

4.
0038 224js.



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS
División Estudios de Posgrado

**DINAMICA DE LA PARED
DE
DOMINIO MAGNETICO**

T E S I S
Que para obtener el grado académico de
DOCTORA EN CIENCIAS
(FISICA)

p r e s e n t a

M. en C. Maria Magdalena Martinez Mondragón

Director de Tesis: Dr. Luis Fernando Magaña Solís

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

ABSTRACT

We apply Döring 's equation of motion of a 180° domain wall to a pinned and deformed wall (Globus' model), by making an analysis of the changes in magnetic, and surface energy, when an external magnetic field is applied. We also analyse the work performed by the forces acting on the magnetic domain wall.

We could obtain an expression for the magnetization and the initial magnetic permeability as function of the frequency of the external magnetic field and time. Performing a time average we can give equations for the permeability spectra for both: the resonant and the relaxation cases. We can also give an expression for the domain wall effective magnetic mobility and the magnetization rate. From these expressions we calculated some characteristic sample parameters. Among these are the natural resonance frequency, the relaxation frequency, the value of the domain wall effective mass, the damping coefficient and the maximum value of the mobility.

We applied our study to polycrystalline ferrites and amorphous magnetic ribbons. The agreement with experimental results is excellent in both cases.

A mis Padres: José Martínez Aguilar y Juana Mondragón Galán.
Gracias por su paciencia infinita, apoyo y cuidados constantes .

A mi esposo Roberto Hernández Reyes.
A mi hijo Jaime .
Por el cariño y comprensión que siempre me han manifestado.

A mis hermanos: Tomás, Lourdes, Jesús, Rynalda, Carmen,
Por el impulso a seguir siempre adelante.

Muy especialmente a mi hermana Martha, cuya perseverancia es un gran ejemplo.

A mis sobrinos.

A Enrique y Arturo, mis pequeños sobrinos autistas que realizan un esfuerzo sin igual por integrarse.

A mis maestros y amigos.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. Luis Fernando Magaña la dirección de esta tesis, su ánimo y constante apoyo para culminar este trabajo.

A los sinodales: Dr. Guillermo Aguilar Sahgun, Dr. Eugenio Ley Koo, Dr. Jacques André Soullard Saintrais, Dr. Alfonso Huanosta Tera, Dr. Eligio Alberto Orozco Mendoza, , que con sus acertadas observaciones contribuyeron a la versión final de esta tesis.

A mi también sinodal Dr. Raúl Alejandro Valenzuela Monjarás y al Dr. Gerardo Jorge Vázquez Fonseca les agradezco, además de sus observaciones, su apoyo que me permitió continuar la realización de este trabajo.

Agradezco profundamente a la Universidad Nacional Autónoma de México que a través de sus dependencias me ha formado. A la Facultad de Ciencias donde he realizado mis estudios, a la Dirección General de Apoyo para el Personal Académico por los apoyos económicos proporcionados durante mis estudios de doctorado y tesis, al Instituto de Física que me ha proporcionado condiciones siempre favorables para el desarrollo académico y en donde esta tesis fue elaborada.

ÍNDICE

AGRADECIMIENTOS	i
ÍNDICE DE FIGURAS	iv
ÍNDICE DE TABLAS	vii
RESUMEN	viii
CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 Antecedentes.	2
1.2 Objetivos.	5
1.3 Breve descripción del método seguido.	6
1.4 Estructura de la tesis.	7
Referencias	9
CAPÍTULO 2. PERMEABILIDAD MAGNÉTICA	10
2.1 Mecanismos de magnetización y permeabilidad.	15
2.2 Permeabilidad AC.	16
2.3 Permeabilidad inicial.	17
Referencias.	23
CAPÍTULO 3. EL MODELO DE PARED DE DOMINIO EN PROCESOS DE MAGNETIZACIÓN.	25
3.1 Modelo de pared de dominio para ferritas policristalinas.	26
3.1.1 Caso estático.	28
3.1.2 Caso dinámico.	31
3.1.2.1 Caso dinámico para ferritas.	34
3.2 Modelo de pared de dominio para cintas magnéticas amorfas.	40
3.2.2 Caso Dinámico para cintas magnéticas amorfas.	41
Referencias.	50
CAPÍTULO 4. RESULTADOS.	52
4.1 Ferritas policristalinas.	53
4.2 Cintas magnéticas amorfas.	57
4.3 Circuitos equivalentes.	62
Referencias.	82

CAPÍTULO 5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES	83
5.1 Discusión.	84
5.2 Conclusiones.	87
APÉNDICE I MÉTODO EXPERIMENTAL PARA MEDICIONES AC	88
Referencias	91

ÍNDICE DE FIGURAS**Capítulo 2**

- figura 2.1** La permeabilidad se define como la pendiente de la recta que va del origen, 0, a cualquier punto, P, sobre la curva de magnetización o de un ciclo de histéresis. 13
- figura 2.2** La permeabilidad inicial, μ_0 , y la permeabilidad máxima, μ_{max} , son dos valores característicos de la permeabilidad. En esta figura se muestra también la permeabilidad incremental, μ_{Δ} [2.2]. 14
- figura 2.3** Permeabilidades para una cinta amorfa de Vitrovac 6025 para tres campos aplicados de diferente amplitud: (*) 12mOe, (+) 6mOe y (•) 1.2 mOe. [2.8]. 20
- figura 2.4** Espectros de susceptibilidad inicial en granates de YIG ($Y_{1.5}Gd_{1.5}Fe_3O_{12}$) para tres muestras de grosor diferente: (A) 0.185 cm, (B) 0.102 cm, y (C) 0.055 cm. Se tiene resonancia asociada al movimiento de la pared de dominio. Nótese que de este espectro se infieren los correspondientes espectros de permeabilidad, [2.7]. 21
- figura 2.5** Espectro de permeabilidades para algunas ferritas de Níquel en donde se muestran dos dispersiones bien definidas, [2.6]. 22
- Capítulo 3**
- figura 3.1** Descripción cualitativa del ciclo de histéresis en el modelo de Globus. 27
- figura 3.2** Representación del desplazamiento de la pared de dominio. 29
- figura 3.3** En la región de permeabilidad inicial la pared se deforma ante la acción del campo aplicado y se mantiene anclada a la frontera del grano. 35
- figura 3.4** Representación de una cinta magnética amorfa en el modelo de Globus adaptado a éstas. Para campos mayores que el campo crítico la pared se desplaza, abombada cilíndricamente, una distancia z. 42
- figura 3.5** En la región de permeabilidad inicial la pared no se desplaza del centro solo se abomba cilíndricamente. 45
- Capítulo 4**
- figura 4.1.1** Espectro teórico de permeabilidad inicial mostrando un efecto resonante, $\rho=0.5$. 64

- figura 4.1.2** Espectro teórico de permeabilidad inicial mostrando un efecto de relajación, $\rho=20$. 65
- figura 4.1.3** La frecuencia a la cual ocurre el máximo en la curva μ'' depende del valor de ρ . Aquí se muestran las posiciones de los máximos para cuatro valores de ρ . 66
- figura 4.1.5** Comportamiento de la parte real de la deformación reducida λ' con respecto al tiempo reducido t' , para diferentes frecuencias: (—) $\sigma=0.06$, (o) $\sigma=0.6$, (□) $\sigma=3$, (*) $\sigma=0.99$ cuando el parámetro ρ es pequeño, $\rho=0.06$. 67
- figura 4.1.6** Comportamiento de la parte real de la deformación reducida λ' con respecto al tiempo reducido t' , para diferentes frecuencias: (—) $\sigma=6E-06$, (o) $\sigma=0.016$, (□) $\sigma=0.99$, (*) $\sigma=0.06$, cuando el parámetro ρ es grande, $\rho=20$. 68
- figura 4.1.7** Gráficas de la parte real de la magnetización reducida para diferentes frecuencias: (↓) $\sigma=0.06$, (o) $\sigma=0.99$, (□) $\sigma=1.04$, (*) $\sigma=0.9$; $\rho=0.06$. 69
- figura 4.1.8** Gráficas de la parte real de la magnetización reducida para diferentes frecuencias: (↓) $\sigma=6E-06$, (o) $\sigma=0.016$, (*) $\sigma=0.06$, (●) $\sigma=0.99$; $\rho=20$. 70
- figura 4.1.9** Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra A de la figura 2.4: $\rho=0.2$ $\omega_{\mu''_{max}} = 0.9539\omega_N$, $f_N = 81.769$ MHz [3.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural. 71
- figura 4.1.10** Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra B de la figura 2.4: $\rho=0.2$ $\omega_{\mu''_{max}} = 0.98\omega_N$, $f_N = 111.29$ MHz [4.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural. 72
- figura 4.1.11** Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra C de la figura 2.4: $\rho=0.2$ $\omega_{\mu''_{max}} = 0.98\omega_N$, $\omega_N = 129.26$ MHz [4.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural. 73
- figura 4.1.12** Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y experimental para una ferrita de Ni, [4.2]: $\rho=20$, 74

$\omega_{\mu_{\text{min}}} = 0.025\omega_N$, $f_N = 2696$ MHz . Es un espectro con una relajación de la pared.

figura 4.1.13 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para una ferrita de NiZn. [4.13]: $\omega_{\mu_{\text{min}}} = 0.025\omega_N$, $f_N = 46153846$ Hz . Es un espectro con una relajación de la pared. 75

figura 4.1.14 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra de la figura 4.1.9. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas. 76

figura 4.1.15 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra de la figura 4.1.10. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas. 77

figura 4.1.16 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental asociado a la muestra de la figura 4.1.11. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas. 78

figura 4.2.1 Curva teórica de la parte real de la permeabilidad inicial en cintas magnéticas amorfas, para diferentes valores de ρ . 79

figura 4.2.2 Curvas experimentales, no reducidas, de la parte real de la permeabilidad compleja para VITROVAC 6025.[4.3]. 80

figura 4.2.3 Inverso de la permeabilidad estática inicial, μ_0^{-1} , contra la frecuencia de relajación, ω_{rel} , para las curvas de la figura 4.2.2. 80

figura 4.2.4 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para una cinta amorfa VITROVAC 6025, [4.3]: $\rho=20$ $\omega_{\mu_{\text{min}}} = 0.025\omega_N$, $f_N = 2690$ KHz . Es un espectro con una relajación de la pared. 81

figura 5.1 Espectros de movilidad para distintos valores de ρ . 86

Apéndice I

figura A.1 Esquema del dispositivo para mediciones ac. 89

figura A.2 Forma de las muestras para mediciones ac. 90

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla I. Relaciones para $\omega_{\mu_{L_1}}$ y para ω_{ret} , a partir del modelo de Globos y para un circuito equivalente RLC en paralelo.	62
Tabla II. Equivalencias de las componentes de un circuito RLC en paralelo con nuestro modelo.	63
Tabla III. Valores obtenidos para $(1/2\pi LC)$, $(R/2\pi L)$ y RC, utilizando nuestros resultados.	63

RESUMEN

Estudiamos los procesos de magnetización inicial utilizando el modelo de Globus (pared anclada y deformada) y aplicando la idea de Döring de asociar una inercia a la pared de dominio. Analizamos los cambios en la energía magnética y superficial cuando se aplica un campo externo oscilante, así como el trabajo efectuado por las fuerzas que actúan sobre la pared de dominio magnético para encontrar la ecuación de movimiento de la pared.

Lo anterior nos ha permitido llegar a una expresión para la magnetización y la permeabilidad magnética inicial debida a las paredes de dominio en función de la frecuencia del campo magnético aplicado y el tiempo. Haciendo un promedio temporal sobre la permeabilidad obtenemos espectros de permeabilidad tanto resonantes como con efecto de relajación. También obtenemos una expresión para la magnetomovilidad de una pared que se deforma. Como resultado, podemos dar algunos parámetros característicos de cada muestra como la frecuencia natural de resonancia, la frecuencia de relajación, la masa efectiva de la pared, el coeficiente de amortiguamiento, la movilidad máxima, etc.

Este trabajo se realizó, de forma independiente, para ferritas policristalinas y cintas magnéticas amorfas, obteniendo muy buena concordancia con los resultados experimentales en ambos casos.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1 Antecedentes.

Las ferritas policristalinas y las aleaciones magnéticas amorfas, son de gran interés tecnológico por la gran variedad e importancia de sus aplicaciones. Las ferritas son materiales cerámicos, fácilmente moldeables, aunque muy frágiles. Las cintas magnéticas amorfas son dúctiles y maleables, pero solamente pueden obtenerse en hilos o en cintas. Un ejemplo de la aplicación de ambos materiales está en la fabricación de los transformadores de potencia, donde es necesario tener cierta libertad en el diseño de la forma geométrica del núcleo del transformador. Otro ejemplo de aplicación está en la fabricación de guías de onda de alta Q , donde Q es la razón de la reactancia inductiva por unidad de longitud a la resistencia por unidad de longitud. En estos dispositivos se requiere, cada vez más, que las pérdidas de energía sean más bajas y que los intervalos de trabajo sean a más altas frecuencias. [1.1-1.4]

No obstante la gran diferencia que, desde el punto de vista estructural, existe entre ellas, las ferritas policristalinas y las cintas magnéticas amorfas tienen un comportamiento magnético semejante. Presentan histéresis magnética, formación de dominios magnéticos, movimiento de las paredes de estos dominios, rotación de dominios, cambios de su permeabilidad magnética con la intensidad y la frecuencia del campo magnético aplicado, etc. Además, tienen la característica común de alta resistividad eléctrica que reduce fuertemente la pérdida de energía debida a las corrientes "eddy" durante la aplicación de campos magnéticos oscilantes. Esta última característica favorece aún más sus aplicaciones tecnológicas.

es la energía relacionada con los efectos desmagnetizantes). Cuando la energía magnetostática es muy pequeña, con respecto de las otras dos contribuciones, se tiene una pared de Bloch [1.4]. Cuando las tres contribuciones son del mismo orden, se tiene una pared de Néel [1.4]. Dependiendo principalmente de las dimensiones de la muestra pueden presentarse paredes de Bloch, paredes de Néel o ambas [1.4,1.5].

Es ahora sabido que las paredes de dominio presentan una inercia en su movimiento al aplicar un campo magnético al material. Esto es particularmente importante cuando hablamos de campos magnéticos oscilantes. La primera vez que se sugirió que la pared de dominio magnético tiene una masa fue en 1948 por Döring [1.14]. Él se da cuenta que esta propiedad tiene que estar íntimamente relacionada con el comportamiento de la permeabilidad en función de la frecuencia del campo aplicado.

Existe una gran cantidad de laboratorios en el mundo que se dedican a sintetizar y caracterizar estos materiales, generando un gran volumen de datos experimentales. De estas mediciones, una buena parte se refiere al comportamiento de la permeabilidad magnética inicial. Como ya se explicó anteriormente, esta propiedad es relevante porque se relaciona con la capacidad que tiene el material de magnetizarse y con las pérdidas de energía en el mismo. Sin embargo, no existen en la literatura trabajos teóricos que expliquen el comportamiento de la permeabilidad inicial con la frecuencia y su relación con la dinámica de la pared de dominio. Esta situación se da tanto para ferritas policristalinas como para cintas magnéticas amorfas.

Cabe mencionar que en las ferritas policristalinas y cintas amorfas que son objeto de nuestro estudio, las paredes de Bloch de 180° son las que están presentes. Las mediciones

experimentales en este tipo de materiales para el estudio de la permeabilidad se realizan usualmente en muestras de forma toroidal para eliminar efectos de desmagnetización (ver figura A.2) [1.1,1.4]. Para mayor claridad, en el Apéndice I se describe una técnica de medición usual de la permeabilidad magnética en estos materiales.

1.2 Objetivos

El propósito de este trabajo es modelar el comportamiento de la permeabilidad magnética inicial para ferritas policristalinas y para cintas magnéticas amorfas, cuando se aplican campos magnéticos oscilantes a las muestras, mediante un enfoque fenomenológico de la dinámica de la pared de dominio. También, involucrar en el estudio parámetros característicos de las muestras que determinen el comportamiento de la permeabilidad magnética inicial. Con esto se logra tener un modelo que podrá ser de gran utilidad en el entendimiento de las propiedades y en el desarrollo de este tipo de materiales.

Es conveniente señalar que los resultados obtenidos en este estudio rebasaron con creces nuestras expectativas, dada la complejidad del problema. Obtuvimos una excelente concordancia con los resultados experimentales. Fue posible explicar sistemáticamente, con hipótesis sencillas, una gran variedad de datos de muestras de distintas composiciones, de diferentes laboratorios y para diferentes intervalos de frecuencia. Esto fue particularmente gratificante para el caso de cintas magnéticas amorfas que presentan una estructura magnética muy compleja.

1.3 Breve descripción del método seguido.

Abordamos el problema partiendo de la idea de Döring [1.14] de asociar una inercia a la pared de dominio y del modelo de Globus para la pared de dominio [1.8] (esto es, pared anclada y deformada). Cabe señalar que hasta ahora, el modelo de Globus había sido utilizado exitosamente para predecir propiedades de ferritas policristalinas y cintas magnéticas amorfas *únicamente* en condiciones de campo estático [1.15–1.19]. Consideramos la forma óptima de la pared de dominio para cada caso (ferrita policristalina o cinta magnética amorfa), bajo la acción de un campo dado [1.17,1.19]. Para encontrar la ecuación de movimiento de la pared analizamos los cambios de energía magnética y superficial que ocurren cuando se aplica un campo externo oscilante, así como el trabajo efectuado por las fuerzas que actúan sobre la pared. Este análisis tiene que realizarse por separado para ferritas y para cintas amorfas.

Después de plantear la ecuación de movimiento, para cada caso, procedemos a su solución. La solución nos da la deformación de la pared en función de la amplitud del campo aplicado, su frecuencia y el tiempo. A partir de las respectivas soluciones, procedemos a encontrar las correspondientes expresiones para la permeabilidad inicial y la rapidez de magnetización por unidad de magnitud de campo aplicado. Esta rapidez está íntimamente relacionada con la movilidad de la pared y hemos encontrado que puede estudiarse a través de los espectros de susceptibilidad o permeabilidad. Ambas propiedades quedan dadas en función de la frecuencia del campo aplicado y de parámetros de la pared de dominio.

Es la primera vez que se reporta este tipo de resultados. La concordancia con los resultados experimentales es excelente.

Cabe agregar que nuestro estudio también nos permite caracterizar tanto a las ferritas policristalinas como a las cintas magnéticas amorfas, con parámetros relevantes en la utilización de estos materiales, como la frecuencia natural de resonancia de la pared de dominio, la frecuencia de relajación, la masa efectiva de la pared, el coeficiente de amortiguamiento y la movilidad máxima de la pared que es muy importante en grabado de información.

1.4 Estructura de la Tesis

Para la presentación de nuestro estudio, en el capítulo 2 definimos la permeabilidad magnética, y discutimos las contribuciones a la permeabilidad de los principales procesos de magnetización. Nos referimos a la permeabilidad DC y AC, distinguiendo en esta última su comportamiento en función de la frecuencia del campo magnético externo aplicado y su importancia de análisis en términos de la permeabilidad compleja. Definimos la permeabilidad inicial y describimos las características más relevantes observadas en el espectro de permeabilidad.

En el capítulo 3 presentamos el modelo de pared de dominio de Globus. En la sección 3.1.1 describimos el modelo de Globus para ferritas policristalinas toroidales bajo condiciones de magnetización estáticas, tanto para proceso reversible como irreversible, que hemos desarrollando en trabajos anteriores. En la sección 3.1.2 hacemos una introducción referente al proceso de magnetización dinámico. En la sección 3.1.2.1 nos

enfocamos al planteamiento y desarrollo del modelo de Globus bajo condiciones de magnetización con campo aplicado oscilante de amplitud pequeña, para ferritas policristalinas toroidales. En la sección 3.2.1 describimos el modelo de Globus estático para cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente, para proceso reversible como irreversible, también ya desarrollado en trabajos anteriores. Para concluir este capítulo, presentamos el planteamiento y desarrollo del modelo de Globus cuando los campos magnéticos aplicados son oscilantes y de amplitud pequeña, para cintas magnéticas amorfas.

En el capítulo 4 exponemos los resultados. En la sección 4.1 presentamos los resultados para ferritas policristalinas. La sección 4.2 contiene los resultados para cintas magnéticas amorfas. Por completez, en la sección 4.3 relacionamos los parámetros de la muestra con los correspondientes obtenidos por la técnica de espectroscopia de impedancias y circuitos equivalentes.

El capítulo 5 lo hemos destinado a la discusión y a las conclusiones. La sección 5.1 corresponde a la discusión y la sección 5.2 a las conclusiones.

Esta tesis concluye con un apéndice en el que se describe un método para efectuar mediciones de parámetros magnéticos bajo condiciones de corriente alterna.

Referencias.

- [1.1] J. K. Watson; **Applications of Magnetism**, (New York: Wiley, 1980).
- [1.2] A. Goldman. **Modern Ferrite Technology**, (New York: Van Nostrand Reinhold, 1990).
- [1.3] **Physics and Engineering Applications of Magnetism**, Springer Series In Solid State Sciences **92**, Eds. Y. Ishikawa, N. Miura, (Berlin: Springer-Verlag 1991). Caps. 8 y 9..
- [1.4] B. D. Cullity, **Introduction to Magnetic Materials**, (Reading, Massachusetts: Addison-Wesley, 1972).
- [1.5] de Leeuw F. H. van den Doel R. Enz U.; **Rep. Progr. Phys.** **43**, 689 (1980).
- [1.6] Rado G. T., **Rev. Mod. Phys.** **25**, 81 (1953).
- [1.7] Globus A., Thesis, Paris, 1963.
- [1.8] A. Globus **J. de Phys.** **38** ,C1-1 (1977).
- [1.9] Guyot M., Maceron T., Cagan V. and Messekher A., **Phys. Stat. Sol. (A)** **106**, 595 (1988).
- [1.10] Amano E. ,Valenzuela R., Irvine J.T. S. and West A. R., **J. Appl. Phys.** **67** , 5589 (1990).
- [1.11] Irvine J.T. S. , Amano E. and Valenzuela R., **Mat. Sci. and Eng. A** **133**, 140 (1991).
- [1.12] Valenzuela R. and Irvine J.T. S., **J. Appl. Phys.** **72** , 1486 (1990).
- [1.13] Valenzuela R. and Irvine J.T. S., **J. Non- Crystalline Solid** **156-158**, 315 (1993).
- [1.14] Döring W., **Z. Naturf.** **3a**, 373 (1948).
- [1.15] M. A. Escobar , R. Valenzuela and L.F. Magaña , **J. Appl. Phys.** **54**, 5935 (1983).
- [1.16] M. A. Escobar, L.F. Magaña and R. Valenzuela, **J. Appl. Phys.** **57**, 2142 (1985).
- [1.17] L.F. Magaña and R. Valenzuela, **J. Appl. Phys.** **61**, 4222 (1987).
- [1.18] L.F. Magaña and R. Valenzuela, **Mat. Sc. Eng.** **99**, 61 (1988).
- [1.19] L. F. Magaña **J. Mag. Mag. Mat.** **60**, 315 (1986).

CAPÍTULO 2

PERMEABILIDAD MAGNÉTICA

La magnetización resultante de un material cambia bajo la acción de un campo magnético externo, como consecuencia de dos procesos independientes: por cambio en las direcciones de magnetización de los dominios debido a la rotación de los momentos magnéticos en dirección del campo; ó por incremento en el volumen de los dominios que están favorablemente orientados en dirección del campo aplicado debido al movimiento de paredes de dominio. Este último mecanismo juega un papel muy importante en los procesos de magnetización. En materiales policristalinos y en cintas magnéticas amorfas el efecto de la participación de las paredes de dominio en los procesos de magnetización estáticos puede ser estudiado a través de la curva de magnetización y la histéresis magnética y a través de los espectros de susceptibilidad o permeabilidad, de impedancia, de inductancia, admitancia etc. bajo condiciones de campos magnéticos externos aplicados.

Como en este trabajo los resultados teóricos fundamentan su buena predicción en la comparación con resultados experimentales de espectros de permeabilidad, este capítulo lo dedicamos a la discusión de la permeabilidad magnética para las ferritas policristalinas y las cintas amorfas.

La utilización de los materiales magnéticos es muy extensa y requiere una caracterización exhaustiva de éstos tanto en condiciones estáticas como dinámicas de sus procesos de magnetización. Una de las propiedades importantes en la caracterización es la permeabilidad magnética, μ , que se define como

$$\mu = \frac{B}{H} \quad ; \quad B = H + 4\pi M \quad ;$$

donde B es la densidad de flujo magnético total; H la intensidad del campo magnético aplicado, μ es la pendiente de una línea que parte del origen a un punto cualquiera sobre la curva B vs H , figura 2.1. La permeabilidad es sensible a cambios de concentración de los componentes químicos del material, a tratamientos térmicos, magnéticos, mecánicos, a cambios de estructura, microestructura, etc. [2.1-2.3]

En condiciones de magnetización por aplicación de campos magnéticos estáticos, de la curva de magnetización y el ciclo de histéresis se pueden determinar: la permeabilidad inicial, μ_0 , la permeabilidad incremental, $\Delta B/\Delta H$, la permeabilidad máxima, μ_{max} , ver figura 2.2. Ésto, aunado a otros parámetros como el campo crítico, el campo coercitivo, la magnetización de saturación y la magnetización remanente, permite clasificar a los materiales magnéticos como suaves o duros [2.1]. Los magnéticamente suaves, a diferencia de los magnéticamente duros, son fáciles de magnetizar y desmagnetizar. La característica distintiva de los materiales magnéticamente suaves es que poseen una alta permeabilidad, también tienen campos coercitivos pequeños y producen pérdidas de energía por histéresis que son pequeñas. Estos materiales presentan una magnetización de saturación mayor que los materiales magnéticamente duros, pero tiene resistividades eléctricas más elevadas, lo que disminuye las pérdidas de energía por corrientes eddy. Estos materiales son muy utilizados en aplicaciones AC, por ejemplo en núcleos de transformadores, generadores, motores, inductores, también en computadoras, en amplificadores magnéticos, en componentes de sistemas de microondas, etc. [2.1-2.3]. Los materiales magnéticamente duros producen elevadas pérdidas de energía por histéresis, como característica primordial deben tener un alto campo coercitivo, ya que

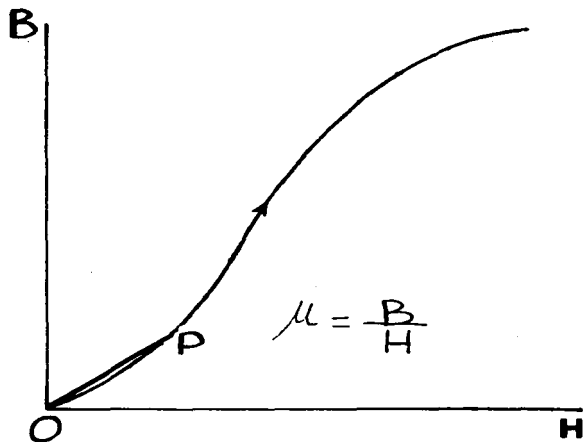


Figura 2.1 La permeabilidad se define como la pendiente de la recta que va del origen, O, a cualquier punto, P, sobre la curva de magnetización o de un ciclo de histéresis.

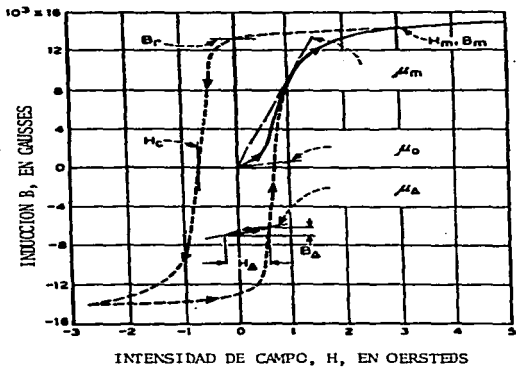


figura 2.2 La permeabilidad inicial, μ_0 , y la permeabilidad máxima, μ_{max} son dos valores característicos de la permeabilidad. En esta figura se muestra también la permeabilidad incremental, μ_Δ .

estos materiales son utilizados como imanes permanentes y por lo tanto no deben desmagnetizarse fácilmente.[2.1]

La respuesta magnética del material es sumamente importante bajo condiciones de campos magnéticos variables en el tiempo. El estudio de la variación de la permeabilidad con la frecuencia ha sido muy útil para conocer esta respuesta.[2.2,2.3,2.7]

Este tipo de estudios ha permitido la fabricación de materiales magnéticamente suaves ferrimagnéticos y amorfos magnéticos, cuya permeabilidad inicial se mantiene constante a altas frecuencias, del orden de Megahertz. Como la resistividad eléctrica de estos materiales es muy alta, las pérdidas por corrientes de eddy son muy bajas.

2.1 MECANISMOS DE MAGNETIZACIÓN Y PERMEABILIDAD.

Los procesos principales que ocurren en el material durante su magnetización son: a) la deformación reversible de paredes de dominio magnéticos; b) la rotación de momentos magnéticos (contribución dominante del espín del electrón); c) el desplazamiento irreversible de paredes magnéticas de dominio. En muestras monodominio la rotación de momentos magnéticos es el único proceso. [2.4,2.5]

En muestras polidominio, todos los procesos participan en mayor o menor grado, la contribución de cada proceso depende de los mismos factores ya mencionadas para la permeabilidad. En muestras polidominio suaves como ferritas policristalinas toroidales y cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente, se tiene durante la magnetización inicial una contribución mucho mayor de las paredes de dominio, si la frecuencia del

campo magnético aplicado es baja (de cero hasta radiofrecuencias y el límite superior depende del material magnético), y la rotación de momentos para frecuencias mayores. En el intervalo de magnetización irreversible (para campos estáticos mayores que el campo crítico) participan el segundo y el tercer procesos, determinando la irreversibilidad en la magnetización el desplazamiento de las paredes de dominio magnéticas. La rotación de momentos magnéticos es dominante antes de alcanzar la magnetización de saturación, y para campos de muy alta frecuencia.

Así, en general, la permeabilidad contiene una contribución asociada a las paredes de dominio y otra a la rotación de espines: $\mu = \mu_{\text{espines}} + \mu_{\text{pared}}$

2.2 PERMEABILIDAD AC .

Se ha observado que si los campos magnéticos aplicados son oscilantes la permeabilidad se ve alterada. Bajo estas condiciones, resulta más adecuado estudiar la permeabilidad compleja [2.2,2.4] que se puede definir como:

$$\mu = \mu' - i\mu''$$

Esta expresión resulta de considerar las pérdidas de energía producto de un desfaseamiento, δ , del campo de inducción magnética, \mathbf{B} ,

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M} = (1 + 4\pi\chi) \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}$$

respecto al campo magnético aplicado, \mathbf{H} . Si $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i \omega t)$:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \exp[i(-\omega t - \delta)]$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}_0}{H_0} (\cos\delta - i \sin\delta) \mathbf{H}$$

El primer término queda en fase con el campo, y el segundo término fuera de fase 90°.

Así, el término μ' está asociado a la componente de \mathbf{B} en fase con \mathbf{H} , y μ'' a la otra. La primera se asocia a la energía magnética almacenada y la segunda a la energía disipada. Estas permeabilidades dependen de la frecuencia. A la gráfica que muestra μ' y μ'' en función de la frecuencia se le llama espectro de permeabilidad, ver figuras 2.3 a 2.5. Hablamos de una dispersión en el espectro de permeabilidad cuando ocurre un cambio significativo en las curvas de $\mu'(\omega)$ y $\mu''(\omega)$. La variación de la parte real e imaginaria de la permeabilidad se ha relacionado estrechamente con los mecanismos de orden magnético.

Los espectros de permeabilidad se han obtenido tanto para campos bajos como para altos, figura 2.3. Con esto se han podido caracterizar las pérdidas de energía dentro de tres grupos: pérdidas por histéresis, por corrientes eddy y por factores anómalos (estos últimos no están claramente identificados). Sin embargo, existen estudios experimentales mostrando que cada uno de estos factores son independientes [2.8.2.9].

2.3 PERMEABILIDAD INICIAL

La permeabilidad inicial se define como

$$\mu_0 = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} \quad \text{ver referencia 2.2}$$

En condiciones DC (campos magnéticos aplicados estáticos), la permeabilidad inicial, μ_0 , mantiene un valor constante, ya que corresponde a la región lineal de la curva B-H. El campo crítico, H_C , divide la zona reversible de la irreversible, y su valor depende de la muestra. Esta constancia de la permeabilidad es muy importante ya que refleja ausencia de pérdidas de energía dentro del intervalo. Sin embargo, el comportamiento de la permeabilidad inicial con la frecuencia cuando se aplican campos magnéticos variables en el tiempo han mostrado características diversas al obtener el espectro de permeabilidades para distintas muestras ferromagnéticas, ferrimagnéticas y amorfas.

En materiales magnéticamente suaves, como algunas ferritas, granates y materiales amorfos, se han observado dos dispersiones importantes. Como muestra la figura 2.5, existe un intervalo de frecuencias en el que la parte real de la permeabilidad, $\mu'(\omega)$, se mantiene aproximadamente constante, terminando en una dispersión fuerte, que puede tener característica resonante o de relajación. En cambio la curva de la parte imaginaria de la permeabilidad, $\mu''(\omega)$, aumenta lentamente desde cero alcanzando su máximo durante la dispersión. A frecuencias aún más grandes se observa otra dispersión significativa con carácter resonante¹ [2.2,2.6]. Como se ha mencionado, la relajación y efectos de resonancia en el espectro de permeabilidades se consideran como una manifestación del proceso de magnetización que domina en cada intervalo de frecuencias. En términos de mecanismos de magnetización se considera que la primera dispersión está asociada a movimientos de paredes de dominio magnéticas y la segunda dispersión a rotación de

¹ Cualquier resonancia contenida en el espectro de permeabilidad recibe el nombre de frecuencia natural [Rado G. et. al., Phys Rev 80, 273 (1950)].

espines [2.6.2.10,2.11]. En ferritas monodominio no se observa el cambio asociado a paredes de dominio. Por estas características estos materiales son excelentes para estudiar los mecanismos de magnetización dinámicos, no solo analizando la permeabilidad compleja sino también la impedancia compleja, Z^* , la admitancia compleja, Y^* , y el módulo magnético complejo, M^* , los cuales se hayan relacionados con la permeabilidad compleja a través de las expresiones:

$$Z^* = i\omega k \mu^* \quad ; \quad Y^* = \frac{1}{Z^*} \quad ; \quad M^* = i\omega k \frac{1}{Z^*} = \frac{1}{\mu^*} ;$$

La caracterización de un material analizando las cantidades Z^* ; μ^* ; Y^* ; M^* , constituye la llamada Técnica de espectroscopia de impedancias. Es usual representar la muestra para encontrar las impedancias mediante circuitos equivalentes. Así es posible asociar, en algunos casos, parámetros importantes de la muestra a los elementos que constituyen el circuito correspondiente, [2.5,2.8.2.11-2.15].

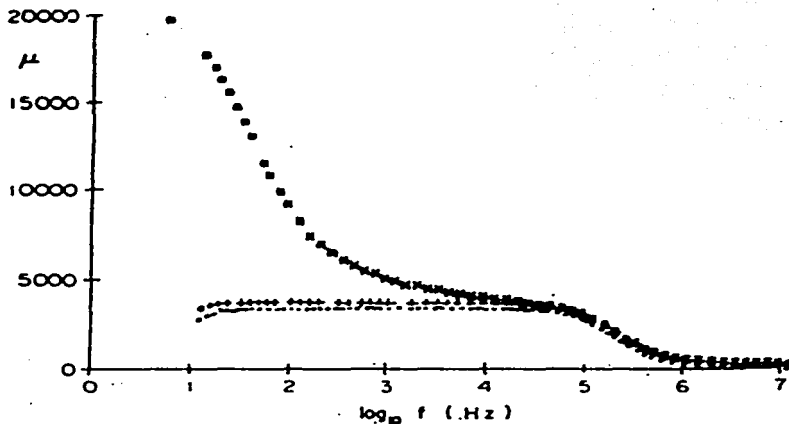


figura 2.3 Permeabilidades para una cinta amorfa de Vitrovac 6025 para tres campos aplicados de diferente amplitud: (*) 12mOe, (+) 6mOe y (-) 1.2 mOe.

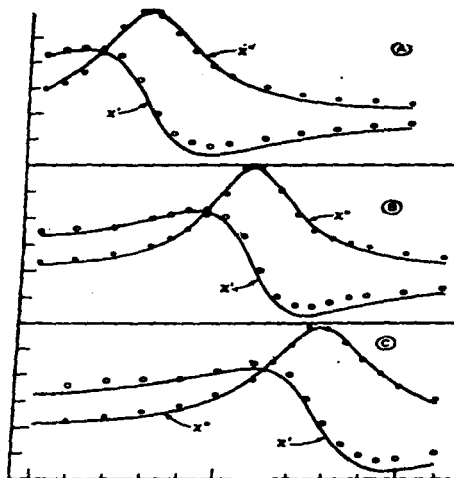


Figura 24 Espectros de susceptibilidad inicial para un en granates de YIG ($Y_{1.2}Gd_{1.8}Fe_3O_{12}$) para tres muestras de grosor diferente: (A) 0.185 cm, (B) 0.102 cm, y (C) 0.055 cm. Se tiene resonancia asociada al movimiento de la pared de dominio. Nótese que de este espectro se infieren los correspondientes espectros de permeabilidad magnética.

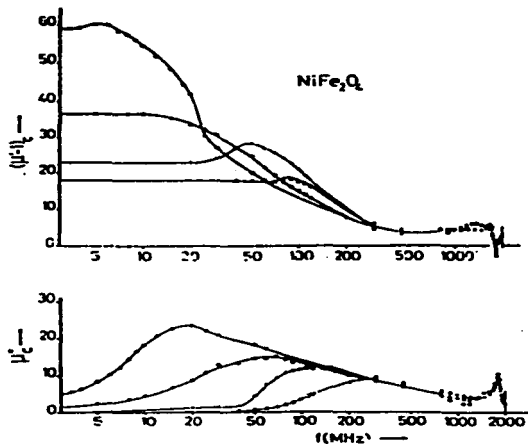


figura 2.5 Espectro de permeabilidades para algunas ferritas de Níquel en donde se muestran dos dispersiones bien definidas.

Referencias

- [2.1] B. D. Cullity: *Introduction to Magnetic Materials*, (Reading, Mass: Addison-Wesley, 1972).
- [2.2] A. Goldman, *Modern Ferrite Technology*, (New York: Van Nostrand Reinhold, 1990).
- [2.3] *Physics and Engineering Applications of Magnetism*, Springer Series in Solid State Sciences 92, Eds. Y. Ishikawa and N. Miura, Springer-Verlag Berlin 1991. Caps. 8 y 9.
- [2.4] R. Schumacher, *Introduction to Magnetic Resonance*, (New York: W. A. Benjamin, 1970) Cap 2. Secc. 2.3.
- [2.5] Amano E., Valenzuela R., Irvine J. T. S. and West A. R., *J. Appl. Phys.* **67**, 558 (1990).
- [2.6] A. Globus, *J. de Physique-Colloques* **38**, C1-1 (1971).
- [2.7] G. P. Vella-Coleiro, D. H. Smith and L. G. Van Uitert, *J. Appl. Phys.* **43**, 2428 (1972).
- [2.8] Valenzuela R. and Irvine J. T. S., *J. Appl. Phys.* **72**, 1486 (1992).
- [2.9] Yamada S. and Otsuki E., *IEEE Trans. Mag.* **31** 4062 (1995).
- [2.10] Rado G. T., R. W. Wright and Emerson W. H., *Phys Rev* **80** 273 (1950).
- [2.11] Irvine J. T. S., Amano E. and Valenzuela R., *Mater. Sci. Eng. A* **133** 140 (1991).
- [2.12] R. Valenzuela: *Advanced Topics in Materials Science and Engineering*, 187 pp. (Plenum Press, 1993).

[2.13] Irvine J. T. S., Amano E., Huanosta A., Valenzuela R. and West A. R. , *Solid State Ionics* **40/41**, 220 (1990).

[2.14] Aguilar-Shagun G. , Valenzuela R., Irvine J. T. S. and West A. R., *J. Appl. Phys.* **75**, 7000 (1994).

[2.15] Valenzuela R. , KnobelM., Vásquez M. and Hernando A., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 2404 (1995).

CAPÍTULO 3
EL MODELO DE PARED DE DOMINIO
EN PROCESOS DE MAGNETIZACIÓN

En este capítulo presentamos el modelo de Globus, también llamado modelo de pared de dominio DWS (Domain Wall Size Model). Es un modelo fenomenológico y fue propuesto por Globus en 1963 para explicar los procesos de magnetización en muestras de ferritas policristalinas en forma de toroide y se enriqueció a partir de 1981 por las ideas propuestas dentro de los grupos de L. F. Magaña y R. Valenzuela. Es con ellos que se plantea la extensión de las ideas del modelo de Globus a las cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente. El trabajo desarrollado hasta ahora ha servido para explicar procesos estáticos de magnetización tanto en ferritas policristalinas como en cintas magnéticas amorfas.

En este trabajo se realiza la extensión de este modelo al estudio de procesos dinámicos de magnetización en ambos tipos de materiales. En este capítulo nos concretamos a modelar el proceso de magnetización inicial cuando son aplicados campos magnéticos oscilantes. Primeramente, presentamos el caso para ferritas policristalinas toroidales y luego, presentamos el caso para cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente. En ambos casos se inicia con la respectiva presentación básica del modelo para la parte estática y se continúa con el correspondiente desarrollo para el proceso dinámico.

3.1 MODELO DE PARED DE DOMINIO PARA FERRITAS POLICRISTALINAS

El modelo de Globus es un modelo sencillo, desarrollado para explicar los procesos de magnetización en ferritas magnéticas policristalinas [3.1 -3.10]. La muestra queda representada por un grano esférico promedio que contiene dos dominios magnéticos separados por una pared de Bloch de 180° , figura 3.1. Los cambios en magnetización se producen por abombamiento de la pared de dominio para campos magnéticos menores que el campo crítico (campo magnético necesario para desanclar la pared), y debido a desanclajes, desfasamientos y anclajes para campos magnéticos mayores que el campo crítico.

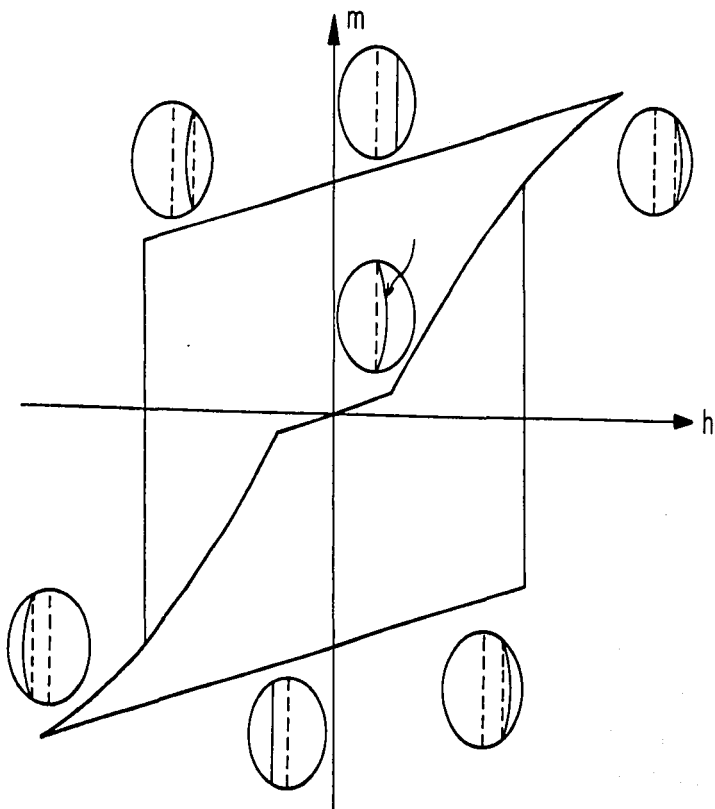


Figura 3.1 Descripción cualitativa del ciclo de histéresis en el modelo de Globos.

Se han obtenido expresiones analíticas para la curva de magnetización y los ciclos de histéresis [3.3.3.4.3.9]. y se han incluido los efectos de distribución de tamaño de grano [3.5.3.7.3.10]. La comparación de los cálculos teóricos con los resultados experimentales ha sido muy buena.

3.1.1 CASO ESTÁTICO

Para obtener las expresiones analíticas para la curva de magnetización y ciclos de histéresis se realizó un análisis energético del grano. Las energías consideradas en el proceso de magnetización son: Energía Magnetostática, E_{mag} , y Energía Superficial, E_s . Lo más importante en este proceso es el cambio en la energía total, ΔE_T

$$\Delta E_T = \Delta E_{mag} + \Delta E_s$$

con $\Delta E_{mag} = -2M_s H \Delta V$ y $\Delta E_s = \gamma \Delta A$, donde M_s es la magnetización de saturación ΔV es el cambio de volumen del dominio al aplicar un campo magnético H ; ΔA es el cambio en el área de la pared de dominio por la aplicación del campo magnético H ; γ es la densidad superficial de energía de la pared.

Las bases principales de este modelo son [3.3.3.4]: La deformación x , del abombamiento de la pared, para cualquier posición Z (ver figura 3.2), se escoge como aquella que minimiza el cambio en la energía total, ΔE_T .

Para toda posición Z de la pared de dominio con respecto al centro, existe un valor del campo aplicado, a partir del cual la pared se desplaza a una nueva posición de equilibrio. Este valor del campo es aquel para el cual la fuerza total, F_T , y la componente de la fuerza de anclaje antiparalela al desplazamiento de la pared, f_a , son iguales en magnitud: $F_T = f_a$.

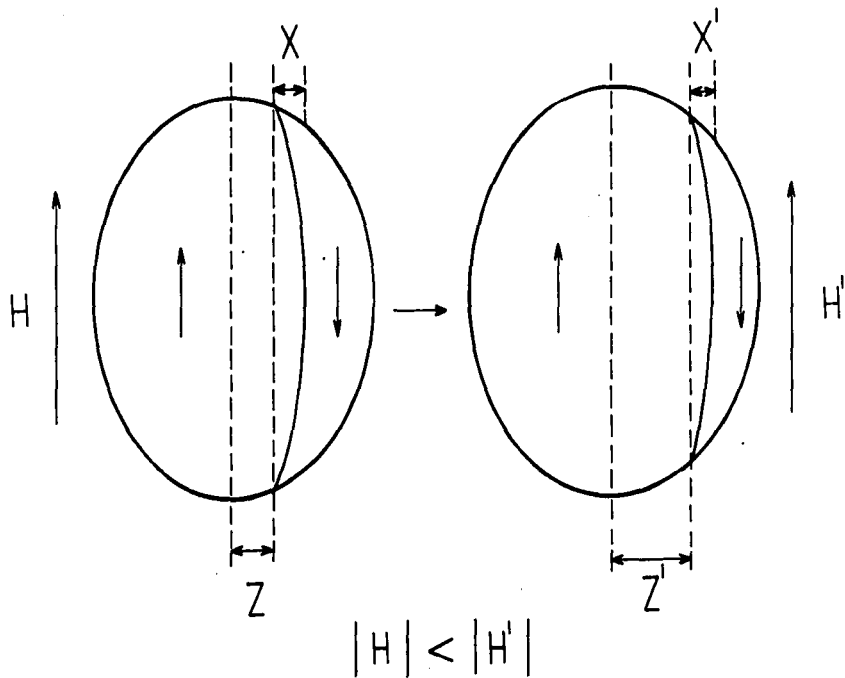


figura 3.2 Representación del desplazamiento de la pared de dominio.

Esta ecuación es conocida como condición de campo crítico. F_T se obtiene del cambio en la energía total, ΔE_T , y f_a esta dada por: $f_a = 2\pi(r^2 - z^2)\frac{f}{r}$, donde

f = fuerza de anclaje por unidad de longitud.

La pared al abombarse lo hace esféricamente [3.6], y la expresión obtenida para la deformación, en términos de variables reducidas, es

$$\lambda = \pm \frac{1}{2\eta|h|} \left(1 - \sqrt{1 - 4\eta^2 h^2 (0.25 - \zeta^2)} \right) \quad 3.1$$

en donde $\lambda = \frac{x}{D}$; $\eta = \frac{f}{\gamma}$; $\zeta = \frac{z}{D}$, D es el diámetro del grano.

La ecuación para determinar el campo crítico, para cada posición Z, es:

$$|h| \mp \frac{\zeta}{\sqrt{1 - 4\eta^2 h^2 (0.25 - \zeta^2)}} \left[\eta^2 |h| - \frac{1}{2\eta (0.25 - \zeta^2)} \right] - 1 = 0 \quad 3.2$$

donde $h = \frac{H}{H_c}$, $H_c = \frac{2f}{DM_s}$ es el valor del campo crítico para la posición inicial ($\zeta=0$).

En estas ecuaciones el signo superior se aplica cuando $h>0$ y el otro para $h<0$.

Todas las ecuaciones anteriores se resuelven numéricamente para ζ dado un valor de h .

Mediante los valores calculados, se grafican la curva de magnetización y el ciclo de histéresis, utilizando las siguientes, expresiones de la magnetización reducida m ($m = \frac{M}{M_s}$)

para procesos reversibles y procesos irreversibles.

Para procesos reversibles:

$$m = 2\lambda \left[3(0.25 - \zeta^2) + \lambda^2 \right] \quad 3.3$$

para procesos irreversible:

$$m = 2\lambda \left[3(0.25 - \zeta^2) + \lambda^2 \right] + 3\zeta - 4\lambda^2 \quad 3.4$$

Esta relación da cuenta de la magnetización remanente y predice la magnetización de saturación.

Tomando en cuenta la distribución estadística del tamaño de grano [3.5.3.10], se mejora la predicción de la curva de magnetización y el ciclo de histéresis.

3.1.2 CASO DINÁMICO

El comportamiento de las paredes de dominio durante el proceso de magnetización contribuye a la respuesta magnética de un material. Es por eso que su estudio, tanto teórico como experimental, es relevante para entender el comportamiento magnético de los materiales. Hay materiales que, por sus características, nos permiten estudiar el proceso de magnetización; como ocurre con algunos materiales magnéticamente suaves: ferritas, granates y cintas amorfas, en los que su alta resistividad eléctrica reduce sensiblemente las pérdidas de energía por corrientes de eddy, y permite investigar su comportamiento bajo la acción de campos magnéticos que oscilan incluso a altas frecuencias.

Para saber que parte de la respuesta magnética del material es debido a las paredes de dominio, es necesario estudiar la dinámica en el movimiento de ellas.

Se han aplicado diferentes enfoques para estudiar el movimiento de las paredes de dominio. Desde el punto de vista del magnetismo clásico se han estudiado algunos casos basándose en

las ecuaciones de Landau-Lifshitz-Gilbert. En otros casos por medio de las ecuaciones de Slonczewski, y varios métodos analíticos y métodos computacionales.

Una ecuación que ha sido ampliamente aplicada es la propuesta por Döring en 1948, para una pared de 180°

$$m\ddot{x} + \beta\dot{x} + \alpha x = 2M_s H \quad 3.5$$

donde m es la masa de la pared por unidad de área, α es la constante restitutiva por unidad de área, β es el coeficiente de amortiguamiento por unidad de área, M_s es la magnetización de saturación, H es el campo aplicado y x es la posición de la pared de dominio que se supone viajando plana.

En esta ecuación, Döring [3.11] propone por primera vez la existencia de la inercia de las paredes de dominio ante la acción de un campo magnético externo; predicción que fue comprobada experimentalmente por Perekalina et. al. [3.12] al observar resonancia de una pared de dominio en un monocristal de ferrita de cobalto.

A partir de entonces esta ecuación ha sido aplicada para dar cuenta del proceso lineal y no lineal de movimiento de la pared, en donde las constantes m , β y α se han relacionado con algunos parámetros asociados a la muestra. Como ejemplos de esto, están los trabajos de Kittel [3.13], Galat et. al. [3.14], Rossol [3.15], Vella-Coleiro et. al. [3.16], Srivastava C. M. et. al. [3.17], Guyot y Cagan [3.18], Miroshkin, et al. [3.19], G. Aguilar et. al. [3.20].

En particular, en el trabajo de Guyot y Cagan [3.18] la ecuación (3.2.1) es aplicada a la pared de dominio dentro del modelo de Globus. Usan la ecuación propuesta por Döring en ferritas policristalinas suaves para mostrar la dependencia de $1/D^2$ (D es el diámetro promedio de los granos que constituyen la muestra) de la frecuencia de relajación de la pared de dominio para una pared anclada que se deforma esféricamente por la acción de un campo

externo. Como en muchos otros trabajos, considera el caso el caso límite $m \rightarrow 0$, suposición que se hace para espectros de permeabilidad en los que se observa $\tan \delta = \frac{\chi''}{\chi'} = 1$.

Establecen expresiones para el coeficiente de decaimiento viscoso, $\beta = \frac{12 M_s^2}{4\pi\chi_w f_{rel} D}$, y la movilidad para una pared que se deforma cuando $\omega \rightarrow \infty$ y $m \rightarrow 0$, y queda dada por $\frac{4 M_s}{\beta}$. También estudian el comportamiento térmico de la movilidad y de β , a partir de mediciones experimentales de $4\pi\chi_w(T)$ y la frecuencia de relajación, $f_{rel}(T)$.

En este trabajo, partiendo de la idea inicial de Döring y con el modelo de Globus llegamos a una ecuación de movimiento. Utilizamos argumentos de energía y trabajo de las fuerzas involucradas en la dinámica de la pared. La masa inercial de la pared no se desprecia. Se establecen expresiones para la magnetización inicial y susceptibilidad inicial en función de la frecuencia del campo aplicado y el tiempo

El planteamiento se desarrolla para ferritas suaves policristalinas y se extiende por vez primera para cintas magnéticas amorfas. Se obtienen espectros de permeabilidad inicial con características de relajación y resonantes, con solo variar la relación entre la energía de la pared por unidad de área, el coeficiente de decaimiento viscoso, y la masa efectiva de la pared.

Nuestro enfoque permite establecer expresiones para la evaluación de la frecuencia de resonancia de la pared, de la frecuencia de relajación, el coeficiente de amortiguamiento, la masa de la pared, y su movilidad.

3.1.2.1 CASO DINÁMICO PARA FERRITAS

Debido a que está extensamente demostrada la dependencia de las propiedades magnéticas de las ferritas policristalinas respecto a la amplitud del campo magnético externo y de su frecuencia de oscilación, en este trabajo extendemos el modelo para explicar la dinámica de la pared de dominio magnético dentro del intervalo de campos magnéticos oscilantes de baja intensidad (menor que el campo crítico), su efecto sobre la magnetización y su relación con la permeabilidad inicial compleja.

En la determinación de la ecuación de movimiento de la pared de dominio magnético no existen pérdidas de energía por desplazamiento de la pared, ya que el análisis se efectúa dentro de la región de magnetización inicial, en donde el modelo toma como proceso de magnetización el abombamiento de la pared.

La pared de dominio se considera centrada y anclada. Bajo la aplicación de un campo alterno $H = H_0 \exp(-i\omega t)$, donde H_0 es menor que el campo crítico local, la pared se deforma con abombamiento esférico sin desplazarse, quedando caracterizado por la deformación x , figura 3.3. El abombamiento de la pared proviene de la fuerza total que opera sobre ella, que se compone de una fuerza magnética, F_m , una fuerza restitutiva, F_S , y una fuerza producto de efectos disipativos, F_f . La primera está vinculada con los cambios de magnetización, la segunda con los cambios del área de la pared, y la tercera con la capacidad de deformación de la pared a la acción del campo externo.

Consideremos las fuerzas efectivas sobre la pared, estudiando la variación temporal de la deformación representada por la coordenada x . El trabajo realizado por las fuerzas magnética, superficial y disipativa son

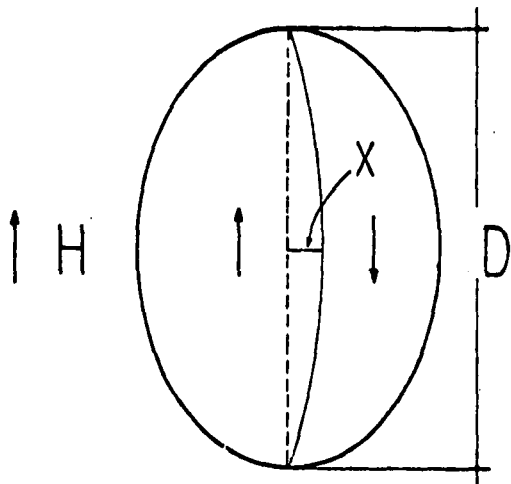


figura 3.3 En la región de permeabilidad inicial la pared se deforma ante la acción del campo aplicado y se mantiene anclada la frontera del grano.

$$W_m = -2M_s H \Delta V = -M_s H x \pi \frac{3D^2 + 4x^2}{12} \quad ; \quad W_s = \gamma \Delta A = \pi \gamma x^2 \quad ; \quad W_d = \beta \int \frac{dx}{dt} dx$$

respectivamente. β es el coeficiente de amortiguamiento¹ y los demás términos han sido ya explicados en las secciones previas.

Ahora, definiendo las relaciones generales

$$\begin{aligned} \langle F_T \rangle_{\text{eff}} &= -\frac{dW}{dx} \\ \langle F_T \rangle_{\text{eff}} &= m_{\text{eff}} \ddot{x} \end{aligned} \quad 3.6$$

donde m_{eff} es una masa inercial efectiva de la pared asociada a la coordenada x , ésto es, a la deformación. Obtenemos la siguiente ecuación de movimiento:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2d \frac{dx}{dt} + \omega_N^2 x = \frac{\pi M_s D^2}{4m_{\text{eff}}} \left(1 + \frac{4x^2}{D^2} \right) H \quad 3.7$$

donde $d = \beta/2m_{\text{eff}}$; $\omega_N^2 = 2\pi\gamma/m_{\text{eff}}$. El término correspondiente a $(x/y)^2 \ll 1$ se ha despreciado². La solución en términos de variables reducidas es:

$$\lambda(t') = e^{-2\zeta\omega_0 t'} \left[A e^{-i2\pi\sqrt{1-\rho^2}/\sigma} + B e^{i2\pi\sqrt{1-\rho^2}/\sigma} \right] + \frac{\lambda_0 e^{-i2\pi t'}}{(1-\sigma^2)^2 + 4\sigma^2\rho^2} [(1-\sigma^2) + i2\sigma\rho] \quad 3.8$$

$$\lambda(t) = \lambda'(t') + i \lambda''(t')$$

donde λ_0 queda dada por la ecuación 3.1 haciendo $\zeta=0$ y h pequeño. Así, $\lambda_0 = \eta h/4$;

$$t = t'/T ; T = 2\pi/\omega \quad ; \quad \sigma = \omega/\omega_N \quad ; \quad \rho = d/\omega_N. \quad \lambda'(t') \text{ y } \lambda''(t') \text{ son la parte real y la parte}$$

imaginaria de $\lambda(t)$, respectivamente. El primer término de la ecuación 3.8 decae en el tiempo.

¹ β tiene unidades de Poise por unidad de longitud, es decir $[\beta] = \left(\text{dina} \frac{\text{s}}{\text{cm}^2} \right) \text{cm} = \frac{\text{gr}}{\text{s}}$

²De acuerdo a la ec. 3.1.1 el máximo valor posible para $4\lambda^2$, cuando $\eta=0.116$; $\zeta=0$ y $h=1$ (valor máximo del campo reducido dentro del proceso reversible estático) es $\sim 0.0034 \ll 1$.

cuando ρ es distinto de cero, por lo que a tiempos mucho más grandes que el tiempo de relajación, $t_r = \frac{m_0 \pi}{\beta}$, sólo permanecerá el segundo término. Cuando ρ es cero la solución es sencilla, y corresponde a una pared que alcanza una resonancia pura. Para este caso particular:

$$\lambda_{\rho=0}(t) = \frac{\lambda_0}{(1-\sigma^2)} \left[e^{-i2\pi t'} + i\sigma \sin\left(\frac{2\pi}{\sigma} t'\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{\sigma} t'\right) \right] \quad 3.9$$

Ahora procedemos a obtener la relación para la susceptibilidad inicial para el caso general. Sabemos que

$$\chi = \frac{M}{H} \quad 3.10$$

entonces de acuerdo con la ecuación 3.3 obtenemos³

$$\chi = \left[\frac{3}{2} \lambda(t') + 2\lambda^2(t') \right] \frac{M_0}{H} = \chi' - i\chi'' \quad 3.11$$

donde $\lambda(t')$ está dada por la ecuación (3.8) y es compleja.

$$\chi(t) = \left(\frac{4\chi_0}{\eta h_0 \left(\lambda_0^2 + \frac{3}{4} \right)} \right) \left[\frac{3}{4} (\lambda' \cos(2\pi t') - \lambda'' \operatorname{Sen}(2\pi t')) - (3\lambda' \lambda'^2 - \lambda''^3) \cos(2\pi t') - (3\lambda'' \lambda'^2 - \lambda''^3) \operatorname{Sen}(2\pi t') \right]$$

3.12a

³ Cabe mencionar que si elegimos $H=H_0 \exp(-i\omega t)$ entonces $\chi = \chi' + i\chi''$, en lugar de $\chi = \chi' - i\chi''$, que corresponde cuando elegimos $H=H_0 \exp(i\omega t)$.

$$\chi''(\omega) = \left(\frac{4\chi_0}{\eta h_0 \left(\lambda_0^2 + \frac{3}{4} \right)} \right) \left[\frac{3}{4} (\lambda'' \cos(2\pi\omega') + \lambda' \text{Sen}(2\pi\omega')) - (3\lambda' \lambda'^2 - \lambda'^3) \text{Sen}(2\pi\omega') + (3\lambda'' \lambda'^2 - \lambda''^3) \cos(2\pi\omega') \right]$$

3.12b

donde $\chi_0 = \frac{3M_s^2 D}{16\gamma} \left(1 + \frac{\eta^2 h_0^2}{12} \right) =$ susceptibilidad magnética inicial.

Ahora, dada la relación entre la susceptibilidad y la permeabilidad magnéticas, $\mu = 1 + 4\pi\chi$ (en unidades cgs), podemos evaluar esta última. Utilizando su representación compleja: $\mu(\omega) = \mu'(\omega) + i\mu''(\omega)$, donde $\mu'(\omega) = 1 + 4\pi\chi'(\omega)$ y $\mu''(\omega) = 4\pi\chi''(\omega)$. Manejando variables reducidas podemos expresarlas como: $\mu_r(\omega) = \mu(\omega) / \mu_0$, donde $\mu_0 = 1 + 4\pi\chi_0$. Como la permeabilidad inicial tiene dependencia temporal y los instrumentos de medición son sensibles al promedio temporal, el paso final es efectuar un promedio temporal para la parte real y para la parte imaginaria de la permeabilidad inicial; sobre un número suficiente de oscilaciones del campo aplicado.

$$\langle \mu_r'(\omega) \rangle_T = \frac{1}{T} \sum \mu_r(\omega) \quad 3.13$$

La ecuación 3.12 es la que utilizamos para hacer las predicciones que nos permiten comparar con los resultados experimentales.

De las ecuaciones 3.10 y 3.11 hemos obtenido también una expresión para el cambio de la susceptibilidad respecto al tiempo:

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = \frac{1}{H} \frac{dM}{dt} - \frac{M}{H} (-i\omega) = 4M_s D (\lambda(t))^2 \frac{v(t)}{H(t)} \quad 3.14$$

y en particular observamos que el primer término de esta ecuación representa la velocidad de magnetización por unidad de campo magnético aplicado, que llamaremos *magnetomovilidad*:

$$\frac{1}{H} \frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{D} \left[\frac{3}{4} + \Im(\lambda(t))^2 \right] \frac{v(t)}{H(t)} \quad 3.15$$

Vemos que las ecuaciones 3.14 y 3.15 están estrechamente relacionadas a otra característica de la pared, y que podemos determinar: la movilidad efectiva del centro de la pared para campo aplicado de amplitud pequeña, la cual se define como:

$$\mu_{movilidad}(\omega) = \frac{v(t)}{H(t)} \quad 3.16$$

que es la razón de la velocidad del centro de la pared al campo magnético aplicado. Entonces de la ecuación. (2.7), podemos llegar después de un poco de álgebra a una expresión para la movilidad en términos de la variable reducida σ :

$$\mu_{movilidad}(\sigma) = \frac{D^2 M_s \pi \left(1 - i \frac{1 - \sigma^2}{2\rho\sigma} \right)}{4\beta \left[\left(\frac{1 - \sigma^2}{2\rho\sigma} \right)^2 + 1 \right]} \quad 3.17$$

de tal forma que las ecuaciones 3.14 y 3.15 pueden escribirse como:

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = \frac{4M_s(\lambda(t))^2}{D} \mu_{movilidad}(\sigma) \quad 3.18$$

$$\frac{1}{H} \frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{D} \left[\frac{3}{4} + \Im(\lambda(t))^2 \right] \mu_{movilidad}(\sigma) \quad 3.19$$

Nótese que $\lambda^2(t)$ es una variable compleja, pues no es el cuadrado del valor absoluto de $\lambda(t)$. El promedio temporal de cada una de las partes, real e imaginaria, de $\lambda^2(t)$ es cero.

Así, el promedio temporal de la ecuación 3.18 es cero y el promedio temporal de la ecuación

$$3.19 \text{ es } \frac{3M_s}{2D} \mu_{movilidad}(\sigma).$$

De la expresión para la movilidad, ecuación 3.17, en el límite $\sigma \rightarrow 1$ ($\omega \rightarrow \omega_N$), la movilidad toma el valor: $\frac{M_s D^2 \pi}{4\beta}$. En el caso para el cual la frecuencia del campo es mucho más grande que la frecuencia de resonancia pura la movilidad del centro de la pared tiende a cero. En términos de la variable reducida σ , la movilidad se anula cuando $\sigma \rightarrow \infty$. Tomando en cuenta que en nuestro enfoque β corresponde al coeficiente de amortiguamiento efectivo de la pared, si hacemos $\beta_A = \frac{\beta}{\lambda} = \frac{4\beta}{\pi D^2}$, obtenemos el coeficiente de amortiguamiento por unidad de área, y la movilidad del centro de la pared queda $(\mu_{movilidad})_{\sigma=1} = \frac{M_s}{\beta_A}$.

En la sección 4.1 del siguiente capítulo se muestran los resultados consecuencia de este desarrollo.

3.2 MODELO DE PARED DE DOMINIO PARA CINTAS MAGNÉTICAS AMORFAS.

El modelo de pared de dominio para cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente, guarda el mismo enfoque físico tanto en procesos estáticos de magnetización como en procesos dinámicos que en el caso de ferritas suaves policristalinas toroidales.

En la aplicación del caso estático para cintas magnéticas amorfas se han obtenido expresiones analíticas para la curva de magnetización y ciclos de histéresis [3.5.3.10]. La comparación teórico-experimental ha sido buena. En este trabajo se propone el caso dinámico

cuando los campos magnéticos son alternos de pequeña amplitud y por tanto no provocan desplazamiento de la pared de dominio.

3.2.1. CASO ESTÁTICO.

La descripción cualitativa es semejante a lo expuesto para ferritas policristalinas toroidales. En cuanto a la obtención de las expresiones analíticas para la curva de magnetización y los ciclos de histéresis se siguen los mismos pasos que en el caso del grano esférico. La diferencia principal consiste en que ahora se trabaja directamente sobre la muestra, y ello implica una geometría diferente [3.10,3.21].

Se considera una cinta de longitud l , espesor g , y ancho w , dividida a lo largo por una pared de dominio de 180° , la cual se encuentra anclada a la superficie externa de la muestra, figura 3.4. A campos bajos esta pared se deforma cilíndricamente [3.21] y a campos grandes se desplaza deformada en la dirección de w .

La expresión analítica para la deformación x de la pared, la cual minimiza el cambio en la energía total, es:

$$x = \left[\frac{\gamma}{M_s H} \right] \left[1 - \sqrt{1 - \frac{M_s^2 H^2 g^2}{\gamma}} \right] \quad 3.20$$

En este caso la ecuación para campo crítico está dada por $F_m = F_a$, donde F_m es la fuerza magnética debida al campo aplicado y F_a la fuerza de anclaje:

$$F_m = - \frac{d(\Delta E_{mag})}{dz} \quad \text{donde} \quad \Delta E_{mag} = -2M_s H \Delta V$$

$$F_a = 2L \left[1 + \frac{g}{L} \right] f \quad ; \quad f = f_0 + bm = \text{fuerza de anclaje por unidad de longitud.}$$

donde ΔV es el volumen que cambia su magnetización por la presencia del campo aplicado, ver figura 3.4. f_0 y b son constantes y m es la magnetización reducida de la cinta.

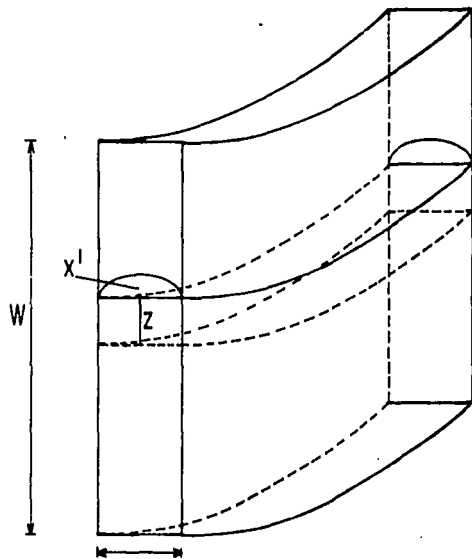


figura 3.4 Representación de una cinta magnética amorfa en el modelo de Globus adaptado a éstas. Para campos mayores que el campo crítico la pared se desplaza, abombada cilíndricamente, una distancia z .

La ecuación para el campo crítico es:

$$h = 1 + \left(\frac{\eta_1 r}{2\eta^2 h^2} \right) \left[\text{sen}^{-1}(\eta h) - h^2 \eta^2 \sqrt{1 - h^2 \eta^2} \right] + \left(\frac{2\eta_1}{\eta} \right) \zeta \quad 3.21$$

donde $h = \frac{H}{H_0}$, $H_0 = \frac{f_0}{M_s g}$, $\eta = \frac{f_0}{\gamma}$, $\eta_1 = \frac{b}{\gamma}$, $r = \frac{g}{w}$, $m = \frac{M}{M_s}$, $\zeta = \frac{z}{w}$

$$\text{Sen} \frac{\alpha}{2} = \frac{g}{2R} = \eta h = \varepsilon.$$

En términos de variables reducidas la magnetización en la región reversible queda dada por

$$m = 2\zeta + \frac{r}{2\varepsilon^2} \left[\sin^{-1}(\varepsilon) - \varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right] \quad 3.22$$

Para la región no reversible, ($h > h_c$), la magnetización reducida toma la forma:

$$m = \frac{\eta}{\eta_1} [h - 1] \quad 3.23$$

esta expresión da cuenta de la magnetización de saturación y la magnetización remanente.

La susceptibilidad inicial estática queda determinada a través de la expresión:

$$\chi_0 = \frac{\eta_1 M_s}{3H_{cr}}$$

Las comparaciones teórico-experimental para la curva de magnetización efectuada para una cinta amorfa comercial METGLAS 2605SC [3.10,3.21,3.22], y los ciclos de histéresis para una cinta de VITROVAC han sido buenas [3.23].

3.2.2. CASO DINÁMICO PARA CINTAS MAGNÉTICAS AMORFAS

La deformación de la pared de dominio magnético se propone como principal mecanismo de magnetización dinámica. Debemos establecer la ecuación de movimiento de la pared para determinar el comportamiento de la magnetización inicial y la permeabilidad inicial compleja.

La pared de dominio se considera centrada y anclada. Bajo la aplicación de un campo alterno $H = H_0 \exp(-i\omega t)$, donde H_0 es menor que el campo crítico local, la pared se deforma con abombamiento cilíndrico sin desplazarse, quedando caracterizado por la deformación x , figura 3.5. Consideraremos las fuerzas efectivas sobre la pared, estudiando la variación temporal de la deformación x .

Los trabajos realizados sobre la pared por las fuerzas magnética, superficial y disipativa son

$$W_m = -2M_s H \Delta V = M_s H \ell R^2 [\alpha - \text{Sen} \alpha] \quad ; \quad W_s = \gamma \Delta A = \ell \{ R \alpha - g \} \quad ; \quad W_d = \beta \int \frac{dx}{dt} dx \quad r$$

respectivamente. Donde R es el radio del cilindro al que pertenece la pared, $\text{Sen} \frac{\alpha}{2} = \frac{g}{2R}$, β es el coeficiente de decaimiento viscoso y los demás términos han sido ya explicados. La relación entre R y x esta dada por:

$$\text{Como } R^2 = (R - x)^2 + \frac{g^2}{4} \quad \text{entonces } R = \frac{x^2 + \frac{g^2}{4}}{x}$$

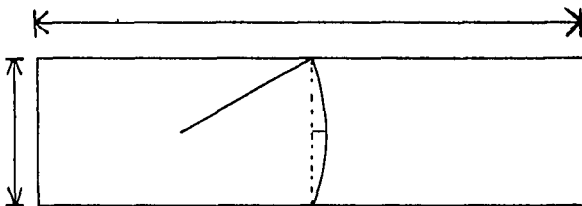


figura3.5 En la región de permeabilidad inicial la pared no se desplaza del centro solo se abomba cilíndricamente.

Así, el trabajo total W es:

$$W = MH\ell\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)^2 \left[-\text{Sen}^{-1}\left(\frac{g}{2\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)}\right) + \frac{g}{2\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)} \right] + \\ + \ell y \left[\text{Sen}^{-1}\left(\frac{g}{2\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)}\right) \left(x + \frac{g^2}{4x}\right) - g \right] + \beta \int \frac{dx}{dt} dx$$

3.24

Ahora, aplicando las relaciones generales

$$\langle F_T \rangle_{\text{eff}} = -\frac{dW}{dx}$$

$$\langle F_T \rangle_{\text{eff}} = -\frac{dW}{dx} = m_{\text{eff}} \ddot{x}, \quad (m_{\text{eff}} \text{ es la masa inercial asociada a la coordenada } x, \quad 3.25 \\ \text{como en el caso de las ferritas})$$

a la ecuación 3.24, obtenemos

$$\ell g \ell \left[\frac{1}{x} - 2 \frac{M_s H}{\gamma} \left(1 + \frac{g^2}{4x^2} \right) \right] \left[\sqrt{\frac{\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)^2}{4g^2} - 1} \left\{ \text{Sen}^{-1}\left(\frac{g}{2\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)}\right) \right\} - 1 \right] - \beta \frac{dx}{dt} = m_{\text{eff}} \frac{d^2 x}{dt^2}$$

esta ecuación es difícil de resolver analíticamente. Efectuamos desarrollos en serie para los

términos $\sqrt{\frac{\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)^2}{4g^2} - 1}$ y $\text{Sen}^{-1}\left(\frac{g}{2\left(x + \frac{g^2}{4x}\right)}\right)$, y en la expresión

resultante consideramos despreciables los términos que contienen x^n con $n \geq 2$, después de evaluar que su contribución es muy pequeña. De tal modo que la ecuación de movimiento resultante es:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2d \frac{dx}{dt} + \omega_N^2 x = \frac{4M_s \ell g}{3m_{eff}} H \quad 3.26$$

donde $d = \beta/2m_{eff}$; $\omega_N^2 = 16\ell\gamma/3g m_{eff}$, $\omega_N = 2\pi f_N$. La solución en términos de variables reducidas toma la forma:

$$\lambda(t) = e^{-2\sigma t'/\sigma} \left[A e^{-i2\sigma' \sqrt{1-\rho^2} t'/\sigma} + B e^{i2\sigma' \sqrt{1-\rho^2} t'/\sigma} \right] + \frac{\lambda_0 e^{-i2\sigma t'}}{(1-\sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \rho^2} \left[(1-\sigma^2) + i2\sigma\rho \right] \quad 3.27$$

$$\lambda(t) = \lambda'(t') + i \lambda''(t')$$

donde λ_0 queda dada por la ecuación 3.20, haciendo h pequeño, $\lambda_0 = \eta h \tau / 4$, $\tau = g / \omega$; $t' = t / \Gamma$; $\Gamma = 2\pi / \omega$; $\sigma = \omega / \omega_N$; $\rho = d / \omega_N$. $\lambda'(t')$ y $\lambda''(t')$ son la parte real y la parte imaginaria de $\lambda(t')$, respectivamente. El primer término decae en el tiempo, cuando ρ es distinto de cero, por lo que después de un tiempo mucho mayor que el tiempo de relajación, $t_r = \frac{m_{eff}}{\beta}$, sólo permanecerá el segundo término. Cuando ρ es cero la solución es sencilla, y corresponde a una pared que alcanza una resonancia pura.

$$\lambda_{\rho=0}(t') = \frac{\lambda_0}{(1-\sigma^2)} \left[e^{-i2\sigma t'} + i\sigma \sin\left(\frac{2\pi}{\sigma} t'\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{\sigma} t'\right) \right] \quad 3.28$$

Ahora, para la susceptibilidad inicial $\chi = \frac{M}{H}$, en el caso general, obtenemos

$$\chi = M_s m + H = \left[2\zeta + \frac{\tau}{2\epsilon^2} \left[\text{Sen}^{-1}(\epsilon) - \epsilon \sqrt{1-\epsilon^2} \right] \right] \frac{M_s}{H} = \chi' - i\chi'' \quad 3.29$$

donde después de efectuar desarrollos en serie y despreciar los términos $\lambda^n(t')$ con $n \geq 4$,

$$\text{obtenemos } \chi(t') = M_s m / H = \left[\frac{4}{3} \lambda(t') + \frac{5}{r^2} \lambda^3(t') \right] \frac{M_s}{H} = \chi'(t') - i \chi''(t') \quad 3.30$$

$$\chi'(t') = \left(\frac{12 \chi_0}{\eta h_0 r} \right) \left[\lambda' \text{Cos}(2\pi t') \left(\frac{1}{3} + \frac{5}{4r^2} (\lambda'^2 - 3\lambda'^2) \right) - \lambda'' \text{Sen}(2\pi t') \left(\frac{1}{3} + \frac{5}{4r^2} (3\lambda'^2 - \lambda''^2) \right) \right] \quad 3.31$$

$$\chi''(t') = \left(\frac{12 \chi_0}{\eta h_0 r} \right) \left[\lambda' \text{Cos}(2\pi t') \left(\frac{1}{3} + \frac{5}{4r^2} (3\lambda'^2 - \lambda''^2) \right) + \lambda'' \text{Sen}(2\pi t') \left(\frac{1}{3} + \frac{5}{4r^2} (\lambda'^2 - 3\lambda''^2) \right) \right]$$

$$\chi_0 = \frac{M_s^2 g^2}{3\gamma w} = \text{susceptibilidad magnética inicial}$$

Para calcular la permeabilidad inicial procedemos igual que para el caso de ferritas.

La movilidad efectiva de la pared con abombamiento cilíndrico y anclada, también puede ser evaluada para condiciones de campo magnético aplicado bajo (ver ecuación 3.16):

$$\mu_{\text{movilidad}}(\sigma) = \frac{4M_s g \left(1 - i \frac{1 - \sigma^2}{2\rho\sigma} \right)}{3\beta \left[\left(\frac{1 - \sigma^2}{2\rho\sigma} \right)^2 + 1 \right]} \quad 3.32$$

Así, como una expresión para el cambio de la susceptibilidad respecto al tiempo, de la ecuación 3.30

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = \frac{1}{H} \frac{dM}{dt} - \frac{M}{H} (-i\omega) = \frac{10M_s (\lambda(t'))^2}{w r^2} \mu_{\text{movilidad}}(\sigma) \quad 3.33$$

y para la velocidad de magnetización por unidad de campo magnético aplicado, que llamaremos *magnetomovilidad*:

$$\frac{1}{H} \frac{dM}{dt} = \frac{4M_s}{w} \left[\frac{1}{3} + \frac{15}{4r^2} (\lambda(t'))^2 \right] \mu_{\text{movilidad}}(\sigma) \quad 3.34$$

Nótese que $\lambda^2(r)$, al igual que para el análisis en ferritas, es una variable compleja, pues no es el cuadrado del valor absoluto de $\lambda(r')$.

El promedio temporal de cada una de las partes, real e imaginaria, de $\lambda^2(r')$ también es cero. Así, el promedio temporal de la ecuación 3.33 es cero y el promedio temporal de la ecuación 3.34 es $\frac{4M_s}{3w} \mu_{movilidad}(\sigma)$.

En el límite cuando $\sigma \rightarrow 1$, la movilidad toma el valor: $\frac{4M_s g \ell}{3\beta}$, y para $\sigma \rightarrow \infty$, es decir cuando $\omega \gg \omega_N$, la movilidad de la pared tiende a cero. Nuevamente, como en caso de las ferritas, considerando al coeficiente amortiguamiento por unidad de área: $\beta_A = \frac{\beta}{A} = \frac{\beta}{g \ell}$, la movilidad máxima posible para ese valor de coeficiente de amortiguamiento es: $\mu_{\sigma=1} = \frac{4M_s}{3\beta_A}$.

En le siguiente capítulo, en la sección 4.2, se muestran los resultados obtenidos para esta parte de cintas amorfas.

Referencias

- [3.1] Globus A., Thesis, Paris (1963)
- [3.2] A. Globus. *J. de Phys. Coll.* **38**, C1-1 (1977).
- [3.3] M. A. Escobar, B. S. Thesis, Facultad de Ciencia, Universidad Nacional Autónoma de México, 1983.
- [3.4] M. A. Escobar, L. F. Magaña, and R. Valenzuela, *J. Appl. Phys.* **54**, 5935 (1983).
- [3.5] M. A. Escobar, L. F. Magaña, and R. Valenzuela, *J. Appl. Phys.* **57**, 2142 (1985).
- [3.6] L. F. Magaña, *Mag. Mag. Mat.* **60**, 315 (1986)
- [3.7] L. F. Magaña, M. A. Escobar, and R. Valenzuela, *Phys. Status Solidi (a)* **97**, 495 (1986).
- [3.8] L. F. Magaña, M. A. Escobar, J. L. Vázquez; *J. Magn. Magn. Mater.* **62**, 17 (1986).
- [3.9] M. M. Martínez Mondragón, Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencia, Universidad Nacional Autónoma de México, (1988).
- [3.10] M. M. Martínez Mondragón, Tesis de Maestría, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México (1990).
- [3.11] Döring W., *Z. Naturforsch.* **3a**, 374 (1948).
- [3.12] Perekalina T. M., Askochinskii A. A. and D. G. Sannikov, *Sov. Phys. JTP* **13**, 303 (1961).
- [3.13] Kittel C., *J. de Phys. et le Radium*, **12**, 291 (1951)]
- [3.14] Galat J. K., Andrus J. and Hopper H. G., *Rev. Mod. Phys.* **25**, 93 (1953)]
- [3.15] Rossol J, *J. Appl. Phys.* **40**, 1082 (1969).
- [3.16] Vella-Coleiro G. P., Smith D. H. and Van Uitert L. G. **43**, 2428 (1972)

- [3.17] Srivastava C. M., Shringi S. N. Srivastava R. G. and Nanadikar N. G., Phys. Rev. B **14**, 2032 (1976).
- [3.18] Guyot M. and Cagan V., J. Magn. Magn. Mater. **27**, 202 (1982)]
- [3.19] Miroshkin V. P., Panova Ya I. and Pasyukov V. V., Sov. Phys. Tech. Phys., **23**, 1371 (1978).
- [3.20] Aguilar-Sahgún G., Quintana P. Amano E. Valenzuela R. and Irvine J. T. S., J. Appl. Phys. **75**, 7000 (1994).
- [3.21] Magaña L. F. and Valenzuela R., J. Appl. Phys. **61**, 4222 (1987).
- [3.22] L. F. Magaña y R. Valenzuela , Mater. Sci. Eng. **99**, 61 (1987).
- [3.23] L. F. Magaña , E. Amano y R. Valenzuela , Proceeding of the 5th Internatioonal Conference on Ferrites, Bombay, India, Vol. **2** , 813 (1989).

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

Este capítulo se dedica exclusivamente a la presentación de resultados. En la primera sección nos enfocamos a las ferritas policristalina. En la segunda sección se presentan los resultados para cintas magnéticas amorfas y el capítulo concluye con la equivalencia entre nuestro enfoque y un circuito equivalente RLC en paralelo.

4.1 FERRITAS SUAVES POLICRISTALINAS TOROIDALES.

Con las expresiones para la permeabilidad inicial, calculamos los espectros de permeabilidad resonante y de relajación, que se muestran en las Figuras. 4.1.1 a 4.1.2. En todos los espectros obtenemos las características de los espectros experimentales.

De las gráficas podemos ver claramente la influencia determinante del valor del

parámetro $\rho = d/\omega_N = \sqrt{\frac{\beta^2}{8\pi\gamma m_{eff}}}$ en las características de los espectros.

El máximo en la curva $\mu''(\omega)$ Vs. ω ocurre a frecuencias menores que ω_N , para los valores de ρ mayores que cero. El máximo de la curva $\mu''(\omega)$ Vs. ω ocurre en ω_N cuando $\rho=0$. La relación entre $\omega_{\mu''}$, ω_N y ρ es:

$$\omega_{\mu''} = \omega_N \frac{\sqrt{(1-2\rho^2) + \sqrt{(1-2\rho^2)^2 + 3}}}{\sqrt{3}} \quad 4.1$$

y ρ es mayor o igual a cero.

La frecuencia de relajación está definida como:

$$\omega_{rel} = \frac{2\pi\gamma}{\beta} = \frac{\omega_N}{2\rho} \quad 4.2$$

En un espectro de permeabilidad que presenta relajación ($m_e \pi \rightarrow 0$, $\tan \delta = 1$), la frecuencia dada por la expresión 4.1, tiende al valor dado en la ecuación 4.2 :

$$\left(\omega_{\mu''} \right)_{\rho \rightarrow \infty} \rightarrow \omega_{\mu'} , \text{ como era de esperarse. En la gráfica 4.1.3 podemos ver los cambios de } \left(\sigma_{\mu''} = \frac{\omega_{\mu''}}{\omega_N} \right), \text{ al cambiar el valor de } \rho.$$

Dentro del intervalo de frecuencias para el que μ' permanece constante y μ'' es casi cero, el comportamiento de m y λ corresponde al ya descrito para el caso estático. La forma que toma la curva $\mu''(\omega)$ Vs. ω para frecuencias pequeñas se debe a que se inicia un desfaseamiento de λ y de m respecto a h , pero este desfaseamiento es aún pequeño.

Los cambios importantes en las curvas de dispersión y absorción al aumentar la frecuencia ocurren por los desfaseamientos de λ respecto a h y por fuertes variaciones en la amplitud de λ , como se puede ver en las Figuras. 4.1.5 y 4.1.6. Estos cambios aparecen en las gráficas m Vs. h como un efecto de histéresis, que puede verse en las Figuras. 4.1.7 y 4.1.8 . En el desfaseamiento de la pared influyen su masa, su rigidez, la frecuencia del campo externo aplicado y la fricción. En general, cuando se observa una resonancia, al alcanzar la pared su máxima amplitud ya estará desfasada su respuesta con respecto a la oscilación del campo aplicado.

Otro caso importante ocurre cuando $\omega = \omega_N$. De la ecuación de movimiento, ecuación 3.7, cuando $(\kappa/D) < 1$, y su solución, ecuación 3.8, puede verse que para esta frecuencia y para tiempos mucho mayores que el tiempo de relajación, la fuerza amortiguadora y la fuerza debida al campo magnético aplicado se compensan mutuamente. De esta forma la pared oscilará como un oscilador armónico simple con frecuencia $\omega = \omega_N$ y desfasada 90° del campo aplicado.

De la expresión para la movilidad, ecuación 3.17, obtenemos que para esta frecuencia la movilidad de la pared toma el valor que representa la movilidad máxima que puede adquirir la pared para un valor de β dado. Este valor es:

$$\left(M, D^2 \pi \right) / (4\beta) .$$

Desde el punto de vista energético, es en esta frecuencia donde la energía cinética es máxima. Es decir, la transferencia de energía al oscilador forzado y el promedio temporal de la pérdida de energía son máximas. Únicamente para el caso de amortiguamiento pequeño (como para las muestras de Vella-Coleiro [4.1]), la resonancia de la pared y la resonancia en la energía ocurren a frecuencias muy parecidas.

Particularmente, en lo que a la movilidad se refiere, vemos que existen dos situaciones diferentes para las cuales la movilidad se anula. Cuando $\sigma=0$ ($\omega=0$) y cuando $\sigma \rightarrow \infty$ ($\omega \gg \omega_N$). En el primer caso $\mu_{\text{movilidad}} = 0$, es debido a que se tiene un proceso de magnetización cuasiestático, la velocidad de la pared es cero. El caso de movilidad nula cuando $\sigma \rightarrow \infty$ es compatible con la pérdida de capacidad de respuesta de la pared al campo conforme aumenta la frecuencia. Estas características se observan claramente en los espectros de magnetomovilidad, figuras 4.14 a 4.16. Recuérdese que la magnetomovilidad es directamente proporcional a la movilidad, ecuación 3.19.

Hemos comparado nuestros resultados con curvas experimentales que presentan efecto de resonancia en las figuras 4.1.9 a 4.1.11, y relajación en las figuras 4.1.12 y 4.1.13. Puede observarse una muy buena concordancia.

En las muestras de Vella-Coleiro [4.1] el efecto que se presenta es muy cercano a resonancia natural. Para la muestra A $\omega_{\mu''} = .95\omega_N$, para las muestras B y C, $\omega_{\mu''} = .98\omega_N$.

Existen pérdidas de energía por efectos disipativos pero son sumamente pequeños.

En la muestra de Globus [4.2], como en la de Inés Rosales y Raúl Valenzuela [4.3], tenemos relajación, para ambas $\omega_{\mu''} = .025\omega_N$. En virtud de que nuestro modelo considera un sólo grano con un diámetro promedio para representar a la muestra, y se tiene una concordancia muy buena con los resultados experimentales, podemos decir que existe una gran homogeneidad en el tamaño de los granos de las muestras estudiadas.

Podemos evaluar la frecuencia de resonancia natural de la muestra a partir de conocer la frecuencia a la cual ocurre el máximo en la curva experimental μ'' , y la fracción de ω_N a la que corresponde a partir del mejor ajuste posible. La masa efectiva total de la pared se halla rápidamente:

$$m_{eff} = \frac{2\pi\gamma}{\omega_N^2} ; \quad 4.3a$$

y la masa de la pared por unidad de área:

$$m = m_{eff} / \pi D^2, \quad 4.3b$$

El coeficiente disipativo se puede evaluar de las cantidades ya conocidas:

$$\beta = 2 \rho \omega_N m_{eff} \quad 4.4a$$

y por unidad de área

$$\beta_A = 8 \rho \omega_N m_{eff} / \pi D^2 \quad 4.4b$$

y el valor máximo de la movilidad $\frac{M_s}{\beta_A}$ dado un valor del coeficiente de amortiguamiento.

Hemos evaluado algunos parámetros para las muestras C de Vella-Coleiro utilizando algunos de los resultados experimentales que reporta. El valor de la energía de la pared por unidad de área es tomado de los resultados experimentales obtenidos por M. Gouyot [4.4].

Para la muestra C de la figura 4.1.11, $4\pi M_s = 740 \text{ G}$, $\gamma = 118 \text{ erg/cm}^2$, y obtenemos de nuestro enfoque: $f_N = 129.26 \text{ MHz}$; $f_{rel} = 323.15 \text{ MHz}$, $\beta = 3.65 \times 10^{10} \text{ g/s}$; $m_{eff} = 8.07 \times 10^{-17} \text{ g}$; $(\mu_{movilidad})_{max} = 11051 \text{ cm s}^{-1} \text{ Oe}^{-1}$.

Hemos estimado el área de la pared a partir del cociente entre nuestro valor calculado para la masa efectiva de la pared y el valor de Vella-Coleiro para la masa por unidad de área: $\text{Área} = 4.88 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$. Es más común que se expresen β y m_{eff} por unidad de área. Sus valores son: $2.25 \times 10^{-4} \text{ g s cm}^{-2}$ y $1.6 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-2}$, respectivamente. En las figuras 4.14, 4.15 y 4.16, mostramos los espectros de magnetomovilidad teóricos y los obtenidos a través de los resultados experimentales, para las muestras de Vella. Observamos una buena concordancia. Es importante resaltar, que es la primera vez que se presentan espectros de magnetomovilidad.

La aplicación de distribución estadística de tamaño de grano nos ayudará a observar cómo los espectros de permeabilidad se ven afectados por efectos cooperativos.

4.2. CINTAS MAGNÉTICAS AMORFAS

Como en el caso de las ferritas, también se obtuvieron espectros de permeabilidad inicial con característica resonante y con efecto de relajación. En las características de la permeabilidad inicial en función de la frecuencia del campo magnético aplicado, además de la masa efectiva de la pared, m_{eff} , la energía de la pared por unidad de área, γ , y el coeficiente de amortiguamiento, β , también son determinantes los parámetros asociados con la geometría de la muestra: longitud, ℓ , y espesor, g .

La frecuencia a la cual ocurre el máximo de la curva $\mu''(\omega)$ esta dada por la ecuación

$$4.1 \text{ con } \rho = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3g\beta^2}{16\ell\gamma m_{eff}}} \quad 4.5$$

y la frecuencia de relajación queda expresada como

$$\omega_{rel} = \omega_N \sqrt{\frac{16\ell\gamma m_{eff}}{3g\beta^2}} = \frac{16\ell\gamma}{3g\beta} \quad 4.6$$

Cuando $m \rightarrow 0$, la frecuencia dada por la ecuación 4.1 tiende al valor dado por la ecuación 4.6. como era de esperarse.

En la figura. 4.2.1 mostramos una serie de espectros de permeabilidad inicial, en donde podemos observar cómo el parámetro ρ es muy relevante para la forma del espectro. Obsérvese que ρ involucra parámetros asociados a la pared de dominio magnética: m_{eff} , γ , β , y parámetros debidos a las dimensiones de la misma: ℓ y g

Las gráficas de $\mu'(\omega)$ y $\mu''(\omega)$ que muestran efecto de relajación se obtienen para valores de ρ mayores que 2. Conforme ρ crece, la frecuencia de relajación es más pequeña respecto a f_N , $\frac{d\mu'}{d\omega}$ también decrece. Valores de ρ mayores que 20 no producen cambios notorios. Para obtener un espectro con alguna característica resonante es necesario que $\rho < 1$. Se tiene resonancia pura únicamente para $\rho = 0$.

Es claro que de este modelo podemos conocer m_{eff} , β y ω_N , para una cinta magnética amorfa específica, dado su espectro de permeabilidad. El procedimiento es como sigue. Cuando se presenta relajación tenemos:

$$\omega_{rel} = \omega_{\mu_{min}} \quad \text{y} \quad \omega_N = 2\rho \omega_{\mu_{min}}$$

El parámetro ρ se obtiene ajustando las curvas teóricas a las curvas experimentales y $\omega_{\mu_{min}}$ se mide directamente de la curva experimental para $\mu^*(\omega)$, entonces podemos evaluar ω_N . Midiendo directamente las dimensiones de la muestra conocemos su longitud, ℓ , y su espesor, g . Podemos conocer la densidad de energía por unidad de área, γ , si conocemos M_S y el campo crítico H_C :

$$\gamma = \frac{H_C M_S g}{\eta}, \text{ además:}$$

$$m_{eff} = \frac{16\ell\gamma}{3g\omega_N^2}$$

$$\begin{aligned} \beta &= 2\rho\omega_N m_{eff} \\ &= \frac{16\ell\gamma}{3g\omega_{\mu_{min}}} \end{aligned}$$

De nuestros resultados hemos observado que existe una relación entre γ , μ_0 , ω_{rel} .

$$\mu_0 = 1 + 4\pi \frac{M_S^2 g^2}{3w\gamma}$$

$$\omega_{rel} = \frac{16\ell\gamma}{3g\beta} = \omega_{\mu_{min}}$$

De lo que se tiene: *Si γ decrece, aumenta μ_0 y disminuye ω_{rel} .*

Podemos ver que μ_0 depende linealmente de $(\omega_{rel})^{-1}$.

$$\mu_0 = 1 + 4^3 \pi \frac{M_s^2 g \ell}{9 w \beta} \frac{1}{\omega_{rel}}$$

Esta interpretación concuerda muy bien con los resultados experimentales obtenidos por R. Valenzuela y J.T.S. Irvine [4.5] para la permeabilidad compleja de cuatro cintas amorfas de VITROVAC 6025 sujeta a diferentes tratamientos térmicos. Al graficar $\mu_0^{-1}(\omega_{rel.})$ obtienen una relación lineal. Las Figuras. 4.2.2 y 4.2.3 muestra sus resultados, donde podemos observar el comportamiento : *aumenta μ_0 y disminuye $\omega_{rel.}$* , lo cual es coherente con nuestros resultados. Podemos pensar que a través de los tratamientos térmicos la energía superficial de la pared por unidad de área, γ , cambió de valor provocando el comportamiento correspondiente en los espectros de permeabilidad. Este cambio está relacionado directamente con cambios en la constante de restitución que interviene en la ecuación de movimiento de la pared.

Existen características que el espectro de permeabilidad no permite observar, como es caso de la movilidad de la pared para una pared que se deforma cilíndricamente, ecuación 3.32, y su relación con la rapidez de magnetización al campo magnético aplicado, ecuación 3.33. La movilidad cambia con σ ($\sigma = \omega / \omega_N$), y para $\sigma = 1$ (caso de resonancia) toma el valor : $\frac{4fgM_s}{3\beta}$, que es valor máximo para la movilidad. De acuerdo con la ecuación de movimiento, ecuación 3.26 , la pared de dominio se encuentra oscilando como un oscilador armónico simple con frecuencia $\omega = \omega_N = \sqrt{\frac{16\ell\gamma}{3gm_{eff}}}$, desfasada 90° respecto a el campo magnético aplicado, y con energía cinética máxima.

En la Fig. 4.2.4 presentamos la comparación con los resultados experimentales para la cinta amorfa VITROVAC 6025 [4.5] con tratamiento "as-quenched". La cinta tiene 3 m de longitud, .01m de ancho y 23 μm de grueso. El diámetro interior del toroide es de 28mm y diámetro exterior 30mm. La concordancia es excelente..

Vamos efectuar una estimación de los diferentes parámetros importantes de esta muestra a partir de las relaciones obtenidas entre las diferentes cantidades en el modelo de pared de dominio para cintas magnéticas amorfas, el valor de ρ , que en este caso fue de 20, y mediciones experimentales de : frecuencia de relajación, $f_{rel.} = 69.94$ KHz; permeabilidad inicial estática, $\mu_0=13760$; campo crítico , $H_0 = 6$ mOe , y las dimensiones de la muestra. Para conocer y primero calculamos M_s .

Sabemos que en nuestro modelo:

$$\gamma = \frac{H_0 M_s g}{\eta}$$

y que

$$M_s = \frac{3wH_0(\mu_0 - 1)}{\pi 4 \eta g} .$$

Los valores calculados para los diferentes parámetros son : $4\pi M_s = 1064.82$ Gauss; $\gamma = 0.0147$ erg/cm² ; $\beta = .02327$ erg s/cm² ; $m_{eff} = 3.309 \times 10^{-11}$ g ; $f_N = 2690$ KHz ; $\alpha = 10226.086$ erg/cm² ; ($\mu_{movilidad}$)_{max} = .053 m² Am⁻¹ s⁻¹ . Es más común que se expresen los parámetros β ; m_{eff} ; α , por unidad de área, sus valores calculados en esta presentación son $\frac{\beta}{\ell g} = 0.0337 \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{cm}^4}$; $\frac{m_{eff}}{\ell g} = 4.795 \times 10^{-11} \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$; $\alpha = 14820.41$ erg/cm⁴.

Puede observarse que la energía de la pared por unidad de área es más pequeña que para ferritas policristalinas , pero la masa efectiva por unidad de área es del mismo orden.

El valor de la movilidad de la pared es menor que la que obtuvimos para el caso de ferritas.

3.3. CIRCUITOS EQUIVALENTES.

Finalmente por completéz, haremos una comparación de nuestro modelo con la técnica de espectroscopia de impedancias y circuitos equivalentes[4.6,4.7].

La permeabilidad compleja, μ^* , está determinada a partir de la impedancia compleja Z^* , por $\mu^* = (-i K/\omega)Z^*$; donde K es el factor geométrico que relaciona la parte real de la permeabilidad, $\mu'(\omega)$ con la inductancia $L(\omega)$ [4.6]. Enlazando nuestro formalismo con circuitos equivalentes se puede profundizar en el comportamiento del espectro de la permeabilidad y los procesos de magnetización.

En la técnica de espectroscopia de impedancias se propone un circuito RLC en paralelo para modelar en algunos casos el espectro de permeabilidad, obteniendo para el caso de relajación pura un circuito RL paralelo, y para resonancia pura un circuito LC paralelo. Podemos establecer una correspondencia entre los elementos del circuito equivalente y los parámetros de nuestro enfoque:

TABLA I

	EN ESTE TRABAJO	CIRCUITO RLC EN PARALELO
$\omega_{\mu''_{max}}$	$\omega_{ms} \frac{\sqrt{(1-2\rho^2)} + \sqrt{(1-2\rho^2)^2 + 3}}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}LC} \sqrt{\left(1 - \frac{L}{2R^2C}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{L}{2R^2C}\right)^2}}$
ω_{rel}	$\frac{\omega_{ms}}{2\rho}$	$\frac{R}{L}$

Para los valores de los elementos C, L y R obtenemos las siguientes relaciones:

TABLA II

		FERRITAS	CINTAS AMORFAS
CAPACITANCIA	C	$\frac{2Km_{\pi\pi}}{3\pi^2 M_0^2 D}$	$\frac{9Kw_{m\pi}}{64\pi M_0^2 g l}$
INDUCTANCIA	L	$\frac{3\pi M_0^2 D}{4K\gamma}$	$\frac{4\pi M_0^2 g^2}{3Kw\gamma}$
RESISTENCIA	R	$\frac{3\pi^2 M_0^2 D}{2K\beta}$	$\frac{16\pi M_0^2 g}{9Kw l \beta}$

Valores de los productos RC, R/L y LC para las muestra experimentales evaluados a partir de este trabajo.

TABLA III

MUESTRA	$\frac{1}{2\pi LC}$	$\frac{R}{2\pi L}$	RC
Y _{1.2} Gd _{1.8} Fe ₃ O ₁₂ A	81.769 MHz	136.28 MHz	3.024 ns
Y _{1.2} Gd _{1.8} Fe ₃ O ₁₂ B	111.29 MHz	278.225 MHz	3.57 ns
Y _{1.2} Gd _{1.8} Fe ₃ O ₁₂ C	129.26 MHz	323.15 MHz	3.07 ns
FERRITA DE Ni 49.7Fe ₂ O ₃ -50.3NiO	2696 MHz	67.4 MHz	0.147 ps
VITROVAC 6025 Co _{1.2} Fe ₄ Mo ₃ Si _{1.6} B _{1.2}	3178.45 KHz	79.461 KHz	1.25 ns

Para determinar los valores correspondientes para C, L y R es necesario conocer el factor geométrico de la muestra, K, es sencillo determinarlo conociendo las características geométricas de la muestra, sin embargo en nuestro caso particular no fue posible por no estar consignados en los trabajos experimentales que nos han servido para comparar con nuestros cálculos.

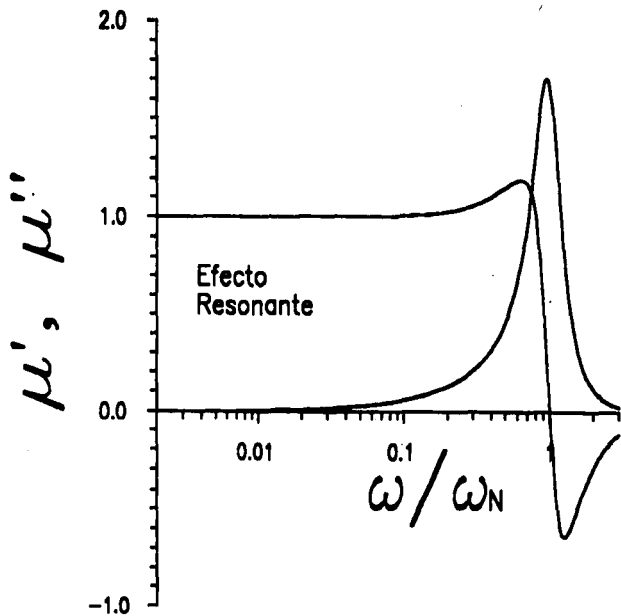


figura 4.1.1 Espectro teórico de permeabilidad inicial mostrando un efecto resonante, $\rho=0,5$.

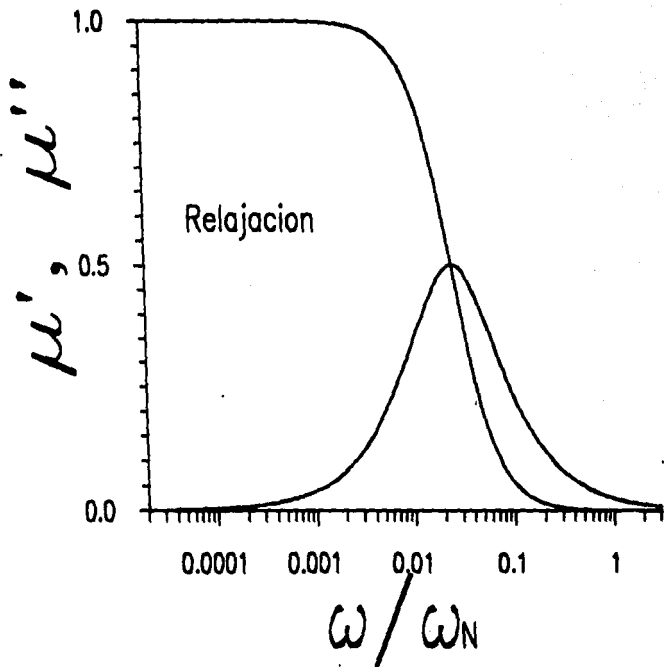


figura 4.1.2 Espectro teórico de permeabilidad inicial mostrando un efecto de relajación, $\rho=20$.

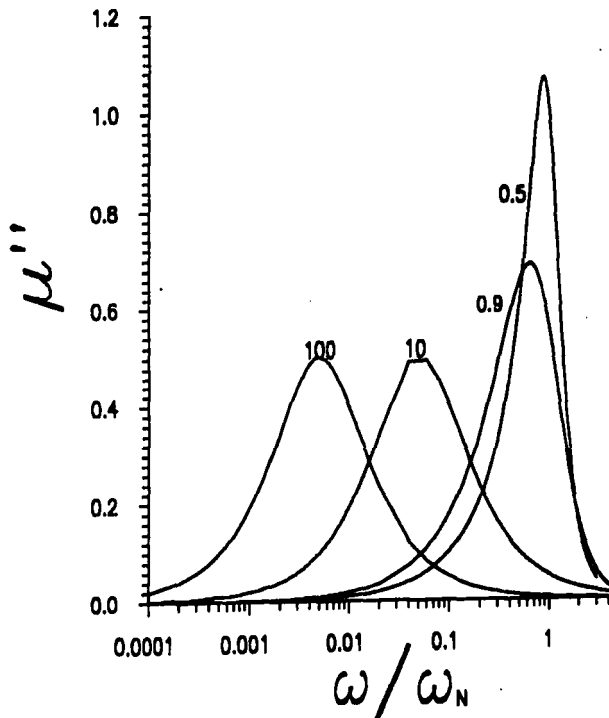


figura 4.1.3 La frecuencia a la cual ocurre el máximo en la curva μ'' depende del valor de p . Aquí se muestran las posiciones de los máximos para cuatro valores de p .

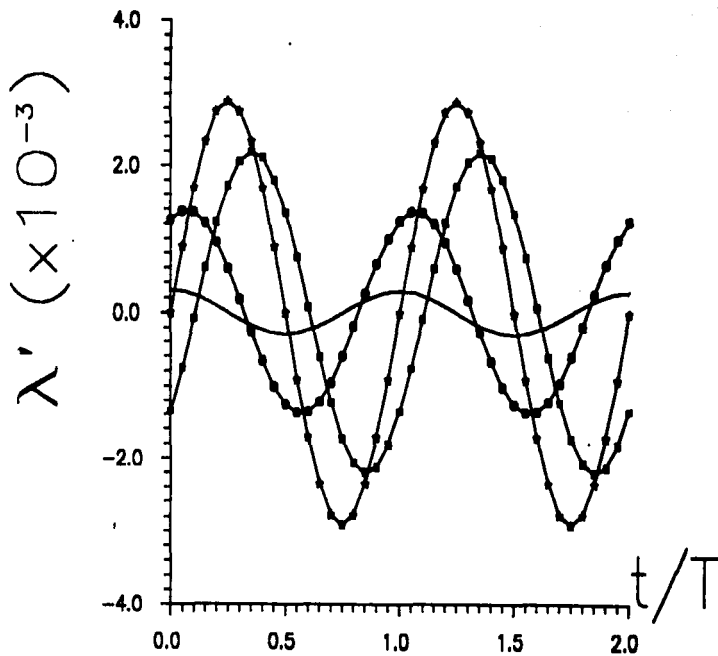


figura 4.1.5 Comportamiento de la parte real de la deformación reducida λ' con respecto al tiempo reducido t' , para diferentes frecuencia: (—) $\sigma=0.06$, (o) $\sigma=0.6$, (□) $\sigma=3$, (△) $\sigma=0.99$ cuando el parámetro ρ es pequeño, $\rho=0.06$.

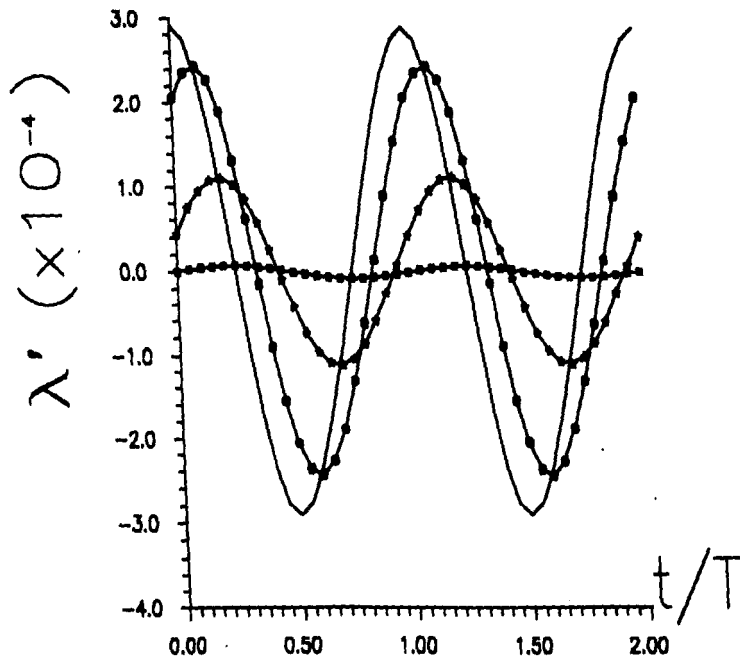


figura 4.1.6 Comportamiento de la parte real de la deformación reducida λ' con respecto al tiempo reducido t' , para diferentes frecuencias: (—) $\sigma=6E-06$, (o) $\sigma=0.016$, (□) $\sigma=0.99$, (•) $\sigma=0.06$, cuando el parámetro ρ es grande, $\rho=20$.

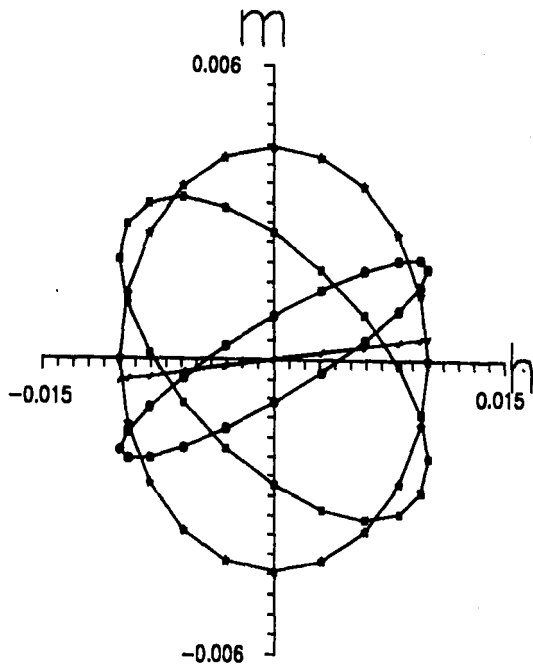


figura 0.1.7 Gráficas de la parte real de la magnetización reducida para diferentes frecuencias: (1) $\sigma=0.06$, (2) $\sigma=0.99$, (3) $\sigma=1.04$, (4) $\sigma=0.9$; $\rho=0.06$.

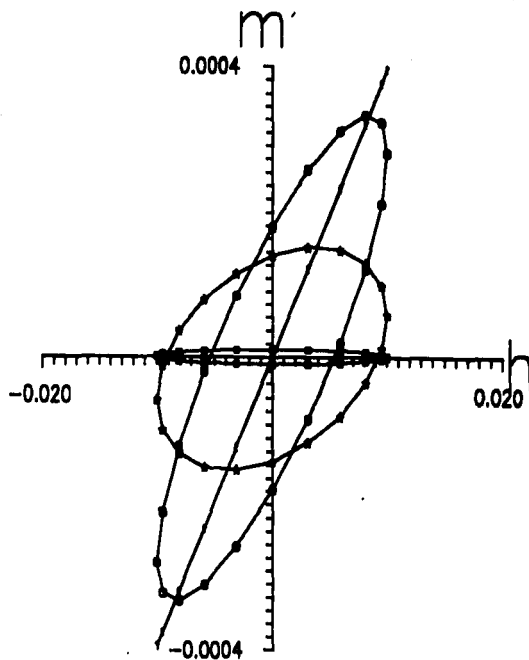


figura 1.18 Gráficas de la parte real de la magnetización reducida para diferentes frecuencias: (t) $\sigma=6E-06$, (e) $\sigma=0.016$, (r) $\sigma=0.06$, (o) $\sigma=.99$; $\rho = 20$.

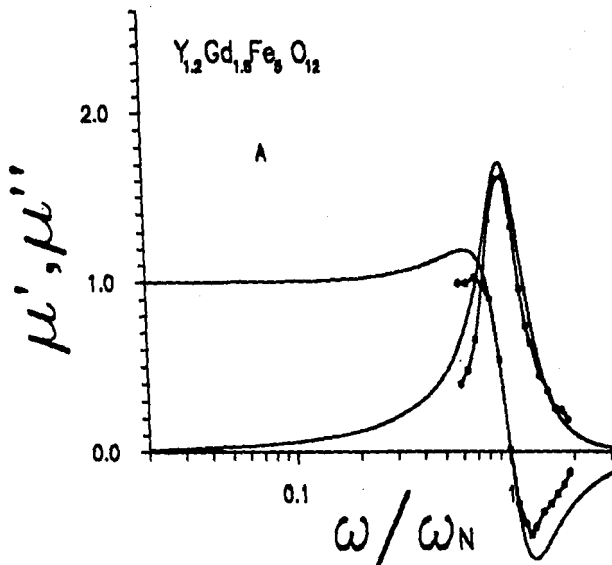


figura 1.9 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (·) experimental para la muestra A de la figura 1.4; $\rho=0.3$
 $\omega_{\mu''} = 0.9539\omega_N$, $f_N = 81.769$ MHz [3.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural.

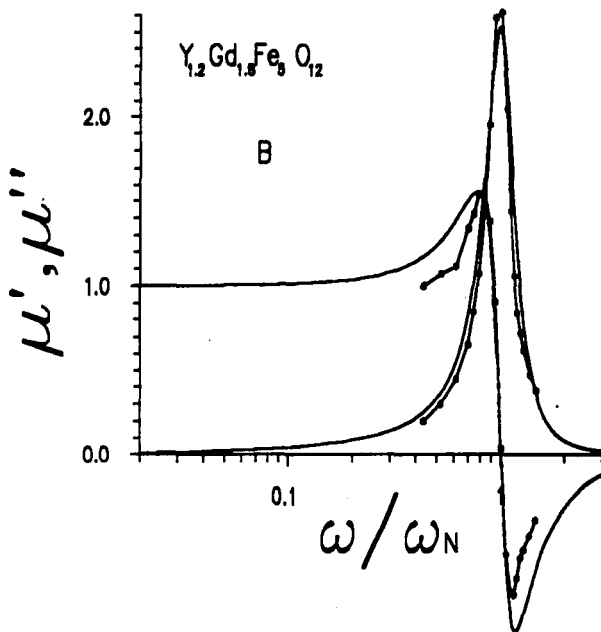


figura 4.1.10 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra B de la figura 1.4: $\rho = 0.2$
 $\omega_{\mu''} = 0.98\omega_N$, $f_N = 11129$ MHz [3.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural.

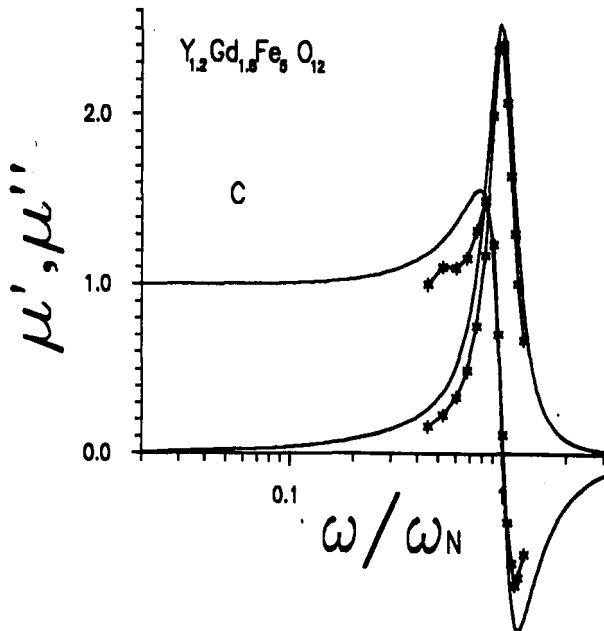


Figura 4.J.11 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para la muestra C de la figura 1.4: $\rho=0.2$ $\omega_{pm} = 0.98\omega_N$, $\omega_N = 129.26$ MHz [3.1]. Es un espectro con una resonancia de la pared muy cercana a la de su resonancia natural.

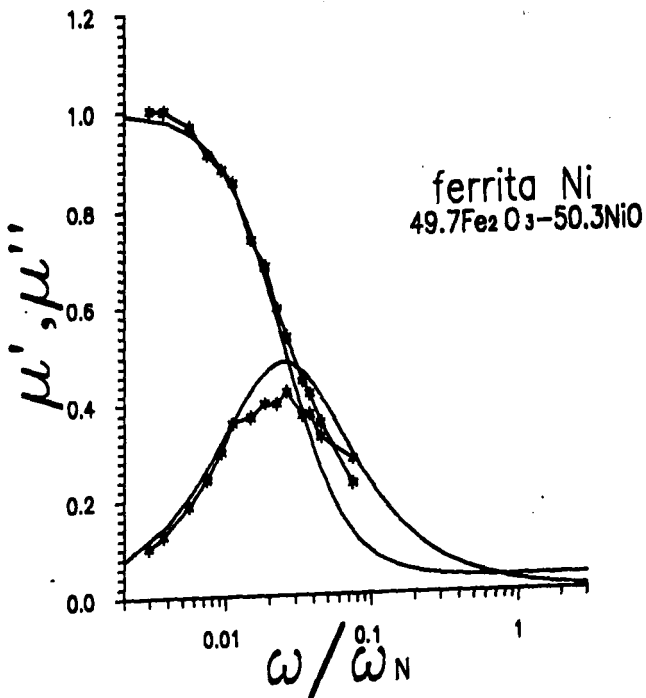


Figura 4.1.12 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (*) experimental para una ferrita de Ni₃[3.2]: $\rho=20$ $\omega_m = 0.025\omega_N$, $f_N = 2696$ MHz . Es un espectro con una relajación de la pared.

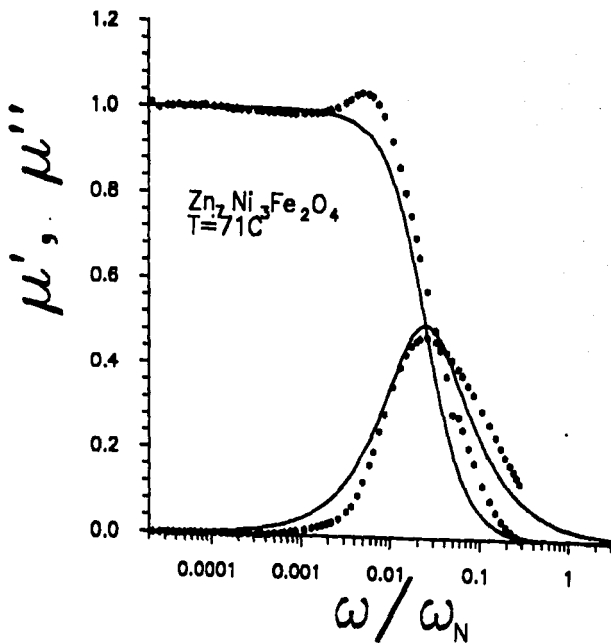


figura 4.1.13 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y
 (•) experimental para una ferrita de NiZn, [3.13]; $\rho=20$
 $\omega_{\mu''} = 0.025\omega_N$, $f_N = 46153846$ Hz. Es un espectro con una
 relajación de la pared.

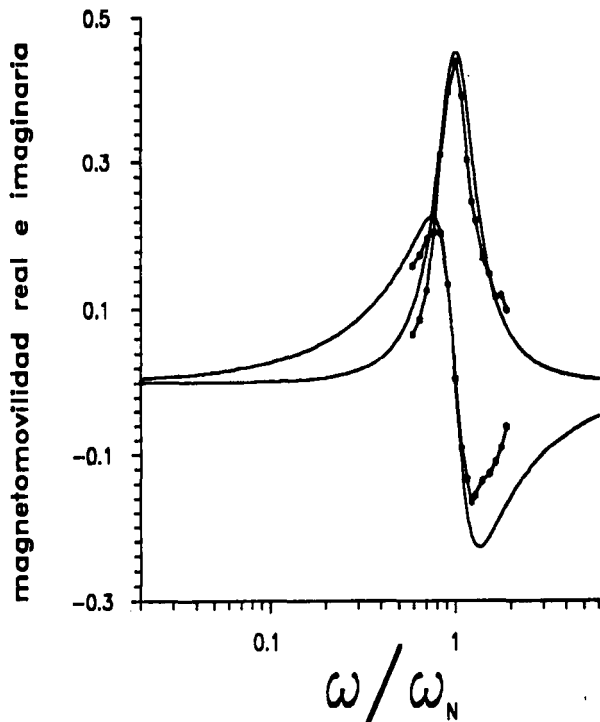


figura 4.14 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (+) experimental para la muestra de la figura 3.1.9. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas.

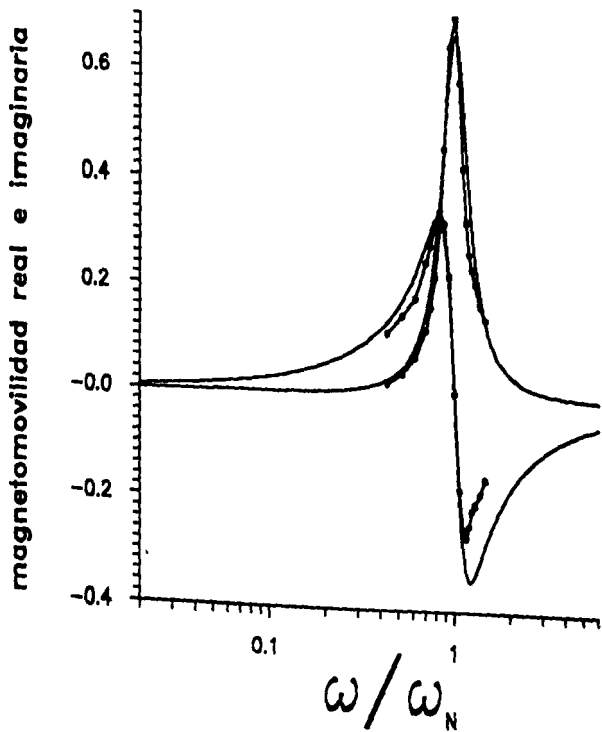


figura 4.1.15 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (•) experimental para la muestra de la figura 3.1.10. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas.

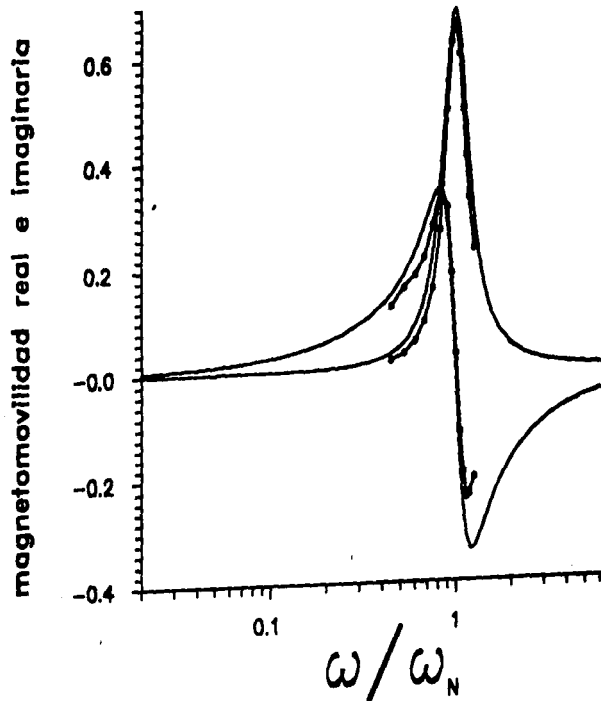


figura 14.16 Espectro de magnetomovilidad inicial: (—) teórico y (°) experimental asociado a la muestra de la figura 3.1.11. Es un espectro con una frecuencia de resonancia en la magnetomovilidad muy cercana a la de la pared. Estamos utilizando variables reducidas.

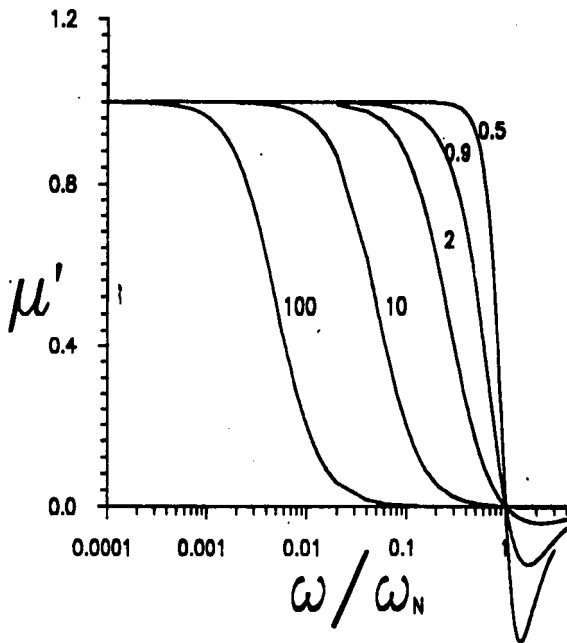


Figura 2.1 Curva teórica de la parte real de la permeabilidad inicial en cintas magnéticas amorfas, para diferentes valores de ρ .

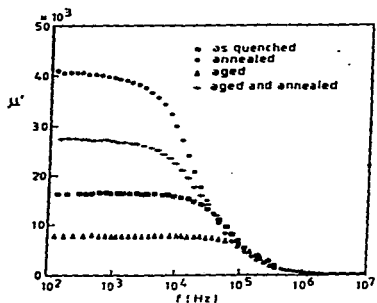


Figura 3.2.2 Curvas experimentales, no reducidas, de la parte real de la permeabilidad compleja para VITROVAC 6025.[3.3].

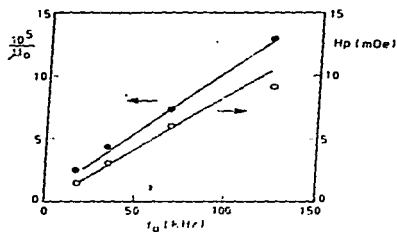


Figura 3.2.3 Inverso de la permeabilidad estática inicial, μ_0^{-1} , contra la frecuencia de relajación, ω_{rel} , para las curvas de la figura 3.2.2.

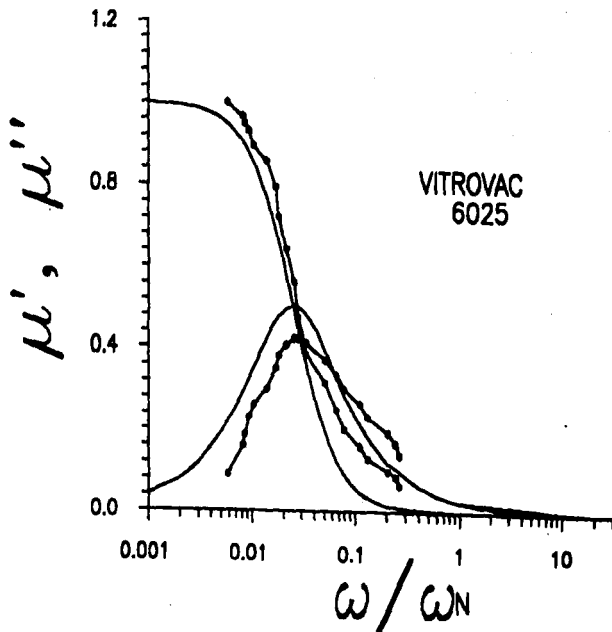


figura 2.4 Espectro de permeabilidad inicial: (—) teórico y (·) experimental para una cinta amorfa VITROVAC 6025, [3.3]: $\rho=20$ $\omega_{\mu''} = 0.025\omega_N$, $f_N = 2690$ KHz . Es un espectro con una relajación de la pared.

Referencias

- 4.1 Vella- Coleiro G.P., Smith D. H. and Van Uiter L.G., *J. Appl. Phys.* **43**, 2428 (1972).
- 4.2 Globus A., *Thesis, Paris* (1963).
- 4.3 M.M. Martínez, L. F. Magaña, I. Rosales and R. Valenzuela. VII International Conference on Ferrites. ICF7. Burdeos, Francia, septiembre 1996.
- 4.4 Guyot M., *These, Universite de Paris-Sud* (1975).
- 4.5 Valenzuela R. and Irvine J.T.S., *J. Appl. Phys.* **72**, 1486 (1992)..
- 4.6 R. Valenzuela., *Inductance Spectroscopy.* , In *New Trends Advanced Topics in Press, Materials Science and Engineering.* (Eds. J. L. Morán-López and J. M. Sánchez, Plenum N. Y., 1993) pp 187.
- 4.7 Valenzuela R, Knobel M, Vázquez M and Hernando A, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 2404 (1995).

CAPÍTULO 5

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

5.1 DISCUSIÓN

La suposición usual, de que la masa de la pared sea despreciable en la ecuación 3.5, siempre ha sido un poco confusa y nos puede llevar a predicciones limitadas. Con esta suposición no podremos predecir resonancia sino solamente relajación. Sin embargo, hay experimentos de hace ya mucho tiempo, y actuales también, en los que aparece resonancia. En este trabajo no hacemos esta suposición.

Existen varios resultados experimentales que han motivado el considerar la masa de la pared nula para analizar la espectros con relajación. En este caso se espera una diferencia de fase entre el campo aplicado y la deformación de la pared aproximadamente de 45° , lo cual implica $\tan\delta = \mu'(\omega) / \mu''(\omega) \approx 1$. Sin embargo, esta suposición es totalmente innecesaria dentro de nuestro enfoque, como vemos en lo que sigue.

De acuerdo con nuestros resultados, estas características se obtienen, sin anular la masa, para valores de mayores o iguales que 2. El parámetro ρ relaciona las cantidades β , γ , y

$$m_{\text{eff}}, \text{ ésto es: } \rho = \left[\frac{\beta}{2m_{\text{eff}} \omega_N} \right].$$

Es importante mencionar que la masa extremadamente pequeña implica $\rho \gg 1$ y por tanto no se cumple la condición para $\rho > 2$. En las figura 4.1 y 4.2. podemos observar cómo cambian las características del espectro de permeabilidad al aumentar ρ . La relajación se obtiene a frecuencias menores conforme aumenta ρ , y la frecuencia de relajación es mas pequeña respecto a la frecuencia de resonancia correspondiente.

Nótese que si anuláramos de entrada la masa de la pared no podríamos hablar de su inercia, evaluarla, ni observar su efecto. Podemos decir que nuestro estudio es integral. Abarca ambos aspectos de resonancia y de relajación simultáneamente.

La movilidad de una pared que se deforma como función de la frecuencia del campo aplicado tiene el comportamiento esperado para valores extremos de la frecuencia: movilidad cero en un proceso estático de magnetización y también cero para frecuencias muy altas. Hemos podido determinar que, cuando el campo aplicado oscila con una frecuencia igual a la frecuencia natural de resonancia de la pared, la movilidad alcanza su valor máximo, teniéndose un movimiento de oscilador armónico simple con frecuencia igual a la del campo aplicado, pero desfasada 90° respecto a éste. La movilidad máxima se alcanza debido a que a esta frecuencia ocurre la transferencia máxima de energía.

Dentro de nuestro enfoque, si $m_e n \rightarrow 0$, $\omega_N \rightarrow \infty$ y la movilidad tiende a su valor máximo asintóticamente, mientras que las fuerzas de fricción y externa tienden a cancelarse mutuamente y la fuerza restitutiva gobierna el movimiento de la pared, ver figura 5.1.

Cabe señalar que, tanto para ferritas policristalinas como para cintas magnéticas amorfas, se recupera adecuadamente el caso estático (frecuencia del campo aplicado cero).

Consideramos que un estudio que incluya la distribución estadística del tamaño de grano, cuando los campos son suficientemente bajos y los efectos por desplazamiento de paredes, no están presentes mejorará los resultados de nuestro trabajo. Este mismo enfoque puede servir para analizar la región irreversible (campos altos).

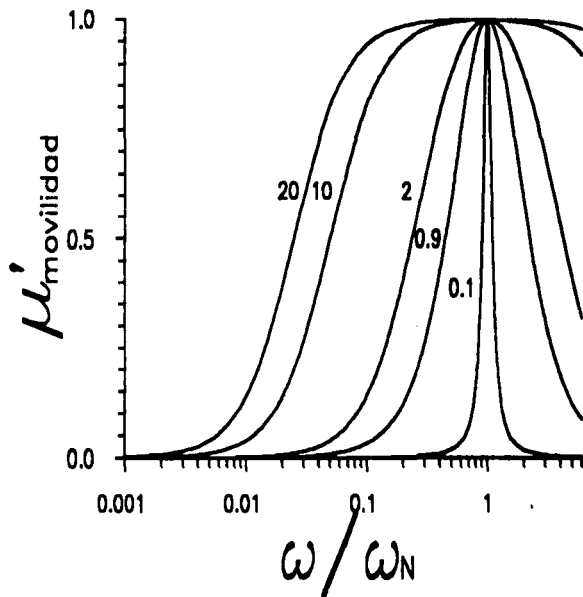


figura 5.1 Espectros de movilidad para diferentes valores de e .

5.2 CONCLUSIONES.

Los resultados de nuestros cálculos para campos alternos para cintas magnéticas amorfas enrolladas toroidalmente y para ferritas policristalinas toroidales, pueden darse en resumen, de la manera siguiente.

Utilizando el modelo de Globus para la pared de dominio y aplicando la idea de Döring de asociar una inercia a ésta, hemos podido predecir los espectros de permeabilidad y magnetomovilidad, obteniendo una excelente concordancia con los resultados experimentales. Es la primera vez que utilizando este modelo se predicen estos espectros para ferritas policristalinas.

Por otro lado, por primera vez se ha abordado la predicción teórica de los espectros de permeabilidad inicial magnética y magnetomovilidad adaptando el modelo de Globus, que se formuló para ferritas policristalinas, al caso de cintas magnéticas amorfas. Los resultados teóricos obtenidos también concuerdan con los resultados experimentales. De aquí podemos decir que la pared de dominio magnético en cintas amorfas enrolladas toroidalmente, tiene una participación importante en el proceso dinámico de magnetización.

Cabe mencionar que es la primera vez que se obtiene la equivalencia entre los enfoques del modelo de pared de dominio y los circuitos equivalentes tanto para para ferritas policristalinas como para cintas magnéticas amorfas.

Es claro que la descripción que hemos dado del comportamiento de la pared bajo un campo externo oscilante es adecuada, tanto para el caso de ferritas policristalinas como para el caso de cintas magnéticas amorfas.

APÉNDICE I

MÉTODO EXPERIMENTAL PARA MEDICIONES AC[1,2].

Las mediciones a.c. se llevan a cabo con un analizador de impedancias controlado por una microcomputadora y sus periféricos correspondientes, ver figura A.1. El programa control permite obtener los datos finales (cada uno es el promedio de 10 mediciones) de inductancias e impedancias (reales e imaginarias) para 94 frecuencias diferentes previamente establecidas.

La muestra debe tener forma toroidal (esto es con el objetivo de reducir los efectos demagnetizantes y asegurar circuitos magnéticos cerrados; bajo estas condiciones **B**, **H** y **M** son colineales), ver figura A.2. La muestra se envuelve con cinta de teflón a fin de aislarla eléctricamente y se embobina como lo muestra la figura anterior, para reducir la impedancia.

El campo magnético aplicado externo se obtiene por medio de la ley de Amperé considerando el valor del campo como el aquel que toma a lo largo del círculo medio de radio

$$r_m = \frac{d.e + d.i}{4}$$

donde $d.e$ es el diámetro externo y $d.i$ es el diámetro interno del toroide. Así pues

$$H = \frac{2NI}{\pi(d.e + d.i)} \frac{Amp}{m}$$

Se deben también tener en cuenta las relaciones de la inductancia e impedancia con la permeabilidad:

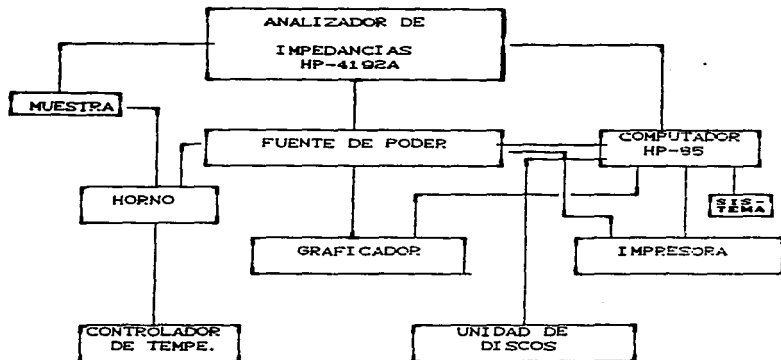


figura A.1 Esquema del dispositivo para mediciones ac.

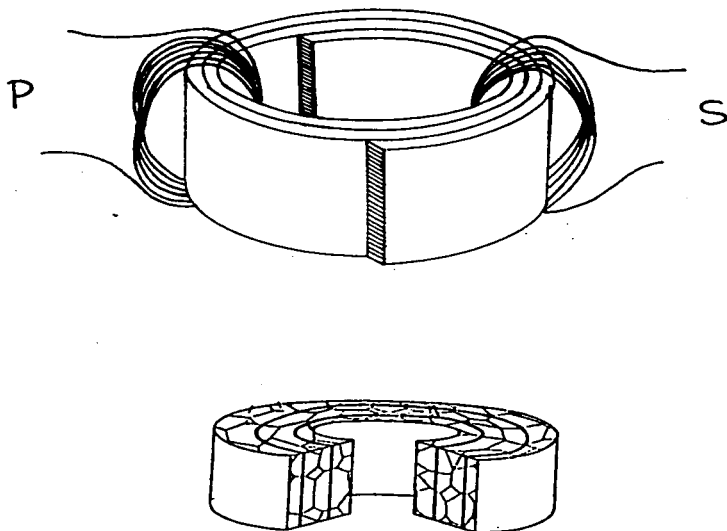


figura A.2 Forma de las muestras para mediciones ac.

$$Z = j\omega k^{-1}\mu \quad \text{y} \quad L = k^{-1}\mu \quad , \quad \text{con} \quad k^{-1} = \frac{hN^2}{2\pi} \ln \frac{d.e}{d.i}$$

donde h es la altura del toroide y k^{-1} es el factor geométrico.

En general se toman las mediciones de la muestra embobinada y las de un embobinado equivalente sin muestra, para finalmente obtener el efecto debido al núcleo.

Referencias

1. Baca Lobera Gloria Idalia; Tesis de Maestría en Ciencias (Física), Facultad de Ciencias, UNAM, (1992).
2. Montemayor Reynoso Miguel; Tesis de Maestría en Ciencias de Materiales, Facultad de Ciencias, UNAM, (1990).