

Trabajo Fin de Grado
Grado en Física

Magnetoimpedancia en sistemas homogéneos y heterogéneos

Autor:

LANDER COMBARRO EXPÓSITO

Director:

ALFREDO GARCÍA ARRIBAS

RESUMEN

La magnetoimpedancia (MI) se define como el gran cambio en la impedancia eléctrica que sufren los materiales ferromagnéticos cuando son expuestos a un campo magnético externo. Este fenómeno es causado por la dependencia de la permeabilidad del material con el campo magnético, la cual causa variaciones en la profundidad de penetración (δ) de las corrientes que fluyen por la muestra. Esto se conoce como *efecto pelicular* o *skin effect*.

Los materiales ferromagnéticos blandos tienen alta permeabilidad y baja coercitividad, y por tanto estrechos ciclos de histéresis. Entre ellos se encuentra el permalloy (Py), una aleación de hierro y níquel ($Fe_{20}Ni_{80}$). Siendo este el principal material de investigación del presente trabajo, se tratará de dar primero un estudio analítico del fenómeno de la MI para muestras en forma de hilo, así como películas delgadas (monocapas y tricapas). Las herramientas utilizadas de cómputo son MATLAB y FEMM para el apartado que a simulaciones se refiere.

El trabajo incluye una segunda parte experimental. Mediante LabVIEW, con los instrumentos y técnicas adecuadas, el efecto de la MI puede ser debidamente cuantificado, y es precisamente el objetivo final de este análisis la comparación de los resultados experimentales con las simulaciones.

ÍNDICE

1	INTRODUCCIÓN.....	1
1.1	Efecto pelicular y Magnetoimpedancia.....	1
1.2	MI en función de la frecuencia.....	4
1.3	Objetivos del proyecto	5
2	MÉTODOS EXPERIMENTALES.....	6
2.1	Cuantificación de la MI.....	6
2.2	Método de elementos finitos (FEM)	7
2.3	Sputtering y preparación de las muestras	8
2.4	Medidas de MI en el laboratorio	10
2.4.1	Líneas de transmisión.....	11
3	SISTEMAS IDEALES.....	12
3.1	Hilo con permeabilidad constante	12
3.1.1	Solución analítica	12
3.1.2	Solución mediante FEM.....	14
3.1.3	Respuesta en función del radio.....	17
3.2	Muestra plana con permeabilidad constante	18
3.2.1	Solución analítica	19
3.2.2	Solución mediante FEM.....	21
3.2.3	Respuesta en función del espesor.....	24
3.3	Estructura Sándwich.....	26
3.3.1	Solución analítica	27
3.3.2	Solución mediante FEM.....	29
4	SISTEMAS REALES.....	32
4.1	Monocapa.....	32
4.1.1	Simulación FEMM.....	32
4.1.2	Medidas experimentales	35

4.2	Tricapa.....	37
4.2.1	Simulación FEMM.....	37
4.2.2.	Medidas experimentales.....	38
5	CONCLUSIONES.....	41
	APÉNDICE A.....	43
A.1	Condiciones de contorno asintóticas.....	43
	BIBLIOGRAFÍA.....	44

1 INTRODUCCIÓN

Este capítulo introduce el efecto de la magnetoimpedancia (MI), que es el tema principal del presente trabajo de fin de grado, para diferentes sistemas homogéneos y heterogéneos. La MI queda así definida como la variación de la impedancia debida al *efecto pelicular* que experimentan los materiales ferromagnéticos blandos (ciclos de histéresis estrechos o sin histéresis) ante cambios de un campo magnético externo. Otro término muy frecuente para referirse a este fenómeno es “GMI” donde la letra “G” corresponde al término “gigante” haciendo referencia al hecho de que los cambios de impedancia pueden ser de gran magnitud; hasta del 800% en hilos [1]. Sin embargo GMI o MI harán en cualquier caso alusión al mismo suceso.

1.1 Efecto pelicular y Magnetoimpedancia

La MI es el cambio de la impedancia eléctrica de un material magnético conductor cuando un campo magnético externo es aplicado [2]. Principalmente está causado por la distribución no uniforme de la corriente alterna, ac , que fluye por la sección eficaz del material, debido al *efecto pelicular*; comúnmente denominado *skin effect*.

Cuando una corriente alternerna ac de frecuencia ω fluye a través de un material conductor, produce un campo magnético \vec{H}_{ac} , perpendicular a la corriente, cuya amplitud y fase varían en el tiempo.

Según la ecuación de Maxwell para el rotacional del campo eléctrico [3], y sabiendo que el rotacional de un gradiente es nulo, se tiene:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{A} - \text{rot } \vec{\nabla} \phi = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.1)$$

Por tanto esta variación temporal de \vec{H}_{ac} creará un campo eléctrico \vec{E}_{ac} , que induce nuevas corrientes en la misma dirección que la corriente original aplicada, de modo que se superpondrán a esta (en algunos casos sumándose y en otros restándose). Esta superposición producirá el *efecto pelicular*, acorde a la solución de las ecuaciones de Maxwell para la densidad de corriente [4].

$$J_z = J_0 e^{-x/\delta} e^{-jx/\delta} \quad (1.2)$$

donde x es medido desde la superficie del conductor, perpendicular a la corriente que fluye. Acorde a la ecuación (1.2), la densidad de corriente decrece exponencialmente desde la superficie del conductor, dependiendo del parámetro δ , conocido como profundidad de penetración (de las corrientes que fluyen por el material).

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\pi \nu \sigma \mu}} \quad (1.3)$$

siendo σ la conductividad del material y μ su permeabilidad al campo magnético inducido por la corriente (de dirección transversal al flujo de corriente).

$$\mu = \mu_r \mu_0 = \mu_t \mu_0 \quad (1.4)$$

La lectura de este resultado es la siguiente: cuanto mayores son la conductividad del material, su permeabilidad o la frecuencia de la corriente, más tiende esta (al igual que los campos eléctricos y magnéticos) a concentrarse en la superficie de la muestra. Este fenómeno es el conocido como *efecto pelicular*.

El *efecto pelicular* presenta una influencia directa sobre la impedancia Z de la muestra, que puede entenderse cualitativamente de la siguiente manera: la impedancia no estará determinada por toda su sección transversal, sino sólo por la de aquella región por la que circula corriente. Dado que Z es inversamente proporcional al área de dicha región, esto implica que cuanto mayores sean la frecuencia, conductividad o permeabilidad, menor penetración habrá y por lo tanto mayor será la impedancia, tanto en parte real como imaginaria. Y entre estos tres parámetros, la MI se basa en las variaciones de μ , controlables mediante la aplicación de un campo magnético externo.

Para explicar la dependencia de la impedancia con el campo externo considérese el caso de una muestra plana con la imanación confinada al plano (película delgada), con anisotropía magnética transversal (respecto a la dirección en la que la corriente y el campo externo son aplicados) caracterizado por el campo de anisotropía H_k . La situación está esquematizada en la figura 1.1.

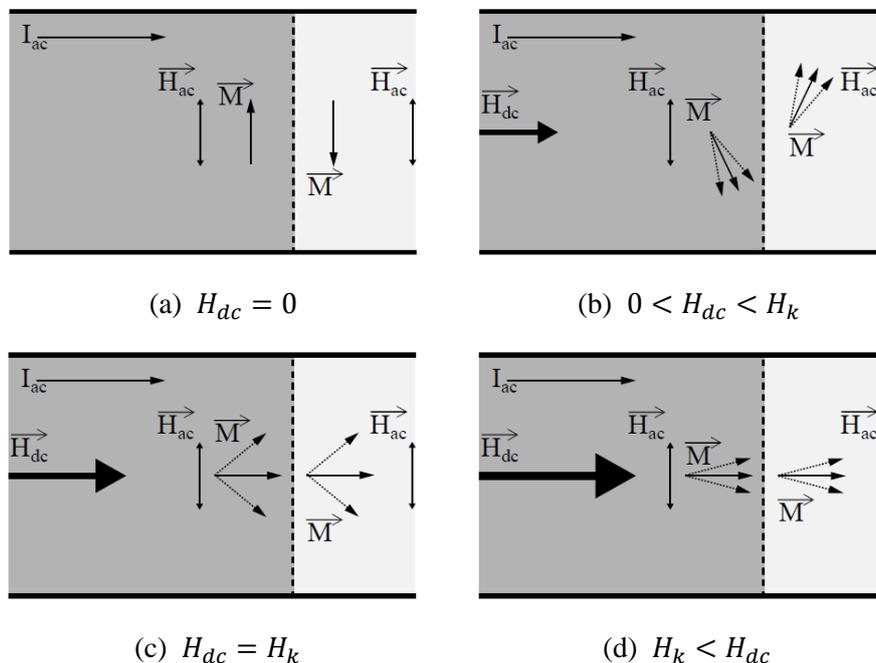


Figura 1.1: Esquema de la imanación de una muestra plana con anisotropía transversal (respecto a la dirección de la corriente), a medida que aumenta el campo externo longitudinal H_{dc} , bajo la influencia del campo creado por una corriente ac . En cada figura se muestran dos dominios contiguos (separados por líneas discontinuas), en los que la imanación presenta sentidos opuestos en la dirección de la anisotropía.

La corriente ac aplicada longitudinalmente crea un campo \vec{H}_{ac} en la dirección transversal. En la ausencia de un campo magnético externo (figura 1.1a) la imanación \vec{M} viene fijada por la anisotropía. Como \vec{H}_{ac} y \vec{M} son paralelos, el tiempo de \vec{H}_{ac} no produce cambios apreciables en \vec{M} , y por ello la permeabilidad transversal (μ_t) es baja. Notar que estamos hablando de casos en los que la amplitud de \vec{H}_{ac} es más pequeña que el campo de anisotropía, lo que es la situación habitual.

Cuando un pequeño campo dc magnético \vec{H}_{dc} es aplicado en la dirección longitudinal ($\vec{H}_{dc} < \vec{H}_{ac}$: figura 1.1b), la posición de equilibrio de \vec{M} rota un cierto ángulo respecto a su eje fácil de imanación [5]. Este ángulo está determinado por la intensidad relativa de H_{dc} y H_k . El campo \vec{H}_{ac} hace oscilar a \vec{M} respecto de su posición de equilibrio, incrementando el valor de μ_t . Esto es μ_t crece con la magnitud del campo aplicado \vec{H}_{dc} .

Cuando la intensidad del campo aplicado \vec{H}_{dc} es igual a la magnitud de H_k (figura 1.1c) la anisotropía es compensada y \vec{M} es libre de moverse guiada por el \vec{H}_{ac} . La μ_t (y por tanto la Z) alcanza entonces su máximo valor.

Finalmente cuando la magnitud del campo magnético aplicado \vec{H}_{dc} es superior a la magnitud de H_k (figura 1.1d), la posición de equilibrio de \vec{M} permanece horizontal. Cuanto mayor sea \vec{H}_{dc} , menor será μ_t puesto que la imanación estará más fuertemente fijada. Por ello la permeabilidad transversal decrece con el incremento de \vec{H}_{dc} , tendiendo asintóticamente a μ_0 (es decir, μ_r tiende a uno).

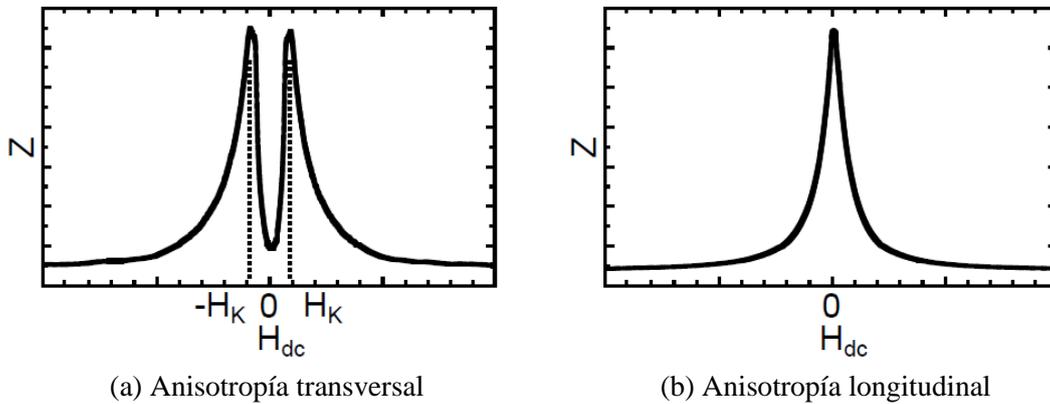


Figura 1.2: Típicas curvas de impedancia en función del campo magnético externo aplicado en la dirección de la corriente fluyente, para dos direcciones diferentes de la anisotropía magnética.

En las ecuaciones (1.3) y (1.4) ya se observó la relación entre δ , y μ_t . Una de las consecuencias de esta dependencia es que la anisotropía de la muestra determinará cualitativamente la forma de la curva de magnetoimpedancia Z frente a H_{dc} . Así, una muestra con anisotropía transversal (ejemplo anterior) presentará sendos picos en $H_{dc} = \pm H_k$ (figura 1.2a). Si, por contra, su anisotropía es longitudinal, la posición de partida (en ausencia de campo externo) es similar al caso descrito en la figura 1.1c, es decir, un aumento de H_{dc} sólo puede fijar más la imanación y por lo tanto disminuir la

permeabilidad transversal. En consecuencia, su curva de magnetoimpedancia presentará un único pico en $H_{dc} = 0$ (figura 1.2b). Desde el punto de vista práctico, las muestras más interesantes son aquellas cuya anisotropía es transversal, dado que generalmente alcanzan valores de magnetoimpedancia y sensibilidad relativa mucho más altos que en el caso longitudinal, y por tanto serán las que en este trabajo se consideren.

1.2 MI en función de la frecuencia

Hasta ahora se han descrito los principios de la magnetoimpedancia, esto es, el comportamiento de la impedancia cuando un campo magnético externo es aplicado. Implícitamente, aunque no ha sido expresado, esta descripción considera que la frecuencia de la corriente alterna es suficientemente baja para estar en un régimen denominado cuasiestático. Esto requiere una breve explicación.

Cuando un campo magnético estático \vec{H}_{dc} es aplicado a un material magnético, los momentos magnéticos del electrón precesan alrededor de la dirección de \vec{H}_{dc} con una frecuencia angular ω_0 denominada frecuencia de precesión de Larmor, que satisface la siguiente relación:

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 H_{dc} \quad (1.5)$$

Donde γ es el ratio giromagnético del momento magnético. La amplitud del movimiento de precesión disminuye rápidamente debido a la energía perdida (amortiguada), por lo que los momentos magnéticos se alinean con el campo magnético externo. El tiempo característico de este proceso se denomina tiempo de relajación τ , y está asociado a la interacción que causa la pérdida de energía.

En un experimento de MI un segundo campo alterno \vec{H}_{ac} se introduce (perpendicular a \vec{H}_{dc}), producido por la corriente alterna ac . En este sentido los momentos magnéticos precesan alrededor del campo total existente $\vec{H}_{dc} + \vec{H}_{ac}$, cuya dirección varía periódicamente en el tiempo. Si el periodo del campo alternante \vec{H}_{ac} es mayor que el tiempo de relajación τ , los momentos tendrán el tiempo suficiente para alinearse con el campo, antes de que este cambie su dirección. Esto es, la imanación “sigue” al campo alterno. Esta situación define el régimen cuasiestático.

El régimen dinámico tiene lugar cuando la frecuencia \vec{H}_{ac} es del orden de $1/\tau$ (y la imanación ya no sigue al campo). Acorde a esto, el fenómeno de MI puede diferir, dependiendo de la frecuencia de la corriente de excitación. Las teorías más aceptadas describen tres rangos de frecuencias en los que la MI es causada por diferentes fenómenos [6].

Frecuencias bajas: Cuando la frecuencia es demasiado baja para que exista *efecto pelicular* (profundidad de penetración mayor que el espesor de la muestra), las variaciones de impedancia se dan principalmente en la parte imaginaria, debido al

efecto magnetointuctivo [7]. El límite de este rango de frecuencias depende del espesor de la muestra, siendo el valor típico de algunos kHz para espesores de decenas de micras y superiores (típico en cintas e hilos), llegando hasta las decenas de MHz para espesores inferiores a una micra (películas delgadas).

Frecuencias intermedias: En este rango la MI es debida fundamentalmente al *efecto pelicular*: la profundidad de penetración, de la cual dependen directamente tanto la parte real de la impedancia como la imaginaria, varía como consecuencia de los cambios de permeabilidad transversal que sufre el material al imanarse. En este proceso intervienen tanto los movimientos de paredes (solo hasta 1MHz) como la rotación de la imanación.

Frecuencias altas: Al igual que en el rango anterior, la MI es debida al *efecto pelicular*, pero en este caso la imanación se produce dinámicamente. Se producen cambios de permeabilidad muy altos, lo cual a su vez se traduce en grandes variaciones de la profundidad de penetración. Las curvas de magnetoimpedancia no presentan picos en H_k , sino que estos se desplazan a campos mayores a medida que aumenta la frecuencia.

1.3 Objetivos del proyecto

El principal objetivo de este trabajo de fin de grado ha sido el análisis cuantitativo de la magnetoimpedancia en diferentes sistemas (homogéneos y heterogéneos) a frecuencias medias. A través de análisis computacionales, y experimentos en el laboratorio de magnetismo el propósito final será llevar a cabo una comparación de resultados.

Así, y en el siguiente orden, se siguió el a continuación mostrado plan de trabajo:

- Documentación sobre la magnetoimpedancia y resultados previos de esta mediante tesis y artículos científicos.
- Resolución analítica de los problemas electromagnéticos para sistemas ideales (irreales en la práctica). Para ello estos deberán presentar simetrías y dimensiones infinitas en, al menos, alguna de sus direcciones.
- Resolución de los problemas mediante cálculo computacional. El Software matemático utilizado es: MATLAB [8], y el software de simulación: FEMM [9].
- Preparación y caracterización de las propiedades magnéticas y de transporte de películas delgadas. Esto implica igualmente familiarizarse con los equipos e instrumentos del laboratorio de magnetismo encomendados a tal tarea.
- Análisis crítico y síntesis de los resultados.

2 MÉTODOS EXPERIMENTALES

La investigación llevada a cabo a lo largo de este trabajo consta tanto de una parte teórica y de cálculo computacional, como de una parte experimental posterior a la preparación de las muestras y sistemas necesarios para la realización de medidas. Por supuesto se buscará recoger de la forma más precisa posible los datos de la magnetoimpedancia en cualquiera que sea el sistema. Por tanto y para poder hablar de la MI es necesario primero hacer una definición.

2.1 Cuantificación de la MI

La MI es cuantificada por el cambio relativo de la impedancia (ratio de magnetoimpedancia) producida por un campo magnético externo, usualmente expresada en porcentaje. Existen varias maneras aceptadas de definir este parámetro [4]. La variación de Z puede ser medida relativamente a la impedancia a campo magnético nulo.

$$MI(\%) = \frac{Z - Z(H_{dc}=0)}{Z(H_{dc}=0)} \times 100 \quad (2.1)$$

Donde Z representa tanto la parte real como la imaginaria, o el valor absoluto de la impedancia. La MI también puede ser referida a la impedancia al máximo campo magnético aplicado durante la medida.

$$MI(\%) = \frac{Z - Z(H_{m\acute{a}x})}{Z(H_{m\acute{a}x})} \times 100 \quad (2.2)$$

Si $H_{m\acute{a}x}$ es suficientemente grande como para saturar completamente la muestra, entonces la expresión anterior es equivalente a

$$MI(\%) = \frac{Z - Z_{sat}}{Z_{sat}} \times 100 \quad (2.3)$$

La cual comúnmente es remplazada por

$$MI(\%) = \frac{Z - R_{dc}}{R_{dc}} \times 100 \quad (2.4)$$

R_{dc} puede ser medida a frecuencia nula, y así se elimina la incertidumbre de si la muestra está totalmente saturada o no.

Todas las fórmulas anteriores están definidas para cualquier valor de la curva $Z(H)$. El máximo valor absoluto de la MI es una importante figura de mérito, y se calcula reemplazando Z por $Z_{m\acute{a}x}$ en las expresiones. Durante el presente trabajo esta será entonces la definición de MI que se utilice:

$$MI(\%) = \frac{Z_{m\acute{a}x} - Z_{m\acute{i}n}}{Z_{m\acute{i}n}} \times 100 \quad (2.5)$$

Por resultar de mayor interés, lo usual es trabajar con el valor absoluto de las impedancias $Z_{m\acute{a}x}$ y $Z_{m\acute{i}n}$ para el cálculo de la MI, y por tanto así sera como en este trabajo se hara uso de la ecuación (2.5). Sin embargo esto no excluye la posibilidad de hacer un cálculo de la MI real y/o imaginaria si se cree conveniente.

2.2 Método de elementos finitos (FEM)

La magnetoimpedancia es un proceso electromagnético gobernado por las ecuaciones de Maxwell. En principio si la simetría del problema, los materiales y las condiciones de contorno son conocidas, la respuesta de MI de un material puede ser calculada. Sin embargo, tal y como se comprobará más adelante, sólo si existe gran simetría en el problema se puede llegar a soluciones analíticas. Por ello, y especialmente para realizar análisis comparativos finales, se eligió el programa de elementos finitos de software libre de Foster-Miller: FEMM (Finite Element Method Magnetics).

Las ecuaciones diferenciales de Maxwell que resolverían el problema magnético pueden aparentar no ser especialmente complejas, sin embargo, incluso para las geometrías más simples resulta difícil encontrar una solución correcta. El método de los elementos finitos consiste en dividir el problema en un gran número de regiones (un mallado mayor convergera a una solución más exacta pero llevara tiempos de cálculo mayores) con simetría simple. En este caso son triángulos, como se puede ver en la figura (3.3). Sobre cada elemento la solución es aproximada por una interpolación lineal de los valores del potencial en los tres vértices del triángulo. Tras el proceso de discretización el problema se ha convertido en uno relativamente más sencillo de resolver.

Este programa está limitado a simulaciones 2D, pero es de gran versatilidad, y en este caso está controlado desde Scripts de MATLAB. Esto es, mediante una extensa lista de comandos podemos abrir FEMM y comenzar a dibujar el problema con sus características, materiales, dimensiones, condiciones de contorno y demás parámetros necesarios. Con los Scripts de MATLAB también ordenaremos sacar de los ficheros *.fem* los resultados de impedancia (también se puede requerir la frecuencia de la simulación u otros datos derivados) para su posterior tratamiento y análisis.

Para saber cómo varía la permeabilidad con el campo magnético deberíamos conocer el proceso de imanación. Como nuestro interés reside en la cuantificación de la MI, obviaremos este paso, escogiendo directamente un valor mínimo de la permeabilidad $\mu_{m\acute{i}n}$ (saturación) que producira una impedancia $Z_{m\acute{i}n}$, y un valor máximo $\mu_{m\acute{a}x}$ ($H_{dc} = H_k$) que se asociara a su correspondiente $Z_{m\acute{a}x}$ [10]. De esta forma el problema queda resuelto con la ecuación (2.5).

2.3 Sputtering y preparación de las muestras

Si bien no es tema principal de este proyecto, es interesante tener cierto conocimiento sobre el proceso de creación de las películas delgadas. La introducción de este apartado se debe a que ya sean películas monocapa o multicapa las muestras de trabajo, el primer paso siempre será su fabricación.

El proceso de deposición *sputtering* es uno de los métodos más usados para la preparación de películas finas tanto en la industria, como en la investigación de materiales. Su interés viene de la capacidad de depositar el material sobre el sustrato deseado uniformemente y con un gran control de su composición y características. En el proceso básico de *sputtering* [11] un blanco (cátodo) compuesto del material que se desea depositar (en forma de disco usualmente), es bombardeado con iones de un gas inerte altamente energéticos provenientes de un plasma, frente al objetivo. En este caso el gas inerte es Argon, y así el bombardeo produce que se extraigan átomos del blanco, que serán entonces condensados en el sustrato como una fina capa. También se emiten electrones desde el blanco como resultado del bombardeo de iones, y estos juegan un papel importante a la hora de mantener el plasma. Los iones de Ar^+ se pierden durante el bombardeo; los electrones emitidos ionizan nuevos átomos de Ar y permiten que siga habiendo plasma.

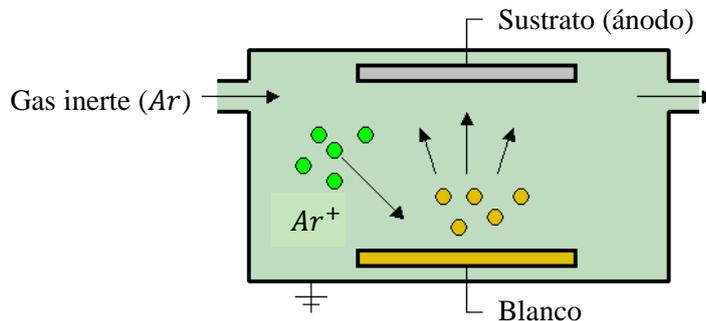


Figura 2.1: Diagrama del proceso de *sputtering* en el interior de la cámara de vacío de deposición.

La parte experimental de este proyecto se basa en el estudio de dos tipos de muestras exclusivamente. El compuesto principal será el permalloy (Py), aleación de Fe (20%) y Ni (80%): $Fe_{20}Ni_{80}$. Las películas delgadas tendrán dos tipos de estructuras. Las primeras muestras serán homogéneas, mientras que las segundas poseerán una configuración tricapa: Py/Cu/Py.

Los efectos que se observarán en las muestras dependen tanto de su espesor, como de la anchura y longitud. Estas serán depositadas con máscara metálica sobre el sustrato de vidrio con un campo magnético aplicado transversal (así se logrará la anisotropía transversal), y posteriormente sus contactos depositados encima con máscara metálica también. Con este método el material deseado sólo será depositado sobre el sustrato con la silueta de la máscara, por tanto no es necesaria una posterior fotolitografía, pues ya poseen la forma escogida (aunque ligeramente mayor). Un ejemplo de esta máscara

metálica para la deposición de los contactos se puede observar en la figura (2.2). Se tienen así seis muestras de cada tipo depositadas en el mismo sustrato de vidrio, que deberá ser cortado con una punta de diamante de forma que se puedan tratar las muestras individualmente. Una cámara enfocando a la muestra y posición de la punta simultáneamente facilitará tal tarea.

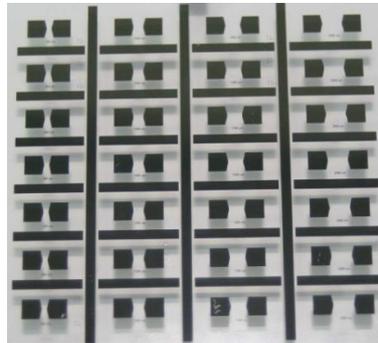


Figura 2.2: Ejemplo de máscara metálica para la deposición de contactos.

Se requiere un paso más para realizar las medidas de MI. Serán necesarias unas líneas de transmisión especiales denominadas microstrip, que posteriormente se presentarán más detalladamente. Sus ventajas son la simplicidad, versatilidad y amplio ancho de banda. Estas consisten en una estrecha línea de conductor plano sobre un sustrato dieléctrico con otro conductor en su cara opuesta, mucho más ancho que el primero, que será el encargado de cerrar el circuito.

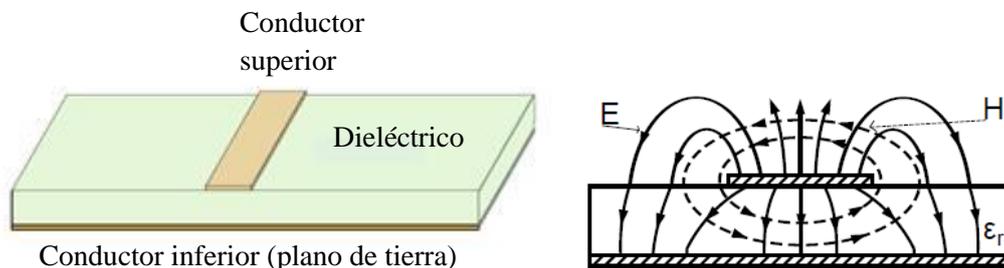


Figura 2.3: Esquema de una línea de transmisión microstrip (izquierda), y cómo se cierran sus líneas de campo (derecha).

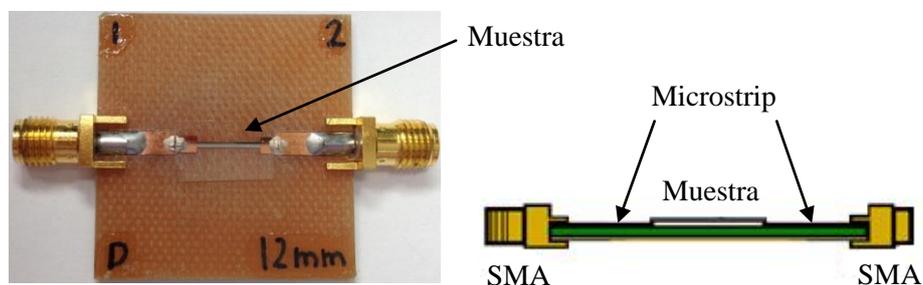


Figura 2.4: Portamuestras basado en líneas de transmisión microstrip con la muestra fijada para realizar medidas de MI; y sus correspondientes conectores SMA para la conexión de la guía de ondas. A la izquierda: la película fina Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de ancho y 10 mm de largo utilizada en este trabajo de fin de grado.

Para fijar la muestra a las líneas microstrip utilizamos tintura de plata, y así se consigue cerrar el circuito, tal y como se observa en la figura 2.4 (el objetivo es crear contacto entre línea microstrip y muestra). Además se necesitan unas doce horas aproximadas para que seque totalmente la tintura y se introduzca el menor error posible en las medidas de Z y R_{dc} . La tintura de plata se elimina fácilmente. El método utilizado para extraer muestras anteriormente fijadas a las líneas microstrip conlleva frotar (con un bastoncillo, por ejemplo) con unas gotas de acetona.

2.4 Medidas de MI en el laboratorio

Se trabajará con frecuencias suficientemente altas como para que nos encontremos en una situación en que la longitud de onda asociada a la onda electromagnética sea comparable al tamaño del circuito de medida y por tanto la electrónica se comporta de manera totalmente diferente a la electrónica simplificada de baja frecuencia. La tensión y la corriente no variarán sólo en el tiempo, sino también en el espacio, es decir, en un mismo instante no todos los puntos del circuito presentarán una misma V e I . Será necesario por tanto un método distinto para la medida de la impedancia Z . Esta se deduce a partir de medidas de potencia. Un analizador de redes genera una onda electromagnética que se propaga por la línea de transmisión (cables), y al llegar a la carga (la muestra) parte de la onda es absorbida y parte es reflejada, regresando al analizador. La impedancia de la carga se asocia a un coeficiente de reflexión Γ , magnitud compleja definida como la razón entre las potencias de las ondas incidente y reflejada. La lectura de este coeficiente se puede interpretar mediante la carta de Smith.

Los procesos de medida pasarán entonces por insertar la muestra entre dos secciones de línea microstrip. Los conectores SMA soldados a ambos lados permiten realizar las medidas de impedancia usando la red de cables preciso de RF como ya mostraba la figura 2.4.

El campo magnético externo aplicado a las películas delgadas será creado mediante bobinas de Helmholtz. Estas proporcionan un \vec{H}_{dc} suficientemente homogéneo en el eje que cruza los centros de ambos anillos. Las bobinas de Helmholtz utilizadas están alimentadas por una fuente de tensión monopolar, pero cuya polaridad se puede invertir gracias a un relé cuando el valor de la tensión llegue a cero. De esta forma podemos producir campos magnéticos tanto positivos como negativos (misma dirección y sentido opuesto). Que el relé se active para valores muy próximos a cero, y no antes, es crucial para evitar problemas técnicos. Debido a que todos los compuestos con propiedades magnéticas poseen histéresis, las medidas de MI deberán hacerse para campos crecientes (H up) y decrecientes (H down).

Usaremos el sistema cegesimal, que usa el Oe , y cuya equivalencia en el S.I. es:

$$1 \text{ } Oe = \frac{1000}{4\pi} \text{ } A \cdot \text{ } m^{-1} \cong 79.577 \text{ } A \cdot \text{ } m^{-1} \quad (2.6)$$



Figura 2.5: Bobinas de Helmholtz con el portamuestras (y la película delgada fijada en él) en su interior. Situado céntricamente de forma que el \vec{H}_{dc} sea lo más homogéneo posible.

Para el control de los experimentos realizados en el laboratorio de magnetismo de la UPV se usa LabVIEW. Entre otras cosas con él se controla el intervalo de salto en la intensidad del \vec{H}_{dc} , que deberá ser pequeño a valores próximos a cero (campos débiles) pues es donde la MI tendrá su mayor relevancia.

2.4.1 Líneas de transmisión

En alta frecuencia, la propagación guiada de las señales se realiza por medio de líneas de transmisión. Un adecuado cálculo del coeficiente de reflexión requiere una primera calibración. Las guías de onda, con una longitud finita, presentan sus propios coeficientes de reflexión. La situación de estas (cuán doblados estén, por ejemplo) pueden influir igualmente; por ello es importante tratar de realizar los experimentos con las guías lo menor flexionadas posible y siempre en la misma posición. En el estudio de la MI los únicos datos interesante son los de la muestra. Por tanto otro valor a sustraer de las mediciones finales es el valor de la impedancia que introduzca el portamuestras. Para realizar estas tareas el *ENA Series Network Analyzer* dispone de su propio kit de calibrado. Estas calibraciones pueden ser guardadas de forma que para cada portamuestras se realicen los cálculos necesarios que compensen su contribución a la impedancia. Más adelante, en el apartado 4, se verá que esta contribución es notable principalmente en la componente imaginaria de Z .

3 SISTEMAS IDEALES

En esta sección se trabajará con muestras de uno o varios materiales y longitud infinita en, al menos, una de sus dimensiones. Esto permite encontrar una solución analítica a los problemas.

Este desarrollo requiere del dominio de las ecuaciones de Maxwell, así como de unos conocimientos simples de cálculo vectorial [12]. Algunas leyes conocidas del electromagnetismo (como la ley de Ampère) también serán necesarias. El cálculo de la impedancia de las muestras de geometría simple que aquí se presentan se obtendrá haciendo uso del vector de Poynting (W/m^2), como la energía a través de la superficie lateral.

3.1 Hilo con permeabilidad constante

En la práctica serían muestras amorfas o nanocristalinas de geometría cilíndrica, con diámetro entre 100 y 125 μm . Los hilos han sido objeto de la mayor cantidad de trabajos dentro del campo de la GMI dadas sus grandes variaciones relativas (hasta 800%) [1] y la baja frecuencia en la que estos resultados se alcanzan (entre cientos de kHz y algunos MHz). Su principal inconveniente es la dificultad para integrarlos en el proceso de fabricación automatizada de un sensor.

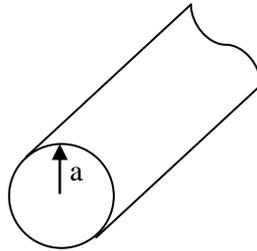


Figura 3.1: Hilo de diámetro $2a$, y longitud infinita.

Se tomará en eje "x" perpendicular al papel.

3.1.1 Solución analítica

El problema electromagnético de un hilo como el de la figura 3.1 es resoluble mediante las ecuaciones de Maxwell y el vector de Poynting.

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} \quad (3.1)$$

$$\text{rot rot } \vec{H} = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.2)$$

A su vez, también se tiene:

$$\text{rot rot } \vec{H} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \vec{\nabla}^2 \vec{H} = -\vec{\nabla}^2 \vec{H} \quad (3.3)$$

Luego, de igualar ambas ecuaciones, obtenemos:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.4)$$

La corriente alterna atraviesa el hilo longitudinalmente. Por tanto la solución tendrá la siguiente forma:

$$\vec{H} = H(x)e^{j\omega t} \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} = j\omega\mu\sigma \vec{H} \quad (3.6)$$

La ecuación que queda por resolver es entonces,

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (3.7)$$

Donde se ha definido el parámetro:

$$k^2 = -j\omega\mu\sigma \quad (3.8)$$

Debido a la simetría del problema será más conveniente hacer el apropiado cambio a coordenadas cilíndricas. Así el campo magnético será únicamente función del radio.

$$\vec{H} = H(r) \quad (3.9)$$

$$\frac{d^2 H}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH}{dr} - \frac{1}{r^2} H + k^2 H = 0 \quad (3.10)$$

Usamos ahora la Ley de Ampère para obtener las condiciones de contorno.

$$H(a) = H_o = \frac{I}{2\pi a} \quad (3.11)$$

$$H(0) = 0 \quad (3.12)$$

Y por tanto la solución a la ecuación (3.10) será de la forma

$$H(r) = H_o \frac{J_1(kr)}{J_1(ka)} \quad (3.13)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{\sigma} \text{rot } H = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{1}{r} H + \frac{dH}{dr} \right) \hat{k} = \frac{H_o}{\sigma} \left[\frac{1}{r} \frac{J_1(kr)}{J_1(ka)} + \frac{k}{J_1(ka)} \left(-\frac{1}{kr} J_1(kr) + J_0(kr) \right) \right] \hat{k} \quad (3.14)$$

$$\vec{E} = \frac{H_o}{\sigma} k \frac{J_0(kr)}{J_1(ka)} \hat{k} \quad (3.15)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = H_o k \frac{J_0(kr)}{J_1(ka)} \hat{k} \quad (3.16)$$

Donde se han desarrollado las expresiones de Bessel para llegar a tal solución.

Para proceder como se ha explicado, hay que ver que en la superficie se tiene:

$$S = E(a)H(a) = \frac{H_0^2}{\sigma} k \frac{J_1(ka) J_0(ka)}{J_1(ka) J_1(ka)} = \frac{H_0^2}{\sigma} k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} = \frac{I^2}{4\pi^2 a^2 \sigma} k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (3.17)$$

Además, en la superficie el flujo de S es igual a la pérdida de energía.

$$\int S ds = 2\pi a L S = VI = P \quad (3.18)$$

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{2\pi a L S}{I^2} = \frac{L}{2\pi a \sigma} k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (3.19)$$

Según las dimensiones del hilo, se puede definir la resistencia dc .

$$R_{dc} = \rho \frac{L}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{\pi a^2} \quad (3.20)$$

Se obtiene finalmente la siguiente expresión para la impedancia del hilo:

$$Z = \frac{1}{2} R_{dc} k a \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (3.21)$$

Análogamente a la ecuación (3.8), se puede expresar también el parámetro k en función de la longitud de penetración presentada en la ecuación (1.3).

$$k = \frac{1-i}{\delta} \quad (3.22)$$

Los resultados de resolver la ecuación analítica para la impedancia serán expuestos en el siguiente apartado, comparándose así con las simulaciones mediante el método de los elementos finitos.

3.1.2 Solución mediante FEM

Se compararán los resultados analíticos para un hilo de 160 μm de radio, con una conductividad eléctrica de $\sigma^{Py} = 6.66 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$, que corresponde al permalloy, y una permeabilidad relativa mínima de 1 y máxima de 100.

Se ha tenido que tomar esta decisión porque la expresión analítica para la impedancia del hilo es función de las funciones de Bessel. Debido a su estructura numérica, MATLAB no permite que el argumento de las funciones de Bessel sea demasiado grande. Por tanto, y para poder lograr el rango más amplio de frecuencias posible la máxima permeabilidad no podrá ser superior a 100.

Unos cálculos válidos mediante el simulador Finite Element Method Magnetics, FEMM, requieren primeramente una correcta elección del mallado. La principal causa de la variación en la impedancia de materiales magnéticos reside como hemos comentado en la longitud de penetración de la corriente, la cual es proporcional a la frecuencia de esta. Para altos valores de la frecuencia, la densidad de corriente se distribuirá casi exclusivamente en la superficie del conductor, mientras que para

frecuencias bajas o intermedias, será por toda la sección del material por donde la corriente circulará. En la siguiente figura se puede comprobar lo explicado.

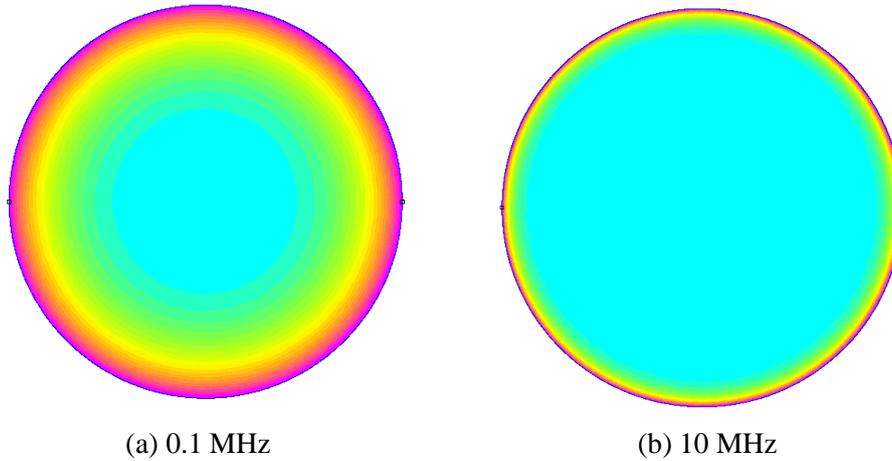


Figura 3.2: Sección de hilo de longitud infinita, 160 μm de radio, y permeabilidad relativa $\mu_r^{Py} = 100$. Distribución de la corriente según la frecuencia de la corriente que lo atraviesa. Tabla con la relación color-densidad de corriente en la figura 3.4.

Ya se ha mencionado que los programas escritos en Scripts de MATLAB serán los encargados de controlar FEMM. Esto incluye dibujar el problema a resolver, así como sus características y parámetros variables a introducir. Posteriormente en la resolución del hilo no se evaluarán frecuencias superiores a 100MHz, precisamente por ello, mediante la ecuación (1.3) se puede hacer una primera estimación de la longitud de penetración que se tendrá. A frecuencias altas el cálculo numérico presentará las mayores variaciones en el resultado de la impedancia en función del mallado, por lo que se elige que este tenga una dimensión en la superficie de aproximadamente 10 veces menor (al menos) que la δ . Un mallado de 0.5 μm sobre la superficie del hilo será adecuado para nuestras simulaciones.

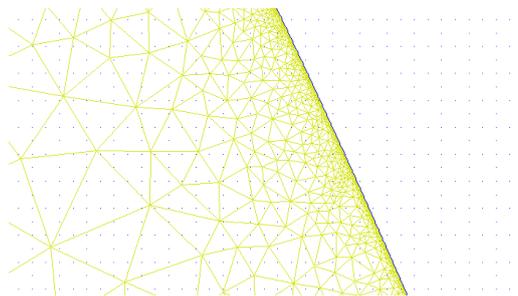


Figura 3.3: Pequeña sección transversal de un hilo con un mallado menor en la superficie (adecuada para la frecuencia de trabajo) que en el resto del material.

Con unas condiciones de contorno que exigen que el potencial vector se anule en la superficie (debido a la longitud infinita del hilo), uno de los análisis FEMM para el problema del hilo sería el siguiente. En él se puede apreciar la densidad de corriente.

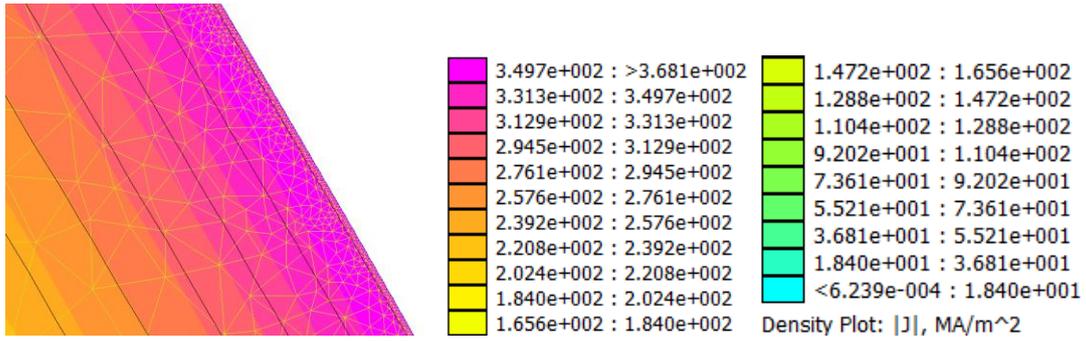


Figura 3.4: Distribución de corriente a una frecuencia de 10 MHz, en la superficie (pequeña sección transversal) de un hilo de longitud infinita, y 160 μm de radio, evaluada en una longitud de 1 m, y para una permeabilidad $\mu_r^{Py} = 100$.

Con el problema correctamente planteado, compararemos los resultados de impedancia en función de la frecuencia con la solución analítica y mediante el software de simulación FEMM. Sólo algunos puntos de este segundo serán pintados sobre la línea continua de la solución analítica. Esto no quiere decir que sólo se simularan esos resultados, pero a modo de hacer unos gráficos más comprensibles nos limitamos a un pequeño porcentaje de los resultados simulados.

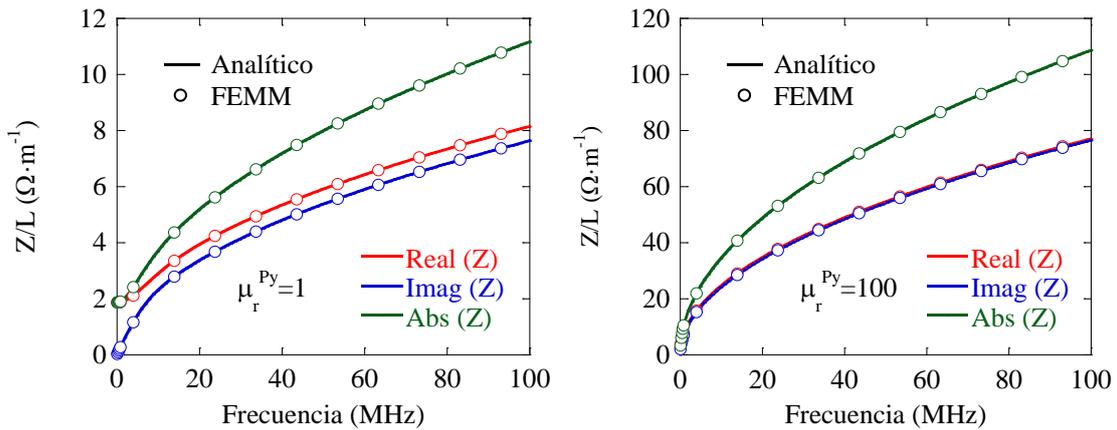


Figura 3.5: Impedancia de un hilo de longitud infinita y 160 μm de radio.

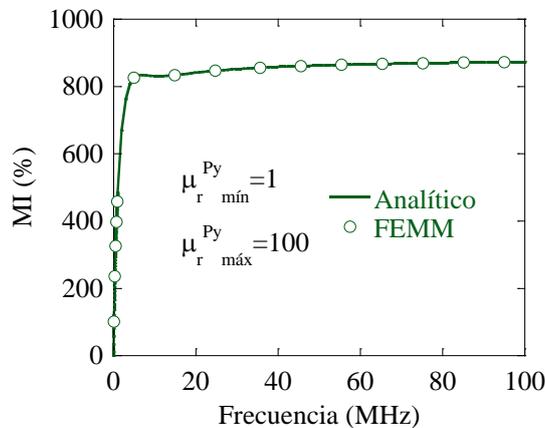


Figura 3.6: Magnetoimpedancia de un hilo de longitud infinita y 160 μm de radio.

Se puede observar que la superposición es exacta. Comprobamos así que los resultados FEMM coinciden con los que proporciona la ecuación (3.21). Esto nos permite validar el procedimiento empleado en los cálculos del método de elementos finitos para utilizarlo en otras geometrías en las que la solución analítica no sea de fácil desarrollo, o en aquellas que incluso no la tengan. Sabemos además que una mayor frecuencia implica una menor longitud de penetración de la corriente que circula. Al ser menor esta superficie de circulación se tendrá una mayor impedancia de la muestra, y esto es precisamente lo que se puede deducir de las figuras.

3.1.3 Respuesta en función del radio

Es interesante también ver como varía la impedancia del hilo en función de su radio. Elegimos una frecuencia de trabajo de 1 MHz con tal objetivo y debido al rango del radio escogido las representaciones serán en escala logarítmica.

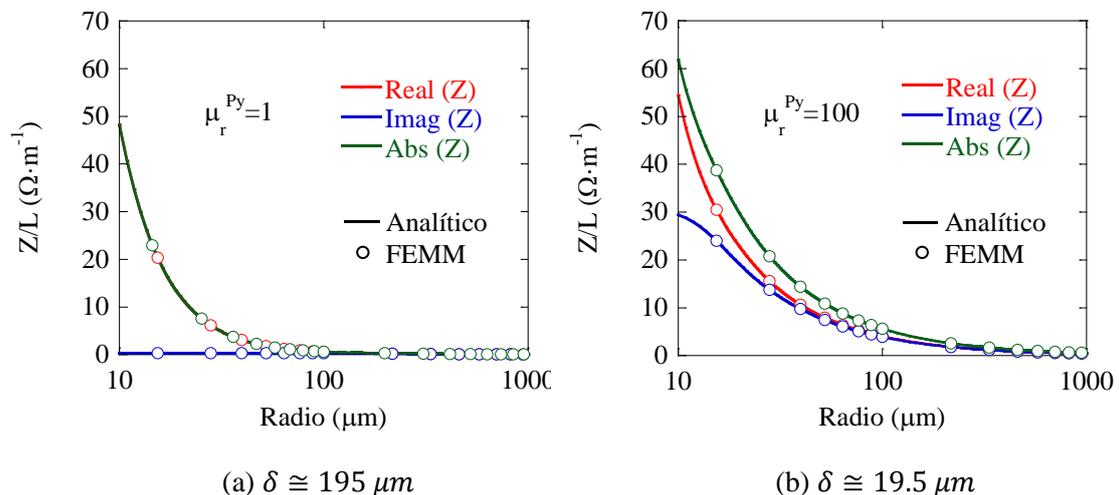


Figura 3.7: Impedancia de un hilo de longitud infinita y radio variable, por el que circula una corriente de 1 MHz.

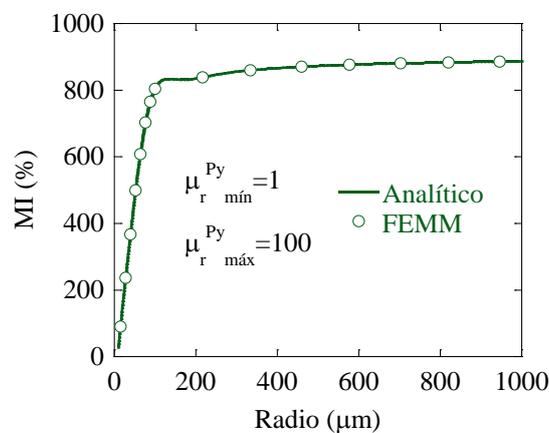


Figura 3.8: Magnetoimpedancia de un hilo de longitud infinita y radio variable, por el que circula una corriente de 1MHz.

El interés de este apartado reside en comprobar el efecto pelicular. Para radios del hilo menores o del orden de la profundidad de penetración (δ) se produce un gran incremento de la impedancia como cabría esperar debido a la pequeña sección de superficie por la que la corriente puede circular. Z decrece así cuando el radio del hilo aumenta.

3.2 Muestra plana con permeabilidad constante

En la práctica son cintas amorfas de varias decenas de micras de espesor y anchura del orden del milímetro, fabricadas también por enfriamiento ultrarrápido. Su frecuencia óptima de trabajo está típicamente en las unidades o decenas de MHz, con una magnetoimpedancia máxima publicada del 400%. Adolecen del mismo problema de integración en procesos de fabricación que los hilos, por lo que, dado que sus prestaciones son inferiores, no presentan un gran interés práctico.

Cuando su espesor se reduce hasta el orden del nanómetro se denominan *películas delgadas* (mucho más finas que las cintas). Alcanzando valor de MI de hasta el 700% y sensibilidades de 300%/Oe, las películas delgadas, al contrario que los hilos y las cintas pueden ser integradas en procesos de fabricación automatizados, y por ello son consideradas las más muestras más interesantes. Ellas serán estudiadas en este trabajo.

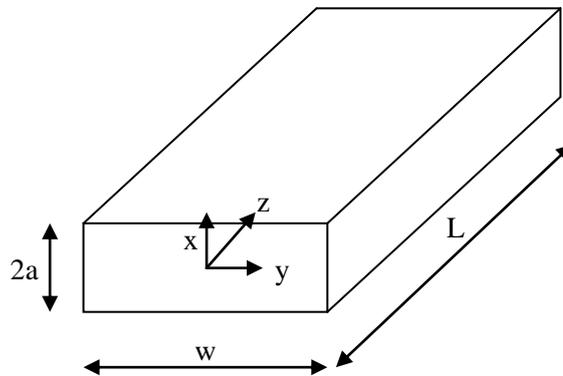


Figura 3.9: Muestra plana con permeabilidad constante.

La muestra de la figura 3.9 será atravesada por una corriente alterna ac circulando en la dirección "z", con la siguiente forma:

$$i = I e^{j\omega t} \quad (3.23)$$

Este sistema se analizará suponiendo una longitud L y anchura w infinitas. El material escogido será el permalloy, con una conductividad eléctrica (como en el caso del hilo) de $\sigma^{Py} = 6.66 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$.

3.2.1 Solución analítica

Se plantea de nuevo un problema electromagnético resoluble mediante las ecuaciones de Maxwell y el vector de Poynting.

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3.24)$$

Volviendo a aplicar el rotacional a ambos lados de la ecuación, se obtiene:

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = -\nabla^2 \mathbf{H} = \sigma \text{ rot } \mathbf{E} = -\sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.25)$$

Sabemos así que la solución será de la forma siguiente:

$$\mathbf{H} = H(x, t) \hat{\mathbf{j}} = H(x) e^{j\omega t} \hat{\mathbf{j}} \quad (3.26)$$

Esto es así debido a la simetría y longitud infinita en "y", y en "z". Así estas dos dimensiones no tiene ninguna dependencia con la distancia y la única dirección relevante es la "x".

Se resuelve entonces la ecuación (3.25).

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \sigma \mu \frac{\partial H}{\partial t} = \sigma \mu j \omega H \quad (3.27)$$

Definida k de nuevo según la ecuación (3.8), la solución que queda por resolver es la siguiente.

$$\frac{d^2 H}{dx^2} + k^2 H = 0 \quad (3.28)$$

Donde será necesaria la condición de contorno obtenida a partir de la Ley de Ampère:

$$H(\pm a) = \pm H_0 \quad (3.29)$$

Se encontrará la solución desarrollando de la siguiente manera:

$$H = A \sinh(Bx) \quad \frac{dH}{dx} = AB \cosh(Bx) \quad \frac{d^2 H}{dx^2} = AB^2 \sinh(Bx) \quad (3.30)$$

$$AB^2 + k^2 A = 0 \quad B^2 = -k^2 \quad B = \pm jk \quad (3.31)$$

Por tanto la solución se puede escribir así.

$$H(x) = A \sinh(\pm jkx) \quad (3.32)$$

Que evaluada en la superficie (superior en este caso) del material queda:

$$H(a) = H_0 = A \sinh(jka) \quad A = \frac{H_0}{\sinh(jka)} \quad (3.33)$$

Finalmente se obtiene:

$$H(x) = H_o \frac{\sinh(jkx)}{\sinh(jka)} \quad (3.34)$$

Por conveniencia se define el parámetro θ .

$$\theta = a\sqrt{\sigma\mu\omega} = \sqrt{2} \frac{a}{\delta} \quad (3.35)$$

Se puede hacer el siguiente tratamiento numérico.

$$jk = j\sqrt{-j\sigma\mu\omega} = -\frac{\sqrt{j}\theta}{a} \quad (3.36)$$

De forma que la solución reescrita tenga la siguiente forma.

$$H(x) = H_o \frac{\sinh(\sqrt{j}\theta \frac{x}{a})}{\sinh(\sqrt{j}\theta)} \quad (3.37)$$

Usando la ecuación (3.24) y

$$\frac{dH}{dx} = \sigma E \quad (3.38)$$

Se obtiene

$$\sigma E = \sqrt{j} \frac{\theta}{a} H_o \frac{\cosh(\sqrt{j}\theta \frac{x}{a})}{\sinh(\sqrt{j}\theta)} \quad (3.39)$$

Se hace uso a continuación del vector de Poynting.

$$S = E \times H = EH \hat{i} \quad (3.40)$$

$$S(a) = E(a)H(a) \quad (3.41)$$

$$H(a) = H_o = \frac{I}{2w} \quad (3.42)$$

$$E(a) = \frac{H_o}{\sigma} \sqrt{j} \frac{\theta}{a} \frac{\cosh(\sqrt{j}\theta)}{\sinh(\sqrt{j}\theta)} = \frac{H_o}{\sigma} \sqrt{j} \frac{\theta}{a} \coth(\sqrt{j}\theta) = \frac{I}{2w\sigma} \sqrt{j} \frac{\theta}{a} \coth(\sqrt{j}\theta) \quad (3.43)$$

$$P = \int S ds = VI = 2E(a)H(a)wL = 2 \left(\frac{I}{2w\sigma} \sqrt{j} \frac{\theta}{a} \coth(\sqrt{j}\theta) \right) \left(\frac{I}{2w} \right) wL \quad (3.44)$$

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{1}{2w} \frac{L}{\sigma a} \sqrt{j}\theta \coth(\sqrt{j}\theta) \quad (3.45)$$

Debido a la geometría del problema, la resistencia en continua es:

$$R_{dc} = \rho \frac{L}{2aw} = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{2aw} \quad (3.46)$$

Y se obtiene así finalmente:

$$Z = R_{dc} \sqrt{j} \cdot \theta \coth(\sqrt{j} \cdot \theta) \quad (3.47)$$

Esta es la expresión de la impedancia de una muestra plana de espesor $2a$, longitud L , y anchura w , con la aproximación de dimensiones infinitas en las direcciones "y", y "z".

Análogamente al caso del hilo la solución de la fórmula de la impedancia de una muestra plana será expuesta por comparación con los resultados del método de elementos finitos en el siguiente apartado.

3.2.2 Solución mediante FEM

El computo de FEMM comienza a ser cuantioso, y los tiempos de respuesta se pueden alargar. Por ello, y gracias a la simetría de la lámina, acorde a la figura 3.9 se dibujará una película delgada de altura a . Para extrapolar la solución a un material el doble de alto únicamente habrá que dividir la solución entre dos (un material el doble de alto opondrá la mitad de resistencia al paso de corriente).

Otra idealización son las condiciones periódicas de contorno en las superficies laterales de la película delgada. Así conseguimos dar la continuidad infinita en la dirección "y" a la muestra, y nos permite la reducción de la anchura para lograr un problema de cómputo menor (sabemos que los resultados escalan linealmente con las dimensiones del problema). Con estas dimensiones infinitas en dos de las direcciones del espacio se debe exigir también que el potencial vector sea nulo en la superficie superior de la película. Y así ya tenemos correctamente planteado el problema.

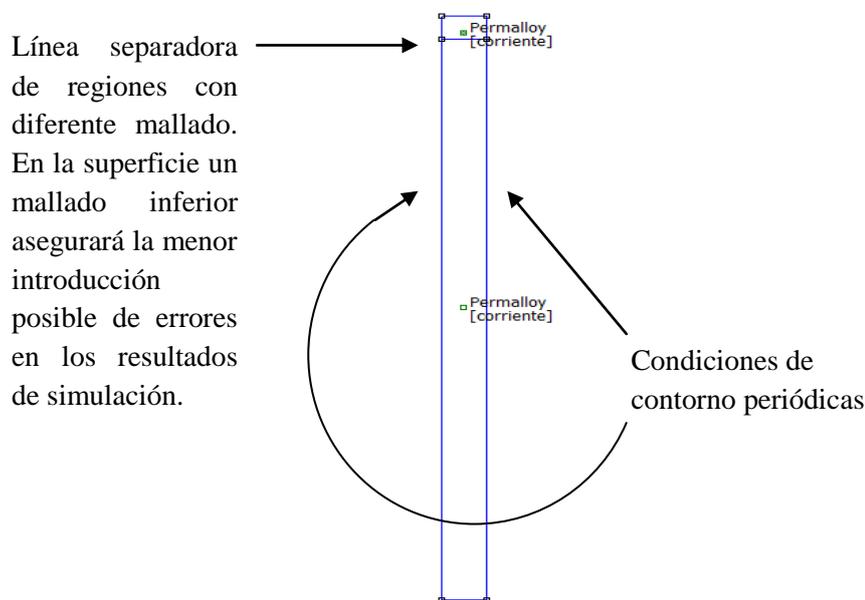


Figura 3.10: Sección transversal de la lámina con dimensiones reducidas respecto al objetivo de análisis para acelerar los tiempos de cómputo.

De nuevo un correcto diseño del problema es necesario, y se plantea un método similar al del punto 3.1.2. Con objetivo de la elección idónea del mallado se simularán resultados (para los casos de mayor frecuencia con que tratemos) de la impedancia de la

muestra en función de este. En la búsqueda de un valor de convergencia se comprueba que lo que habrá que elegir es un rango de valores adecuado.

Este previo paso es crucial para altas frecuencias, donde la corriente estará muy localizada, y casi exclusivamente, en la superficie.

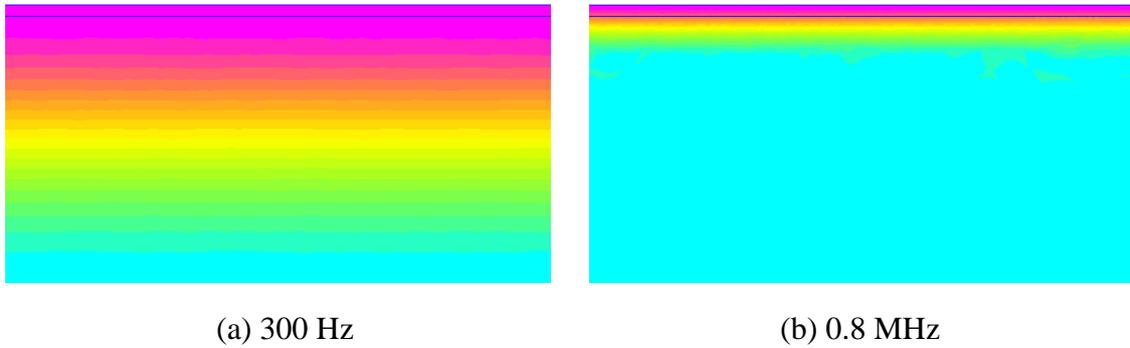


Figura 3.11: Densidad de corriente en la mitad superior de una lámina de anchura infinita, con permeabilidad relativa $\mu_r^{Py} = 10^3$ para corrientes de distintas frecuencias.

Se realiza entonces, como se ha comentado, un estudio del valor de la impedancia en función del mallado.

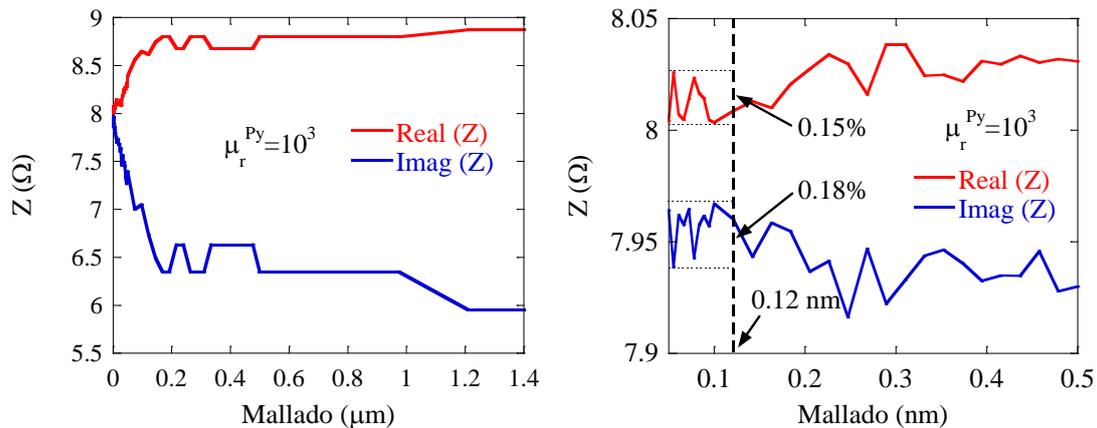


Figura 3.12: Impedancia en lámina de permalloy de $170 \mu\text{m}$ de alto, 1 mm de ancho y 12 mm de largo por el que circula una corriente a 3 GHz .

Se puede comprobar en la figura 3.12, y de los ficheros de datos recogidos en las simulaciones, que para valores inferiores a 0.12 nm , el valor de Z entra en un régimen casi estacionario, en el que las variaciones son de un orden muy pequeño. Respecto al valor medio los errores relativos en las componentes real e imaginaria de la impedancia son en los mayores casos del 0.15% y 0.18% respectivamente. El tamaño del mallado escogido entonces para el cómputo de los siguientes apartados fue: 0.08 nm .

En la figura 3.13 y con objeto de comprobar que este valor es adecuado, se visualiza el resultado obtenido en un experimento a alta frecuencia (3 GHz) en la misma muestra de lámina en que se decidió el tamaño del mallado. En ella sólo se representa una zona próxima a la superficie. El mallado (triángulos amarillos) se puede comprobar que

disminuye su tamaño cuanto más externa es la zona (donde se necesita mayor precisión), y aumenta al introducirse en el interior del material. Las líneas negras, paralelas a la superficie, determinan las líneas de campo del potencial vector. Su correcta disposición es indicativa de que las condiciones de contorno impuestas son las adecuadas.

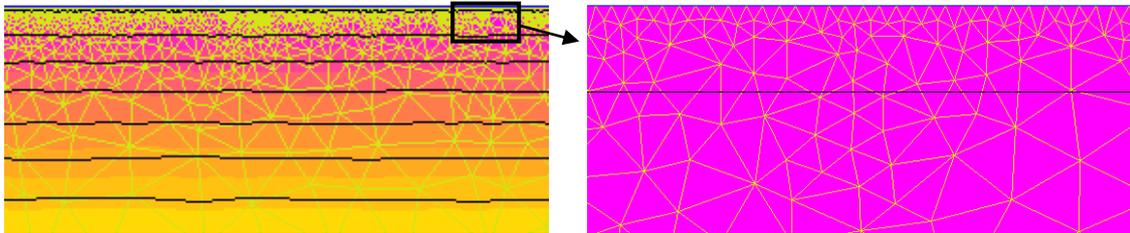


Figura 3.13: Densidad de corriente en una sección próxima a la superficie de una película delgada de 170 μm de alto, 1 mm de ancho y 12 mm de largo con una permeabilidad relativa del permalloy $\mu_r^{\text{Py}} = 10^3$, por el que circula una corriente de 3 GHz.

A continuación se realizaron las simulaciones para diferentes frecuencias con objetivo de observar la variación de impedancia de la película fina. Se comparan de nuevo los resultados analíticos y mediante simulación con el software FEMM.

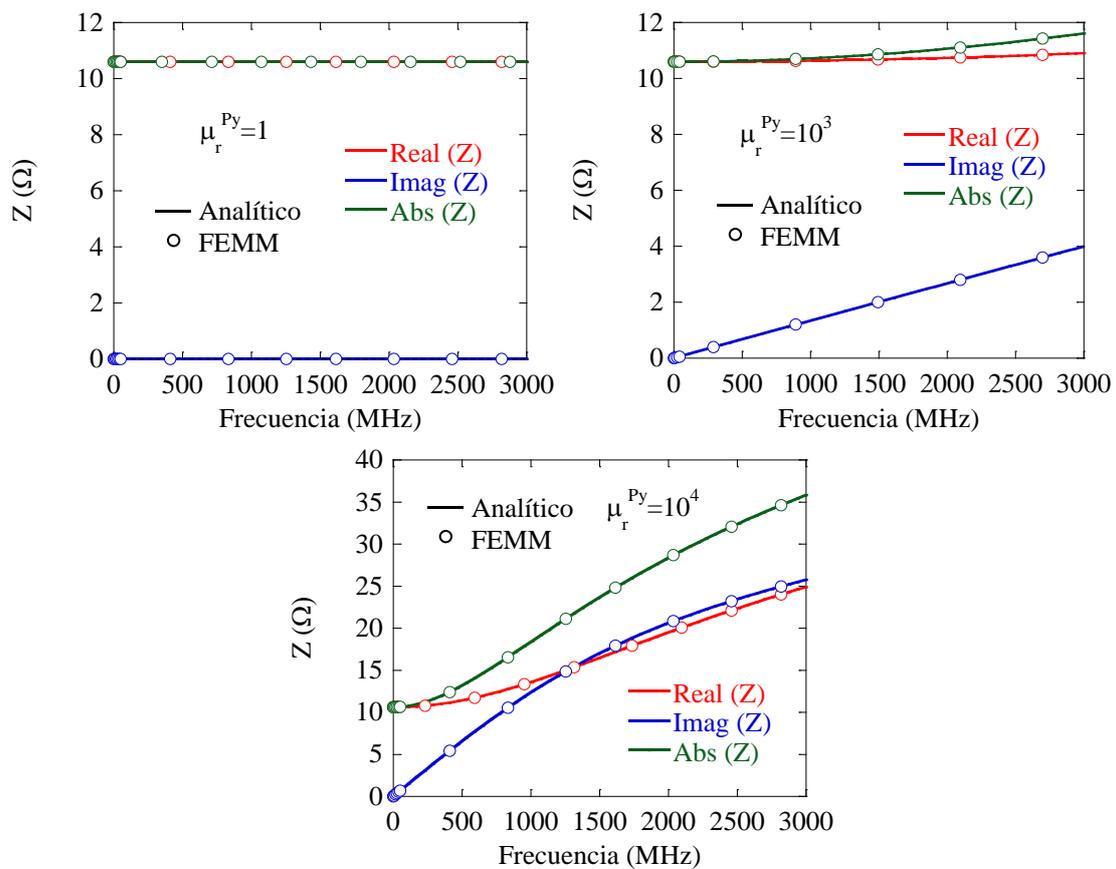


Figura 3.14: Impedancia de una película delgada de permalloy de 170 nm de alto, 1 mm de ancho y 12 mm de largo.

La ecuación (1.3) predecía una menor longitud de penetración de la corriente que circula a través del material para frecuencias altas. El caso en el que esto se hace más visible es para la permeabilidad $\mu_r^{Py} = 10^4$ (δ también es inversamente proporcional a μ), lo cual pone así de manifiesto la aparición del *efecto pelicular*.

A continuación, y como se hizo con el hilo, definido según la ecuación (2.5) se estudiará únicamente el valor absoluto de la MI, pues ya se ha mencionado que este es el resultado de mayor interés. Distinguimos en este caso dos permeabilidades relativas máximas de 10^3 ó 10^4 , para una misma de permeabilidad relativa mínima de valor 1. Se pueden observar a continuación los resultados.

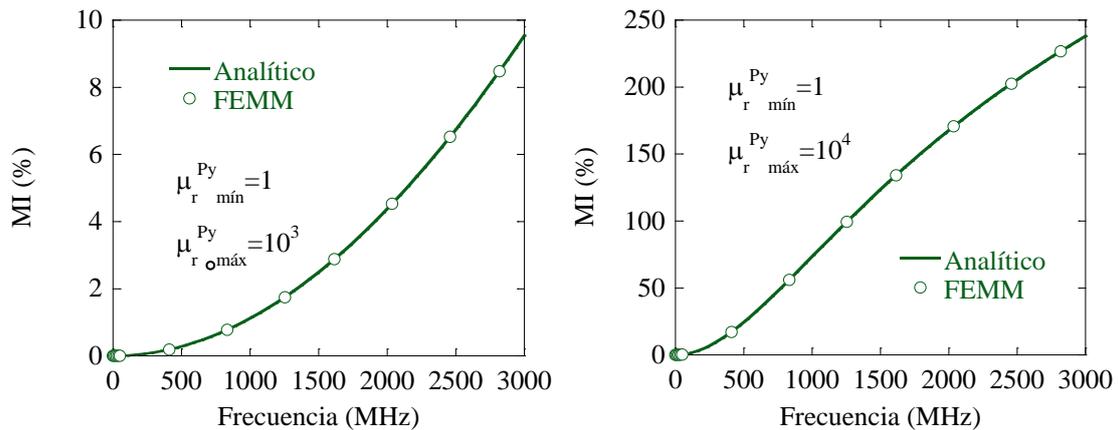


Figura 3.15: Magnetoimpedancia en una película delgada de permalloy de 170 nm de alto, 1 mm de ancho y 12 mm de largo para diferentes permeabilidades máximas.

Encontramos también para la película delgada un exacto solapamiento entre resultados experimentales y los que el software FEMM presenta. Esto contribuye a asegurar que el método de los elementos finitos es un método adecuado para la resolución de este tipo de problemas magnéticos.

3.2.3 Respuesta en función del espesor

En este caso también puede ser interesante ver como varía la impedancia de la película delgada en función de su espesor $2a$. Elegimos una frecuencia de trabajo de 1.5 GHz con tal objetivo.

En la figura 3.16 se puede encontrar la analogía con el caso del hilo. Comprobamos que la impedancia es función de las dimensiones (espesor en este caso) de la película delgada para una longitud de penetración fija.

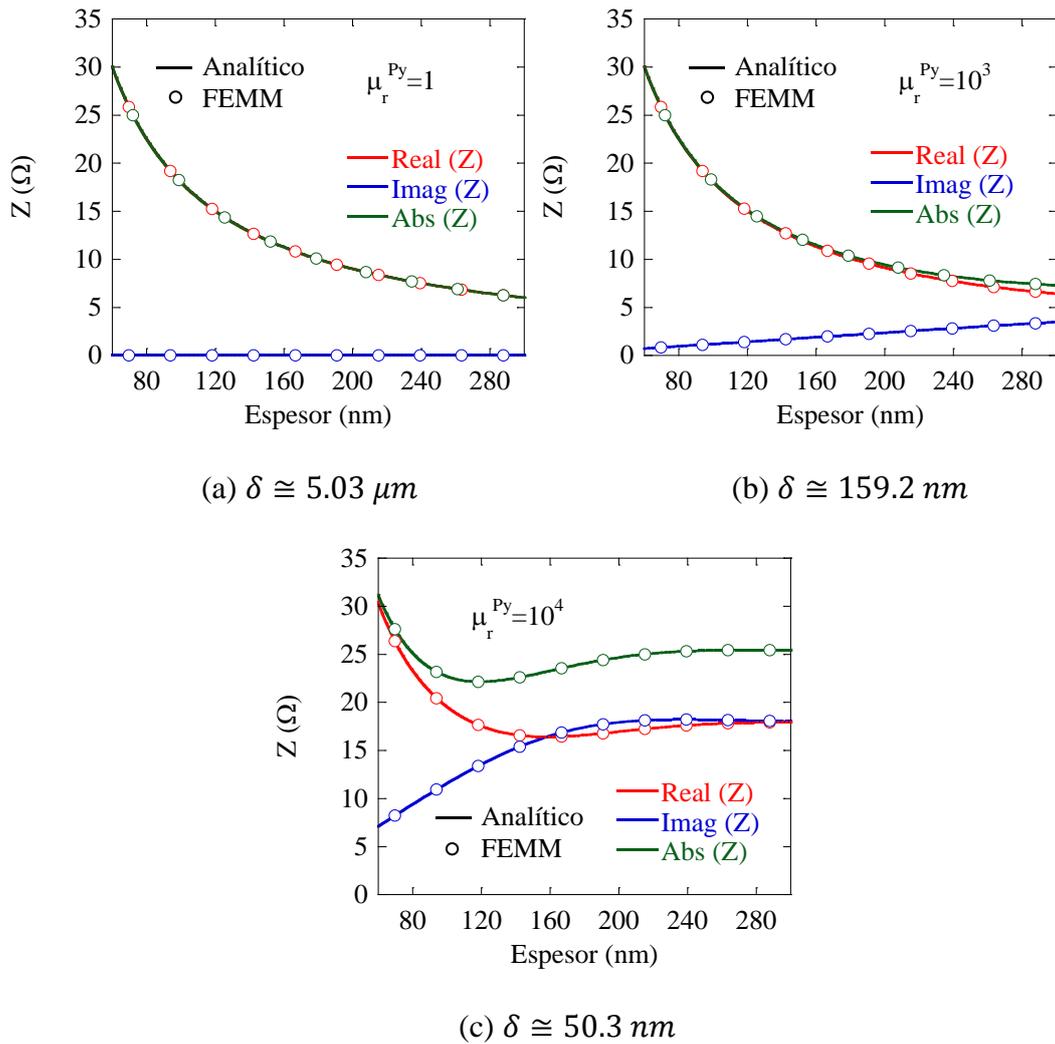


Figura 3.16: Impedancia de una película delgada de permalloy de 1 mm de ancho, 12 mm de largo y espesor variable para una corriente de 1.5 GHz.

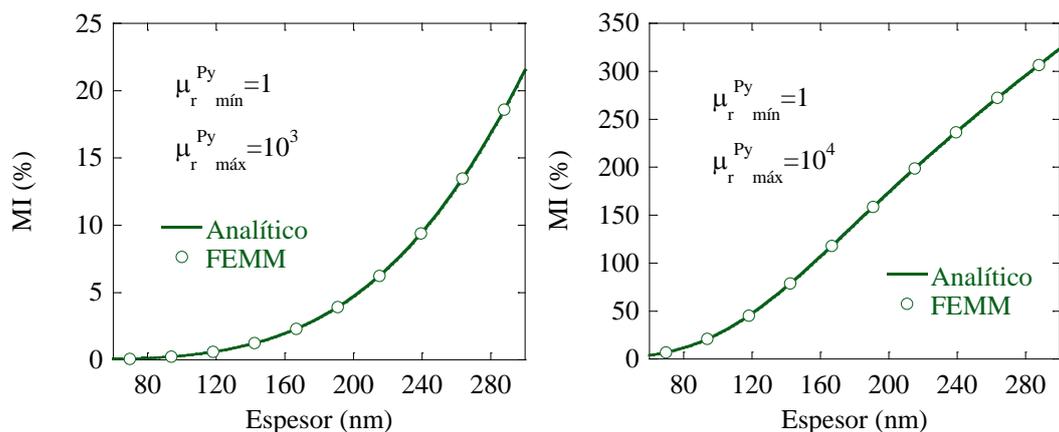


Figura 3.17: Magnetoimpedancia de una película delgada de permalloy de 1mm de ancho, 12 mm de largo y espesor variable para diferente permeabilidades máxima y mínima.

Tanto en las gráficas de Z y las de MI en función del espesor encontramos los mismos resultados entre solución analítica y FEMM. La MI crece rápidamente con el espesor, lo

cual resulta ventajoso, pues el objetivo último es lograr muestras con altos porcentajes de MI; sin embargo esto aparenta ir en contra del objetivo de lograr cada vez películas delgadas más finas. Esto se debe a la idealización que hemos supuesto en dos de las dimensiones de las muestras. Películas delgadas con anchura y longitud infinitas no existen en la práctica, además, más adelante (apartado 4) se verá más ampliamente el error que se introduce al realizar este tipo de simulaciones ideales.

3.3 Estructura Sándwich

Sistema de mayor complejidad que una única lámina (a pesar que se tendrán las mismas consideraciones de dimensionalidad infinita que esta primera); las estructuras multicapa que aquí se analizan, constarán de dos materiales: cobre para el material interior, y permalloy para el exterior.

El cobre es un material no magnético, esto es, su permeabilidad magnética no variará con el campo magnético externo aplicado, y por tanto para él se tiene un valor fijo para la permeabilidad relativa $\mu_r^{Cu} = 1$. Así mismo la conductividad eléctrica que aquí se usará para las simulaciones es $\sigma^{Cu} = 58 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$. Los parámetros para el permalloy serán los mismos que anteriormente.

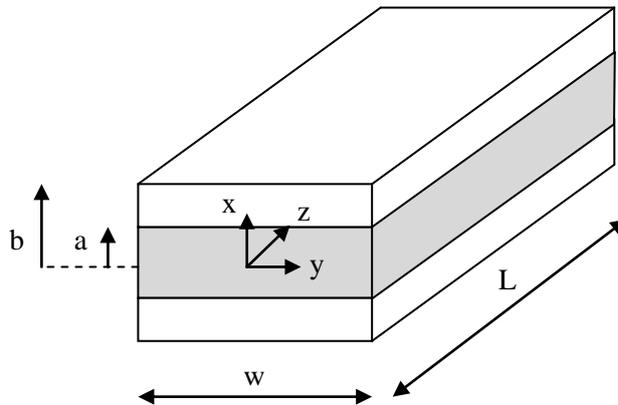


Figura 3.18: Película delgada multicapa en estructura sándwich abierta, con cobre para el material interior (zona gris), y permalloy para el material exterior (zona blanca).

Una única película delgada a menudo ofrece un comportamiento insuficiente; debido a su reducido espesor el efecto pelicular es irrelevante excepto a frecuencias muy altas (del orden de GHz) tal y como se acaba de ver. Por ello las películas delgadas que muestran buena MI están basadas en multicapas. La estructura tricapa (comúnmente denominada estructura sándwich) consiste en dos capas de material ferromagnético (metálico), separados por una capa central de un conductor no magnético. Esta disposición mejora el efecto de magnetoinductancia y permite obtener altos ratios y sensibilidad de MI a frecuencias moderadas (MHz). Existen principalmente dos estructuras sándwich: la cerrada, como se puede observar en la figura 3.19, cuyo conductor central está completamente rodeado por el material magnético; y la estructura abierta, figura 3.18, que será la que aquí se estudie. En esta segunda el flujo magnético

se cierra a través de los materiales de baja permeabilidad (aire o conductor central). Además cabe la posibilidad de aislar eléctricamente al conductor central de los demás mediante Al_2O_3 o SiO_2 . En todo caso, tanto la configuración cerrada como la aislada introducen complejidad a la hora de preparar experimentalmente las muestras. En este trabajo se estudiará la configuración abierta esquematizada en la figura 3.18.

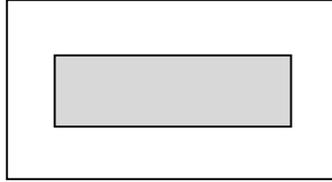


Figura 3.19: Película fina multicapa en estructura sándwich cerrada.

3.3.1 Solución analítica

En este caso, al tratarse de un problema de dos materiales distintos, además del uso de las ecuaciones de Maxwell, nos encontraremos con un sistema de ecuaciones a resolver. Aquí el parámetro k vuelve a estar definido como en la ecuación (3.8).

$$\frac{d^2H}{dx^2} + k^2H = 0 \quad (3.48)$$

$$E = \frac{1}{\sigma} \frac{dH}{dx} \quad (3.49)$$

Distinguimos dos regiones:

Material central (cobre): $x < |a|$

$$\frac{d^2H}{dx^2} + k_1^2H = 0 \quad (3.50)$$

$$k_1^2 = -j\sigma_1\mu_1\omega \quad (3.51)$$

$$H(x) = \alpha \sinh(jk_1x) \quad (3.52)$$

$$E(x) = j \frac{k_1}{\sigma_1} \alpha \cosh(jk_1x) \quad (3.53)$$

Y material exterior (permalloy): $|a| < x < |b|$

$$\frac{d^2H}{dx^2} + k_2^2H = 0 \quad (3.54)$$

$$k_2^2 = -j\sigma_2\mu_2\omega \quad (3.55)$$

$$H(x) = \beta \sinh(jk_2x) + \gamma \cosh(jk_2x) \quad (3.56)$$

$$E(x) = j \frac{k_2}{\sigma_2} [\beta \cosh(jk_2x) + \gamma \sinh(jk_2x)] \quad (3.57)$$

Exigiendo la continuidad de los campos H y E en $x = a$, donde se tiene el cambio de material, así como haciendo uso de la Ley de Ampère en la superficie de la muestra, se tiene el siguiente sistema de ecuaciones.

$$\begin{cases} \alpha \sinh(jk_1 x) = \beta \sinh(jk_2 x) + \gamma \cosh(jk_2 x) \\ j \frac{k_1}{\sigma_1} \alpha \cosh(jk_1 x) = j \frac{k_2}{\sigma_2} [\beta \cosh(jk_2 x) + \gamma \sinh(jk_2 x)] \\ H(b) = H_0 \rightarrow \beta \sinh(jk_2 b) + \gamma \cosh(jk_2 b) \end{cases} \quad (3.58)$$

Se definen por comodidad:

$$\begin{aligned} A &= \sinh(jk_1 a) & B &= \cosh(jk_1 a) & C &= \sinh(jk_2 a) \\ D &= \cosh(jk_2 a) & E &= \sinh(jk_2 b) & F &= \cosh(jk_2 b) \end{aligned} \quad (3.59)$$

Y queda entonces por resolver este otro sistema:

$$\begin{cases} \alpha A - \beta C - \gamma D = 0 \\ \frac{k_1}{\sigma_1} \alpha B - \frac{k_2}{\sigma_2} \beta D - \frac{k_2}{\sigma_2} \gamma C = 0 \\ \beta E + \gamma F = H_0 \end{cases} \quad (3.60)$$

Para que sea fácilmente resoluble mediante el uso de matrices inversas se expresará a continuación de forma matricial.

$$\begin{pmatrix} A & -C & -D \\ \frac{k_1}{\sigma_1} B & -\frac{k_2}{\sigma_2} D & -\frac{k_2}{\sigma_2} C \\ 0 & E & F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

Conocemos las definiciones siguientes:

$$P = VI = \int S ds = 2E(b)H(b)wL \quad (3.62)$$

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{P}{I^2} \quad (3.63)$$

Cada uno de los materiales tendrá una resistencia dc diferente.

$$\begin{cases} R_{dc1} = \frac{1}{\sigma_1} \frac{L}{2aw} \\ R_{dc2} = \frac{1}{\sigma_2} \frac{L}{2(b-a)w} \end{cases} \quad (3.64)$$

La resistencia paralelo de la muestra será entonces:

$$\frac{1}{R_{dc}} = \frac{1}{R_{dc1}} + \frac{1}{R_{dc2}} = \frac{2w}{L} [a\sigma_1 + (b-a)\sigma_2] \quad (3.65)$$

$$R_{dc} = \frac{L}{2w} \frac{1}{a\sigma_1 + (b-a)\sigma_2} \quad (3.66)$$

Además, y aunque para el resultado final no es relevante pues se simplificará en el resultado, se tiene:

$$H_0 = \frac{I}{2w} \quad (3.67)$$

α , β y γ son proporcionales a H_0 , y por tanto también $E(b)$ y $H(b)$.

$$Z = \frac{2}{l^2} e(b)h(b)H_0^2 wL = \frac{2}{l^2} e(b)h(b) \frac{I^2}{4w^2} = \frac{L}{2w} e(b)h(b) \quad (3.68)$$

Finalmente la expresión para la impedancia de una muestra como la esquematizada en la figura 3.18 es la siguiente:

$$Z = R_{dc}[a\sigma_1 + (b - a)\sigma_2]e(b)h(b) \quad (3.69)$$

Donde $e(b)$ y $h(b)$ son $E(b)$ y $H(b)$ calculados con $H_0 = 1$ en la ecuación (3.61).

El problema analítico queda así resuelto. Como se ha realizado hasta ahora, una comparación con los resultados del software FEMM ayudarán a validar ambos métodos. Se trata esa comparación en el siguiente apartado.

3.3.2 Solución mediante FEM

Como en el caso anterior debido a la simetría del problema podemos limitar el experimento a resolver mediante FEMM únicamente una de las mitades del problema. Esto ahorrará tiempo a la hora del cálculo y debido a la linealidad del problema no introducirá ninguna variación en los resultados.

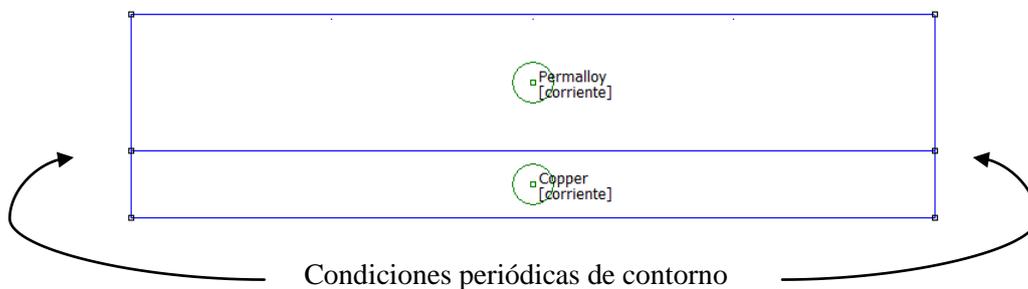


Figura 3.20: Sección transversal de la parte superior en la muestra de la figura 3.18.

La permeabilidad (dependiente de H_{dc}) y la frecuencia de la corriente que atraviesa una muestra determina, como se viene repitiendo en este trabajo, la longitud de penetración de la corriente δ . Con la ecuación (1.3) podríamos calcular el orden de esta, pero mediante el método de los elementos finitos podemos obtener una solución más detallada, y esto es precisamente lo que trata de mostrar la figura 3.21 para tres ejemplos concretos.

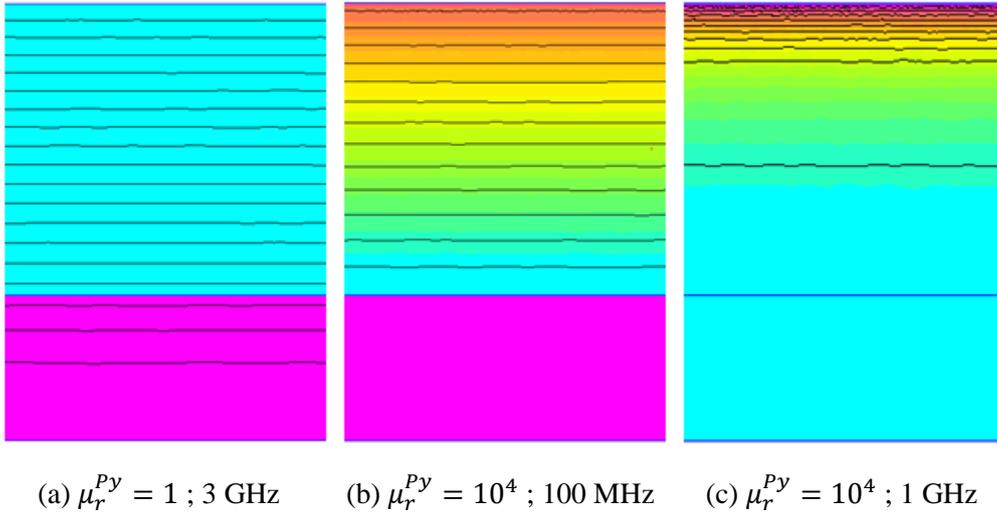


Figura 3.21: Densidad de corriente en la muestra de la figura 3.20 para diferentes frecuencias de la corriente que la atraviesa, simulado mediante FEMM.

Como se viene haciendo en los apartados anteriores comparamos la solución que presenta la ecuación analítica (3.69) y la que el método de los elementos finitos (software FEMM) proporciona.

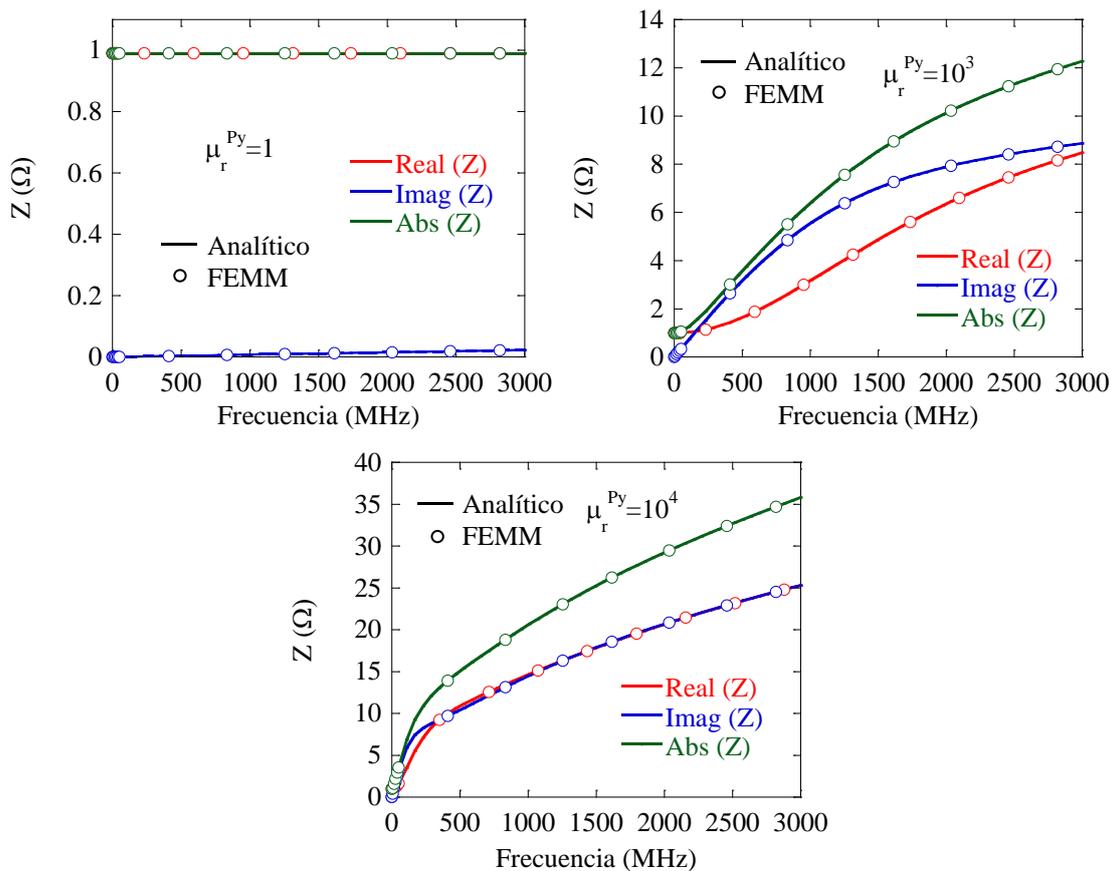


Figura 3.22: Impedancia de una estructura tricapa Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm) de 1 mm de ancho y 12 mm de largo para diferentes permeabilidades del permalloy.

Queda confirmado en este último punto de simulaciones ideales, que el método de los elementos finitos es un método adecuado de resolución de problemas magnéticos. Volvemos a encontrar una superposición exacta en los resultados analíticos y los simulados. Esto principalmente se debe a la correcta elección del mallado, y por tanto se admite que FEMM, con las consideraciones necesarias, es un método fiable para resolver problemas de geometría no trivial, o de mayor complejidad. De hecho en el apartado 4 seguiremos utilizando esta herramienta, por su gran utilidad en la predicción de resultados.

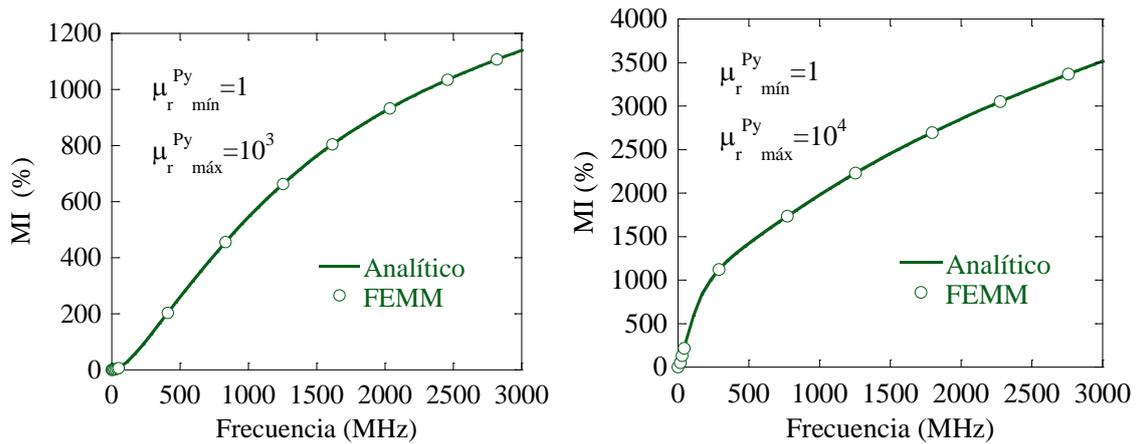


Figura 3.23: Magnetoimpedancia de una estructura tricapa Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm) de 1 mm de ancho y 12 mm de largo para diferentes permeabilidades máxima del permalloy.

Lo más destacable de esta configuración sándwich es los altos valores de MI que se han conseguido en comparación con las películas delgadas de una única capa. Según las permeabilidades máximas del permalloy sean 10^3 o 10^4 , en la configuración sándwich se alcanzan valores de MI de aproximadamente 1200% y 3500% respectivamente para corrientes de 3 GHz, frente a los apenas 10% y 250% conseguidos en la estructura monocapa.

Por tanto la introducción del cobre (material conductor no magnético) ha aumentado enormemente la MI. De hecho este tipo de estructuras son las más utilizadas. En esta configuración la corriente fluye casi exclusivamente por el conductor central (efecto más apreciable a frecuencias no excesivamente altas), tal y como se podía ver en las figuras 3.21a y 3.21b.

4 SISTEMAS REALES

Se aborda en esta sección un problema de mayor complejidad. Se ha comprobado con los casos ideales (hilos y películas delgadas) que el software FEMM reproduce unos resultados correctos, por tanto, en este apartado primero trataremos de simular lo que posteriormente se va a medir experimentalmente en muestras reales, para después exponer ambos resultados.

El problema de elementos finitos de este apartado es de mayor envergadura. Se debe agradecer el soporte técnico prestado por IZO-SGI (SGIker). El Servicio General de Informática Aplicada al Cálculo científico ha proporcionado sus recursos de cálculo intensivo en la solución de los problemas mediante elementos finitos, pues son estos de mayor dimensión, lo que a su vez conlleva un mayor mallado. Las consecuencias que esto producía ya se vieron en el apartado 2.2.

Trabajaremos con películas delgadas. Estas no poseen ni longitud ni anchura infinita, y será necesaria la simulación del circuito completo que conforman la muestra y líneas microstrip presentado en los apartados 2.3 y 2.4, así como la lámina conductora inferior, de cobre, situada bajo el dieléctrico. De nuevo el permalloy y el cobre serán los compuestos únicos de estas películas delgadas. Introducimos una diferencia respecto al apartado 3; los valores de las conductividades eléctricas usados en las simulaciones serán los experimentales: $\sigma^{Py} = 4.51 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$ y $\sigma^{Cu} = 54.34 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$.

4.1 Monocapa

El permalloy es el compuesto (único) de esta película delgada con la misma estructura que la esquematizada en la figura 3.9. Preparada mediante *sputtering*, sus características son las siguientes: 170 nm de espesor, una anchura de 0.5 mm y una longitud de 10 mm. Depositada con máscara metálica sobre vidrio con campo magnético aplicado transversal, y contactos depositados encima igualmente con máscara metálica: 6 nm de Cr, más 500 nm de Cu.

4.1.1 Simulación FEMM

Debemos simular un problema como el de la figura 4.1. La más simple, pero menos precisa, manera de proceder es seleccionar un contorno arbitrario, lo “suficientemente lejos” del área de interés y declarar el potencial vector $A = 0$. La parte negativa de esto es la dificultad de obtener una solución suficientemente precisa en la región de interés, pues una región de aire mucho mayor que esta deberá ser simulada. Se usarán por ello unas *condiciones de contorno asintóticas* [12], que tienen precisamente la misma forma que las condiciones de contorno “mixed” que ofrece FEMM. Este desarrollo se puede ver de forma extendida en el Apéndice A.

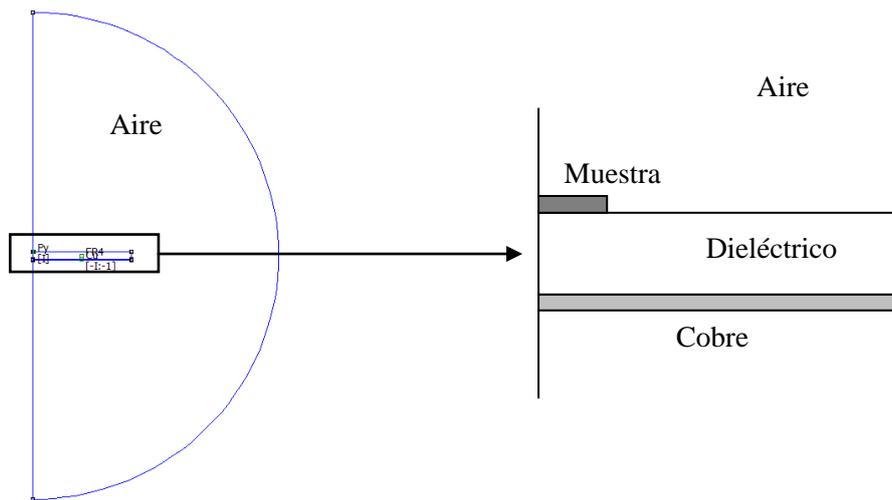


Figura 4.1: Problema de simulación electromagnético de una película delgada.

Notar, como ya se ha mencionado, que en el problema se debe definir el conductor inferior (o ground) de cobre (pues la corriente será entrante en la muestra, y saliente en el conductor inferior), así como el dieléctrico que lo separa de la muestra, si bien por tratarse de un problema magnético el que aquí se resuelve, este no contribuye a la solución y puede ser sustituido por aire igualmente. Esta necesidad surge porque la impedancia que se mida experimentalmente será combinación de la impedancia de la muestra y del circuito de medida y por tanto de forma igual se deberá proceder en FEMM.

Trabajaremos con un portamuestras cuadrado de 20 mm de lado, pues su solución FEMM es casi idéntica a si simuláramos la dimensión real. Para ver la diferencia en los resultados de la impedancia haremos dos simulaciones. La primera corresponde a la muestra exclusivamente, y en la segunda se introduce el circuito de medida. Esto se puede ver en la figura 4.2, donde se ha supuesto $\mu_r^{Py} = 5000$ para el caso en que $H_{dc} = H_k$.

En la figura 4.2 igualmente se puede observar que la contribución del circuito afecta principalmente a la parte imaginaria, reduciéndola. La consecuencia es que la predicción de la MI si se obvia el circuito de medida, será menor que si este se incluye.

Por su parte este hecho se puede comprobar en la figura 4.3. Así queda aceptado que para obtener unas simulaciones razonables, en FEMM se deberá incluir (como experimentalmente se hace) el dieléctrico y el conductor inferior de cobre.

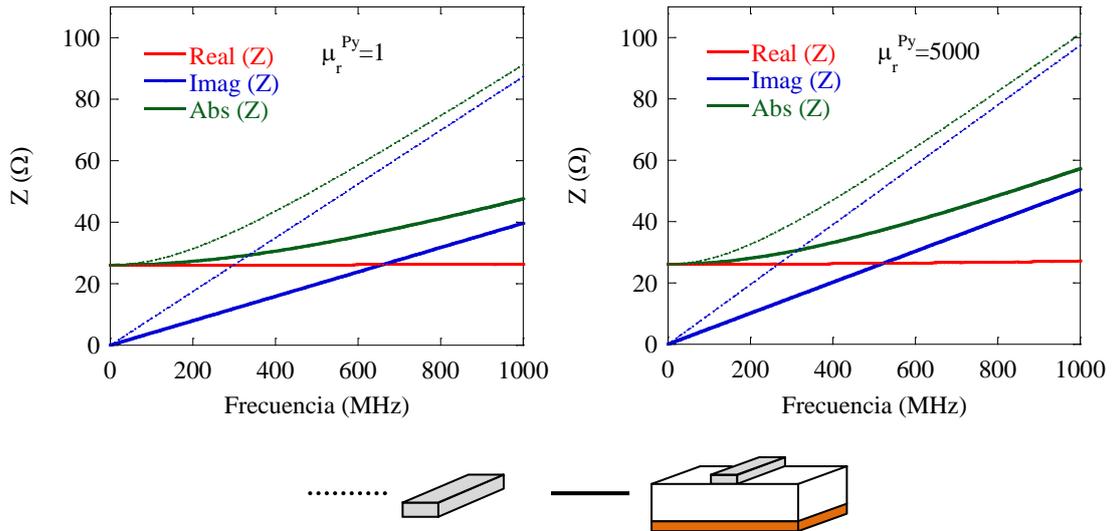


Figura 4.2: Impedancia en función de la frecuencia de la película delgada de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura, y 10 mm de longitud, mediante FEMM. Comparación de resultados entre la muestra únicamente, y el circuito de medida simulado.

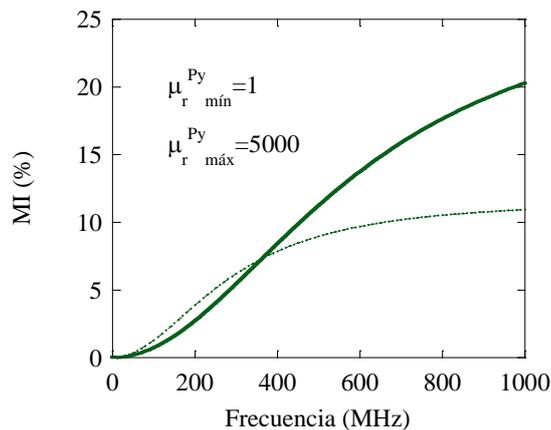


Figura 4.3: Magnetoimpedancia en función de la frecuencia de la película delgada de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud, mediante FEMM. Comparación de resultados entre la muestra únicamente, y el circuito de medida simulado.

Se ha decidido simular exclusivamente hasta 1 GHz porque las medidas experimentales no fueron superiores a esta frecuencia. Por tanto y basándonos únicamente en los resultados simulados de la figura 4.3 (la línea continua es la que incluye el circuito de medida) no aparece ningún máximo de MI. Experimentalmente lo que se busca es encontrar este máximo. El hecho de que no aparezca parece indicar que se encuentra a frecuencias mayores.

4.1.2 Medidas experimentales

Mediante un multímetro primeramente se midió la resistencia del sistema porta muestra más película delgada fijada. El método escogido, debido a su pequeña introducción de errores es la medida a cuatro puntas. Así para esta primera muestra se obtuvo:

$$R_{dc} = 31.61 \Omega \quad (4.1)$$

Preparada la muestra para poder realizar medidas, tal como se describía en el apartado 2.4, se realizaron unos primeros experimentos para la obtención de la impedancia en función del campo magnético externo aplicado. Estas medidas del laboratorio no presentaban la curva típica de MI, esto es: no aparece una variación significativa en la impedancia entre su valor máximo y el valor en saturación. Algunos resultados de estas primeras medidas se pueden ver en la figura 4.4.

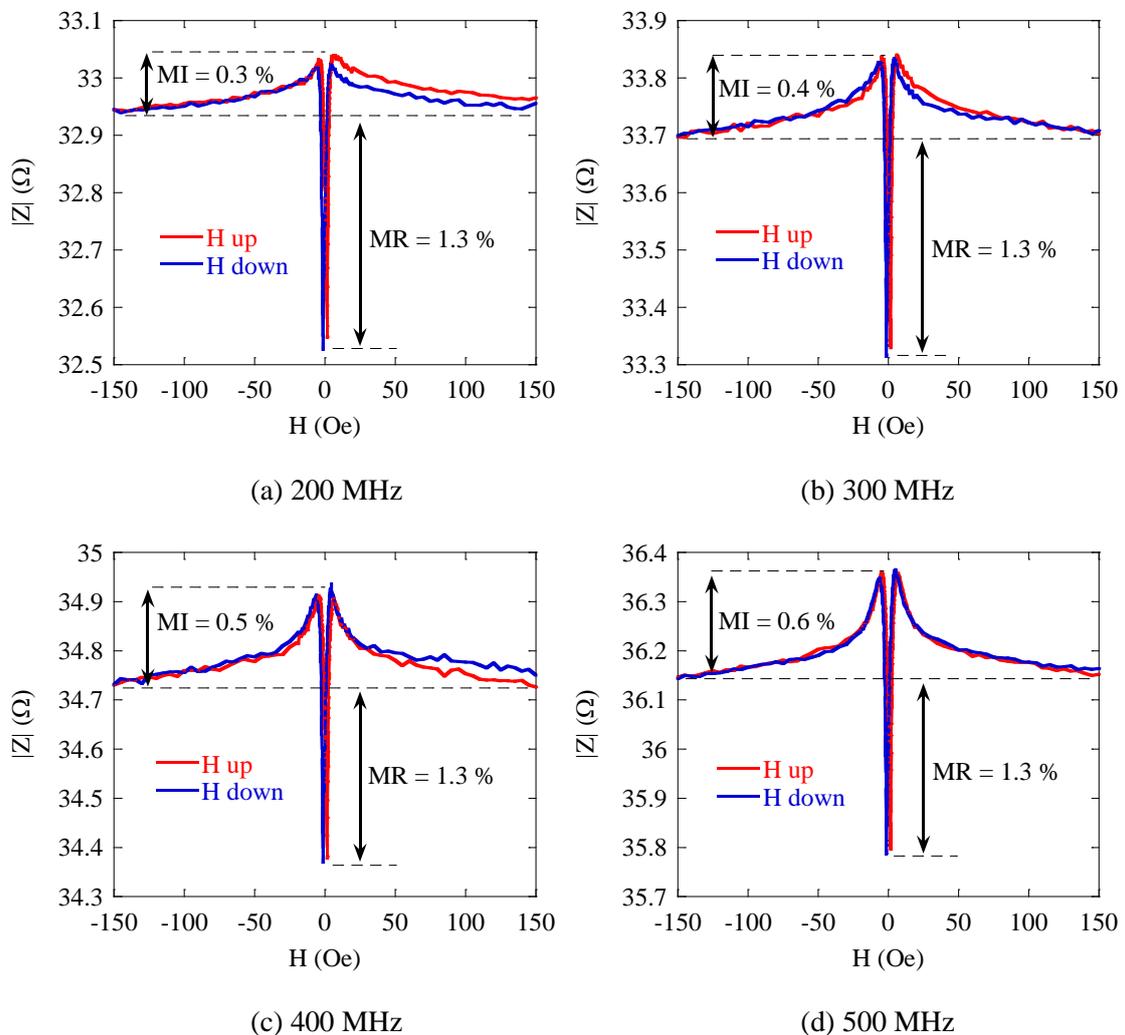


Figura 4.4: Impedancia experimental de la película delgada de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud.

De estas primeras medidas experimentales se concluye que aparece un fuerte efecto de magnetorresistencia anisótropa [13]. La MR se conoce como la variación de la R_{dc} de

un material al serle aplicado un campo magnético externo \vec{H}_{dc} . La oposición a la corriente es distinta cuando sus momentos magnéticos están ordenados (paralelos al campo), que cuando lo están en otra dirección respecto a la corriente.

Aparentemente tenemos una MR del 1.3%. Para confirmar que este efecto se debe a la magnetorresistencia anisótropa, se realiza una medida de resistencia dc a cuatro puntas, para diferentes campos magnéticos aplicados (con las bobinas de Helmholtz). La curva MR obtenida se puede ver en la figura 4.5.

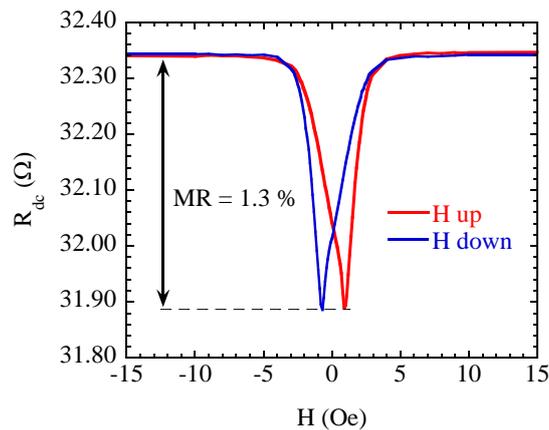


Figura 4.5: Magnetorresistencia experimental de la película delgada de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud.

De los experimentos realizados cogemos un total de diez frecuencias para hacer una aproximación de la MI en función de la frecuencia. Estas MI están calculadas directamente de las gráficas según la definición, escogiendo los valores límite de Z tal y como se podía observar en la figura 4.4. El resultado de este cálculo es el que se puede observar en la figura siguiente (la línea continua corresponde a la interpolación a un polinomio de segundo grado).

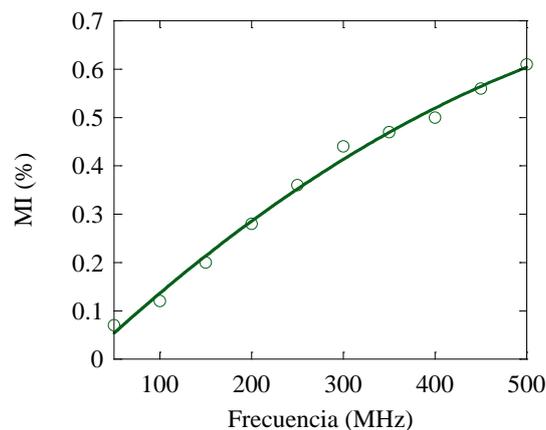


Figura 4.6: Magnetoimpedancia experimental de la película delgada de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud.

En este caso tampoco aparece un máximo para la MI (aunque tenemos un rango menor de frecuencias), y esta es muy pequeña. Estos pequeños valores de la MI se deben a la gran contribución de MR que posee esta película delgada monocapa.

Otro de los motivos por los que encontraremos diferencias entre los resultados de simulación y los experimentales tiene su explicación en lo siguiente. Como se comentó en el apartado 2.2 no conocemos el proceso de imanación de la muestra (proceso que hemos obviado), por tanto que la permeabilidad relativa tenga un valor de 5000 para $H_{dc} = H_k$ se trata de una suposición (valor escogido arbitrariamente) y no de un valor exacto. Para una correcta correspondencia entre resultados experimentales y FEMM necesitaríamos conocer el valor exacto de la permeabilidad de la muestra correspondiente a la máxima impedancia.

Con FEMM no podemos simular la MR, por tanto, para realizar un análisis más adecuado mediante el método de los elementos finitos habría que restar a todas las frecuencias la MR experimental de la MI simulada. Este problema plantea una mayor complejidad y aquí no se ofrece solución para él.

4.2 Tricapa

Con la estructura de la figura 3.18, se tiene al cobre como material interior, y al permalloy como el material exterior. Preparada mediante *sputtering*, sus características son las siguientes: Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm) depositadas con máscara metálica sobre vidrio con campo magnético transversal aplicado, y posteriormente los contactos depositados encima también con máscara metálica: 6 nm de Cr más 500 nm Cu.

4.2.1 Simulación FEMM

El problema a definir es similar al de la monocapa, esto es, estará resuelto si se logra definir un experimento similar al de la figura 4.1. Sin embargo ahora la muestra por la que circula la corriente (paralelo) tiene estructura sándwich y por tanto tres zonas de relevancia (concretamente el triple espesor que en el caso monocapa). Será así necesario un mallado mucho mayor para la película delgada, y por ende mayores tiempo de cómputo.

Ya ha quedado claro anteriormente que las simulaciones deben contener también el conductor inferior de cobre. Con estas consideraciones se procede al análisis de los resultados.

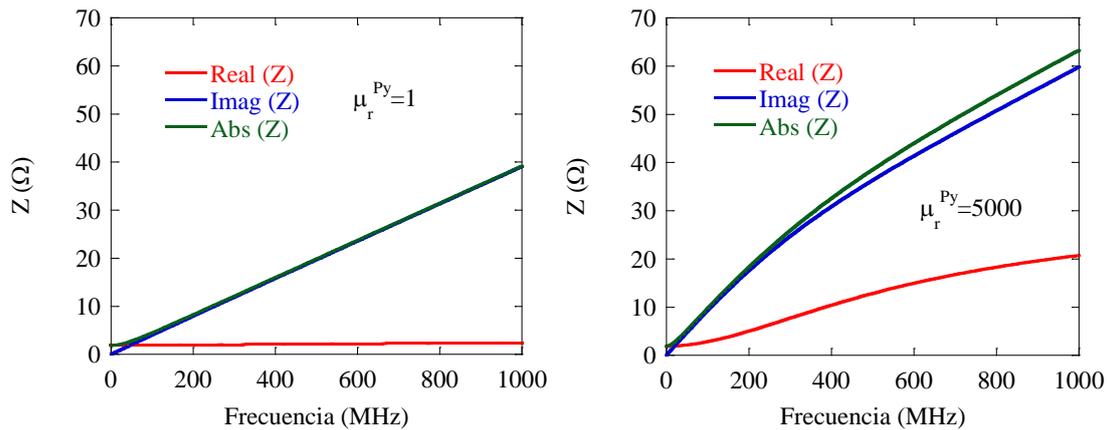


Figura 4.7: Impedancia en función de la frecuencia de la película delgada Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de anchura, y 10 mm de longitud mediante FEMM.

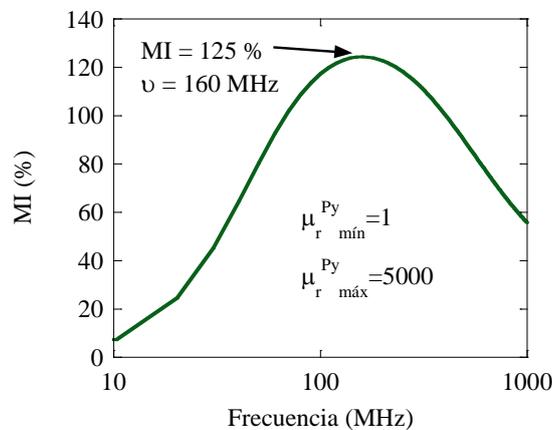


Figura 4.8: Magnetoimpedancia en función de la frecuencia de la película delgada Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de anchura, y 10 mm de longitud mediante FEMM.

Ahora el máximo de MI se encuentra dentro de nuestro rango de estudio. Directamente de la figura 4.8 se obtiene que el máximo de la magnetoimpedancia está a una frecuencia aproximada de 160 MHz y tiene un valor del 125%. Además este tipo de gráfica ya corresponde a un caso típico experimental, con lo que se trata de un resultado positivo.

4.2.2. Medidas experimentales

Se posee de nuevo la película debidamente fijada al portamuestras y mediante una medida a cuatro hilos se obtiene:

$$R_{dc} = 2.22 \Omega \quad (4.2)$$

La aparición del cobre como material separador entre las capas de permalloy elimina el efecto de la MR. Debido a su alta conductividad eléctrica ya se vio que la densidad de

corriente tenderá a circular preferentemente a través del cobre y por tanto la componente resistiva de la impedancia permanecerá prácticamente constante.

Debido al ciclo de histéresis de la muestra, la permeabilidad del Py es muy diferente según el campo externo aplicado sea creciente o decreciente. Hay por tanto que elegir la opción que presente la mayor MI. En este caso las siguientes gráficas se corresponden a un campo decreciente (H down).

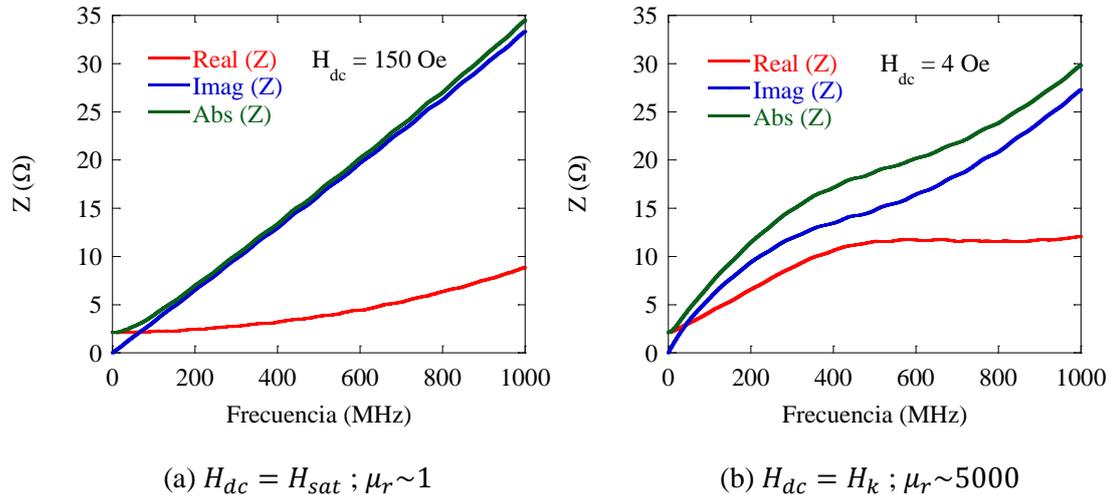


Figura 4.9: Impedancia en función de la frecuencia de la película delgada Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de anchura, y 10 mm de longitud medida en el laboratorio para diferentes campos magnéticos externos aplicados (H_{dc} down).

Se han escogido esos campos aplicados porque tras un estudio de las curvas de Z en función de la frecuencia, se encontró que la muestra, para campos de 150 Oe, ya estaba totalmente saturada, y para un valor de 4 Oe tenemos el máximo valor de la impedancia (donde antes habíamos supuesto $\mu_r \sim 5000$).

De la resta directa de las gráficas de la impedancia en función de la frecuencia se obtiene la siguiente curva de MI.

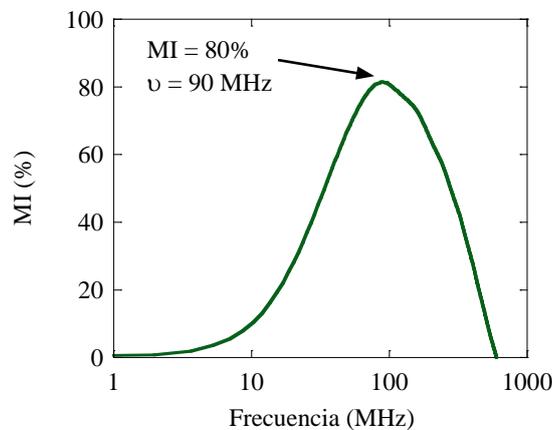


Figura 4.10: Magnetoimpedancia de una película delgada Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud, medida en el laboratorio, calcula con los datos de la figura 4.9.

Esta película delgada tiene el máximo de MI a una frecuencia de 90 MHz, y su valor es del 80% aproximadamente.

Comparemos las figuras 4.8 y 4.10. En este caso se observa una similitud bastante buena entre las curvas de MI. Con el máximo de la MI experimental ligeramente menor y desplazado respecto a la respuesta simulada, podemos concluir que la predicción de la curva de la MI es bastante acertada para un primer análisis orientativo.

Para este tipo de estructuras tricapa en películas delgadas se podría por tanto hacer un estudio (y de hecho se hace) de la MI en función de la frecuencia, para diferentes anchuras de los materiales de la muestra. Así se tendría una primera aproximación de la respuesta de estas películas delgadas.

5 CONCLUSIONES

A lo largo de este TFG se han recogido diferentes simulaciones y medidas experimentales. En este apartado de conclusiones se tratará de sintetizar todos los conceptos mostrados y resultados recogidos durante el curso académico 2014-2015 acerca de la MI.

- La MI debe su origen al *efecto pelicular* principalmente, esto es, como esté distribuida la densidad de corriente en el material. En los problemas de simulación mediante FEMM el primer problema a resolver es la elección de un correcto mallado que resulte en soluciones coherentes de MI. Sin estas medidas de Z no serían satisfactorias.
- Se proponen dos métodos de proceder para este problema. El primero es estimar la longitud de penetración de la corriente que fluye por el material mediante la ecuación 1.3. Este es el caso del hilo. Un mallado de $0.5 \mu\text{m}$ en la proximidad de la superficie aseguró que los resultados fueran correctos para cualquiera de las frecuencias estudiadas. En el caso de la película fina el mallado fue de 0.08 nm . Para este caso se evaluaron frecuencias mayores, y a diferencia del hilo, aquí la convergencia de resultados la obtuvimos realizando simulaciones de la impedancia en función del mallado.
- Nuestras muestras ideales (al menos una de sus dimensiones infinita) fueron: un hilo, y películas delgadas monocapa y tricapa. Se nos ha permitido validar el correcto procedimiento empleado en los cálculos FEM. Las representaciones gráficas de Z y/o MI frente a frecuencia y/o radio/espesor (según corresponda la muestra) muestran una superposición exacta, concluyendo entonces que soluciones analíticas y mediante software FEMM son idénticas. Aceptamos por tanto el uso de este software para utilizarlo en cualquiera que sea la geometría del problema magnético.
- El hilo de permalloy (de longitud infinita) y la película delgada tricapa Py/Cu/Py (de longitud y anchura infinita) han demostrado tener mayores valores de MI. A pesar de sus prestaciones, en la práctica los hilos tienen una gran dificultad de integración en procesos de fabricación automatizadas, y por tanto las muestras de mayor interés son las *películas delgadas*.
- La alta MI que presentan las estructuras sándwich se debe a la introducción de un material conductor central no magnético (cobre). En esta configuración la corriente fluye casi exclusivamente por el conductor central (para frecuencias que no sean excesivamente altas), por lo tanto la parte resistiva de la impedancia permanece prácticamente constante y hay una pequeña influencia del *efecto pelicular*.

- De mayor interés (pues corresponden a los casos reales) se pasa a comentar a continuación los sistemas reales. En la película delgada monocapa de permalloy de 170 nm de espesor, 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud no se ha logrado una correspondencia entre simulaciones FEMM y resultados experimentales. Se observó experimentalmente una fuerte componente de la MR y esto contribuyó a que la MI fuera mínima. Por tanto se concluye que este tipo de películas delgadas monocapa no poseen tanto interés por sus prestaciones en la MI como las películas delgadas tricapa.
- Para la película delgada Py/Cu/Py (170nm/170nm/170nm), de 0.5 mm de anchura y 10 mm de longitud, mediante FEMM sí se ha logrado predecir bastante adecuadamente el comportamiento de Z en función de la frecuencia, así como la MI. Esto se puede observar como ya se vio en el apartado 4.2.2 comparando las figuras 4.8 y 4.10. Así se pone de manifiesto que si queremos una correcta predicción de los resultados es necesario simular los elementos de medida: líneas microstrip, dieléctrico, y conductor inferior (ground) de cobre.
- Como no conocemos los procesos de imanación las permeabilidades mínima y máxima han sido escogidas al azar. Esto es también origen de discrepancias entre los resultados reales y los simulados.
- La aplicación más común de la “gigante” variación de la impedancia de las películas delgadas las convierte en el elemento idóneo para la construcción de sensores con enorme sensibilidad a los campos magnéticos. De hecho, esto será lo que se trate de demostrar en el trabajo de fin de grado de ingeniería electrónica: “Aplicación del efecto de magnetoimpedancia en películas delgadas para la detección de campos magnéticos” propuesto para el año 2015-2016. En él se propone diseñar los circuitos de acondicionamiento de señal para la detección de campos magnéticos mediante MI, y establecer estrategias de detección basadas en puentes de Wheastone para aumentar la sensibilidad y cancelar efectos adversos.

APÉNDICE A

A.1 Condiciones de contorno asintóticas

Considerar un problema en dos dimensiones en coordenadas polares. Su dominio es una cáscara esférica de radio r_0 en una región ilimitada. Como $r \rightarrow \infty$, el potencial vector A tiende a cero. En la superficie del círculo el vector es una función prescrita de θ . Este problema tiene solución analítica de la siguiente forma:

$$A(r, \theta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a_m}{r^m} \cos(m\theta + \alpha_m) \quad (\text{A.1})$$

donde los parámetros a_m y α_m se escogen para que la solución corresponda al potencial prescrito en la superficie del círculo.

Se puede pensar en la solución como la descripción de la solución exterior a un problema de elementos finitos con límite exterior circular. La solución está descrita dentro del círculo gracias a una solución de elementos finitos. Se trata de unir la solución analítica fuera del círculo, junto con la solución FEM del interior.

De la ecuación (A.1) se deduce que cuanto mayor sea el orden de los armónicos, más rápidamente la magnitud de estos decae respecto al creciente r . A partir de una pequeña distancia, los armónicos de mayor orden decaen con la extensión, de modo que la solución viene dado casi exclusivamente por los de menor orden. Si n es el número de los armónicos principales, la solución al campo abierto para una larga, pero no infinita, r está bastante bien descrita por:

$$A(r, \theta) \approx \frac{a_n}{r^n} \cos(n\theta + \alpha_n) \quad (\text{A.2})$$

Derivando respecto de r se obtiene:

$$\frac{\partial A}{\partial r} = -\frac{na_n}{r^{n+1}} \cos(n\theta + \alpha_n) \quad (\text{A.3})$$

Si la ecuación (A.3) es resuelta para a_n y sustituida en (A.2), el resultado es:

$$\frac{\partial A}{\partial r} + \left(\frac{n}{r}\right) A = 0 \quad (\text{A.4})$$

Esta solución es de gran utilidad. Tiene la misma forma que las condiciones de contorno “mixed” proporcionadas por FEMM. Si el límite exterior del dominio es circular, y el contorno exterior del elemento finito es tal que está extraído del área de interés principal, la solución del dominio abierto puede ser aproximada aplicando la condición circular (A.4).

Para aplicar las *condiciones de contorno asintóticas* habrá que seleccionar los parámetros adecuados. En la mayoría de los casos será suficiente con tomar $n = 1$, esto es, los objetos en la región de la solución se asemejan a un dipolo cuando son vistos desde largas distancias.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Manh-Huong Phan, y Hua-Xin Peng: “Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications”, *Progress in Materials Science*, vol. 53, pp. 323-420, 2008.
- [2] E. Fernández Martín: “Thin-film Magnetoimpedance micro-structures for sensing applications” Tesis doctoral UPV/EHU, oct. 2013.
- [3] L.D. Landau, y E.M. Lifshitz “Teoría clásica de los campos. Volumen 2”, 2ª ed. Barcelona: Reverté, 1987.
- [4] D. de Cos Elices “Magnetoimpedancia de muestras planas en alta frecuencia” Tesis doctoral UPV/EHU, dic. 2006.
- [5] B. D. Cullity, y C. D. Graham: “Introduction to magnetic materials”, 2ª ed. United States of America: Wiley-IEEE Press, 2009.
- [6] M. Knobel, y K. R. Pirota: “Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress”, *MMM Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242-245, pp. 33-40, 2002.
- [7] L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, y M. Noda: “Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys (invited)”, *AIP Journal of Applied Physics*, vol. 76, núm. 10, pp. 6198-6203, nov. 1994.
- [8] C. P. López: “Matlab y sus aplicaciones en la ciencia y la ingeniería”, Madrid: Pearson Educación, 2002.
- [9] D. C. Meeker: “Finite element method magnetic”, versión 4.2, <http://www.femm.info/wiki/HomePage>, apr. 2012.
- [10] A. García-Arribas, J. M. Barandiarán, y D. de Cos: “Finite element method calculations of GMI in thin films and sandwiched structures: Size and edge effects”, *MMM Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol 320, núm. 14, pp e4-e7, jul. 2008.
- [11] P. J. Kelly, y R. D. Arnell: “Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications”, *Vacuum*, vol. 56, pp. 159-172, 2000.
- [12] P. Lorrain, y D. R. Corson: “Campos y ondas electromagnéticas”, 3ª ed. Madrid: Selecciones científicas, 1972.
- [13] D. C. Meeker: “Finite Element Method Magnetics. Version 4.2. User’s manual”, oct. 2010.

- [14] T. R. McGuire y R. I. Potter: "Anisotropic Magneto-resistance in Ferromagnetic 3d alloys", IEEE transactions on magnetic, vol. MAG-11, núm. 4, p.1018, jul. 1975.