobre y 30 % de zinc, a ésta muestra no se le ubica en ninguno de los tipos de materiales, dado que prácticamente su X_m es cero.

El acero 316 en su composición lleva 64.7 % de fierro, 18 % de cromo, 15 % de níquel, molibdeno, silicio, carbono y manganeso; sucediendo prácticamente lo mismo que para el latón pues su X_m es cero.

CAPITULO V INFORMACION BIBLIOGRAFICA REFERENTE AL TEMA

A continuación se proporcionan los extractos de los artículos referentes a la susceptibilidad magnética; obtenidos de la información bibliográfica requerida al Centro de Información Científica y Humanística de la U.N.A.M.

La información abarca los años de 1976 al 1985 y procede de los bancos de información ERIC (Education Resource Institute Center) e INSP (Instituto de Información Física de los E.U.A.

Los extractos de los artículos proporcionados son cincuenta que además de ser muy variados, como ya se hizo mención en la introducción; son muy interesantes.

La información se proporciona en el formato original recibido, para no tergiversar la información o el sentido del extracto por una mala traducción. Se espera que sea útil para quienes se interesen en el tema.

Nota: En los artículos aparece la abreviación CHI cuyo significado se encontró ser "Susceptibilidad magnética".

AN 86028007.

AU EFIMOV, YU. V. MUKHIN, G. G. FROLOVA, I. M.
 TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF RAPIDLY QUENCHED COPPER ALLOYS.
 SO METALLOFIZIKA, KIEV (USSR). 7
 YR 85.

AB DISCUSSES THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITIES OF BINARY COPPER ALLOYS WITH ALUMINUM, GALLIUM, GERMANIUM, SILICON, AND TIN IN AS-CAST, QUENCHED, AND RAPIDLY-QUENCHED STATES AS WELL AS IN THE ANNEALED STATE AFTER A RAPID QUENCH. AFTER QUENCHING FROM THE LIQUID STATE, THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY INCREASED FROM $-10.2-0.5 \times 10^5$ SUP $-6/$ TO $(0.5-3) \times 10^5$ SUP $-6/$ G/SUP $-1/$. THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF MICROCRYSTALLINE ALLOYS WITH AN FCC STRUCTURE AND TWO-PHASE PERITECTIC ALLOYS VARIED IN A SMALL DEGREE. WHEN METASTABLE PHASE WERE FORMED, THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY CHANGED TO A GREATER EXTENT. IT WAS FOUND THAT ANNEALING ABOVE 573K WAS ACCOMPANIED BY A RELATIVELY FAST RECOVERY (1-4 H AT 673K) OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY TO ITS EQUILIBRIUM VALUE.

AN 86022187

AU KAMBERSKY, V.
 TI MAGNETIC ANISOTROPY AND DYNAMIC SUSCEPTIBILITY OF 3D METALS
 SO CZECH. J PHYS SECT. B (CZECHOSLOVAKIA), VOL.35, NO.11 1239-58
 35.
 YR 85.

AB DYNAMIC SUSCEPTIBILITY OF A 3D METAL IS OBTAINED IN THE BROOKS (1940) TIGHT-BINDING MEAN-FIELD APPROXIMATION (INCLUDING ORBITAL MOMENTS AND SPIN-ORBIT INTERACTION). THE RESULT IS COMPATIBLE WITH THE KITTEL-VAN VLECK (1950) G-FACTOR THEORY AND THE CLASSICAL PHENOMENOLOGY OF ANISOTROPY SHIFTS. VALUES OF G FOR Ni AND Fe ARE COMPUTED NUMERICALLY. DOMINANT CONTRIBUTIONS TO ANISOTROPY OF Ni ARE DERIVED FROM BLOCH STATES WITH WAVE VECTORS CLOSE TO (001) AND ORBITAL MOMENTS QUENCHED ALONG THESE AXES. THE ROLE OF NON-COLLINEARITY OF SPIN ALIGNMENT IN BLOCH REPRESENTATION IS POINTED OUT.

AN 85125786

AU KHATIAK, G. D. HUSSAIN, M. S. HUNTER, G. W. WRIGHT, E.
 TI SPECIFIC HEAT AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY STUDIES ON PRIMAIRIS
 (1,4-DIAZACYCLOHEPTANE) COPPER (II) PERCHLORATE. (CH₂CH₂)₂CH/SUP
 2/RHICL/SUB 4/2. AT LOW TEMPERATURES
 SO PHYS. STATUS SOLIDI B (GERMANY) VOL. 130 NO 2 587 87 16
 YR 85.

AB SPECIFIC HEAT AND MAGNETIZATION INVESTIGATIONS ARE MADE ON POLYCRYSTALLINE (CUDACH/SUB 2/RHICL/SUB 4/2) AT LOW TEMPERATURES FOR TEMPERATURES ABOVE 25K. THE DC MAGNETIZATION SHOWS A CURIE-WEISS BEHAVIOUR WITH A CURIE CONSTANT OF 7.92×10^5 SUP 3/ EMU K/G AND A PARAMAGNETIC CURIE TEMPERATURE OF -60 BK. THE DOWNTURN OF $1/CH$ VS T BELOW 25K IS INDICATIVE OF FERRIMAGNETIC SYSTEM. THE SPECIFIC HEAT BETWEEN 4 AND 8K CAN BE DESCRIBED BY THE RELATION $C_{H11} = 9T/SUP 3/ MJ/MOL. K$ WITH THE CUBIC TERM LEADING TO A DIBYF TEMPERATURE OF $\theta_{H11}/SUB 0/1194K$. BELOW 4K THE SPECIFIC HEAT RISES VERY RAPIDLY SUGGESTING MAGNETIC ORDERING. THIS IS SUBSTANTIATED BY THE PRESENCE OF A SHARP PEAK AT 0.95K IN THE AC SUSCEPTIBILITY RESULTS WHICH CAN BE INTERPRETED AS BEING DUE TO A FERRIMAGNETIC PHASE TRANSITION. BOTH THE MAGNETIZATION AND SPECIFIC HEAT INVESTIGATIONS INDICATE THE BEHAVIOR OF THE SYSTEM TO BE FERROMAGNETIC AT LOW TEMPERATURES WHICH IS INTERPRETED AS THE RESULT OF THE CANTED ANTIFERROMAGNETISM OF SUBLATTICE MOMENTS.

AN 85115707.

AU BAUM, B. A. SIDOROV, V. E. GUSHCHIN, V. S.
 TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON-SCANDIUM ALLOYS
 SO ZH. TEKH. FIZ. (USSR), VOL.54, NO.17, 2364-6, 5.
 YR 84.

AB THE ADDITION OF MICROSCOPIC AMOUNTS OF SCANDIUM IMPROVES THE MECHANICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF ALLOYS IN CRITICAL APPLICATIONS; THE CONCENTRATION OF SCANDIUM ADDED IN THESE CASES IS TYPICALLY 0.1-0.5 MASS PERCENT. THE IMPROVED PROPERTIES HAVE BEEN ATTRIBUTED TO ADSORPTION OF SCANDIUM ATOMS TO THE SURFACE OF CRYSTAL SEEDS, WHICH RETARDS THE GROWTH OF THE CRYSTALS AND THEREBY DECREASES THE GRAIN SIZE AND THE ASSOCIATED AGING. THE CHANGE IN THE PROPERTIES OF ALLOYS WHEN SCANDIUM IS INTRODUCED HAS ALSO BEEN ASSUMED TO BE ADDITIVE AND MONOTONIC THROUGHOUT THE RANGE OF CONCENTRATIONS FOR WHICH SCANDIUM IS SOLUBLE. IN ORDER TO CLARIFY THE MECHANISM BY WHICH SCANDIUM ALTERS THE PROPERTIES OF ALLOYS, THE AUTHORS STUDIED THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF TECHNICAL-GRADE IRON SAMPLES CONTAINING FROM 0.001 TO 0.3 MASS PERCENT OF DISSOLVED SCANDIUM. THE MEASUREMENTS WERE MADE IN THE TEMPERATURE INTERVAL 900-1800 DEGREESC DURING THE HEATING AND SUBSEQUENT COOLING OF THE SAMPLES.

AN 85091049.

AU GOLDFARB, R. B. REED, R. P. EGIN, J. W. ANDERSON, J. A. CLARK, A. F. REED, R. P.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND STRAIN-INDUCED MARTENSITE FORMATION AT 4K IN TYPE 304 STAINLESS STEEL

SO ADVANCES IN CRYOGENIC ENGINEERING MATERIALS, VOL. 30, PROCEEDINGS OF THE FIFTH INTERNATIONAL CRYOGENIC MATERIALS CONFERENCE, COLOMBO SPRINGS, CO, USA, NEW YORK, USA, 1989, 475-82, 8 PLENUM, 15-17 AUG. 1983.

RN 0 306 41704 9.

YR 84.

AB CHANGES IN MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, CHI, AS A FUNCTION OF STRAIN-INDUCED STRUCTURAL TRANSFORMATION IN AISI TYPE 304 STAINLESS STEEL AT 4K HAVE BEEN OBSERVED USING A MUTUAL INDUCTANCE TECHNIQUE WITH SIMULTANEOUS MEASUREMENT OF STRESS AND STRAIN. THERE IS A SMALL INCREASE IN CHI COINCIDENT WITH PLASTIC STRAIN AND A LARGE INCREASE IN CHI WITH THE LOAD DROPS THAT OCCUR DURING SERRATED YIELDING. THESE ARE ATTRIBUTED TO THE FORMATION OF BCC MARTENSITE. THE INCREASES IN CHI ARE IRREVERSIBLE UPON UNLOADING. THE APPLICATION OF A MODERATE 3-MA/M (37-KOe) DC FIELD HAD NO EFFECT ON THE MARTENSITE FORMATION.

AN 85022206.

AU APSITIS, L. V. NOVIKOV, V. F.

TI INFLUENCE OF MAGNETIC PHASE TRANSITIONS ON SUSCEPTIBILITY OF HIGH MAGNETOSTRICTION COMPOUNDS OF RARE-EARTH METALS WITH IRON

SO FIZ. MET. AND METALLOVED. (USSR), VOL.58, NO.4, 699-702, 9.

YR 84.

AB AN INVESTIGATION WAS MADE OF THE INFLUENCE OF COMPOSITION IN THE TB/SUB X/DV/SUB 1-X/FE/SUB 2/ SYSTEM ON THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY CHI IN WEAK FIELDS. A NONMONOTONIC TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE SUSCEPTIBILITY WAS OBSERVED FOR ALLOYS WITH LESS THAN 0.45 OF TERBIUM. AT LOW TEMPERATURES THE VALUES OF CHI WERE SIMILAR FOR ALL THE ALLOYS. IN THE RANGE 170-220K THE SUSCEPTIBILITY ROSE RAPIDLY REACHING MAXIMUM VALUES AT THE TEMPERATURE OF AN ORIENTATIONAL PHASE TRANSITION. AT ROOM TEMPERATURE THE HIGHEST SUSCEPTIBILITY WAS EXHIBITED BY ALLOYS WITH TERBIUM CONCENTRATIONS 0.25-0.29. WHEN THE CHI(T) CURVES WERE DETERMINED IN DIFFERENT FIELDS, IT WAS FOUND THAT THE TEMPERATURE OF THE ORIENTATIONAL PHASE TRANSITION DECREASED IN A REGULAR MANNER ON INCREASE IN THE MAGNETIC FIELD. EXTRAPOLATION WAS USED TO DETERMINE THESE TRANSITION TEMPERATURES IN ZERO FIELD AND A DIAGRAM OF SUCH PHASE TRANSITIONS WAS PLOTTED FROM WHICH THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD WAS EXCLUDED.

AN AB4099704, BB4050857

AU ZABILSKII, V. V. GORKUNOV, E. S. UGAROVA, N. I. MURAKHOVSKII, I. M.

TI EXAMINATION OF THE POSSIBILITIES OF MAGNETIC INSPECTION OF THE SUSCEPTIBILITY OF A TWO-PHASE FERRITIC-AUSTENITIC STEEL TO EMBRITTLEMENT.

SO DEFEKTOSKOPIYA (USSR) VOL. 19, NO. 10, 3-7, 6.

YR 83.

AB INVESTIGATIONS WERE CONDUCTED INTO THE RELATIONSHIPS GOVERNING THE VARIATION OF THE MAGNETIC, ELECTRICAL AND MECHANICAL PROPERTIES OF A COMPLEXLY ALLOYED TWO-PHASE FERRITIC-AUSTENITIC STEEL IN RELATION TO THE HEAT-TREATMENT CONDITIONS AND PHASE COMPOSITION. IT WAS ESTABLISHED THAT THE STEEL IS EMBRITTLLED IN SEVERAL TEMPERATURE RANGES. THE MAIN PROCESS LEADING TO EMBRITTLEMENT IS THE FORMATION OF THE SIGMA PHASE IN THE TEMPERATURE RANGE 700-900 DEGREESC, WHICH MAY BE INSPECTED IN INGOTS ON THE BASIS OF THE MAGNITUDE OF THE COERCIVE FORCE.

AN AB4084774

AU SEIDEL, M. NOCKE, G.

TI A SEMI-EMPIRICAL RELATION BETWEEN THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND POROSITY OF SINTERED IRON.

SO PHYS STATUS SOLIDI A (GERMANY) VOL 63, NO 1, P 43, 6, 5.

YR 84.

AB PORES IN A FERROMAGNETIC MATERIAL ARE WELL KNOWN TO CAUSE A RAPID DECREASE OF MAGNETIC SUSCEPTIBILITY. THIS DECREASE IS NOT ONLY DUE TO THE REDUCTION OF THE FERROMAGNETIC VOLUME FRACTION. THERE ARE THREE FACTS TO BE TAKEN INTO CONSIDERATION: (I) REDUCTION OF FERROMAGNETIC VOLUME FRACTION; (II) INTERNAL DEMAGNETIZATION CAUSED BY INTERNAL STRAY FIELDS EMERGING FROM THE SURFACE OF THE PORES; AND (III) RETARDING THE MOVEMENT OF THE BLOCH WALLS. THE AUTHORS SET UP A RELATION BETWEEN THE SUSCEPTIBILITY χ AND THE POROSITY μ WHICH IS APPLICABLE IN THE RANGE OF THE IRREVERSIBLE WALL DISPLACEMENT PROCESSES.

AN AB4040155

AU BRACH, B. YA. GOLOVNYA, N. U. IKORSKII, V. N. CHEZHINA, N. V.

TI APPLICATION OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY METHOD FOR INVESTIGATING INTERACTIONS BETWEEN COPPER ATOMS IN IRONITE STRUCTURE.

SO VESTN. LENINGR. UNIV. FIZ. I KHIM. (USSR) NO. 4, 95-7, 3.

YR 83.

AB SOLID SOLUTIONS OF $\text{Cu}_{50}\text{Fe}_{50}$ AND $\text{Mg}_{50}\text{Fe}_{50}$ HAVE BEEN SYNTHESIZED AND THEIR MAGNETIC SUSCEPTIBILITY HAS BEEN MEASURED. THE EXCHANGE PARAMETER J HAS BEEN ESTIMATED IN TERMS OF THE GDFV MODEL.

AN 884017787.

AU MALE, S. E.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND SEPARATION OF INORGANIC MATERIAL FROM LIP COALS.

SO J. PHYS. D (GB) VOL 17, NO. 1, 155-61, 2.

YR 84.

AB THE MAIN INORGANIC COMPOUNDS IN COAL ARE $Fe_2/SUB 3/$, MIXTURES OF $SiO_2/SUB 2/$ AND $Al_2O_3/SUB 3/$ AND OTHER ALKALI METAL OXIDES. THE MAGNETIC REMOVAL OF THESE COMPOUNDS DEPENDS ON THEIR RELATIVE SUSCEPTIBILITY COMPARED TO THAT OF ORGANIC MINERAL FREE COAL ($-R^*10/SUB -9/$ KG/SUB $-1/$). THIS ASSUMES THAT THE FEED COAL CONSISTS OF A PHYSICAL MIXTURE OF PARTICLES OF AN APPROPRIATE SIZE RANGE TO BE SEPARATED. HOWEVER, THIS DEPENDS ON THE MORPHOLOGY OF THE MINERALS IN THE COAL STRATA AND THE DEGREE TO WHICH THEY ARE LIBERATED ON GRINDING. MEASUREMENTS OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF THE MINERAL MATTER AND THE DEGREE TO WHICH EACH COAL CAN BE MAGNETICALLY SEPARATED HAVE SHOWN FOR THE LIP COALS STUDIED, THE RELEASE OF THE MINERAL MATTER DETERMINES THE EFFECTIVENESS OF THE SEPARATION PROCESS RATHER THAN INHERENT DIFFERENCES IN THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY. THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF THE MINERAL MATTER IS IN THE RANGE $8.1 TO 2^*1^-1/SUB -11/SUB -12/SUB -12/SUB -12/SUB$ PER MAGNETIC FIELD ABOVE 1 T FOR

COALS IN WHICH THE MAJORITY OF THE MINERAL MATTER IS LIBERATED. ABSOLUTE SULPHUR AND ASH REDUCTIONS OF BETWEEN 30 AND 40 WT PERCENT CAN BE ACHIEVED.

AN 844020799

AU VERMA, S. C. VERMA, B. K. LAL, A. B.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY STUDY OF 3D TRANSITION METAL MOLIBDATES OF THE TYPE $L/SUB 2/IMOO_2/SUB 4/MSUB 4/MSUB 3/$ MOLIBDATE $Fe_2/SUB 2/IMOO_2/SUB 4/MSUB 3/$.

SO J. MATER. SCI. LETT (GB) VOL 2, NO 12, 147-51, 2.

YR 83.

AB THE MOLAR MAGNETIC SUSCEPTIBILITY $chi_M/SUB M/$ OF $Fe_2/SUB 2/IMOO_2/SUB 4/MSUB 3/$ POWDER IS MEASURED IN THE TEMPERATURE RANGE FROM 100 TO 300K. THIS IS A TYPICAL FERRO-MAGNETIC MATERIAL WITH A NEEL TEMPERATURE OF 225K. THE MAGNETON NUMBER FOR THE MAGNETIC ION IS FOUND TO BE THE SAME AS THAT OF FREE $Fe_2/SUB 3+/$ ION, WHICH INDICATES THAT 3D MAGNETIC ELECTRONS OF $Fe_2/SUB 3+/$ IONS ARE COMPLETELY LOCALIZED IN IT EVEN IN $Fe_2/SUB 2/IMOO_2/SUB 4/MSUB 3/$ SOLID. THE $chi_M/SUB M/$ AGAINST T DATA ARE ANALYSED USING NEEL'S TWO-SUBLATTICE MODEL. THE EVALUATED MOLECULAR FIELD CONSTANTS INDICATE AN ANGULAR ARRANGEMENT OF $Fe_2/SUB 3+/$ MAGNETIC MOMENT IN THE MAGNETIC GROUND STATE OF THIS MATERIAL.

AN 844011679.

AU CHETKIN, M. V. KIRYUSHIN, A. V.

TI LOW-TEMPERATURE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON GARNETS AT OPTICAL FREQUENCIES.

SO FIZ. TVERD. TELA (USSR) VOL 25, NO.4, 1253-5, 9.

YR 83.

AB THE SPIN HAMILTONIAN METHOD WAS USED BY CHETKIN ET AL. (1975) TO CALCULATE THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF PARAMAGNETIC GARNETS AT OPTICAL FREQUENCIES. THE AUTHORS CARRY OUT THE CORRESPONDING CALCULATION FOR RARE-EARTH IRON GARNETS INCLUDING THE ANISOTROPY OF THE EXCHANGE INTERACTION OF IRON AND RARE-EARTH IONS. IT IS ASSUMED THAT THE GROUND STATE OF RARE-EARTH IONS IS A KRAMERS DOUBLET.

AN 83114676.

AU DICKINSON, R. D. BAKER, W. A. JR. BLACK, T. D. RUBINS, R. S.

TI A REEXAMINATION OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF THE COORDINATION COMPLEX $\text{Cu}(\text{SUB } 4\text{--OXOHEXA--MU--CHLOROTETRAKIS--(TRIPHENYLPHOSPHINE OXIDE) COPPER (II), Cu/SUB } 4\text{OCL/SUB } 6\text{/(TPPO)/SUB } 4\text{/}$

SO J. CHEM. PHYS. (USA), VOL. 79, NO. 6, 2609-14, 35.

YR 83

AB HIGH PURITY SAMPLES OF $\text{Cu}(\text{SUB } 4\text{OCL/SUB } 6\text{/(TRIPHENYLPHOSPHINE OXIDE)/SUB } 4\text{/}$ HAVE BEEN PREPARED FOR A REEXAMINATION OF THE CHI VS. T BEHAVIOR OF THIS COMPOUND. EPR STUDIES ON SINGLE CRYSTALS OF THE COMPOUND HAVE REVEALED THE GROUND STATE TO BE S MINUTES #0 AND AN OBSERVED SPECTRUM FROM AN EXCITED S MINUTES #2 MANIFOLD WITH A G FACTOR OF 2.10 &OR- 0.01. THE ORDERING OF THE ENERGIES OF THE SPIN MANIFOLDS IS PROPOSED TO BE S MINUTES #0, S MINUTES #2, S MINUTES #1. ON THIS BASIS, EXPERIMENTALLY DETERMINED CHI VS. T DATA WERE FITTED TO A MODIFIED HEISENBERG EXCHANGE MODEL FOR $G\#2\text{ }10\text{, }E\text{IS MINUTES } \#1\text{ }1\text{-}E\text{IS MINUTES } \#0\#25\text{ } \&OR\text{- } 13\text{ CM/SUP } -17\text{, }E\text{IS MINUTES } \#2\text{ }1\text{ }E\text{IS MINUTES } \#0\#10\text{ } \&OR\text{- } 1\text{ CM/SUP } -17\text{, } \&OR\text{- } E\text{IS MINUTES } \#2\text{ }1\text{ }E\text{IS MINUTES } \#0\text{ } \&OR\text{- } 1\text{ CM/SUP } -17\text{. MAGNETIC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENTS WERE ALSO MADE ON SAMPLES PREPARED BY DOPING THE POLYMER INTO THE CHAINS OF A CROSSLINKED POLYMER.$

AN 83111730

AU BOPRODIN, L. V. SMIRNOV, M. V. POKRYAHOV, V. YA.

TI APPARATUS FOR MEASURING THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF A DIAMAGNETIC OR PARAMAGNETIC MATERIAL IN THE SOLID OR MELTEN STATE

SO IZMER. TEKH. (USSR), VOL. 25, NO. 11, 165-170.

YR 82

AB THE AUTHORS DESCRIBE AN APPARATUS FOR DETERMINING THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF A SOLID OR MELTEN SUBSTANCE WHICH HAS BEEN USED IN SYSTEMATIC MEASUREMENTS ON THE SUSCEPTIBILITIES OF $\text{MeCl}_2\text{ }(\text{Fe/SUB } 2\text{-SYSTEMS WHERE ME IS V, NA, OR CO). THE APPARATUS CONSISTS OF A MAGNET WITH SHAPED POLES, A BALANCE PLACED IN A GLASS COVER, AND MEASUREMENT AND CONTROL APPARATUS. THE BALANCE ENABLES ONE TO MAKE MEASUREMENTS ON SOLID MELTEN DIAMAGNETIC SPECIMENS OF A SPECIFIC SUSCEPTIBILITY MORE THAN $-2 \cdot 10^5\text{ } \text{G/SUP } -17\text{, } \&OR\text{- } \text{G/SUP } -17\text{, } \&OR\text{- } \text{G/SUP } -17\text{ AND PARAMAGNETIC ONES WITH SUSCEPTIBILITIES NOT MORE THAN $4 \cdot 0 \cdot 10^5\text{ } \text{G/SUP } -17\text{, } \&OR\text{- } \text{G/SUP } -17\text{.}$$$

AN 83087091

AU MURASAKI, T. TANAKA, Y. URYU, N.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY ANALYSES OF ALTERNATING AND LADDER-LIKE COPPER (II) LINEAR CHAIN COMPOUNDS

SO J. PHYS. SOC. JPN. (JAPANESE), VOL. 52, NO. 6, 2192-201, 12.

YR 83.

AB NEW APPROXIMATION METHODS ARE APPLIED TO THE ANALYSES OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITIES OF THE ALTERNATINGLY SPACED HEISENBERG CHAIN AND THE LADDER-LIKE SYSTEMS OF SPIN ONE-HALF. THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF ANTIFERROMAGNETIC COMPOUNDS Cu--LITS AND Cu--OTS WHICH ARE RECENTLY FOUND GOOD EXAMPLES OF THE ALTERNATING HEISENBERG LINEAR CHAINS HAVE BEEN ANALYZED BY THE USE OF (QA II)- APPROXIMATION AND THE EXCHANGE COUPLING PARAMETERS HAVE BEEN ESTIMATED. AS AN EXAMPLE OF ANTIFERROMAGNETIC COMPOUNDS HAVING LADDER-LIKE STRUCTURE, HYDRAZINIUM COPPER (II) CHLORIDE HAS BEEN TAKEN UP AND THE PAIR APPROXIMATION IS APPLIED FOR THE ANALYSIS OF ITS MAGNETIC SUSCEPTIBILITY. BOTH APPROXIMATIONS HAVE PROVED TO BE QUITE EFFECTUAL AND EXPEDIENT METHOD TO ANALYZE THE MAGNETIC PROPERTIES OF LOW-DIMENSIONAL SPIN SYSTEMS.

AN 87092864

AU MIYA JIMA, T.

TI VARIATION OF THE SUSCEPTIBILITY WITH MAGNETIC FIELD IN
IRON-MONOSILICIDE

SO J. PHYS. SOC. JPN (JAPAN) VOL 51, NO 6, 1705-6, 6

YR 82.

AB MAGNETIC FIELD DEPENDENCE OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON-MONOSILICIDE $FeSi$ WAS MEASURED TO INVESTIGATE THE MOFF-ROUSE COUPLING FOR SPIN FLUCTUATIONS. THE SUSCEPTIBILITY INCREASES WITH MAGNETIC FIELD, AND STRAIGHT LINES IN ARROTT PLOTS HAVE NEGATIVE SLOPE. THE RESULTS SUGGEST THAT MOFF-ROUSE COUPLING FOR SPIN FLUCTUATIONS IS NEGATIVE. THIS FACT IS IN SUBSTANTIAL AGREEMENT WITH THEORETICAL PREDICTIONS PROPOSED BY TAKAHASHI AND MORIYA (1970) ON THE BASIS OF A UNIFIED PICTURE OF ITINERANT ELECTRON MAGNETISM.

AN 87061651

AU GERSHENSON, M., MCLEAN, W. L.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF SUPERCONDUCTING GRANULAR ALUMINUM

SO J. LOW TEMP. PHYS. (USA) VOL 47, NO 1-2, 123-36, 41

YR 82.

AB MEASUREMENTS HAVE BEEN MADE OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF SAMPLES OF SUPERCONDUCTING GRANULAR ALUMINUM WITH DIFFERENT METAL VOLUME FRACTIONS. THE PENETRATION DEPTH IS DETERMINED FROM THE RESULTS OF ZERO-T, THE TRANSITION TEMPERATURE T_{50} OF χ IS FOUND TO DECREASE AT THE VOLUME FRACTION WHERE THE DISCONTINuity AT T_{50} IN C_p HEAT CAPACITY MEASUREMENTS DISAPPEARS. THE RESULTS NEAR AND ABOVE T_{50} SHOULD HAVE BEEN INTERPRETED IN TERMS OF BOTH SUPERCONDUCTION AND PERCOLATION MODELS AS SHOWING EFFECTS OF GRAIN ORIENTATION. SUGGESTIVE EVIDENCE FOR THE KOSTERLITZ-THOULESS TRANSITION IS DISCUSSED.

AN 8704625F

AU BRACH, M. T., SECHE, J. M., ACHER, J., ROSENBERG, M., DEL, P. MERLE

YR 82.

TI SUSCEPTIBILITY AND MOSSBAUER STUDIES OF MAGNETIC RARE
EARTH-IRON-SILOIDES

SO J. MAGN. AND MAGN. MATER. (NETHERLANDS) VOL 26, NO 1-2, 11-21, 19

YR 81.

AB TERNARY RARE EARTH-IRON-SILOIDES IN THE SiO_2 - Si_3N_4 - Fe_2O_3 SYSTEM OF STRUCTURE TYPE YFe_2Si_2 HAVE BEEN STUDIED BY MOSSBAUER AND SUPERCONDUCTIVITY MEASUREMENTS BETWEEN 4.2 AND 300 K AND BY MOSSBAUER EFFECT AT 4.2 K AND ROOM TEMPERATURE. THE COMPOUNDS $RE_2Si_2Fe_2Si_2O_{10}$ WITH $RE = Gd$ AND Pr ARE ANTIFERROMAGNETIC WITH NEEL TEMPERATURES BELOW 11 K ABOVE 60K. THE SUSCEPTIBILITIES FOLLOW A CURIE-WEISS LAW WITH EFFECTIVE MAGNETIC MOMENTS PER RE ATOM APPROXIMATELY EQUAL TO THE FREE ION VALUES. ^{57}Fe MOSSBAUER EFFECT MEASUREMENTS OF THE ABOVE SERIES AND THE SUPERCONDUCTORS FORMING WITH Si_3N_4 AND Lu SHOW QUADRUPOLE SPLIT SPECTRA WITH SMALL POSITIVE VALUES OF THE ISOMER SHIFT, INDICATING THE ABSENCE OF ANY MAGNETIC MOMENT AT THE IRON SITE. THERE IS NO SIGNIFICANT PARAMAGNET CONTRIBUTION TO THE ^{57}Fe HYPERFINE FIELD BELOW THE NEEL TEMPERATURE IN THE CASE OF THE ANTIFERROMAGNETIC COMPOUNDS IN APPLIED FIELDS UP TO 50 KG.

AN 82036331

AU SOINI, J. K.

TI ORIENTATION DEPENDENT STATIC MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF COPPER NUCLEI
BELOW 1 MK.SO PHYSICA B AND C (NETHERLANDS) PROCEEDINGS OF THE 16TH INTERNATIONAL
CONFERENCE ON LOW TEMPERATURE PHYSICS LT-16 VOL. 108 B&C, NO. 1-3, LOS
ANGELES, CA, USA, 1095-6, 4, 19-25 AUG 1981

YR 81.

AB THE STATIC NUCLEAR SUSCEPTIBILITY OF COPPER HAS BEEN MEASURED PERPENDICULAR AND PARALLEL TO THIN WIRES IN A TWO-STAGE ADIABATIC NUCLEAR DEMAGNETIZATION REFRIGERATOR. THE RESULTS SHOW THAT $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ > 1 MINUTES (O) $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ > 1 MINUTES (O) BELOW 500 MK.

AN A82021778.

AU AKAGI, H. URYU, N.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF A CHAIN SYSTEM CONSISTING OF COPPER (III) TRIMERS

SO PHYS. LETT. A (NETHERLANDS). VOL.86A, NO.4. 248-50. 5.

YR 81.

AB A NEW APPROXIMATE METHOD IS APPLIED FOR THE CALCULATION OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF $IPA/SUB 2/CUCL/SUB 4$ (IPA-ISCOPROPYLAMMONIUM) IN WHICH $CH(III)$ TRIMERS CONSTITUTE A PSEUDO CHAIN SYSTEM. THE RESULTING FITS FOR THE EXPERIMENTAL DATA ARE: $J/SUB 11/K47.0K$ (INTRATRIMER EXCHANGE) AND $J/SUB 21/K#-6.0K$ (INTERTRIMER EXCHANGE).

AN A82005522.

AU SAVITSKII, E. M. EFIMOV, YU. V. MUKHIN, G. G. PAVLOV, M. S.

FROLOVA, T. M. TURANOV, S. A.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF STABLE AND SPLAT-COOLED ALLOYS OF COPPER WITH ZIRCONIUM, MAGNESIUM, PHOSPHORUS AND SULPHUR.

SO FIZ. MET. AND METALLOVED. (USSR). VOL 52, NO 2. 427-9. 3.

YR 81.

AB IT WAS SHOWN THAT THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF CU-ZR, CU-MG, CU-P, AND CU-S ALLOYS (WITH UP TO 40 AT. PERCENT OF THE ALLOYING ELEMENT) OBTAINED BY RAPID COOLING (AT RATES OF $10^5/SUB 3-10^6/SUB 6$ DEGREES/S) IS SUBSTANTIALLY HIGHER THAN THAT OF THE SAME ALLOYS IN THE EQUILIBRIUM STATE. EVEN WEAK DIAMAGNETS (PURE CU AND DILUTE CU-BASE ALLOYS) ARE CONVERTED TO PARAMAGNETS BY SPLAT COOLING. THIS EFFECT OF SPLAT COOLING CAN BE PARTLY OR COMPLETELY REMOVED BY A SUFFICIENTLY LONG ANNEALING TREATMENT AT 400 DEGREES C.

AN A81093661, B81048464

AU BASTUSCHECK, C. M. WILLIAMSON, S. J.

TI DETECTION OF IRON STORES IN THE HUMAN BODY USING MAGNETIC SUSCEPTIBILITY

SO J. APPL. PHYS. (LOCAL TWENTY-SEVENTH ANNUAL CONFERENCE ON MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS. VOL. 52, NO. 3. P. 17. DALLAS, TX, USA. 259-4. AIR IEEE. 11-14 NOV. 1980.

YR 81.

AB SUMMARY FORM ONLY GIVEN SUBSTANTIALLY AS FOLLOWS: AN AC SUSCEPTOMETER IS BEING DEVELOPED CAPABLE OF MEASURING IRON STORES IN BODY ORGANS IN VIVO USING A SOLID SECOND ORDER GRADIENTER AND AN AC FIELD WITH SYNCHRONOUS DETECTION. THE MAIN ADVANTAGE OF THE AC SYSTEM IS THAT THE MEASUREMENT IS MADE AT A FREQUENCY WHERE THE BACKGROUND FIELD NOISE IS TWO ORDERS OF MAGNITUDE SMALLER THAN AT DC. FOR A GIVEN SIGNAL-TO-NOISE LEVEL, THE APPLIED AC FIELD CAN BE MUCH SMALLER THAN THE DC FIELD USED IN A COMPARABLE SUSCEPTOMETER, LESS THAN 1 M T AC VERSUS SEVERAL TENS OF MILLITESLA FOR DC. THE AC FIELD COILS NEED NOT BE SUPERCONDUCTING, AND THIS PROVIDES GREAT FLEXIBILITY IN THE DESIGN OF THE APPLIED FIELD.

AN A81061065.

AU SHIMIZU, M. YAMADA, H. YASUI, M. RHODES, P.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND ELECTRONIC SPECIFIC HEAT OF FE AND NI ABOVE CURIE TEMPERATURE.

SO PHYSICS OF TRANSITION METALS, 1980, INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE PHYSICS OF TRANSITION METALS, LEEDS, ENGLAND, BRISTOL, ENGLAND XVII&692. 173-6. 16. IOP, UNIV. LEEDS R. SOC. ET AL. 18-22 AUG. 1980.

PN 0 85498 146 2.

YR 81.

AB THE AUTHORS CALCULATE THE TEMPERATURE VARIATIONS OF THE PARAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY $chi(T)$ AND THE ELECTRONIC SPECIFIC HEAT $C/SUB E(T)$ IN THE STONER MODEL FOR THE FERROMAGNETIC METALS FE AND NI. THE VALIDITY OF THE STONER MODEL IS EXAMINED.

AN 81016036

AU LYAKUTKIN, A. V.

TI OBSERVATION OF THE DIRECT DELTA \rightarrow ALPHA TRANSFORMATION IN IRON WITH THE AID OF MAGNETIC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENTS

SO FIZ. MET. AND METALLOVED. (USSR). VOL.50, NO.3, 626-8, 13
 YR 80.

AB THE AUTHOR MEASURED THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY CH χ OF SMALL (5-10 MG) SAMPLES OF 99.8 PERCENT PURE FE CYCLED BETWEEN 800 AND 1900 DEGREE C. THE DURATION OF THE COMPLETE CYCLE WAS ABOUT 15 MINUTES, AND THE RESULTS WERE AUTOMATICALLY RECORDED. NO ANOMALIES IN THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF CH χ SHOWS THE MELTING POINT OF FE WERE OBSERVED. IN SOME CASES SUPERCOOLING OF THE MELT RESULTED IN THE DELTA PHASE BEING TRANSFORMED DIRECTLY INTO THE ALPHA PHASE WITHOUT PASSING THROUGH THE GAMMA PHASE STAGE

AN 80075711

AU SINGH, R. PRAKASH S. SINGH, J.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF NOBLE METALS

SO J. PHYS. F (GB). VOL.10, NO.6, 1249-52, 11
 YR 80

AB THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF NOBLE METALS IS INVESTIGATED USING THE ANIMALLY TRANSITION METAL MODEL POTENTIAL. THE D BAND EFFECTS ARE INCLUDED THROUGH THE RESONANCE TERM AND THE ANISOTROPY OF THE FERMI SURFACE IS INCLUDED THROUGH THE ZIMAN EIGHT-CONE MODEL. THE EXCHANGE AND CORRELATION CORRECTIONS ARE ALSO TAKEN INTO ACCOUNT. THE CALCULATED RESULTS ARE FOUND TO BE IN GOOD AGREEMENT WITH THE EXPERIMENTAL DATA.

AN 80065812

AU BOLSHUTKIN, D. N. DESNENKO, V. A. ILICHEV, V. YA.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF STEELS KH18N(10-25) IN THE TEMPERATURE INTERVAL 4.2-300K.

SO FIZ. MET. AND METALLOVED. (USSR). VOL.49, NO.2, 286-91, 11,
 YR 80.

AB THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF STEELS KH18N(10-25) AT 4.2-300K AND ITS VARIATION UNDER THE INFLUENCE OF ELASTIC TENSILE STRESSES AT 4.2, 77, AND 300K WERE INVESTIGATED. IT WAS CONCLUDED THAT STEELS OF THIS KIND BELONG TO THE CLASS OF AMORPHOUS MAGNETS. THE PHENOMENON OF MAGNETO-ELASTICITY, CHARACTERISTIC OF MAGNETICS WITH LONG-RANGE MAGNETIC ORDER, WAS OBSERVED.

AN 80039740

AU HILLENUS, S. J. COLEMAN, R. V.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON-DOPED 2H-NBSE/SUB 2/.

SO PHYS. REV. B (USA). VOL.20, NO.11, 4569-76, 16,
 YR 79.

AB THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE SUSCEPTIBILITY IN THE RANGE 1.3-300K HAS BEEN STUDIED FOR 2H-NBSE/SUB 2/ CRYSTALS INTERCALATED WITH FE FOR THE CONCENTRATION RANGE 0 TO 33 AT. PERCENT A CURIE-WEISS BEHAVIOR IS OBSERVED AT HIGHER TEMPERATURES AND SUSCEPTIBILITY MAXIMUM AT LOWER TEMPERATURES. FOR FE CONCENTRATIONS IN THE RANGE 8 TO 18 AT. PERCENT A CUSPLIKE SUSCEPTIBILITY MAXIMUM IS OBSERVED IN THE TEMPERATURE RANGE 5 TO 25K. ABOVE 18 AT. PERCENT FE THE TRANSITION IS REDUCED AND SMEARED BUT BECOMES SHARP AGAIN ABOVE 23 AT. PERCENT AS THE LONG-RANGE-ORDERED ANTIFERROMAGNETIC STATE IS ESTABLISHED. THE DILUTE MAGNETIC PHASE HAS BEEN ANALYZED IN TERMS OF SPIN-GLASS BEHAVIOR AND THE FORMULATION OF A SPIN-DENSITY WAVE HAS ALSO BEEN EXAMINED. THE SUSCEPTIBILITY AS A FUNCTION OF TEMPERATURE FOLLOWS THE TIME CORRELATION FUNCTION DEFINED FOR SPIN GLASSES RATHER WELL, BUT THE SUSCEPTIBILITY PEAK IS MAGNETICALLY STIFFER THAN EXPECTED. THE BEHAVIOR IS SIMILAR TO THAT PREVIOUSLY STUDIED IN 2H-FE/SUB X/TASE/SUB 2/, BUT THE GREATER RANGE OF ACCESSIBLE FE CONCENTRATIONS MAKES IT POSSIBLE TO CONTINUOUSLY FOLLOW THE MAGNETIC TRANSITION FROM DILUTE TO CONCENTRATE ALLOYS.

AN A80034584

AU BEHERE, D. V. DATE, S. K. MITRA, S.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, ANISOTROPY, LOW TEMPERATURE MAGNETISATION AND ZERO FIELD SPLITTING IN TETRAPHENYLPORPHYRATO IRON (III) BROMIDE.

SO CHEM. PHYS. LETT. (NETHERLANDS) VOL.68, NO.7-3, 544-B 21.
YR 79.

AB THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY (2-100K), MAGNETISATION (2-70K, IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD BETWEEN 10 AND 50 KOE) AND PARAMAGNETIC ANISOTROPY (30-300K) OF SINGLE CRYSTALS OF HIGH SPIN TETRAPHENYLPORPHYRATO IRON (III) BROMIDE HAVE BEEN MEASURED AND USED TO DEDUCE THE ZERO FIELD SPLITTING PARAMETER $D \approx 13$ AND $B \approx 0.5$ CM/SUP -1/.

AN A80025081

AU SINGER, V. V. DOVGOPOL, S. P. KROVIN, A. L. BAROVSHI, I. Z. GELD, P. V.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND ELECTRON STRUCTURE OF ALLOYS OF IRON, COBALT, AND NICKEL AT ELEVATED TEMPERATURES

SO Fiz. Met. and Metalloved. (USSR) VOL.48, NO.4 736-42, 33
YR 79.

AB THE PARAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF SOLID AND LIQUID ALLOYS FE-NI, NI-CO, FE-CO, AND (FE/SUB 0.5/NI/SUB 0.5)-CO WAS INVESTIGATED IN A WIDE TEMPERATURE INTERVAL (100-1800 DEGREES C) AND A WIDE CONCENTRATION RANGE (0 < X < 100 PERCENT). IT WAS SHOWN THAT ALL THE SOLID AND LIQUID ALLOYS INVESTIGATED (WITH THE EXCEPTION OF FE-RICH SOLID ALLOYS) OBEY THE MODIFIED CURIE-WEISS LAW WHICH TAKES INTO ACCOUNT THE TEMPERATURE-INDEPENDENT CONTRIBUTION DUE TO THE PAULI PARAMAGNETISM OF COLLECTIVISED D ELECTRONS. THE EFFECTIVE NUMBER OF UNPAIRED ELECTRONS (PER ALLOY ATOM) AND PARAMAGNETIC CURIE TEMPERATURE OF THE ALLOYS WERE CALCULATED. THE MODEL OF QUASI-RIGID BAND WAS VERIFIED BY EXPERIMENT. THE MECHANISM OF INDIRECT EXCHANGE INTERACTION IN ALLOYS OF THE IRON TRIAD WAS ANALYSED. IT WAS SHOWN THAT THEORETICAL ESTIMATES ARE IN A GOOD AGREEMENT WITH EXPERIMENTALLY DETERMINED PARAMAGNETIC TEMPERATURE.

AN A80015706

AU SWANK, D. D. LANCEE, C. P. WILLETT, R. D.

TI CRYSTAL STRUCTURE AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF COPPER (II) CHLORIDE TETRAMETHYL SULFOXIDE (CUCL₂/SUB 2/(TMSO)) AND COPPER (II) MONODIMETHYL SULFOXIDE (CUCL₂/SUB 2/(DMSO)) FERROMAGNETIC SPIN 1/SUB 2/ HEISENBERG LINEAR CHAINSSO PHYS. REV. B (USA) VOL.20, NO.5, 2154-52, 30
YR 79.

AB THE CRYSTAL STRUCTURES OF THE TITLE COMPOUNDS (C/SUB 2/(TMSO) B/SO(TMSO), C/SUB 2/(DMSO) 6/SO(DMSO)) HAVE BEEN DETERMINED. THE TMSO SALT IS ORTHORHOMBIC (SPACE GROUP PBCA, A# 13.844(10), B#6.118(12), AND C# 17.480(16) Å) WHILE THE DMSO SALT IS MONOCLINIC (SPACE GROUP P2/SUB 1/C, A# 7.714(1), B# 13.557(13), C# 6.475(11) Å, AND BETA# 103.83(1) DEGREES). EACH CONTAINS LINEAR CHAINS OF CU IONS WITH THREE BRIDGING LIGANDS (2 CL, 1 O) BETWEEN EACH PAIR OF CU IONS. THE BRIDGING CU-L-CU ANGLES ARE #87 DEGREES FOR THE SYMMETRICAL BRIDGES AND #80 DEGREES FOR THE ASYMMETRICAL BRIDGES. IN EACH SALT, THE COPPER COORDINATION GEOMETRY IS SEVERELY DISTORTED FROM OCTAHEDRAL WITH FOUR SHORT CU-LIGAND BONDS (THREE CHLORINE AND ONE OXYGEN) AND TWO LONG CU-LIGAND BONDS (ONE CHLORINE AND ONE OXYGEN). ADJACENT CHAINS ARE WELL ISOLATED FROM EACH OTHER BY THE SULFOXIDE GROUPS IN ONE DIRECTION, BUT SHORT SULPHUR-SULPHUR CONTACTS OCCUR BETWEEN ADJACENT CHAINS IN THE OTHER DIRECTION. THE SUSCEPTIBILITY OF THE SALTS HAS BEEN MEASURED BETWEEN 2.0 AND 300K ON A PAR VIBRATING-SAMPLE MAGNETOMETER AND ON A FARADAY BALANCE. THE HIGH-TEMPERATURE DATA SHOW POSITIVE DEVIATION FROM CURIE BEHAVIOUR, INDICATIVE OF FERROMAGNETIC COUPLING. HOWEVER, CONSIDERABLE MAGNETIC INTERACTIONS BETWEEN CHAINS EXIST AND THE CHIT VS. T PLOTS SHOW MAXIMA AT LOW TEMPERATURE. THE DATA HAVE BEEN ANALYZED WITH SEVERAL ONE-DIMENSIONAL MODELS. THE BEST FIT IS OBTAINED WITH AN HEISENBERG LINEAR CHAIN WITH FERROMAGNETIC INTERACTION (J/K# 39K, TMSO; J/K# 45K, DMSO) WITH A MEAN-FIELD CORRECTION FOR THE ANTIFERROMAGNETIC INTERCHAIN INTERACTIONS (ZJ MINUTES /K# -1.6K, TMSO; ZJ MINUTES /K# -40K, DMSO). THUS, THE RELEVANT RATIO DEFINING THE IDEALITY OF THE SYSTEM, J/JJ MINUTES, IS #50 FOR THE TMSO SALT AND #25 FOR THE DMSO SALT.

AN A79073677.

AU HANSON, M.

TI THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF AGFD ALLOYS WITH MN AND FE IMPURITIES

SO Z. PHYS. B (GERMANY), VOL. 33, NO.4, 341-8, 72

YR 79.

AB MEASUREMENTS OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF AGFD ALLOYS WITH FE AND MN IMPURITIES HAVE BEEN PERFORMED AT TEMPERATURES FROM 1.4 TO 300K. ALLOYS WITH 5 AND 10 AT PERCENT PD, 2 AND 6 AT PERCENT AND WITH MN CONCENTRATIONS IN THE RANGE 10 TO 700 AT. PPM WERE INVESTIGATED. THE TEMPERATURE VARIATION OF THE IMPURITY SUSCEPTIBILITY WAS ANALYSED ACCORDING TO A CURIE-WEISS LAW. THE EFFECTIVE MOMENT FOR FE VARIES WITH THE PD CONCENTRATION, WHICH IS INTERPRETTED AS DUE TO INTERACTIONS BETWEEN NEAR NEIGHBOUR FE AND PD ATOMS. THESE INTERACTIONS TEND TO LOWER THE CHARACTERISTIC TEMPERATURE OF SINGLE FE IMPURITIES AND INDUCE A SMALL NET PD ATOM FERROMAGNETICALLY ORIENTED MOMENT. STRENGTHENING OF FERROUS SUCH INDUCED MOMENTS IN THE PRESENCE OF STRONG MAGNETIC FIELDSHIP EFFECTS IS FOR 2.5% AND 5% PD AND 10% MN WITH THE OTHER ALLOYS. TEMPERATURE, THE AMOUNT OF SUBSTITUTIONAL PD AS WELL AS MN CONCENTRATIONS MUST BE TAKEN INTO ACCOUNT IN ORDER TO INTERPRET DILUTE ATOM, WHICH MAY BE DUE TO A DIFFERENCE IN ORIENTATION OF THE CONDUCTION ELECTRON GAS AROUND THE IMPURITIES.

AN A79047090

AU YAN SHOU-SHENG, LU SHI, ZHOU YAOJIN, ZHANG DE-DONG

TI MEASUREMENT OF THE LOW TEMPERATURE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND HEAT CONDUCTIVITY OF STAINLESS STEEL

SO WULI (CHINA), VOL. 7, NO. 5, 289-91, 79

YR 78.

AB INSTALLATION AND EXPERIMENTAL TECHNIQUE FOR THE MEASUREMENT OF LOW TEMPERATURE SUSCEPTIBILITY AND THERMAL CONDUCTIVITY OF STAINLESS AUSTENITE STEEL ARE DESCRIBED. RESULTS INDICATE THAT MAGNETISM IN 18-8 STAINLESS STEEL WAS NOT STABLE BUT THAT 18-8 TYPE OF STAINLESS STEEL HAD STABLE BUT WEAK MAGNETISM AND POSSESS SUITABLE THERMAL CONDUCTIVITY. CONDUCTIVITY IS CONSIDERED TO BE SUITABLE FOR USE AS LOW TEMPERATURE STRUCTURAL MATERIAL.

AN A79042733.

AU NAQVI, A. A., SAFDAR, M., ALAM, M., HUSSAIN, F., AHMAD, B.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF BINARY GLASS 1 SODA BORATE MELTS CONTAINING IRON

SO PAK. J. SCI. RES. (PAKISTAN), VOL. 28, 45-9, 15.

YR 76.

AB THE MAGNETIC PROPERTIES OF BINARY GLASS OF BASE COMPOSITION 20PERCENT Na/SUB 2/O AND 80PERCENT B/SUB 2/O/SUB 3/ CONTAINING 0.96-1.04PERCENT IRON ARE PRESENTED. THE OBJECT IS TO IDENTIFY THE STATE (OR STATES) IN WHICH THE COLOURANT IONS ARE PRESENT.

AN A79011366

AU NIARCHOS, D. KOSTIKAS, A. SIMOPOULOS, A. COUCOUVANIS, D.
PILTINGSBRUD, D. COFFMAN, R. E.TI MOSSBAUER, MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, AND EPR STUDIES OF INTERMEDIATE
SPIN IRON (III) DITHIOXALATO HALIDESSO J. CHEM. PHYS. (USA) VOL. 69, NO. 10, 4411-15, 12
JR 78

AB MOSSBAUER, MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, AND EPR MEASUREMENTS HAVE BEEN PERFORMED IN THE SERIES OF INTERMEDIATE SPIN (FEIS/SUB 2/IC/SUB 2/0/SUB 2/VSUB 2/VSUB 2-7, (X/FOL. BF. II) COMPLEX ANIONS. ALL MEMBERS OF THE SERIES ARE PARAMAGNETIC TO 1.4K. MOSSBAUER AND EPR RESULTS ESTABLISH THE AXIAL CHARACTER OF THE ELECTRONIC SPIN HAMILTONIAN FOR THE IODIDE DERIVATIVE AND INCREASING RHO/CIVITY FOR BR AND CL. AXIAL ZERO FIELD SPLITTING PARAMETERS D ARE POSITIVE AND NEAR 5K. THE QUADRUPOLE SPLITTINGS ARE LARGE IN THE RANGE 3.4-3.6 MM/SEC AND TYPICAL FOR THE S63/2 STATE OF FEIII. ISOMER SHIFTS ARE NEAR 0.30 MM/SEC INDICATING SUBSTANTIAL D-ELECTRON DELOCALIZATION IN THE PI SYSTEM OF THE LIGAND. THE MAGNETIC HYPERFINE CONSTANT DECREASES FROM THE CL TO THE I DERIVATIVE INDICATING INCREASING COVALENCY OF THE METAL-HALIDE BOND. PROMOTED RELAXATION EFFECTS ARE PRESENT IN THE MOSSBAUER SPECTRA VARYING WITH THE HALOGEN LIGAND. SPECTRA IN APPLIED FIELDS UP TO 60 KG HAVE BEEN FITTED WITH A RELAXATION THEORY BASED ON A STOCHASTIC MODEL.

AN A79064362

AU GELD, P. V. BOVGOPOL, M. P. BOVGOPOL, S. F. RADYSHIN, I. I.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND SHORT-RANGE ORDER STRUCTURE OF IRON
CARBIDE MELLSSO DOKL. AKAD. NAUK SSSR VOL. 230, NO. 4-6, 853-6, 10
JR 77

AB THE RESULTS OF A STUDY OF THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY CH. OF FE-C ALLOYS CONTAINING FROM 0 TO 15 PERCENT OF C IN THE TEMPERATURE INTERVAL FROM 900 TO 1800 DEGREE C ARE DISCUSSED. THE AUTHORS DISCUSS A MODEL IN WHICH THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY IS DETERMINED BY THE STRUCTURE FUNCTION. CH. CURVES ARE DISCUSSED WITH REFERENCE TO SHORT RANGE ORDER.

AN A78098431

AU AKRIDGE, J. R. SROUR, B. MEYER, C. GROS, Y. KENNEDY, J. H.

TI DETERMINATION OF COORDINATION SITE AND OXIDATION STATES OF IRON IN
SODIUM BETA-ALUMINA THROUGH THE USE OF MOSSBAUER, ABSORPTION, AND
EMISSION SPECTROSCOPY, AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY.SO J. SOLID STATE CHEM. (USA) VOL. 25, NO. 2, 169-78, 7P
JR 78

AB THE ABSORPTION SPECTRUM, EMISSION SPECTRUM, MOSSBAUER SPECTRUM AND MAGNETIC SUSCEPTIBILITY FOR IRON-DOOPED BETA-ALUMINA HAVE BEEN RECORDED FOR SAMPLES PREPARED IN OXIDIZING AND REDUCING ATMOSPHERES. SIGNIFICANT DIFFERENCES ARE NOTED FOR THE TWO PREPARATION ATMOSPHERES. SAMPLES PREPARED BY FIRING IN AIR CONTAIN IRON IN BOTH 2A AND 3A OXIDATION STATES EVEN THOUGH 3A IS THE ONLY STATE INITIALLY PRESENT. SAMPLES FIRED UNDER REDUCING CONDITIONS CONTAIN ONLY 2A IRON. THE FOUR DIFFERENT TECHNIQUES USED TO INVESTIGATE OXIDATION STATE AND SITE SYMMETRY FOR IRON IN BETA-ALUMINA AGREE ON THE ASSIGNMENT OF BOTH 2A AND 3A IRON TO TETRAHEDRAL COORDINATION SITES IN BETA-ALUMINA.

AN A77066312

AU DUPAS, C. RENARD, J. P.

TI EFFECT OF MAGNETIC AND NON-MAGNETIC IMPURITIES ON THE SUSCEPTIBILITY AND NEEL TEMPERATURE OF THE LINEAR ANTIFERROMAGNETIC TMMC
 SO PHYSICA B AND C (NETHERLANDS) PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE ON MAGNETISM VOL 85-89 B&C, PT.2, AMSTERDAM, NETHERLANDS, 705-6 R IUPAP 6-10 SEPT, 1976.

YR 77.

AB THE PARAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY IN 1D TMMC DILUTED WITH MAGNETIC (CU, NI) AND DIAMAGNETIC (CD) IMPURITIES INCREASES AT LOW TEMPERATURE, IN AGREEMENT WITH THEORY. THE NEEL TEMPERATURE IS STRONGLY DEPRESSED BY THE IMPURITIES AND THIS EFFECT INCREASES WHEN THE IMPURITY-HOST COUPLING DECREASES FOR 0.4 AT. PERCENT CD. $\chi/\text{SUB N}(\chi)/\text{SUB N}(\chi)/\text{#0.67}$.

.....

AN A77059082

AU NAPIJALO, M. U. NAPIJALO, M. M. ZEGARAC, S.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AND OPTICAL REFLECTION SPECTRA OF IRON (III) COMPLEX CYANIDES

SO FIZIKA (YUGOSLAVIA) PROCEEDINGS OF THE 5TH YUGOSLAV SYMPOSIUM OF THE PHYSICS OF CONDENSED MATTER (PAPERS IN SUMMARY FORM ONLY RECEIVED). VOL.B, SUPPL. SARAJEVO, YUGOSLAVIA 155 0 OCT 1976

YR 76

AB TITLE ONLY PUBLISHED

.....

AN A77040031

AU BURGARDT, P. SEHRA, M. S.

TI MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON PYRITE (FES/SUB 2/) BETWEEN 4.2 AND 620K

SO SOLID STATE COMMUN (USA) VOL. 22, NO. 2, 153, 6, 13

YR 77

AB THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITIES (CHI) OF SEVERAL NATURAL SINGLE CRYSTALS OF IRON PYRITE (FES/SUB 2/) HAVE BEEN MEASURED BETWEEN 4.2 AND 620K WITH A FORCE MAGNETOMETER. THE MEASURED SUSCEPTIBILITIES ARE SHOWN TO BE RELATED TO THE MAGNETIC IMPURITIES PRESENT IN THE SAMPLES. FOR A PURE SAMPLE, $\chi(1) = 10/\text{SUB 77} \text{ CM}^3/\text{G AT 1000K}$ TEMPERATURE, WITH A SMALL MONOTONIC INCREASE OF χ WITH TEMPERATURE. THE RESULTS FOR A PURE SAMPLE ARE INTERPRETED IN TERMS OF CONTRIBUTIONS FROM DIAMAGNETISM AND VAN VLECK PARAMAGNETISM.

.....

AN A77020545

AU SINGER, V. V. DOVGOPOL, M. P. DOVGOPOL, S. P. RADOVSKII, I. Z. GELD, P. V. ZORIN, A. I.

TI INVESTIGATION OF HIGH-TEMPERATURE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF IRON-MANGANESE ALLOYS.

SO IZV. VUZ FIZ. (USSR) NO. 11, 69-74, 17

YR 76.

AB AN INVESTIGATION OF THE PARAMAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF FE-MN ALLOYS IS MADE BY THE FARADAY METHOD OVER A WIDE RANGE OF TEMPERATURE (ROOM-1800 DEGREES C) AND CONCENTRATION (0-80 PERCENT MN). THE RESULTS ARE INTERPRETED IN TERMS OF A BAND MODEL, ALLOWING FOR RESONANT SCATTERING OF COLLECTIVISED D-ELECTRONS ON IONS OF THE TRANSITION METAL.

.....

CAPITULO VI BIBLIOGRAFIA

Gartenhaus, S.

Física II

Electricidad y magnetismo

Nueva editorial interamericana, S.A. de C.V.

1979

Instruction Manual

Model 254 Digital Impedance Meter

Part Number 43762

Electro Scientific Industries, Inc.

U.S.A. , 1979.

Kip. P.A.

Fundamentos de electricidad y magnetismo

Mc. Graw Hill de México, S.A. de C.V.

México, 1977

Livshits, E.G., Kraposhin, V.S., Linetski, Ya. I.

Propiedades físicas de metales y aleaciones

Editorial Mir - Moscú

1982

Murray, R.S.

Probabilidad y estadística

Serie Schaum

Mc. Graw Hill de México

1985

Ostle, E.

Estadística aplicada

Ed. Limusa-Wiley

México, 1975.

Page, L. and Isley, A.N.

Principles of electricity

D. Van Nostrand Co. Inc.

N. Y. 1932

The International Dictionary of Physics
and Electronics.

D. Van Nostrand Co. Inc.

U.S.A., 1961.

Wangsness, K.R.

Electromagnetics fields

John Wiley & Sons, Inc.

N.Y., 1979.