

Apantallamiento Electromagnético

Benítez, Matías Adolfo
matiasbenitez@fibertel.com.ar

Gadan, Mario Alberto
hellomg@hotmail.com

Miragaya, Jimena Paula
quimeyj@sinectis.com.ar

Universidad Favaloro, Facultad de Ingeniería – Bs. As. Argentina

Resumen

El objetivo de nuestro trabajo es estudiar la variación del apantallamiento electromagnético con respecto a la frecuencia, y a las propiedades del material de la pantalla utilizada. Fue posible comprobar que a medida que la frecuencia aumenta, también lo hace el efecto de apantallamiento magnético.

Introducción

Nuestro interés por el estudio del apantallamiento magnético surge de que el mismo tiene una gran importancia en la aplicación práctica. Por ejemplo, para que un equipo de música funcione necesita una fuente de alimentación, la cual utiliza un transformador. Este transformador induce un campo magnético muy importante en los circuitos electrónicos del interior del equipo, pudiendo dañarlos y causando ruido. Es aquí donde el apantallamiento magnético cumple su rol importante.

Se define el *skin depth* δ como¹:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \cdot \sigma \cdot \omega}} \quad (1)$$

donde σ es la conductividad del metal, ω la frecuencia angular del campo magnético alterno y μ la permeabilidad del material.

El apantallamiento electromagnético para una lámina de espesor d será tanto mayor cuanto mayor sea el espesor d respecto de δ (*skin depth*). Si $d < \delta$, estamos en el caso de apantallamiento por láminas delgadas. En este caso es posible describir el fenómeno por un modelo simple^{2,3,4} que se presenta en el Apéndice A.

Se estudió el apantallamiento electromagnético en un cilindro de espesor d y radio interno R situado coaxialmente en el campo magnético de un solenoide.

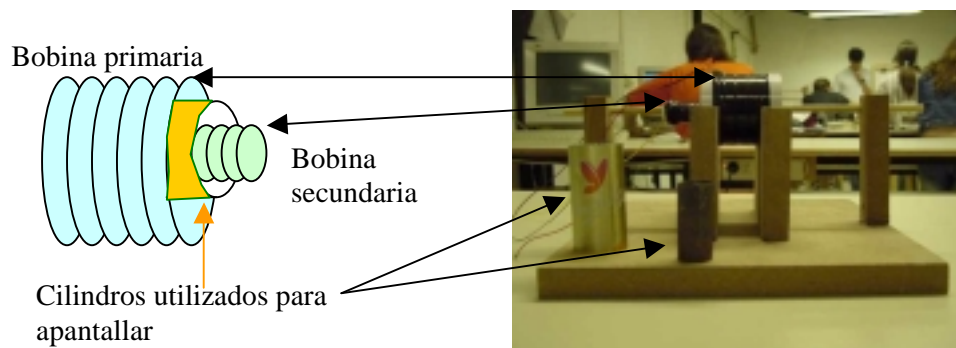


Figura 1: Esquema explicativo del modelo experimental.

Experimento

Para este experimento construimos el circuito indicado en la **Figura 2**, el cual consta de un generador de funciones que alimenta a una bobina primaria con una señal senoidal de frecuencia f . Esta produce un campo magnético B_0 que, por ley de Faraday, induce una fem en la bobina secundaria. Colocamos un cilindro metálico entre la bobina primaria y la exploradora (secundario) para poder observar el fenómeno del apantallamiento magnético. Para ello variamos los materiales de la pantalla (cilindro) y observamos por medio de un osciloscopio las señales de tensión en la bobina primaria y en la secundaria (ver **Figura 1**).

La frecuencia de la señal de entrada se varió desde 2 kHz. hasta 50 kHz., en pasos de 2 kHz.

Conectamos las dos bobinas simultáneamente al osciloscopio y a sendos multímetros, de esta manera medimos $V1$ y $V2$, V_{sin_ap} y V_{con_ap} respectivamente (ver **Figura 2**). Como $V1=R \cdot i_1$, al medir $V1$, también conocemos i_1 . ya que R es conocida. $V2$ no mide la fem inducida en el secundario.

En todas nuestras mediciones tuvimos sumo cuidado en que el eje y la posición de los solenoides no cambie, para garantizar en la medida de lo posible que la geometría coaxial se mantenga constante..

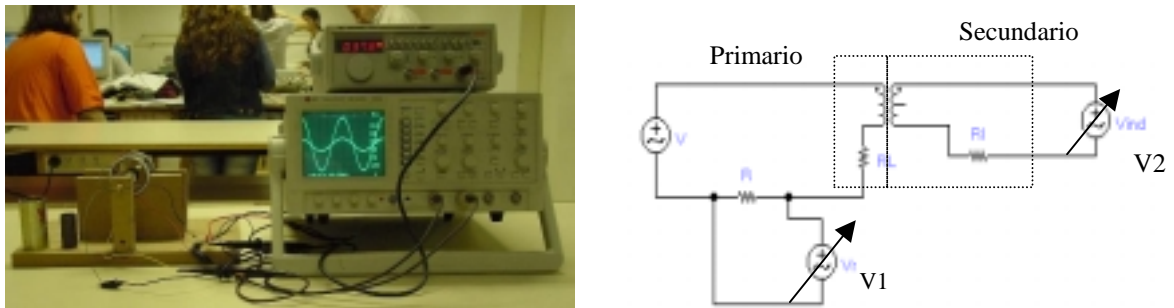


Figura 2: Dispositivo experimental utilizado para realizar las mediciones y su circuito eléctrico equivalente.

En la siguiente tabla se presenta los valores de radio externo y espesor utilizados para las pantallas:

Material	Radio externo (en cm.)	Espesor (en cm.)
Aluminio	$1,715 \pm 0,002$	$0.050 \pm 0,002$
Hierro	$2,200 \pm 0,002$	$0.050 \pm 0,002$

A continuación se presentan los valores de longitud, radio externo y número de vueltas utilizados para la realización de las bobinas:

Bobina	Longitud (en cm.)	Radio externo (en cm.)	Nº de vueltas (aprox.)
Primaria	$4,0 \pm 0,002$	$2,500 \pm 0,002$	300
Secundaria	$2,0 \pm 0,002$	$1,190 \pm 0,002$	400

Resultados

A partir de las mediciones tomadas pudimos obtener los siguientes resultados experimentales:

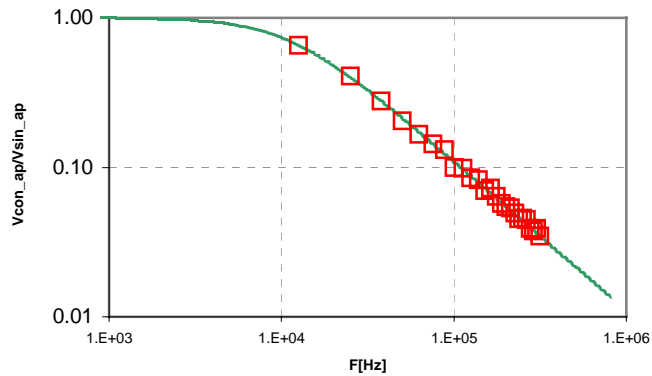


Figura 3: Gráfico log-log de la relación de las tensiones ($V_{con_pantalla}/V_{sin_pantalla}$) en función de la frecuencia para las mediciones con pantalla de **aluminio**. La línea continua corresponde al modelo (A-8). Los símbolos cuadrados son los resultados experimentales.

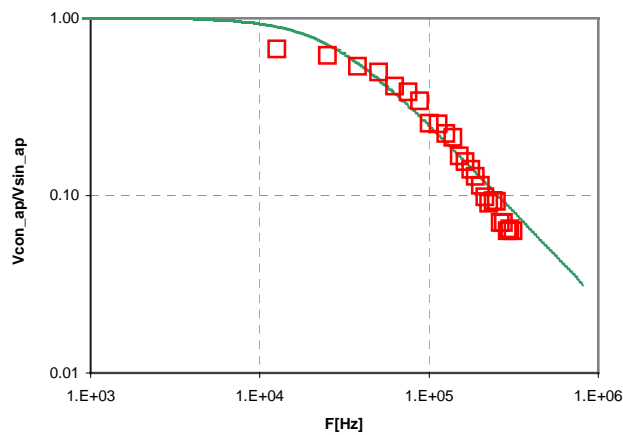


Figura 4: Gráfico log-log de la relación de las tensiones ($V_{con_pantalla}/V_{sin_pantalla}$) en función de la frecuencia para las mediciones con pantalla de **hierro**. La línea continua corresponde al modelo A-8. Los símbolos cuadrados son los resultados experimentales.

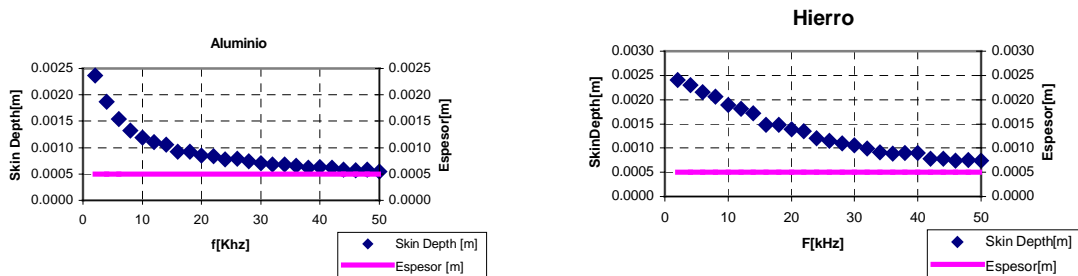


Figura 5: Gráficos de d y skin depth versus la frecuencia.

En las Figuras 3 y 4 se puede apreciar que las mediciones ajustan bien al modelo teórico utilizado.

En la Figura 5 se puede ver que se cumplen las condiciones planteadas en la introducción teórica del modelo de Fahy et al.^{2,3}. La Fig. 5 también muestra que en todo el rango de trabajo se cumple la condición $d < \delta$ en ambos materiales.

Conclusiones

- ✓ Nuestro modelo teórico para láminas delgadas ajusta muy bien los resultados experimentales (ver Figuras 3 y 4).
- ✓ El efecto de apantallamiento magnético depende de la frecuencia del campo magnético, siendo mayor a altas frecuencias.
- ✓ El efecto de apantallamiento depende también de factores geométricos de la pantalla como ser: del radio R , su espesor d y la conductividad eléctrica σ (del cilindro metálico) utilizado en el apantallamiento.

Bibliografía

1. Manual de Física – B.M. Yakrski y A.A. Detlaf – Ed. Mir Moscu 1972.
2. Electromagnetic screening by metals, S. Fahy, C. Kittel y S. G. Louie, Am. J. Phys, **56** (11), Nov.1998.
3. Strong shielding due to an electromagnetically thin metal sheet, P. Rochon y N. Gauthor, Am. J. Phys, **58**, No. 3, Mar.1990.
4. Apantallamiento Magnético, María Soledad Nakwacki y Mónica Agüero – UBA. www.fisicarecreativa.com
5. Física re-Creativa, Salvador Gil y Eduardo Rodríguez. Prentice Hall – Buenos Aires 2001.

Apéndice A – Modelo Teórico para láminas delgadas

Seguimos el modelo teórico propuesto por Fahy, Kittel y Louie^{2,3}, para laminas delgadas ($d < \delta$).

Para modelar el efecto de apantallamiento magnético se calcula el campo magnético B_i en el interior de la sección circular que verifica $B_i = B_0 + B_s$, donde B_0 es el campo externo aplicado por el primario y B_s es el campo apantallado.

En el cilindro se induce una corriente por unidad de longitud del cilindro. Una corriente di (en un corte transversal del cilindro), a partir de la Ley de Ohm, está dada por

$$di = \frac{V}{\delta R} = \frac{V \cdot \sigma \cdot d \cdot dz}{2 \cdot \pi \cdot a} \quad (\text{A-1})$$

donde δR es la resistencia y V es la fuerza electromotriz inducida en el corte diferencial del cilindro. σ representa la conductividad eléctrica del material. a es el radio del cilindro pantalla y d su espesor.

Se define la corriente por unidad de longitud (del cilindro) como:

$$j_\phi = \frac{di}{dz} = \frac{V \cdot \sigma \cdot d}{2 \cdot \pi \cdot a} \quad (\text{A-2})$$

Aplicando la Ley de Faraday (en unidades cgs o Gaussianas¹) se tiene:

$$V = \frac{1}{c} \cdot \left(\frac{-d\phi}{dt} \right) = \frac{i\omega \cdot \pi \cdot a^2 \cdot B_i}{c} \quad (\text{A-3})$$

Aquí c es la velocidad de la luz en el vacío. La fuerza electromotriz depende solamente de la velocidad de variación del flujo magnético $\dot{\phi}$ del campo B_i .

La corriente por unidad de longitud satisface:

$$j_{\phi} = \frac{V \cdot \sigma \cdot d}{2 \cdot \pi \cdot a} = i \frac{\omega \cdot \sigma \cdot a \cdot d}{2 \cdot c} B_i \quad (\text{A-4})$$

Suponiendo que en el centro del cilindro el campo magnético producido por la corriente inducida es similar al campo de un solenoide de longitud infinita y aplicando la Ley de Ampere, se llega:

$$B_s = \frac{4\pi}{c} j_{\phi} = i \frac{2\pi \sigma \omega \cdot d \cdot a}{c^2} B_i = i \frac{da}{\delta^2} B_i \quad \text{con} \quad \delta^2 = c^2 / 2\pi \sigma \omega \quad (\text{A-5})$$

El campo resultante en el interior del cilindro B_i es la suma de ambos campos: el aplicado B_0 y el inducido por el cilindro B_s , o sea:

$$B_0 = B_i - B_s = B_i \left(1 - i \frac{ad}{\delta^2} \right) \quad (\text{A-6})$$

Consecuentemente, la relación de los campos magnéticos puede expresarse:

$$\frac{B_i}{B_0} = \frac{1}{1 - i \left(\frac{ad}{\delta^2} \right)} \quad (\text{A-7})$$

Además se requiere $\delta \gg d$.

En módulo será:

$$\left| \frac{B_i}{B_0} \right| = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{ad}{\delta^2} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{A-8})$$

Si $a \cdot d \gg \delta^2$, entonces la ecuación (8) puede aproximarse por:

$$\left| \frac{B_i}{B_0} \right| = \frac{\delta^2}{ad} = \frac{c^2}{ad \cdot 2\pi \omega \sigma} \quad (\text{A-9})$$

El logaritmo de la relación de los campos está dado por:

$$\ln \left| \frac{B_i}{B_0} \right| = \ln \left(\frac{c^2}{ad \cdot 2\pi \omega \sigma} \right) = \ln \left(\frac{c^2}{2\pi ad \sigma} \right) - \ln(\omega) \quad (\text{A-10})$$

Como se considera una tensión senoidal, el campo magnético del solenoide también tendrá esta dependencia temporal. Como la fem inducida en el secundario es proporcional a la derivada del flujo en el centro de la bobina secundaria, $V = d\phi/dt \propto \omega B_i$, tenemos:

$$\frac{B_i}{B_0} = \left(\frac{V_{con_ap}}{V_{sin_ap}} \right)_{medido} \quad (\text{A-11})$$

aquí, V_{con_ap} es la tensión máxima en el secundario cuando el blindaje está presente (*con apantallamiento*) y aquí, V_{sin_ap} es la tensión máxima en el secundario cuando el blindaje NO está presente (*sin apantallamiento*). De (11) se llega a la expresión:



$$\ln \left| \frac{B_i}{B_0} \right| = \ln \left| \frac{V_{con_ap}}{V_{sin_ap}} \right| = \ln \left(\frac{\delta^2}{ad} \right) \quad (\text{A-12})$$

con la que se trabajará para poder modelar el efecto del apantallamiento magnético para láminas delgadas.