

**Modelling non Linear Magnetic Cores at High Frequencies
for PSpice Simulation**

by

Rafael Garcia-Gil

ISBN: 1-58112-295-0

DISSERTATION.COM



Boca Raton, Florida
USA • 2005

Modelling non Linear Magnetic Cores at High Frequencies for PSpice Simulation

Copyright © 1995 Rafael Garcia-Gil

All rights reserved.

Dissertation.com
Boca Raton, Florida
USA • 2005

ISBN: 1-58112-295-0

MODELLING NON-LINEAR MAGNETIC
CORES AT HIGH-FREQUENCY FOR
PSPICE SIMULATION

D. Rafael García Gil
Septiembre, 1995

ABSTRACT

Using PSpice of MicroSim[®] to simulate power converters sometimes brings awkward complications such as the simulation of real magnetic components. It deals a little bit of work to bring a good agreement between experimental and simulated results. Simulation with linear inductors or transformers does not produce good results. The reason is that real magnetic components present saturation and hysteresis, a phenomenon that characterises magnetic materials. The hysteresis or B-H loop of a magnetic component is highly dependent on frequency, waveform (not very important for ferrite material), temperature, excitation level, etc. Although PSpice includes in its magnetic library a list of non-linear components, rarely these parameters are coincident with our working conditions or simply they are not specified. In all of these cases it is necessary the modelling of non-linear magnetic cores for each particular application.

Here we present a systematic procedure to obtain real PSpice parameters to model magnetic materials using the Jiles & Atherton theory. The procedure is totally general and models the static B-H loop given by any manufacturer as well as the one that can be obtained in accordance with some specific working conditions. This is really important, since it helps the designer in obtaining model parameters for any high frequency applications, which are not correctly presented in PSpice libraries.

The modelled magnetic material is used for power electronics circuit simulation, which uses magnetic materials, working at frequencies in the region of kHz, to construct transformers and inductors. Magnetic materials are the most critical components in electronics simulators due to their non-linear behaviour. This work examines the modelling of the magnetic core hysteresis for high-frequency applications. As example of application, a buck converter with their inductor working near saturation is implemented and their experimental waveforms are compared with the simulated ones obtained with this model.

With this procedure a good concordance between experimental and simulated B-H loop is obtained and the simulation of the power converter is reached properly.

Keywords: PSpice parameters, magnetic modelling, non-linear magnetic cores, B-H or hysteresis loop, anhysteresis, coercivity, remanence, saturation magnetisation, bulk magnetisation.

Agradecimientos

Quiero dar las gracias a mi director de Tesina, Dr. Enrique Dede, por la confianza puesta en mí para la realización de este trabajo, así como toda la ayuda y material puesta a mi disposición.

Agradecer también, a todos los miembros del Grupo de Electrónica de Potencia la ayuda prestada a lo largo de la realización del presente trabajo: Enrique Maset, Esteban Sanchis, J. A. Carrasco, Diego Ramirez y Jesús Maicas.

A Jaime Castelló, Operario del Laboratorio, de quien he recibido multitud de consejos prácticos.

A todos los Amigos que he encontrado a lo largo de estos años, por hacer que éstos sean los mejores de mi vida.

Y, sobre todo, a mi familia que me ha apoyado en todo momento.

Índice de contenido

| | |
|---|-----------|
| INTRODUCCIÓN..... | 1 |
| NECESIDAD DE LA MODELIZACIÓN DE NÚCLEOS MAGNÉTICOS..... | 1 |
| COMO SATURAR NÚCLEOS MAGNÉTICOS..... | 3 |
| PÉRDIDAS EN LOS MATERIALES MAGNÉTICOS..... | 4 |
| NECESIDAD DE UN AMPLIFICADOR DE POTENCIA..... | 5 |
| OBTENCIÓN DE LOS PARÁMETROS PARA EL MODELO DE PSPICE..... | 6 |
| TEORÍA DE JILES-ATHERTON PARA LA MODELIZACIÓN DE NÚCLEOS MAGNÉTICOS NO | |
| LINEALES..... | 7 |
| EXPLICACIÓN DEL PROCESO DE MAGNETIZACIÓN DE MATERIALES FERROMAGNÉTICOS Y FERRIMAGNÉTICOS: HISTÉRESIS..... | 7 |
| DESCRIPCIÓN MATEMÁTICA DEL PROCESO DE MAGNETIZACIÓN DE ACUERDO CON LA TEORÍA DE JILES-ATHERTON..... | 12 |
| Curva de anhistéresis..... | 13 |
| Efecto del anclaje de los dominios magnéticos..... | 17 |
| Mecanismo reversible de magnetización..... | 21 |
| Cálculo de la componente reversible de la magnetización..... | 22 |
| Expresión matemática de la curva de histéresis..... | 25 |
| EFEECTO DE LA INCLUSIÓN DE GAP EN EL MODELO..... | 26 |
| PARÁMETROS LEVEL Y GAMMA..... | 27 |
| curva de anhistéresis..... | 27 |
| EXTRACCIÓN DE LOS PARÁMETROS A PARTIR DE DATOS EXPERIMENTALES..... | 29 |
| INTRODUCCIÓN..... | 29 |
| MAGNETIZACIÓN EN LA SATURACIÓN: MS..... | 32 |
| SUSCEPTIBILIDAD INICIAL Y SU RELACIÓN CON EL PARÁMETRO C..... | 32 |
| SUSCEPTIBILIDAD DE ANHISTÉRESIS..... | 33 |
| MÁXIMA SUSCEPTIBILIDAD DIFERENCIAL..... | 34 |
| SUSCEPTIBILIDAD DIFERENCIAL EN EL PUNTO DE REMANENCIA..... | 36 |
| SUSCEPTIBILIDAD DIFERENCIAL EN EL EXTREMO DEL LAZO DE HISTÉRESIS (puntos Hm, Mm)..... | 36 |
| CONTRIBUCIÓN DE LOS PARÁMETROS k, A, α | 38 |
| CONCLUSIÓN..... | 40 |
| OBTENCIÓN DE LA CURVA B-H..... | 41 |
| LA CURVA B-H PARA LA CARACTERIZACIÓN DE NÚCLEOS MAGNÉTICOS..... | 41 |
| SISTEMA DE MEDIDA..... | 43 |
| MEDIDA DE LA DENSIDAD DE FLUJO MAGNÉTICO B(t)..... | 44 |
| MEDIDA DE LA EXCITACIÓN MAGNÉTICA..... | 45 |
| CIRCUITO UTILIZADO PARA LA OBTENCIÓN DE LA CURVA B-H EXPERIMENTAL..... | 47 |
| ANÁLISIS DE LOS ERRORES EN LA MEDIDA DEL LAZO B-H..... | 49 |
| EFECTOS DE LA DISTORSIÓN ARMÓNICA DE LA ONDA DE EXCITACIÓN..... | 49 |
| EFECTOS DEL CAMBIO DE FASE INTRODUCIDO POR LOS ELEMENTOS DE SENSADO DE CORRIENTE..... | 50 |
| ERRORES PRODUCIDOS POR UNA INTEGRACIÓN ANALÓGICA..... | 51 |
| ERRORES EN LA MEDIDA DEL LAZO B-H CON UN OSCILOSCOPIO ANALÓGICO EN EL MODO XY..... | 52 |
| EFEECTO DE LOS ELEMENTOS PARÁSITOS..... | 53 |
| CONSIDERACIONES TÉRMICAS..... | 54 |

| | |
|--|-----------|
| RESULTADOS EXPERIMENTALES..... | 55 |
| SATURACIÓN DEL NÚCLEO Y OBTENCIÓN DE LA CURVA B-H EXPERIMENTAL..... | 55 |
| Procedimiento de medida para la obtención de la curva B-H experimental..... | 57 |
| OBTENCIÓN DE LOS PARÁMETROS..... | 57 |
| CONSIGUIENDO UNA ADECUADA CONCORDANCIA ENTRE LOS RESULTADOS SIMULADOS Y EXPERIMENTALES..... | 59 |
| MODELIZACIÓN DE LAS CURVAS B-H EXPERIMENTALES..... | 62 |
| EJEMPLO DE APLICACIÓN..... | 68 |
| CONCLUSIONES..... | 75 |
| Trabajos futuros..... | 77 |

INTRODUCCIÓN

El objetivo del presente trabajo es la modelización de núcleos magnéticos no lineales trabajando a altas frecuencias, para su posterior uso en simulación. En nuestro caso, la modelización la realizaremos mediante el programa de simulación de circuitos electrónicos PSPICE de MicroSim, el cual utiliza la teoría de Jiles-Atherton para modelizar la curva de histéresis de materiales magnéticos. Dicha curva queda definida a partir de los parámetros M_s , A , k , C , α que son los parámetros utilizados por PSPICE; además de los siguientes: GAMMA que tiene en cuenta el efecto con la frecuencia. Otros parámetros que dependen de la geometría concreta del núcleo que estemos considerando y que son AREA, PATH, GAP, PACK (datos que están perfectamente especificados en la hoja de datos del fabricante). Finalmente el parámetro LEVEL, que puede tomar el valor 1 ó 2 entre otros, indica la función que estamos utilizando para modelizar la curva de anhistéresis utilizada para describir el fenómeno de histéresis.

La teoría de Jiles-Atherton, en la cual se basa el presente trabajo, parte de la teoría de dominios magnéticos y se basa en la idea del movimiento tanto reversible como irreversible de las paredes de los dominios y la rotación de los momentos magnéticos como respuesta del material a un campo magnético aplicado.

El modelo define la curva ideal de anhistéresis a partir de un campo promedio que únicamente tiene en cuenta alguna interacción promedio con la magnetización del resto del material a partir del parámetro α .

Esta curva de anhistéresis representa la curva de magnetización en el caso ideal en el cual no existen ligaduras de las paredes de los dominios a posiciones de equilibrio, causadas por las imperfecciones del material. Finalmente se modeliza la histéresis teniendo en cuenta el efecto de estas imperfecciones que impiden el movimiento de las paredes de los dominios y, por tanto, la magnetización del material.

1. NECESIDAD DE LA MODELIZACIÓN DE NÚCLEOS MAGNÉTICOS

La necesidad de utilizar bobinas y transformadores en la Electrónica de Potencia es evidente.

En todos los convertidores dc-dc se utiliza una inductancia para conseguir una corriente de salida con poco rizado y proporcionar energía a la carga. Las inductancias también son importantes en los convertidores resonantes, pues junto con una capacidad forman los tanques resonantes que actúan, fundamentalmente, como filtros e intervienen en la energía que se proporciona a la salida del convertidor.

Por otro lado, los transformadores son utilizados en los convertidores dc-dc por 3 razones principalmente:

- Cuando se requiere aislamiento galvánico.
- Permiten adaptar los niveles de tensión.
- Permiten el acoplo de impedancias.

Pero el problema fundamental a la hora de utilizar componentes magnéticos (bobinas y transformadores) es que éstos constituyen la parte más voluminosa de nuestro circuito. Lo que representa un punto en su contra si tenemos en cuenta que el desarrollo actual en el campo de la Electrónica de Potencia va encaminado hacia un, cada vez, más alto nivel de integración. Si bien, el tamaño del núcleo puede reducirse aumentando la frecuencia de operación del circuito. Por tanto, el afán en la reducción del tamaño del circuito final nos lleva a trabajar a altas frecuencias. Pero esto acarrea otro problema si pretendemos realizar la simulación con transformadores y bobinas trabajando a altas frecuencias antes de implementarlo experimentalmente, pues la obtención de modelos matemáticos de núcleos magnéticos a altas frecuencias es un tema muy poco estudiado.

La problemática en la obtención de modelos matemáticos a altas frecuencias es influenciada en gran medida por la notable dependencia de las propiedades magnéticas con el tipo de onda con que excitamos, la frecuencia de operación, la temperatura, etc. Esto hace difícil al fabricante dar las características del núcleo sin una gran tolerancia (poca fiabilidad). Por tanto, es útil que el propio usuario sepa dar las características del núcleo que va a utilizar, en las condiciones de trabajo requeridas.

Sin duda, la mejor forma de caracterizar a un núcleo magnético es mediante la llamada "Curva B-H" o "Lazo de Histéresis". Por tanto, un primer paso a realizar va a ser obtener dicha curva.

El fabricante proporciona las "curvas de histéresis estáticas", es decir, no supone dependencia con la frecuencia. Éstas serán útiles en aplicaciones de diseño a bajas frecuencias. Pero cuando lo trasladamos a alta frecuencia los resultados obtenidos son incorrectos. Entonces, para el diseño a altas frecuencias de operación debemos realizar una adecuada caracterización del núcleo utilizado, que tiene que pasar

obligatoriamente por la obtención de las "curvas de histéresis dinámicas" del material magnético. En ellas se pone de manifiesto la dependencia de la forma del lazo de histéresis con la frecuencia y, por tanto, la dependencia de las propiedades del material magnético con la frecuencia.

2. COMO SATURAR NÚCLEOS MAGNÉTICOS

Nuestro propósito va a ser saturar un núcleo que llamaremos "núcleo de test". Este proceso lo realizaremos mediante una excitación senoidal. Hay que tener en cuenta que de acuerdo con [5] y [6] es muy importante la forma con que atacamos al núcleo a la hora de saturarlo, pues no obtenemos el mismo lazo de histéresis si atacamos con una onda cuadrada o con una onda senoidal.

En nuestro caso vamos a realizar la excitación del núcleo mediante la señal senoidal $v(t) = V \sin(\omega t)$ de la Fig. 3.

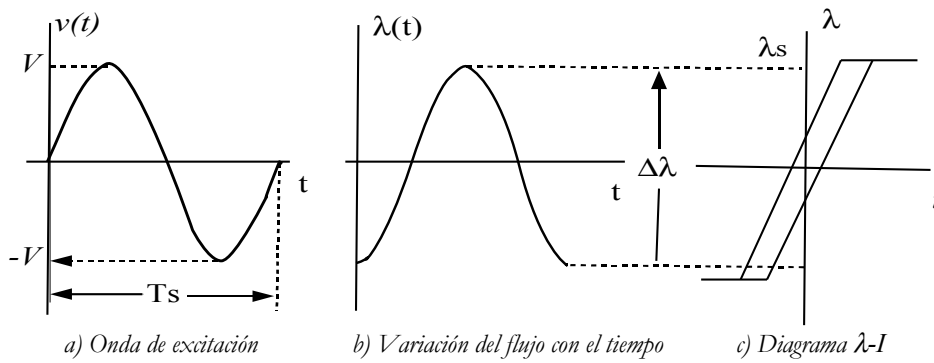


Figura 1.1: Excitación senoidal

$$\Delta\lambda = \int_0^{T/2} v(t) * dt = \frac{1}{\omega} \int_0^{\pi} V \sin(\omega t) d(\omega t) = \frac{V}{\pi f_s} \quad (1.1)$$

Y para que exista saturación $\Delta\lambda > 2\lambda_s = 2N\phi_s = 2NB_s Ae$ con lo que:

$$\frac{V}{N} > 2\pi f_s B_s Ae \text{ y como } V_{eff} = \frac{V}{\sqrt{2}}$$

$$\frac{V_{eff}}{N} > 4.44 B_s A_e f_s \quad (1.2)$$

Si la tensión aplicada es cuadrada simétrica (Fig. 1.2)

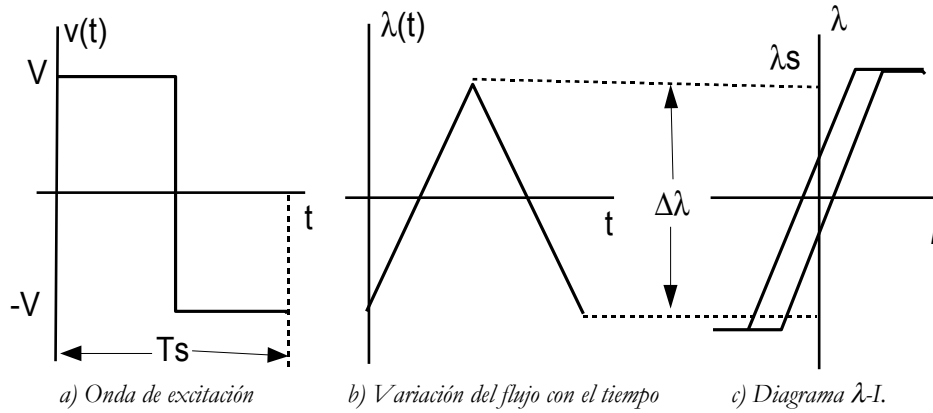


Figura 1.2: Onda de excitación cuadrada

La variación del flujo magnético vendrá dada por:

$$\Delta\lambda = \int_0^{T_s/2} v dt = VT_s / 2 = \frac{V}{2fs} \quad (1.3)$$

Y para que exista saturación:

$$\frac{V}{N} > 4B_s A_e f_s \quad (1.4)$$

3. PÉRDIDAS EN LOS MATERIALES MAGNÉTICOS

La existencia de una histéresis implica una disipación de energía, que según el vector de Pointing es igual al área encerrada por la curva B-H:

$$E = \oint B dH \quad (1.5)$$

Y la potencia perdida será:

$$P = E \cdot f = \frac{\Delta B^2}{\mu} f \quad (1.6)$$

Experimentalmente se obtiene que las pérdidas en el núcleo magnético por unidad de volumen son:

$$P_c / \text{cm}^3 = \Delta B^{2.4} (K_H f + K_E f^2) \quad (1.7)$$

donde K_H = Coeficiente de histéresis

K_F = Coeficiente de corrientes superficiales (Eddy currents).

Supondremos que las pérdidas son debidas fundamentalmente a la histéresis, siendo prácticamente despreciables las pérdidas debidas a las corrientes superficiales.

Esta potencia disipada en el núcleo magnético da lugar a un incremento de temperatura:

$$\Delta T = R_{th} V_c (P_c / cm^3) \quad (1.8)$$

donde R_{th} = Resistencia térmica en °C/W

V_c = Volumen del núcleo en cm^3

Desde el punto de vista experimental, y tomando como núcleo de test un transformador, la potencia instantánea disipada en el núcleo, vendrá dada por el producto de la corriente y tensión de secundario. La potencia perdida en el núcleo magnético vendrá dado por el valor medio de la potencia instantánea.

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T i_s(t) \cdot v_s(t) dt = \frac{N_p}{N_s} \frac{1}{T} \int_0^T i_p(t) v_s(t) dt \quad (1.9)$$

4. NECESIDAD DE UN AMPLIFICADOR DE POTENCIA

De acuerdo con la expresión (1.2) (para el caso de una excitación senoidal) a altas frecuencias y núcleos grandes (gran sección) necesitamos una gran tensión de excitación para poder llegar a la saturación del núcleo magnético. Por ejemplo, para el núcleo RM12 del material N_47 ($A_e = 146 \text{ mm}^2$ y $B_{sat} = 430 \text{ mT}$), a una frecuencia de 100 kHz y tomando $N = 10$ y aplicando la expresión (1.1), necesitamos un voltaje de excitación mayor de 280 V_{eff} para poder saturarlo.

Pero no sólo tenemos que suministrar una gran tensión, sino que también necesitamos inyectar corriente para observar perfectamente su curva B-H, de acuerdo con el nivel de modulación ($H_{m\acute{a}x}$) que hayamos fijado.

Por tanto, para testear nuestro núcleo magnético deberemos ser capaces de proporcionar tensión y corriente de alta frecuencia y gran amplitud. Al hablar de alta frecuencia nos lleva a pensar en inversores resonantes y para proporcionar el relativamente alto nivel de potencia de salida deseado utilizaremos una topología: **"Inversor push-pull alimentado por corriente y con tanque resonante paralelo"**.

5.OBTENCIÓN DE LOS PARÁMETROS PARA EL MODELO DE PSPICE

El objetivo final es obtener los parámetros del modelo del núcleo en las condiciones de trabajo impuestas (fundamentalmente por lo que se refiere a frecuencia de trabajo y tipo de onda) para su posterior uso en una simulación con PSPICE.

PSPICE utiliza el modelo Jiles-Atherton para obtener la curva de histéresis de un determinado material magnético. Debido a la inexistencia de expresiones que relacionen los parámetros del modelo con magnitudes del núcleo conocidas, se recurre a la obtención de dichos parámetros a partir de las curvas B-H obtenidas experimentalmente. Para ello tendremos que adquirir los datos experimentales de $B(t)$ y $H(t)$ mediante un osciloscopio digital y transferirlos al ordenador mediante el estándar IEEE 488 GPIB y con un adecuado procesamiento obtendremos los parámetros del modelo que son válidos en las condiciones de trabajo impuestas.

El problema del modelo de Jiles-Atherton que implementa PSPICE es su comportamiento casi estático (no permite un gran rango de variación de la frecuencia). Para que el modelo sea válido en un rango de frecuencias mayor se utiliza el modelo Hodgson. Pero, aunque con este modelo se consiguen buenos resultados y los parámetros del mismo se calculan más fácilmente (sólo se necesita conocer la curva de histéresis para dos frecuencias), la implementación de este modelo con PSPICE es bastante complicado. Por esta razón, y como lo que se pretende es llegar a una simulación con PSPICE de núcleos magnéticos reales en las condiciones de trabajo impuestas, concluimos que el modelo de Jiles-Atherton es el más adecuado.

TEORÍA DE JILES- ATHERTON PARA LA MODELIZACIÓN DE NÚCLEOS MAGNÉTICOS NO LINEALES.

La teoría de Jiles-Atherton que vamos a describir en este capítulo, de acuerdo con [1] y [2] se basa en la idea de los dominios magnéticos y el movimiento reversible e irreversible de las paredes de los dominios bajo la influencia de un campo magnético aplicado. Bajo la acción de este campo magnético, los dominios de polarización favorables crecerán a costa de los dominios de polarización desfavorables. Además, se produce un mecanismo de rotación de los momentos alineados dentro de un dominio en la dirección del campo.

1. EXPLICACIÓN DEL PROCESO DE MAGNETIZACIÓN DE MATERIALES FERROMAGNÉTICOS Y FERRIMAGNÉTICOS: HISTÉRESIS.

En principio, hay que decir que, tanto el fenómeno ferromagnético como ferrimagnético que vamos a tratar, es debido a los momentos magnéticos de los electrones por su “espín”.

Resulta que en los átomos de hierro existen cuatro electrones cuyos espines no están compensados, y que hacen que el átomo de hierro presente un momento magnético permanente muy grande. Además, existe una gran interacción entre los átomos de hierro dentro del material. Todo esto es extensible para el caso de los metales de transición, los cuales presentan un gran número de espines no compensados.

Cuando los átomos de estos metales de transición se combinan en cristales metálicos, los momentos magnéticos son espontáneamente alineados paralelamente en regiones dentro de cada cristal. Pero, aunque en los materiales ferromagnéticos los espines vecinos tienen una fuerte tendencia a alinearse paralelamente (antiparalelamente en el caso de los materiales ferrimagnéticos), el estado en el cual todos los espines en una muestra ferromagnética macroscópica están alineados paralelamente no cumple la condición de mínima energía.

La teoría de los **dominios magnéticos** establece que es más favorable, desde el punto de vista energético, si el material se divide en dominios, dentro de los cuales los momentos magnéticos están alineados (diremos que existe saturación a nivel de dominio magnético); y tendremos diferentes direcciones de polarización en los diferentes dominios en que se divide la estructura macroscópica¹.

La orientación de los espines es a lo largo de la dirección de mínima energía, y se necesita energía externa para desviar su dirección dentro de cada dominio.

Estos dominios están separados por **paredes de dominios**, en los cuales la orientación del espín cambia gradualmente desde la dirección preferida de un dominio a la dirección preferida del siguiente dominio. Estas paredes tienen una cierta anchura que viene fijada por la condición de mínima energía.

Debido a los esfuerzos locales, a inclusiones locales de material no magnético extraño, vacíos y en general anisotropías del material, las paredes de los dominios tendrán posiciones bien definidas en el material, en ausencia de campo aplicado. La energía de la pared es mínima en dicha posición. Se dice que, en ausencia de campo aplicado, los dominios magnéticos permanecen anclados a dichas posiciones de equilibrio. La ligadura entre átomos es muy fuerte y la agitación térmica no es capaz de romper dicho parcelamiento en dominios hasta que se alcanza una temperatura tal que la energía térmica sea superior a la de ligadura. Dicha temperatura recibe el nombre de **Temperatura de Curie**, a partir de la cual el material pierde sus propiedades magnéticas.

Vamos a estudiar el proceso de magnetización en los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos:

¹Tener en cuenta que en el caso práctico, una pequeña muestra estará dividida en dominios, pues el tamaño de éstos puede ser del orden de 10^{-3} cm.

La magnetización se define como el momento magnético por unidad de volumen y, por tanto, será proporcional a la densidad de iones magnéticos y a su momento magnético. Si este magnetismo surge de una alineación paralela de los dipolos magnéticos, entonces se llama **ferromagnetismo**.

En el caso de las ferritas los dipolos adyacentes se orientan en antiparalelo. Entonces si los momentos de los mismos fuesen idénticos tendríamos una magnetización neta nula, y hablaríamos de materiales **antiferromagnéticos**. Pero en el caso de las ferritas los momentos magnéticos vecinos en antiparalelo son diferentes y dan lugar a la existencia de una magnetización resultante. El material se llama **ferrimagnético**.

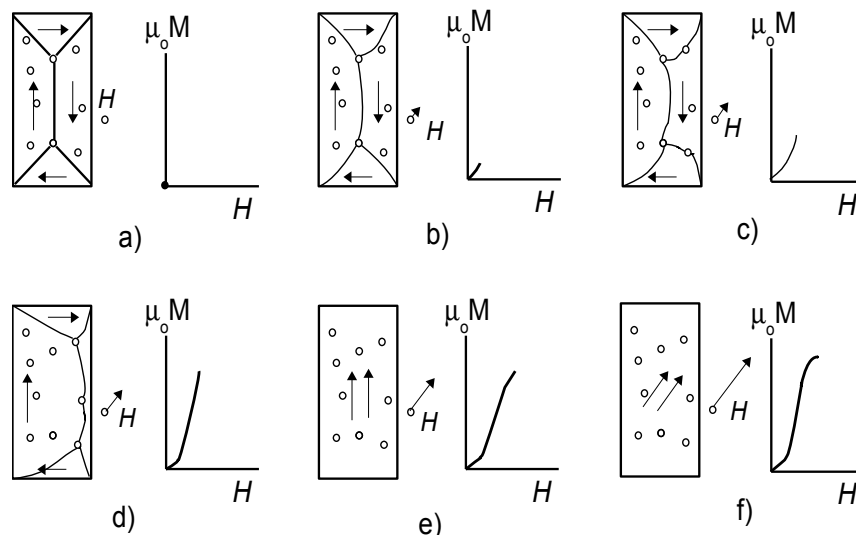


Figura 2.1: Representación esquemática del proceso de magnetización a nivel de dominios magnéticos.

Para un estudio simple del proceso de magnetización tomaremos una estructura de dominios tal y como se indica en la figura 2.1 (a). Si se aplica un pequeño campo externo \mathbf{H} , tal y como se indica en la figura 2.1 (b), la fuerza sobre la pared será proporcional a H , de modo que los dominios de polarización favorables² crecerán a costa de los dominios de polarización desfavorables. Con intensidades de campo relativamente pequeñas, el movimiento de la pared es completamente **reversible** y, si el campo cesa, la pared vuelve a su posición de equilibrio normal. Es decir, para pequeños valores del campo magnético aplicado las paredes de los dominios se comportan como membranas bajo la acción de una presión que tiende a expandir

²Los dominios de polarización favorables son, en el caso del presente ejemplo, \uparrow y \rightarrow , que corresponden a las dos componentes del campo magnético aplicado.

aquellos dominios que tienen una componente de magnetización en la dirección del campo magnético aplicado, pero las paredes de los dominios siguen ancladas a las inhomogeneidades del material.

Cuando el campo aplicado aumenta, la presión en las paredes de los dominios aumenta y vence el efecto de anclaje entre paredes producido por la anisotropía del material, lo que da lugar a unos movimientos de las paredes de los dominios al ir aumentando el campo magnético aplicado, tal y como se observa en la figura 2.1 (c), (d), (e).

En estas circunstancias ocurren movimientos de las paredes tanto reversibles como irreversibles. La razón, tal y como se pone de manifiesto en la figura 2.2 es: en ausencia de campo aplicado la posición de la pared más favorable, desde el punto de vista energético, es x_1 . Cuando se aplica un campo suficientemente grande, la pared del dominio saltará a la próxima posición energéticamente más favorable, que ahora es x_2 , de tal forma que rompe la ligadura que lo mantenía en x_1 para pasar a otra ligadura en x_2 debida a otra anisotropía del material. Por tanto, los movimientos de las paredes de los dominios se irán produciendo a medida que la excitación aplicada sea suficiente para pasar a la siguiente posición de mínima energía. Esto dará lugar a repentinos y abruptos aumentos en la polarización magnética, que recibe el nombre de saltos de Barkhausen.

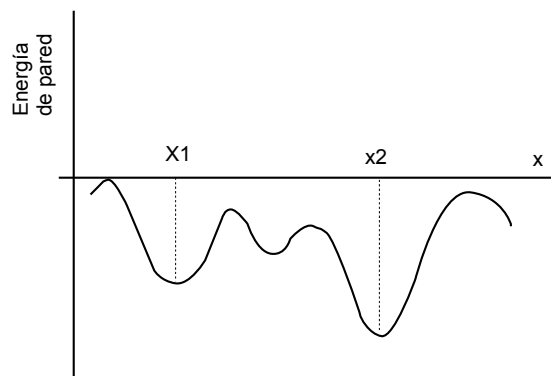


Figura 2.2: Energía de una pared de dominio en función de la posición.

Entre las posiciones x_1 y x_2 se producen movimientos reversibles, pero una vez la pared salta a x_2 este ya es un cambio irreversible. A partir de aquí se producen cambios reversibles e irreversibles; y el fenómeno no se puede explicar únicamente por el movimiento irreversible de las paredes.

Finalmente, cuando el campo magnético aplicado es suficiente para que todos los dominios hayan sido arrastrados quedará un único dominio magnético, tal y como sucede en la situación (e). Posteriores incrementos del campo magnético aplicado

darán lugar a una **rotación reversible** del vector de magnetización hacia la dirección del campo externo aplicado, hasta que se llegue a

una completa alineación de los dipolos con el campo externo aplicado. Esto, evidentemente, en el caso en que la polarización no ocurra a lo largo de una de las direcciones de fácil magnetización. En algunas ferritas sinterizadas este proceso de rotación de los dominios magnéticos es el proceso predominante.

A partir de aquí, no es posible un subsiguiente aumento de la magnetización al aumentar el campo externo aplicado y se dice que el material está saturado.

En la figura 2.3 se presenta una curva de magnetización donde se indican las regiones de movimientos de pared reversibles e irreversibles y rotación de dominios.

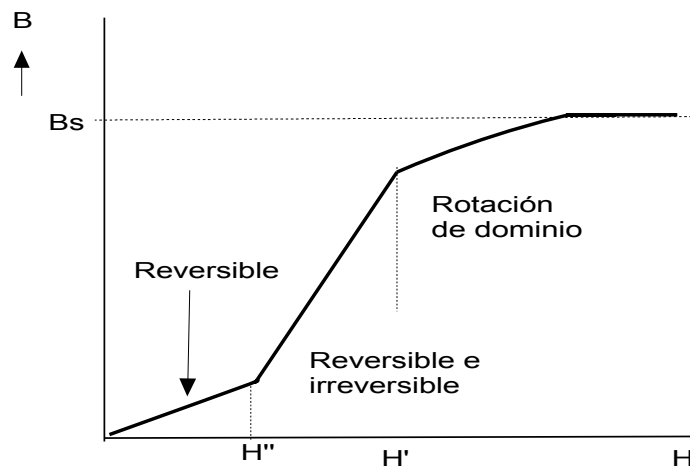


Figura 2.3: Curva de magnetización esquemática que muestra las regiones de movimiento de paredes reversible, de movimiento de paredes irreversibles y reversibles y de rotación de dominios.

En la figura 2.3 hemos trazado la curva de magnetización inicial. Pero una vez en la saturación, si reducimos la intensidad del campo aplicado no volvemos hacia atrás siguiendo la curva de magnetización inicial, sino que aparece una histéresis debido al movimiento irreversible de las paredes. De tal forma que en ausencia del campo magnético aplicado, los dominios no vuelven a su posición primitiva, sino que quedan en una posición intermedia, quedando el material polarizado.

Variando H a través de un ciclo completo obtenemos la curva B - H observada en la figura 2.4.

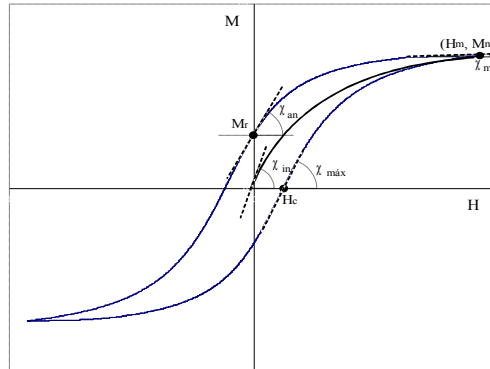


Figura 2.4: Lazo de histéresis.

El material presentará una gran fuerza coercitiva H_c si tiene grandes esfuerzos internos, inclusiones internas de material no magnético y en definitiva grandes anisotropías, que harán que las paredes de los dominios estén fuertemente ancladas a sus posiciones de equilibrio.

Por otro lado, se ha encontrado, experimentalmente, que la permeabilidad inicial es más o menos inversamente proporcional a la fuerza coercitiva. Esto está en concordancia con el párrafo anterior, puesto que cuando mayor sea la fuerza coercitiva, más fuertemente estarán ligadas las paredes de los dominios a las posiciones de equilibrio y más pequeña será la distancia a la que se mueven al aplicar un campo magnético externo H . Esto implica que la permeabilidad inicial será menor, puesto que para una misma excitación magnética se producirá una magnetización menor.

2. DESCRIPCIÓN MATEMÁTICA DEL PROCESO DE MAGNETIZACIÓN DE ACUERDO CON LA TEORÍA DE JILES-ATHERTON.

Para la obtención de la ecuación matemática que describe el proceso de magnetización, consideremos el trabajo total por unidad de volumen realizado por el campo magnético:

$$E = \int H \cdot dB \tag{2.1}$$

y como $B = \mu_0(H + M)$ entonces:

$$E = \int HdB = \frac{1}{\mu_0} \int Bdb - \int Mdb \quad (2.2)$$

donde el segundo término es el trabajo hecho al cambiar la magnetización en el material.

En el caso más simple o ideal, es decir, cuando no existen ligaduras de los dominios magnéticos a sus posiciones de equilibrio, tal y como hemos explicado en el apartado anterior, el desplazamiento de las paredes será reversible. En este caso las paredes de los dominios magnéticos se moverán de forma reversible hasta que se alcance el reposo cuando el trabajo realizado por el campo se iguale con la energía de magnetización de la muestra. Pero cuando el campo cesa, las paredes vuelven a su posición original. En este caso el fenómeno de histéresis viene descrito por la curva de anhistéresis.

Curva de anhistéresis

La energía por unidad de volumen de un dominio magnético típico con momento magnético por unidad de volumen \mathbf{m} en un campo magnético \mathbf{H} viene dado por:

$$E = \mu_0 mH \quad (2.3)$$

donde estamos suponiendo que no existen imperfecciones o inhomogeneidades dentro del material que darían lugar a un anclaje de los diferentes dominios magnéticos.

Teniendo en cuenta que, además, existe un acoplo entre dominios magnéticos, deberemos incluir un término proporcional a la densidad de magnetización:

$$E = -\mu_0 m(H + \alpha M) \quad (2.4)$$

donde α (\equiv ALPHA, en la nomenclatura de PSPICE) es un parámetro de campo promedio que representa el acoplo entre dominios magnéticos y hay que determinarlo experimentalmente.

Podemos expresar la energía por unidad de volumen en función de un campo efectivo equivalente:

$$E = -\mu_0 mH_e \quad (2.5)$$

donde $H_e = H + \alpha M$

La ecuación (2.5) es equivalente a la (2.3) y, por tanto, el campo efectivo es equivalente al campo promedio experimentado por los momentos magnéticos individuales dentro del dominio.

De esta forma, la respuesta a la magnetización puede ser expresada en función de dicho campo efectivo de la forma:

$$M = M_s f(H_e) \quad (2.6)$$

donde M_s es la magnetización en la saturación.

Esta expresión para la magnetización sólo tiene en cuenta la respuesta al campo magnético aplicado y alguna interacción promedio con la magnetización del resto del material, a través del factor αM . No tiene en cuenta las características relativas a la

estructura del material, tales como zonas de impurezas o inclusiones no magnéticas, las cuales dan lugar al anclaje de los dominios magnéticos a unas posiciones de equilibrio.

El modelo descrito por Jiles-Atherton [1] y [2] modeliza la curva de anhístéresis mediante la **función de Langevín modificada**:

$$M_{an} = M_s \left(\coth\left(\frac{H_e}{A}\right) - \frac{A}{H_e} \right) = M_s \left(\coth\left(\frac{H + \alpha M}{A}\right) - \left(\frac{A}{H + \alpha M}\right) \right) \quad (2.7)$$

donde A es un parámetro que debe tener las mismas dimensiones que H_e (A/m), para que H_e/A sea adimensional. Este parámetro caracteriza la forma de la curva de anhístéresis.

En la figura 2.5 se representa³ la curva de anhístéresis, tomando como parámetros $M_s=1$ MA/m, $A=1000$ A/m, $\alpha=0.001$ que son los que PSPICE define por defecto.

³Para la representación de dicha curva se ha hecho uso del procesador matemática.

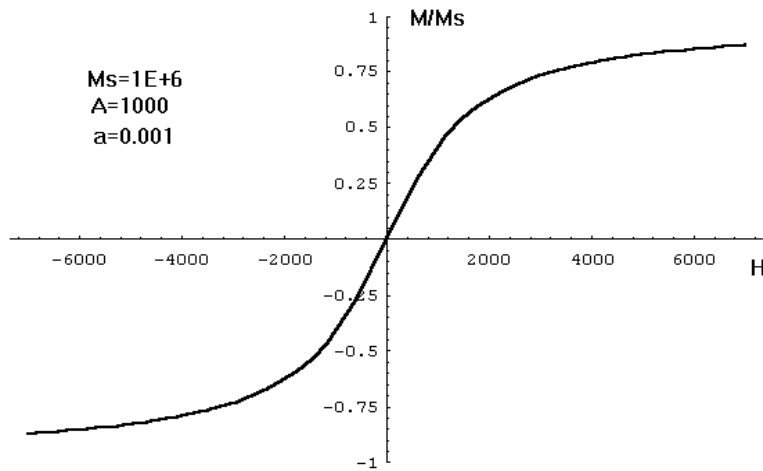


Figura 2.5: Curva de anhistéresis

($M_s=1 \text{ MA/m}$, $A=1000 \text{ A/m}$, $\alpha=0.001$)

Si tomamos α grande conseguimos abrir el lazo. Pero tal y como se especifica en [1] y como también se comprueba en los resultados experimentales que se presentan en este trabajo, los valores de α son pequeños (menores de 10^{-3}). Esto implica que no existe un fuerte acoplo entre los dominios magnéticos.

En la figura 2.6 se estudia el efecto que , sobre la curva de anhistéresis modelizada por medio de la ecuación (2.7), tiene el factor A. Se puede observar que a medida que A aumenta la curva se hace más suave.

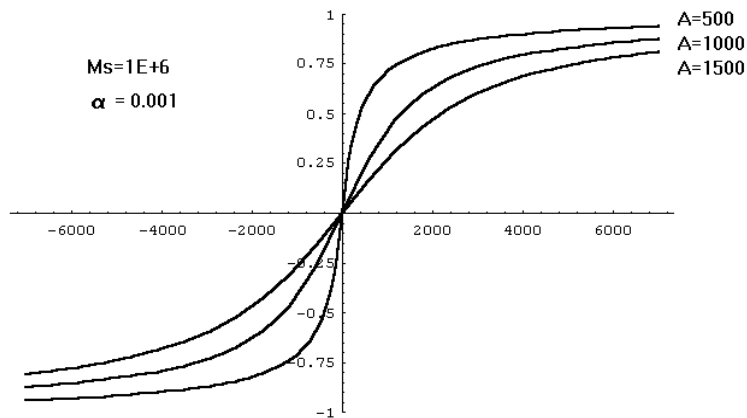


Figura 2.6: Curva de anhistéresis, tomando A como parámetro.

La figura 2.7 pone de manifiesto que al aumentar α se produce un efecto contrario al producido por A:

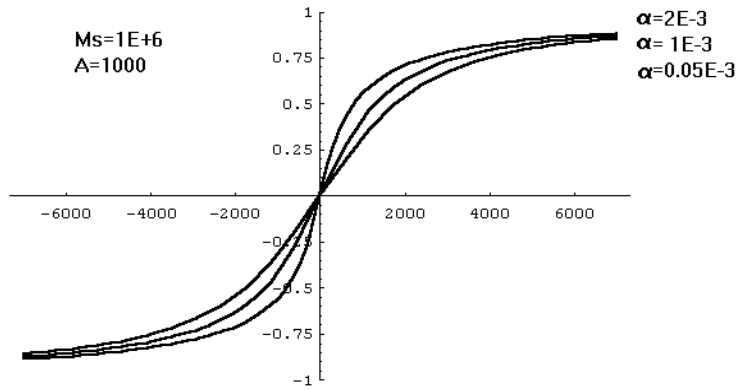


Figura 2.7: Curva de anhistéresis tomando α como parámetro.

Finalmente la figura 2.8 muestra el efecto de la variación del parámetro M_s .

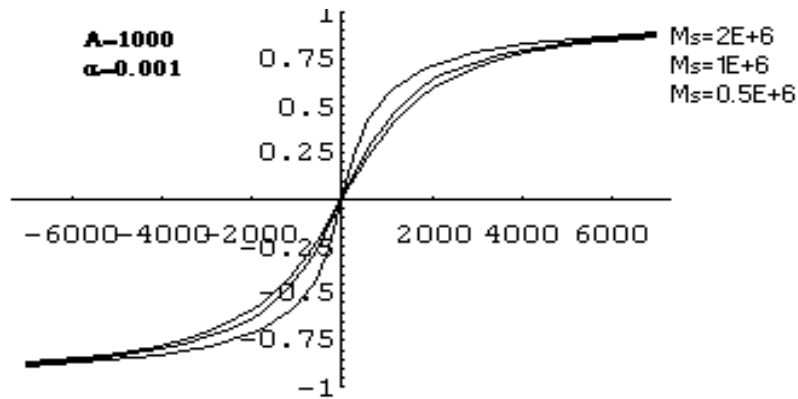


Figura 2.8: Curva de anhistéresis tomando M_s como parámetro.

Pero la ecuación de Langevin modificada no da una buena descripción del proceso de magnetización, pues no tiene en cuenta el impedimento a los cambios de magnetización debidos fundamentalmente al obstáculo al movimiento de las paredes de los dominios debido a su anclaje a posiciones de equilibrio.

Para aproximarnos más a la descripción matemática del proceso de magnetización debemos tener en cuenta el efecto que causan las inclusiones de sustancias extrañas o vacíos en el material sobre la posición de las paredes de los dominios.

Efecto del anclaje de los dominios magnéticos

Para estudiar el efecto de las imperfecciones del material en el proceso de magnetización, el presente modelo no tiene en cuenta la naturaleza y tipo de imperfecciones en el material. Todas las imperfecciones o anisotropías se han considerado equivalentes y se les ha asociado una energía de anclaje promedio. Además, se ha supuesto que tenemos una distribución homogénea de anisotropías dentro del material.

Vamos a considerar las ligaduras entre dominios a la hora de hacer un estudio energético:

Cuando apliquemos un campo magnético los límites del dominio alcanzarán el reposo cuando el trabajo hecho por el campo se iguala a la energía magnetostática de la muestra, la cual es la energía magnetostática de anhistéresis (caso idel) menos la energía necesaria para vencer las ligaduras de los dominios a su posición de equilibrio. Vamos a calcular la energía promedio para vencer dicho anclaje.

Para hacer el estudio energético comencemos considerando la energía asociada a una de estas anisotropías del material que dan lugar a una ligadura del dominio a una posición de equilibrio. Para ello, consideremos una inhomogeneidad o imperfección del material en una **pared perfectamente rígida** entre dos dominios con momento magnético por unidad de volumen m y m' respectivamente. Supondremos por simplicidad que el momento m está en la misma dirección y sentido que el campo magnético aplicado y , por tanto, es el dominio que se extiende o se expande; y m' tiene una cierta inclinación respecto al campo aplicado.

La energía requerida para vencer dicho anclaje dependerá de dos factores, el tipo de inhomogeneidad y de la orientación relativa entre los momentos de los dominios a uno y otro lado de la pared que estamos considerando. Esta energía es proporcional al cambio en la energía por unidad de volumen del dominio m' causado por la rotación de su momento magnético en la dirección del campo. El cambio de energía debido a esta rotación será:

$$\Delta E = E_f - E_i = mB_e - m'B_e = m(1 - \cos \theta)B_e \quad (2.8)$$

Y, por tanto, la energía de una de las sustancias extrañas o vacíos en el material que produce el anclaje (que llamamos inhomogeneidades o imperfecciones en el material), y que denotaremos, de acuerdo con la bibliografía, como ϵ_{pin} :