

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE

FACULTAD DE CIENCIA

Departamento de Física



Susceptibilidad dinámica de nanoestructuras y geometrías complejas.

Eduardo Andrés Saavedra Díaz

Profesores Guía:

Juan Escrig Murúa

Juan Luis Palma

**Tesis para optar al grado de Doctor en
Ciencia con Mención en Física.**

Santiago – Chile

2019

SUSCEPTIBILIDAD DINÁMICA DE NANOESTRUCTURAS Y GEOMETRÍAS COMPLEJAS

Este trabajo de Graduación fue preparado bajo la supervisión de los profesores guías Dr. Juan Escrig Murúa, del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile y el Dr. Juan Luis Palma, del Departamento de Ciencias Básicas de la Universidad Central de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora.

Dr. Juan Escrig Murúa

Dr. Juan Luis Palma

Dr. Roberto Rodríguez

Dr. Pedro Landeros

Dr. Juliano Denardin

Dr. Singh Dinesh

.....

Director Departamento de Física

Resumen

En esta tesis estudiamos las propiedades dinámicas de distintas nanoestructuras. En el primer caso estudiamos, mediante simulaciones micromagnéticas, la respuesta dinámica de burbujas skyrmiónicas alojadas en nanoestructuras cilíndricas en ausencia de la interacción de Dzyaloshinskii-Moriya. Los resultados muestran que cuando el pulso se aplica paralelo al eje del cilindro se obtiene un único modo de resonancia asociado con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, modo que se desplaza cuando el valor de la constante de anisotropía uniaxial aumenta, mientras que cuando el pulso se aplica perpendicular al eje del cilindro, se obtienen múltiples modos de resonancia que se pueden agrupar en dos grupos. El primer grupo está asociado con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, cuyos modos aparecen para frecuencias inferiores a 20 GHz y no varían como función de la anisotropía uniaxial. Por el contrario, los modos de resonancia que aparecen para frecuencias superiores a 20 GHz están asociados con una mezcla entre los dominios y la pared de dominio de la textura, cuyos modos de resonancia se desplazan de manera lineal con el aumento de la anisotropía uniaxial.

En el segundo trabajo estudiamos, mediante simulaciones micromagnéticas, las propiedades dinámicas de nanohilos modulados. Los resultados presentan respuestas dinámicas interesantes cuando el pulso magnético se aplica de manera transversal al hilo. Cuando se introduce una modulación ancha (NMA) en el hilo, se observa la aparición de dos nuevos modos de resonancia asociados a las superficies planas de la modulación. Por otro lado, se observa la aparición de un nuevo modo de resonancia en frecuencias más altas para un nanohilo con modulación estrecha (NME) que se debe a la alineación más eficiente de la magnetización dentro de esta modulación estrecha que produce un campo local más intenso.

De esta forma, en esta tesis investigamos las propiedades dinámicas de distintas nanoestructuras con diversas configuraciones magnéticas. A través de un modelo continuo obtuvimos los estados de equilibrio de estas nanoestructuras, a partir de los cuales aplicamos el método Ringdown para obtener la resonancia ferromagnética de éstas con la finalidad de analizar sus propiedades dinámicas, tales como la susceptibilidad magnética dinámica y los modos de resonancia.

Palabras claves: Resonancia ferromagnética, susceptibilidad dinámica, modos de resonancia, método Ringdown.

Dedicado a

*A mi familia y amigos,
a mis raíces y recuerdos,*

a mis anhelos y sueños

Tabla de contenido

Introducción.....	1
0.1. Resonancia ferromagnética	2
0.2. Burbujas skyrmiónicas	2
0.3. Nanohilos magnéticos	3
0.3.1. Nanohilos magnéticos con diámetro modulado	3
Capítulo 1: Antecedentes Teóricos	5
1.1 Introducción al magnetismo	5
1.2 Aproximación al Continuo: Micromagnetismo	6
1.3 Energías de un sistema ferromagnético	7
1.3.1. Energía de Zeeman	8
1.3.2. Energía magnetostática	8
1.3.3. Energía de intercambio	10
1.3.4. Energía de anisotropía	12
1.4 Dominios magnéticos.....	14
1.5 Dinámica de la magnetización	16
1.5.1. Precesión de la magnetización	16
1.5.2. Amortiguación magnética.....	18
1.5.3. Escalas de tiempo de la magnetización.....	19
1.5.4. Simulaciones micromagnéticas, OOMMF.....	20
1.6 Teoría de la Resonancia Ferromagnética.....	21
1.6.1. Derivación de la fórmula de Kittel usando el modelo de macroespín.....	21

1.6.2 Simulaciones micromagnéticas para investigar la FMR	24
Capítulo 2: Susceptibilidad dinámica de burbujas skyrmiónicas estabilizadas en ausencia de interacción Dzyaloshinskii-Moriya en nanoestructuras cilíndricas	29
2.1 Resumen	29
2.2 Simulaciones Micromagnéticas	29
2.3 Susceptibilidad magnética	30
2.4 Resultados y discusión	31
2.5 Conclusiones.....	35
Capítulo 3: Susceptibilidad dinámica de nanohilos magnéticos modulados	37
3.1 Resumen.....	37
3.2 Simulaciones micromagnéticas	37
3.3 Resultados y discusión	39
3.4 Conclusiones.....	43
Conclusiones.....	45
Referencias bibliográficas	48
Anexo A: Detalle de las simulaciones micromagnéticas	52
Anexo B: Transformada de Fourier de datos muestreados.....	58
Anexo C: Método de diferencias finitas	56
Anexo D: FMR experimental.....	64
Anexo E: Dependencia ancho de pared de dominio en función de la anisotropía uniaxial en burbujas skyrmiónicas	66

Índice de ilustraciones

Figura 1.1: Diagrama que muestra los distintos tipos de materiales magnéticos: (a) paramagnetismo, (b) ferromagnetismo, (c) antiferromagnetismo y (d) ferrimagnetismo. A la derecha se muestran las curvas de magnetización típicas para estos materiales [60].....	6
Figura 1.2: Esquema básico de configuraciones dipolo-dipolo. Debajo de cada dibujo se encuentra el valor energético de la configuración dipolar [62].	9
Figura 1.3: Sistema de coordenadas para (a) un sistema empaquetado hexagonal uniaxial y (b) un sistema cúbico.	13
Figura 1.4: (a) La formación de múltiples dominios resulta de la minimización de la energía. (b) Ampliación de una pared de dominio de 180 grados, que muestra ejemplos de los dos grupos principales de paredes de dominio denominados tipo Bloch y tipo Néel, respectivamente [67]	15
Figura 1.5: Precesión de la magnetización (a) sin amortiguación y (b) con amortiguación.	17
Figura 1.6: Escala de tiempo característica de varias dinámicas de la magnetización [67]	19
Figura 1.7: Esquemas mostrando la discretización de una muestra rectangular en varias (a) celdas cuboides de igual tamaño y (b) celdas tetraédricas de tamaño variable [78].....	20
Figura 1.8: Sistemas de coordenadas utilizados para (a) un elipsoide, (b) un plano y (c) un cilindro.....	22
Figura 1.9: Esquema de los perfiles de absorción de potencia de resonancia ferromagnética (FMR). (a) Perfil de absorción de potencia FMR para barrer la frecuencia de microondas en un campo magnético externo fijo. (b) Perfil de absorción de potencia FMR para barrer el campo magnético externo a una frecuencia de microondas fija [81].....	24
Figura 1.10: (a) La magnetización simulada espacialmente promediada (M_z) vs tiempo se muestra para una estructura cuadrada de permalloy de 20 nm de espesor y 200 nm de	

ancho con un campo aplicado a lo largo del eje x. (b) Se muestra el espectro de susceptibilidad magnética mediante la transformada rápida de Fourier (FFT) de la curva de magnetización con resolución temporal simulada. Esta figura muestra tres picos resonantes bien definidos [86]	26
Figura 1.11: Distribuciones espaciales calculadas para los tres modos resonantes. La parte brillante (rojo) refleja una gran amplitud de precesión de espín y la parte oscura (azul) significa una menor amplitud [86]	27
Figura 2.1: a) Parámetros geométricos para los cilindros simulados. Configuraciones de equilibrio de los cilindros para valores dados de la constante de anisotropía uniaxial: (b) $K_u = 0,75 \text{ MJ/m}^3$, (c) $K_u = 1,00 \text{ MJ/m}^3$, (d) $K_u = 1,25 \text{ MJ/m}^3$, (e) $K_u = 1,50 \text{ MJ/m}^3$ and (f) $K_u = 1,75 \text{ MJ/m}^3$. El código de color a la derecha representa la magnetización a lo largo del eje z.	30
Figura 2.2: Susceptibilidad imaginaria para un cilindro de cobalto de 120 nm de radio y 70 nm de longitud cuando el pulso magnético se aplica paralelo al eje del cilindro (eje z) para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial (izquierda) y para $K_u = 0.75 \text{ MJ/m}^3$ (derecha). La imagen representa la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para la frecuencia de resonancia observada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud.	31
Figura 2.3: Susceptibilidad imaginaria para un cilindro de cobalto de 120 nm de radio y 70 nm de longitud cuando el pulso magnético se aplica perpendicular al eje del cilindro (eje x) para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial	33
Figura 2.4: Distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. (a)-(k) consideran los picos obtenidos cuando el pulso se aplica a lo largo del eje x. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud	34
Figura 2.5: Evolución de las frecuencias de resonancia seleccionadas como función de la constante de anisotropía uniaxial cuando el pulso se aplica paralelo (a) y perpendicular (b) al eje del cilindro	35
Figura 3.1: Parámetros geométricos para los nanohilos simulados: (a) un nanohilo sin modulación (SM), (b) un nanohilo de modulación ancha (NMA) y (c) un nanohilo de modulación estrecha (NME)	38
Figura 3.2: Configuraciones de equilibrio para NMAs a las posiciones dadas para la modulación: (a) 550 nm, (b) 650 nm, (c) 750 nm, (d) 850 nm y (e) 950 nm, y NMEs: (f)	

<u>550 nm, (g) 650 nm, (h) 750 nm, (i) 850 nm y (j) 950 nm. El código de color de la derecha representa la magnetización a lo largo del eje x (definido en la Fig. 4.1).</u>	<u>39</u>
<u>Figura 3.3: (Izquierda) Susceptibilidad imaginaria para un NMA a diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanohilo. Susceptibilidad imaginaria para un SM (derecha, arriba) y para un NMA con la modulación ubicada a 550 nm (derecha, abajo). Las imágenes representan la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud).</u>	<u>40</u>
<u>Figura 3.4: Susceptibilidad imaginaria para un NME a diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanohilo. Susceptibilidad imaginaria para una NME con la modulación ubicada a 550 nm (derecha, arriba) y 750 nm (derecha, abajo). Las imágenes representan la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud</u>	<u>42</u>
<u>Figura C.1: Imágenes esquemáticas de la discretización espacial en celdas rectangulares regulares para geometrías (a) rectangulares y (b) circulares</u>	<u>60</u>
<u>Figura D.1: Esquema del montaje experimental para realizar resonancia ferromagnética. Las microondas entran en la cavidad por medio de una guía de ondas. La absorción de las microondas se produce por medio de la resonancia. La muestra está ubicada en el centro del electroimán donde el campo magnético es uniforme.....</u>	<u>64</u>
<u>Figura D.2: Forma típica de la potencia media absorbida que corresponde a una función Lorentziana (Distribución de Cauchy), (b) Derivada de la Lorentziana.....</u>	<u>65</u>
<u>Figura E.1: Dependencia ancho de pared en función de la anisotropía magnética.....</u>	<u>66</u>

Introducción

Un sistema magnético puede exhibir configuraciones magnéticas estables y metaestables, que corresponden a los mínimos globales y locales, respetivamente. La transición de la magnetización desde un estado a otro, ya sea bajo la influencia de un campo magnético externo, temperatura o una corriente polarizada de espín, es un proceso dinámico, llamado ***dinámica de la magnetización***, cuyo tiempo característico depende del tipo de excitación, el material y las dimensiones espaciales del sistema magnético. Para describir esta dinámica, Landau y Lifshitz derivaron una expresión matemática en forma de una ecuación diferencial no lineal, ecuación que fue complementada más adelante por Gilbert, razón por la cual la ecuación de movimiento correspondiente a la dinámica de la magnetización se conoce hoy en día como la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert [1,2].

Desde 1940, los estudios sobre la dinámica de la magnetización en diferentes sistemas magnéticos se han vuelto de gran interés, en particular con respecto a las aplicaciones tales como las memorias magnéticas. Uno de los primeros dispositivos de grabación magnética basados en la dinámica de la magnetización utilizaba cabezales de ferrita para escribir y leer la información. Debido a que la permeabilidad de la ferrita decae por encima de 10 MHz [3], el proceso de lectura/escritura solo fue posible con una velocidad reducida. Este sistema se mejoró bastante (es decir, se disminuyó el tiempo de respuesta) usando cabezales de películas magnéticas. Tras la reducción de las dimensiones del sistema magnético, se inducen fuertes campos de demagnetización y, por lo tanto, un alto valor del factor de demagnetización (~ 1) creando un campo grande de anisotropía perpendicular a la superficie de la película. De esta manera, se obtuvieron permeabilidades razonables para frecuencias aplicadas mayores a los 300 MHz en dispositivos basados en películas delgadas [3]. Gracias a las investigaciones sobre las propiedades dinámicas de la magnetización, hoy en día podemos encontrar arreglos de antidots cuya densidad de área de almacenamiento es del orden de los 750 Gb/in² [4] y sus velocidades de lectura y escritura en medios de grabación magnéticos han sido del orden de 0,5 Gb/s [5] siendo aún limitadas por las propiedades magnéticas [6].

Una técnica experimental popular para sondear las propiedades dinámicas de los sistemas magnéticos es la técnica de ***Resonancia Ferromagnética*** (FMR).

0.1 Resonancia ferromagnética

Los espectros de onda de espín de las micro- y nano-estructuras magnéticas y la dinámica de su magnetización ha encontrado un creciente interés tanto desde un punto de vista fundamental como aplicado, por ejemplo, en los fenómenos espín-caloritronics y de espín-torque [7-10]. Una técnica para investigar experimentalmente estos espectros de ondas de espín es la resonancia ferromagnética (FMR) [11,12]. Se pueden usar simulaciones micromagnéticas para modelar estos sistemas y proporcionar información adicional sobre el carácter de las excitaciones observadas, así como la dependencia sobre sus parámetros magnéticos, geométricos, efectos de confinamiento o corrientes de carga. FMR sondea la dinámica de la magnetización de las muestras utilizando campos de microondas. La absorción máxima del campo de microondas aplicado ocurre cuando la frecuencia de microondas coincide con la frecuencia de los modos de resonancia del sistema estudiado.

0.2 Burbujas skyrmiónicas

Las texturas magnéticas no triviales topológicas en ferromagnetos, tales como las paredes de dominio, los vórtices y las burbujas skyrmiónicas [13,14], pueden ser estabilizadas mediante un confinamiento geométrico usando nanoestructuras artificiales [15]. Las burbujas skyrmiónicas son estabilizadas en la ausencia de la interacción de **Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)** [13,14] siempre y cuando exista una fuerte anisotropía paralela al eje de la nanoestructura cilíndrica [16-19]. Estas burbujas exhiben interesantes propiedades topológicas que contribuyen a su estabilidad y son energéticamente más eficientes de manipular que las paredes de dominio [20]. Para caracterizar la topología de una burbuja magnética se usa el concepto de **carga topológica**, que indica el número de veces que la magnetización de una textura magnética, restringida a un plano bidimensional, envuelve o cubre una esfera (unitaria) tridimensional. En sistemas extendidos, la carga topológica es una cantidad conservada [21], es decir, un objeto con una carga topológica diferente de cero no puede ser llevado mediante una transformación continua a un estado uniforme de menor energía con una carga topológica cero. En el caso de una burbuja skyrmiónica aislada, su carga topológica es uno. Para aplicaciones reales, las burbujas skyrmiónicas estarán confinadas en cintas o cilindros magnéticos, donde los bit de información 0 o 1 serán codificados por la presencia o ausencia de una burbuja.

Estudiar los modos normales que pueden describir la dinámica lineal de estas burbujas skyrmionicas es fundamental para comprender las inestabilidades que podrían llevar a fenómenos no lineales, tales como la reversión y oscilaciones de gran amplitud impulsadas

mediante campos aplicados de torques de transferencia de espín [22]. El espectro de susceptibilidad dinámica para una magnetización y geometría arbitraria se obtiene generalmente mediante simulaciones micromagnéticas [23-36]. Por ejemplo, Vukadinov y Boust [37,38] investigaron la respuesta lineal de alta frecuencia de elementos cilíndricos usando simulaciones micromagnéticas tridimensionales.

0.3 Nanohilos magnéticos

Los nanohilos magnéticos pueden potencialmente participar en nuevas aplicaciones tales como sensores [39], dispositivos lógicos o espintrónicos (por ejemplo, válvulas de espín, junturas de tunelamiento magnético), aplicaciones biomédicas y sistemas de grabación magnéticos tridimensionales (por ejemplo, memoria tipo pistas de carrera), donde la información es almacenada verticalmente en lugar de longitudinalmente [40]. Además, los nanohilos magnéticos pueden ser usados como imanes permanentes, debido a que exhiben una fuerte anisotropía de forma que produce un aumento en la coercividad del sistema [41]. Adicionalmente, se ha demostrado que las paredes del dominio en nanohilos cilíndricos, deformaciones locales de la magnetización que separan dos dominios magnéticos opuestos y uniformes, y que pueden ser transversales o vórtices [42], pueden alcanzar velocidades de propagación muy elevadas, debido a que ellas no exhiben la caída de Walker [43].

Si uno quisiera usar efectivamente estos nanohilos magnéticos en una de las potenciales aplicaciones mencionadas anteriormente, es necesario controlar con alta precisión tanto la posición como la velocidad de propagación de las paredes del dominio, lo que puede lograrse utilizando nanohilos de diámetro modulado [44-53].

0.3.1 Nanohilos magnéticos con diámetro modulado

Se ha demostrado experimentalmente que las modulaciones tienen una fuerte influencia sobre las propiedades magnéticas del sistema debido principalmente a un aumento del campo dipolar en la vecindad de la modulación del nanohilo debido a la acumulación de cargas magnéticas [54,55]. Además, se han propuesto los nanohilos con constricciones geométricas periódicas para controlar las bandas de transmisión características de las ondas de espín. De esta manera, los nanohilos de diámetro modulado emergen como una respuesta ingenieril tridimensional para controlar el proceso de anclaje /desanclaje de las paredes de dominio.

Por otro lado, la FMR de los nanohilos generalmente muestra dos picos principales [24,56]. El pico de alta frecuencia tiene una frecuencia de absorción que depende de la razón de aspecto del hilo. Esta característica sugiere el uso de estos nanohilos como filtros ajustables de microondas. Además, los arreglos de nanohilos compuestos de diferentes materiales y exhibiendo diferentes razones de aspecto pueden ser usados como filtros de peine. De esta manera, si los nanohilos son interesantes, se espera que al investigar el comportamiento dinámico de los nanohilos con diámetros modulados, estos puedan usarse para aplicaciones de grabación magnética o dispositivos de microondas. Para lograr tiempos cortos de reversión, se requiere una frecuencia de corte alta de la parte real de la susceptibilidad dinámica [57]. Finalmente, son importantes tanto la forma de la parte imaginaria de la susceptibilidad como la posición de frecuencia de las resonancias.

Capítulo 1

Antecedentes Teóricos

1.1 Introducción al magnetismo

La magnetización \vec{M} se define como el momento magnético por unidad de volumen. La magnetización \vec{M} es proporcional al campo magnético aplicado \vec{H} y se puede escribir como [58,59]

$$\vec{M} = \chi \vec{H} . \quad (1)$$

Aquí, χ es la susceptibilidad magnética del material.

En el caso de un material diamagnético, la susceptibilidad diamagnética χ_d es negativa e independiente de la temperatura, mientras que, para el caso de un material paramagnético χ_p es independiente del campo magnético, pero varía inversamente proporcional con la temperatura, tal:

$$\chi_p = \frac{C}{T} , \quad (2)$$

donde

$$C = \frac{Ng^2J(J+1)\mu_B^2}{3k_B} . \quad (3)$$

En el caso del ferromagnetismo, se observa un momento magnético espontáneo incluso en ausencia de un campo magnético externo. En este caso, la susceptibilidad ferromagnética χ_f se puede expresar como

$$\chi_f = \frac{C}{T-T_C} , \quad (4)$$

donde T_c es la temperatura de Curie. Si la temperatura de la muestra es inferior a la temperatura de Curie, entonces todo el material ferromagnético exhibe magnetización espontánea.

Los ferromagnetos poseen propiedades interesantes como, por ejemplo, la demagnetización ultrarrápida que ocurre en el rango de los femtosegundos, la magnetización en el rango de los picosegundos y la dinámica precesional que varía en un amplio rango de escala de tiempo. Estas propiedades incluyen también procesos más lentos, como son el proceso de reversión de la magnetización, la dinámica de las paredes de dominio y la dinámica de los vórtices magnético.

A modo de resumen presentamos el ordenamiento de los distintos tipos de materiales magnéticos, así como sus curvas de magnetización:

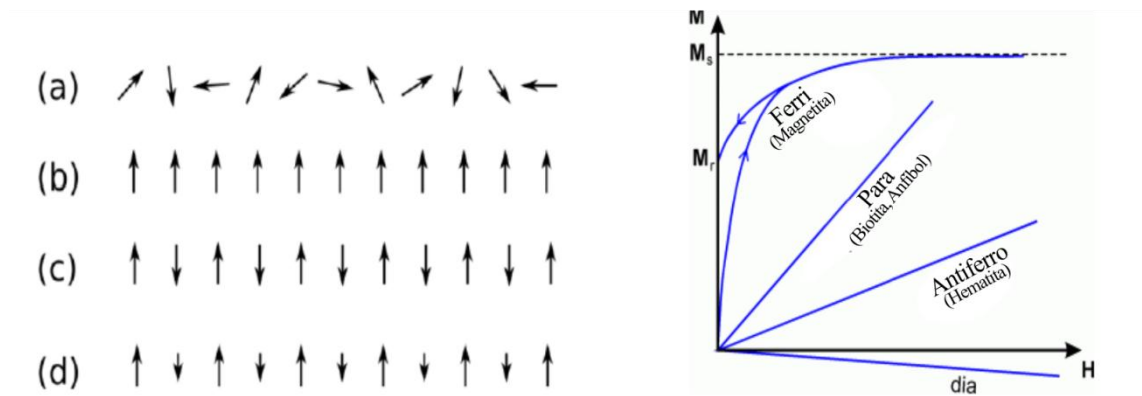


Figura 1.1. Diagrama que muestra los distintos tipos de materiales magnéticos: (a) paramagnetismo, (b) ferromagnetismo, (c) antiferromagnetismo y (d) ferrimagnetismo. A la derecha se muestran las curvas de magnetización típicas para estos materiales [60].

1.2 Aproximación al Continuo: Micromagnetismo

El micromagnetismo considera una aproximación al continuo que deja de lado los detalles discretos de la estructura atómica y considera al material como un continuo, por lo tanto, el micromagnetismo trabaja con objetos magnéticos que están en una escala de longitud situados entre los enfoques atomísticos y los utilizados en el análisis de microestructura de dominios magnéticos. De esta forma, comenzamos dividiendo el volumen de la nanoestructura

magnetizada en volúmenes infinitesimales dV , definidos por un vector de posición \vec{r} . Estos volúmenes son suficientemente grandes como para contener una gran cantidad de momentos magnéticos, debido a la magnetización de cada átomo dentro de la red, pero suficientemente pequeños como para que los momentos magnéticos varíen lentamente dentro de él. Por lo tanto, podemos definir el vector de magnetización $\vec{M}(\vec{r})$, tal que el producto $\vec{M}(\vec{r})dV$ representa el momento magnético neto del volumen infinitesimal dV .

1.3 Energías de un sistema ferromagnético

Las propiedades magnéticas estáticas y dinámicas de los elementos ferromagnéticos están determinadas por la contribución relativa de diferentes términos energéticos. La energía total de un sistema magnético tiene diferentes contribuciones provenientes de la energía de Zeeman (E_z), la energía magnetostática (también conocida como energía demagnetizante o dipolar) (E_{demag}), la energía de intercambio (E_{ex}) y la energía de anisotropía magnetocristalina (E_{ani}).

$$E = E_z + E_{demag} + E_{ex} + E_{ani} . \quad (5)$$

La energía de Zeeman proviene de la interacción con el campo externo aplicado, mientras que la energía de intercambio es la energía dominante que mantiene los espines contiguos alineados y, por lo tanto, produce una magnetización espontánea, siempre y cuando la temperatura no exceda la temperatura de Curie. En comparación con la energía de intercambio, la energía magnetostática es generalmente débil, pero tiene un efecto de largo alcance debido a que considera la interacción entre todos los momentos magnéticos. La energía de anisotropía magnetocristalina también es pequeña en comparación con la energía de intercambio, sin embargo, desempeña un papel importante en la determinación de la dirección de la magnetización espontánea en materiales magnéticos.

Cuando se aborda el comportamiento dinámico de la magnetización se usa comúnmente el campo magnético efectivo \vec{H}_{eff} en lugar de la energía magnética. La correlación entre estos parámetros viene dada por la derivada funcional de la energía libre total:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} = \vec{H} + \vec{H}_{demag} + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} \nabla^2 \vec{M} - \frac{1}{\mu_0 M_s} \vec{\nabla} E_{ani} , \quad (5)$$

donde \vec{H} es el campo magnético externo, \vec{H}_{demag} es el campo de demagnetización, A es la constante de Stiffness y E_{ani} la energía de anisotropía magnetocristalina.

1.3.1 Energía de Zeeman

La energía de Zeeman considera la interacción entre la magnetización \vec{M} y un campo magnético externo \vec{H} :

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H} dV, \quad (6)$$

donde μ_0 es la permeabilidad del vacío. Para minimizar esta energía, cada momento magnético del sistema magnético tiende a alinearse en paralelo al campo magnético externo. El campo magnético externo puede incluir un campo de polarización estática (\vec{H}_{Bias}), así como un pulso de campo variable en el tiempo (\vec{h}_p) o un campo armónico de alta frecuencia (\vec{h}_{rf}).

1.3.2 Energía magnetostática

Los materiales ferromagnéticos generan un campo dipolar que define una dirección preferencial de la magnetización, la que depende de la geometría de la estructura. Este campo recibe el nombre de campo demagnetizante \vec{H}_d y su presencia se puede explicar a través de las ecuaciones de Maxwell aplicadas a un material ferromagnético magnetizado [61]. La energía dipolar o magnetostática, da cuenta de la interacción entre los dipolos magnéticos al interior de un material. Considerando una red de dipolos magnéticos $\vec{\mu}_i$ en los sitios i de la red, la interacción dipolo-dipolo puede ser escrita en términos energéticos como

$$E_{dip-dip} = \mu_0 \sum_{i \neq j} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} \left[\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i)(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^2} \right], \quad (7)$$

donde la sumatoria se realiza sobre todos los dipolos atómicos $\vec{\mu}_i$ y $\vec{\mu}_j$. Cada par de dipolos es contado una sola vez, y \vec{r}_{ij} es el vector que conecta ambos momentos magnéticos.

Como se muestra en la Figura 2.2, la configuración que minimiza la energía de interacción dipolar es aquella en que ambos dipolos apuntan en el mismo sentido y se encuentran alineados a lo largo del eje inter-nuclear. La segunda configuración de más baja energía es

aquella en la que los dipolos se orientan perpendiculares al eje inter-nuclear y en direcciones opuestas, propiciando líneas de campo magnético cerradas entre ellos.

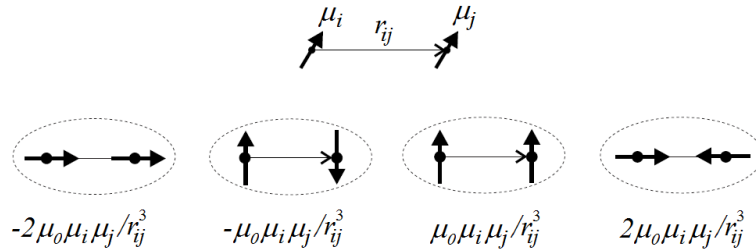


Figura 1.2. Esquema básico de configuraciones dipolo-dipolo. Debajo de cada dibujo se encuentra el valor energético de la configuración dipolar [62].

Como explica Aharoni [61], la energía dipolar en un sólido ferromagnético puede ser descrita por:

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \sum_i \vec{\mu}_i \cdot \vec{h}_i, \quad (8)$$

donde \vec{h}_i es el campo magnético que actúa sobre un dipolo debido al resto del sólido. Este campo puede ser analizado en dos partes. Primero, vamos a considerar una esfera físicamente pequeña, de tamaño menor que la longitud de intercambio y suficientemente grande respecto del parámetro de red. La intensidad del campo \vec{h}_i estará dada por el campo generado por el material continuo que rodea a la esfera, $\vec{H}_d + \frac{1}{3}\vec{M}$ (campo demagnetizante fuera de la esfera menos el campo discreto dentro de la esfera), más el campo \vec{h}'_i formado por la contribución discreta de los dipolos dentro de la esfera,

$$\vec{h}'_i = \frac{1}{4\pi} \sum_{|\vec{r}_{ij}| < R} \frac{1}{|\vec{r}_{ij}|^3} \left[-\vec{\mu}_j + 3 \frac{\vec{r}_{ij}(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^2} \right]. \quad (9)$$

Asumiendo que podemos tratar \vec{M} como una constante dentro de la esfera físicamente pequeña, el campo dentro de la esfera puede ser expresado como $\vec{h}'_i = \vec{\Lambda} \vec{M}$, donde $\vec{\Lambda}$ es un tensor que depende de la estructura cristalina de la red, y es nulo para el caso particular de

simetría cúbica. Substituyendo los campos dentro y fuera de la esfera, y reemplazando la suma por una integral, se tiene que la energía magnetostática puede ser escrita como:

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \left(\vec{H}_d + \frac{1}{3} \vec{M} + \vec{\Lambda} \vec{M} \right) dV . \quad (10)$$

El término $\vec{M} \cdot \vec{M}$ es el cuadrado de la magnetización de saturación M_s^2 , que depende sólo de la temperatura y no de la distribución espacial de la magnetización, por lo que puede ser omitido redefiniendo el cero de energía. De igual modo, el tercer término $\vec{M} \cdot \vec{\Lambda} \cdot \vec{M}$ será tratado como una contribución de energía de anisotropía, debido a que el tensor $\vec{\Lambda}$ depende sólo de la estructura cristalina y no de la posición. De esta forma, la energía magnetostática será:

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV . \quad (11)$$

El campo demagnetizante de un sólido puede ser reescrito como $\vec{H}_d = -N\vec{M}$, donde N es un tensor llamado factor demagnetizante, que depende principalmente de la forma del objeto y puede ser calculado analíticamente sólo para un elipsoide. El factor 1/2 se introduce debido al doble conteo de las interacciones entre los momentos magnéticos.

1.3.3 Energía de intercambio

Los momentos magnéticos de átomos vecinos, en materiales ferromagnéticos, interactúan entre sí de forma tal que cada uno de ellos intenta alinear al otro en su propia dirección y sentido. Esta interacción se llama interacción de intercambio y está descrita a través del hamiltoniano de Heisenberg. El hamiltoniano para los momentos magnéticos del átomo i y su vecino j está dado por:

$$H = -2 \sum_{i>j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j , \quad (12)$$

donde $J_{i,j}$ es la integral o constante de intercambio correspondiente a la interacción entre los momentos magnéticos i y j . Usualmente se considera que $J_{i,j} = J$ para un material isotrópico y homogéneo. El origen de esta interacción es netamente cuántico y se debe al solapamiento de las funciones de ondas entre átomos vecinos que se ve reflejado en la definición de J [61]. Además, J decae rápidamente a cero a medida que aumenta la distancia de separación entre

los átomos i y j de la red, lo que significa que esta interacción es de corto alcance. Cabe notar entonces que la suma se realiza entre átomos primeros vecinos de la red del material magnético.

Hay que notar que:

- $J > 0$ define un acoplamiento ferromagnético donde los espines tienen a orientarse de forma paralela entre sí.
- $J < 0$ define un acoplamiento antiferromagnético donde los espines se orientan de forma antiparalela.

Para el caso de un material ferromagnético suficientemente grande, que pueda ser considerado continuo, es conveniente realizar la aproximación de que los momentos magnéticos tienen la misma magnitud y el ángulo entre ellos es pequeño, lo cual físicamente ocurre a bajas temperaturas [63]. De esta forma, la ecuación (12) queda como:

$$E_{ex} = -2S^2J \sum_{i>j} \cos(\theta_{i,j}) . \quad (13)$$

Para pequeños ángulos podemos aproximar $\cos(\theta_{i,j}) \sim 1 - \theta_{i,j}^2/2$ por lo que la ecuación (14) queda como:

$$E_{ex} = S^2J \sum_{i>j} \theta_{i,j}^2 + cte . \quad (14)$$

La energía de interacción mostrada en la ecuación (14) depende directamente de la variación angular entre los momentos magnéticos. Para el caso de un material continuo, este cambio puede ser representado por $a\partial\theta_{i,j}/\partial x_{i,j}$, donde a es la distancia de separación entre los momentos magnéticos. Luego es posible escribir la ecuación como una aproximación continua [64,65] dada por:

$$E_{ex} = \frac{A}{M_s^2} \int_V (|\vec{M}_x|^2 + |\vec{M}_y|^2 + |\vec{M}_z|^2) dV , \quad (15)$$

donde A es la constante de rigidez (stiffness) del material cuyo valor es JS^2/a para una red cúbica simple de constante a , y M_x, M_y, M_z son las componentes x, y y z de la magnetización, respectivamente. El valor de A para materiales como Ni, Co, Fe y Py son 9×10^{-12} J/m, 30×10^{-12} J/m, 21×10^{-12} J/m y 13×10^{-12} J/m, respectivamente.

1.3.4 Energía de anisotropía

La anisotropía magnetocristalina es responsable del porqué la magnetización de un material prefiere alinearse a lo largo de ciertos ejes denominados ejes cristalográficos [61]. El origen de la anisotropía magnetocristalina se debe principalmente al acoplamiento espín-órbita, es decir, los orbitales electrónicos están vinculados a la estructura cristalográfica del material, por lo que, como función de su estructura, existirán ciertos ejes o planos fáciles de magnetización. Esta propiedad es intrínseca del material.

La energía de anisotropía magnetocristalina se puede expandir en potencias sucesivas de las componentes $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ del vector unitario de magnetización que denominaremos Ω_M :

$$E_{crist}(\Omega_M) = b_0(H_M) + \sum_{ij} b_{ij}(H_M)\alpha_i\alpha_j + \sum_{ijkl} b_{ijkl}(H_M)\alpha_i\alpha_j\alpha_k\alpha_l + \dots, \quad (16)$$

donde H_M es la proyección del campo externo a lo largo de la dirección de Ω_M .

1.3.4.1 Anisotropía uniaxial

Este tipo de anisotropía se aplica generalmente en sistemas hexagonales, como son las tierras raras. Es un hecho fenomenológico que la energía es simétrica respecto al plano ab de la red hexagonal, de modo que potencias impares de $\cos \theta$ pueden eliminarse de la expansión en serie para la energía:

$$E_{a,uniaxial}(\Omega_M) = -K_1 \int \cos^2 \theta dV + K_2 \int \cos^4 \theta dV \dots, \quad (17)$$

donde, θ es el ángulo entre la magnetización y el eje c o el eje z , como se muestra en la Fig. 2.1 (a).

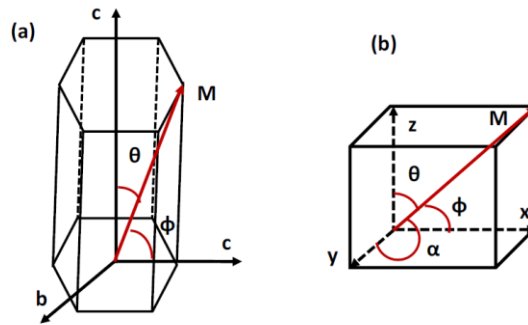


Figura 1.3 Sistema de coordenadas para (a) un sistema empaquetado hexagonal uniaxial y (b) un sistema cúbico.

- $K_1 > 0$ eje fácil
- $K_1 < 0$ plano fácil

Los coeficientes K_1 y K_2 dependen de la temperatura y se toman del experimento. En principio la expansión anterior puede llevarse a órdenes superiores, pero ninguno de los materiales ferromagnéticos conocidos parece requerirlo. Incluso, en muchos casos K_2 es despreciable. De esta forma, la anisotropía uniaxial puede ser expresada como:

$$E_{a,uniaxial} = -K_1 \int_V m_z^2 dV, \quad (18)$$

- $K_1 > 0$ los mínimos son $\theta = 0$ y $\theta = \pi$ teniendo un eje fácil (eje z).
- $K_1 < 0$ el máximo es $\theta = \pi/2$ teniendo un plano fácil (plano xy).

1.3.4.2 Anisotropía cúbica

Para cristales cúbicos, los ejes x, y y z son los ejes cristalográficos y la expresión para la energía de anisotropía cúbica será

$$E_{cúbica}(\Omega_M) = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_3^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (19)$$

Aquí, el vector de magnetización Ω_M hace un ángulo ϕ , α y θ con los ejes x , y y z , respectivamente, como se muestra en la figura 2.3(b) y α_1 , α_2 y α_3 son los cosenos directores a

lo largo de x , y y z . La anisotropía cúbica presenta tres o cuatro ejes de simetría [65], conocidos como ejes fáciles de magnetización y puede ser expresada como

$$E_{a,cúbica} = \int K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) dV, \quad (21)$$

donde K_1 y K_2 son los coeficientes de anisotropía del material, los que se obtienen experimentalmente.

- $K_1 > 0$, los ejes fáciles están a lo largo del plano (100).
- $K_1 < 0$, los ejes fáciles están a lo largo del plano (111).

1.4 Dominios magnéticos

Un ferromagneto macroscópico generalmente no consiste en un único dominio uniformemente magnetizado. Debido a la compleja interacción de los diversos términos energéticos introducidos en la sección anterior, el ferromagneto podría minimizar la energía formando múltiples dominios con diferentes direcciones de magnetización. La introducción progresiva de dominios (Fig. 2.4(a)) reduce el número de polos superficiales y la energía de demagnetización.

La formación de dominios también está influenciada por la anisotropía magnetocristalina, ya que los dominios tenderán a estar orientados a lo largo de los ejes de fácil magnetización del sistema. La transición entre dos dominios con diferente orientación de la magnetización se caracteriza por una región llamada pared de dominio, la que se rige por una competencia entre la anisotropía y la energía de intercambio. Por un lado, una variación muy grande del sentido de orientación de los espines entre dos dominios no es favorable debido a la fuerte interacción de intercambio. Por otro lado, si la orientación de los espines varía demasiado lento, puede ser costoso en términos de las energías magnetocristalinas y magnetostáticas. Esta competencia se puede expresar a través de una escala de longitud característica, que determina el cruce de un régimen donde domina uno u otro término energético. Esta escala de longitud se denomina longitud de intercambio, l_{ex} , determinada por la relación entre la rigidez de intercambio A y la densidad de energía magnetocristalina o de demagnetización (anisotropía de forma), aquí representada por K :

$$l_{ex} = \sqrt{A/K}. \quad (22)$$

Las paredes de dominio magnéticas se pueden dividir en dos grupos principales, tipo Bloch y tipo Néel, dependiendo de como la magnetización rota de un dominio al otro. Estos tipos de paredes de dominio se ilustran en la figura 2.4(b), donde la pared de Bloch se caracteriza por una rotación de espines en el plano de la pared de dominio, con un ancho de pared comúnmente definido como $w = \pi\sqrt{A/K}$ [66]. Este tipo de pared de dominio se encuentra típicamente en ferromagnetos tipo bulto, donde la energía magnetostática debido a los campos en la superficie de la muestra es insignificante. Sin embargo, como la pared de Bloch induce cargas superficiales por su flujo de campo, la pared de Néel se vuelve favorable cuando el espesor de la película se hace más pequeño que el ancho de la pared y la energía magnetostática de los flujos de campos en la superficie es considerable. En los casos en que la energía involucrada de formar una pared de dominio es mayor que la energía de demagnetización, el resultado es un estado de dominio único. Este suele ser el caso de los ferromagnetos pequeños con un tamaño del mismo orden que la longitud de intercambio l_{ex} , que establece la escala de longitud del ancho de la pared del dominio.

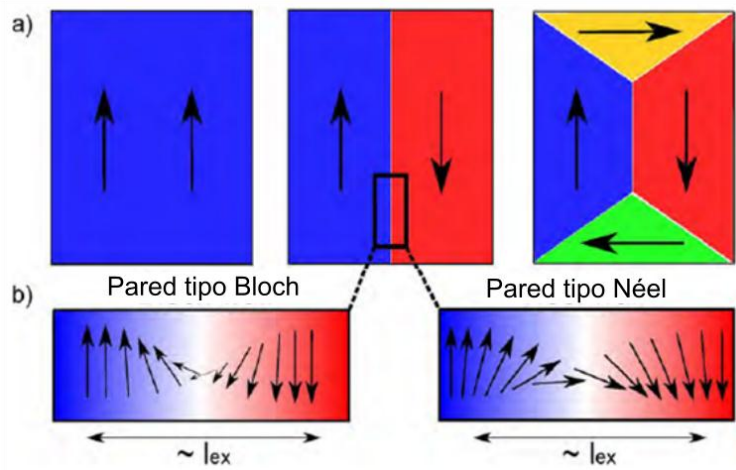


Figura 1.4 (a) La formación de múltiples dominios resulta de la minimización de la energía. (b) Ampliación de una pared de dominio de 180 grados que muestra ejemplos de los dos grupos principales de paredes de dominio denominados tipo Bloch y tipo Néel, respectivamente [67].

1.5 Dinámica de la magnetización

Landau y Lifshitz desarrollaron la teoría fenomenológica de la dinámica y la relajación de la magnetización. La idea básica de la teoría micromagnética es que la magnetización $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \vec{m}(\vec{r}, t)$ varía continuamente a lo largo de los ejes de coordenadas y tiene una magnitud M_s , que depende de la temperatura T . Las fuerzas que actúan sobre \vec{M} se deben a los campos magnéticos $\vec{H}(\vec{r})$ que surgen de todas las interacciones magnéticas. Estos campos ejercen torques en \vec{M} que tienden a alinearse a lo largo de las direcciones del campo local. Los estados de equilibrio se pueden calcular mediante la minimización de energía de la energía total. Sin embargo, el enfoque más común hoy en día es resolver la ecuación de movimiento de Landau-Lifshitz (LL), que es una ecuación de torsión que relaciona la evolución temporal de \vec{M} con los torques ejercidos por \vec{H} . De esta manera, se alcanzara un estado de equilibrio cuando la magnitud de los pares de torsión desaparece en cada punto de la red.

1.5.1 Precesión de la magnetización

Según la mecánica cuántica, la ecuación de movimiento de un espín (S) viene dada por [68-69]:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \vec{S} \rangle = [\vec{S}, H] \quad . \quad (23)$$

El operador hamiltoniano H puede describirse como la interacción entre el espín (S) y el campo externo (B), es decir,

$$H = -\frac{g\mu_B}{\hbar} (\vec{S} \cdot \vec{B}) \quad , \quad (24)$$

donde μ_B es el magnetón de Bohr y g es el factor giromagnético para un electrón libre. La componente z de la relación del conmutador en la ecuación 23 puede expresarse como

$$[S_z, H] = ig\mu_B (\vec{S} \times \vec{B})_x \quad . \quad (25)$$

Sustituyendo la ecuación 25 en la ecuación 23 podemos escribir

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \vec{S} \rangle = ig\mu_B (\vec{S} \times \vec{B}) . \quad (26)$$

Esta es la ecuación de movimiento para un solo espín. Para la magnetización homogénea (\vec{M}) podemos escribir

$$\vec{M} = \frac{g\mu_B}{h} \langle \vec{S} \rangle \quad (27)$$

y
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_{eff} \quad (28)$$

Sustituyendo la ecuación 27 y 28 en la ecuación 26 obtendremos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \quad (29)$$

donde γ es la relación giromagnética, $\gamma = g\mu_0/\hbar$. Esta es la ecuación de movimiento de la magnetización de Landau-Lifshitz (LL) en presencia de un campo magnético externo \vec{H} . Esta ecuación establece que, en el equilibrio, la magnetización precesa alrededor del campo magnético efectivo \vec{H}_{eff} durante un tiempo infinito (ver Fig. 2.5).

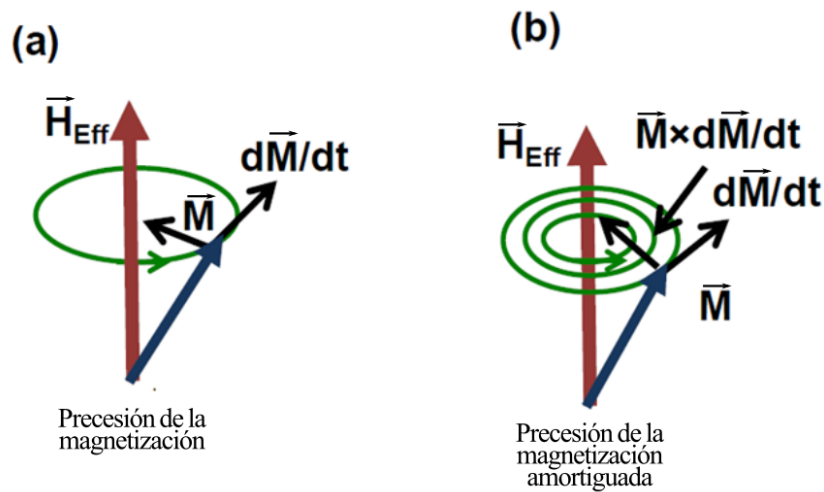


Figura 1.5 Precesión de la magnetización (a) sin amortiguación y (b) con amortiguación.

1.5.2 Amortiguación magnética

Experimentalmente se observa que la amplitud con la que oscila la magnetización se reduce gradualmente hasta que la magnetización se alinea a lo largo de la dirección del campo magnético externo (\vec{H}). Gilbert introduce el término de amortiguamiento en la ecuación LL para que coincida con la observación experimental. La ecuación de movimiento de la magnetización en presencia de la amortiguación queda entonces como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (30)$$

Esta ecuación es la famosa ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [2]. La ecuación LLG es una ecuación diferencial ordinaria (EDO) en el tiempo que incluye la interacción de intercambio, la interacción dipolar, la anisotropía magnetocristalina y el campo de Zeeman, donde \vec{M} es la magnetización instantánea, M_s es la magnetización de saturación y \vec{H}_{eff} es el campo efectivo. El primer término representa el movimiento precesional del vector de magnetización. El segundo término describe la amortiguación, agregando un torque que empuja la magnetización hacia la dirección del campo efectivo (posición de equilibrio), y α es la conocida constante de amortiguación de Gilbert, que es un parámetro adimensional.

La ecuación LLG se puede resolver mediante el uso de métodos de resolución estándares de ecuaciones diferenciales ordinarias tales como el método Runge-Kutta o el método Euler. De hecho, se puede resolver numéricamente con la ayuda del método de diferencias finitas (FDM) o el método de elementos finitos (FEM) [70-71] (Ver anexo C).

Si uno está interesado solo en la distribución de magnetización estática, los estados de equilibrio / metaestables de un sistema ferromagnético se pueden obtener a partir del principio variacional para la energía [73,74].

$$\begin{aligned} \delta E(\vec{M}) &= 0 \\ \delta^2 E(\vec{M}) &> 0 \end{aligned} \quad (31)$$

donde $E(\vec{M})$ representa la energía total del sistema. Estas ecuaciones conducen a las ecuaciones de Brown:

$$\begin{aligned} \vec{m} \times \vec{H}_{eff} &= 0 \text{ en el bulto} \\ \vec{m} \times \partial \vec{m} / \partial n &= 0 \text{ en la superficie} \end{aligned} \quad (32)$$

1.5.3 Escalas de tiempo de la magnetización

La dinámica de la magnetización puede ocurrir en un amplio rango de tiempo. La Figura 2.6 muestra varios fenómenos dinámicos de la magnetización en las escalas de tiempo relevantes que varían de 1 femtosegundo a unos pocos cientos de nanosegundos.

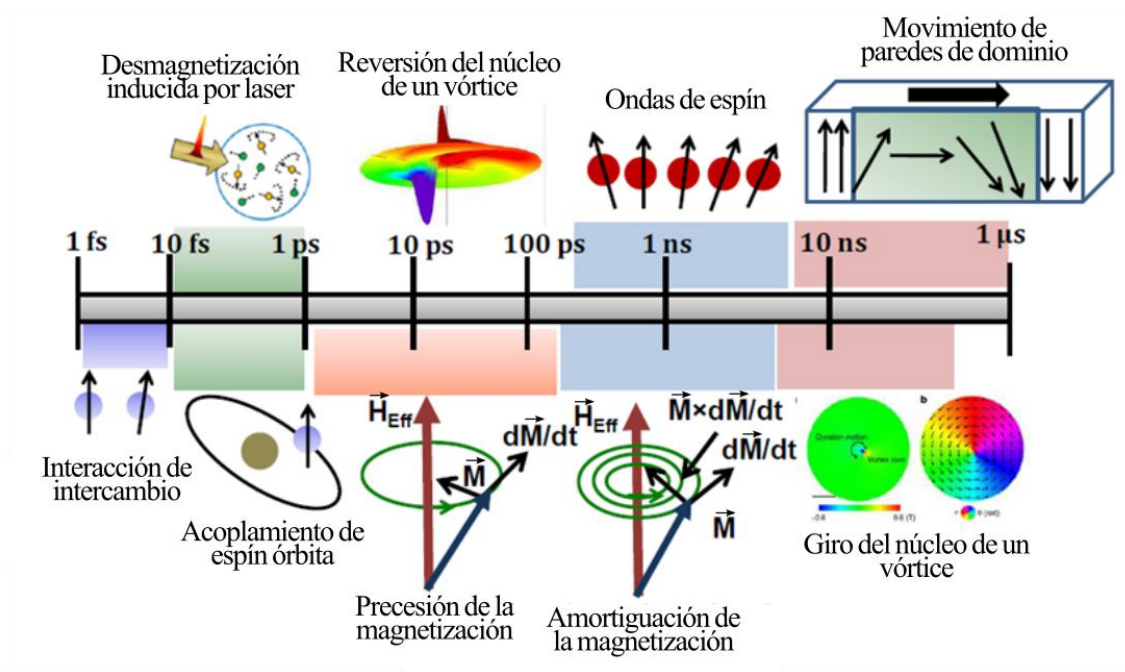


Figura 1.6 Escala de tiempo característica de varias dinámicas de la magnetización [75].

El proceso más rápido es la interacción de intercambio que ocurre en escalas de tiempo entre 1 fs a 10 fs. El acoplamiento de espín-órbita se produce entre 10 fs a 1 ps. La desmagnetización ultrarrápida ocurre dentro de los cientos de fs. Después de la desmagnetización ultrarrápida se produce una rápida magnetización en una escala entre 1 ps a 10 ps. La precesión de la magnetización se observa en una escala de tiempo desde unos pocos ps a unos cientos de ps y la amortiguación de Gilbert asociada con ella ocurre en una escala de tiempo de 1 ns a pocas decenas de ns. Los procesos de magnetización más lentos son la rotación del núcleo del vórtice y la dinámica de la pared del dominio que se producen entre los 10 a 100 ns.

1.5.4 Simulaciones micromagnéticas, OOMMF

El programa numérico OOMMF (de las siglas Object Oriented MicroMagnetic Framework) resuelve las ecuaciones de LLG mediante el método de diferencias finitas. Fue desarrollado en el Instituto Nacional de Estándares y Tecnología, Gaithersburg, por Mike Donahue y Don Porter en 1999. El programa está escrito en C++ y Tcl. Para este programa, la muestra o el espacio se discretizan en pequeñas celdas cuboides, todas del mismo tamaño, tal y como se muestra en la Figura 2.7(a). Todos los parámetros requeridos, como la magnetización de saturación, la constante de rigidez, la anisotropía magnetocristalina, el campo de Zeeman, las dimensiones y geometría de la muestra y el campo magnético, se proporcionan al comienzo de la simulación a través de un archivo llamado 'MIF', escrito en Tcl/Tk. Además, se debe proporcionar un estado inicial de magnetización. Cuando se inicia la simulación, los evolucionadores actualizan la configuración de la magnetización paso a paso. Existen principalmente dos tipos de evolucionadores:

- (i) Evolucionadores de tiempo, que rastrean la dinámica de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG).
- (ii) Evolucionadores de minimización, que localizan los mínimos locales en la superficie de energía a través de técnicas de minimización directa [77].

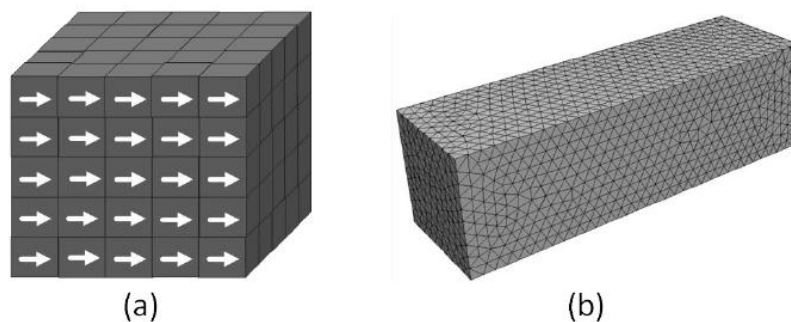


Figura 1.7 Esquemas mostrando la discretización de una muestra rectangular en (a) varias celdas cuboides de igual tamaño y (b) celdas tetraédricas de tamaño variable [78].

Mediante “Time_evolver” se implementa un método simple de Euler de primer orden con control de tamaño de paso en la ecuación diferencial ordinaria de LLG. Los evolucionadores (Evolvers) son controlados por los conductores (Drivers). Los evolucionadores deben ser compatibles con

los drivers, es decir, los evolucionadores de tiempo deben estar emparejados con los controladores de tiempo y los evolucionadores de minimización deben estar emparejados con los controladores de minimización. Los controladores (drivers) entregan una configuración de magnetización a los evolucionadores con una solicitud para avanzar la configuración en un paso (también llamada iteración). Es función de los controladores, no de los evolucionadores, determinar cuando se completa una etapa o ejecución de simulación. El controlador detecta cuando finalizan las etapas y las ejecuciones, utilizando los criterios especificados en la descripción del problema MIF, y puede imponer restricciones, como asegurarse de que los límites de las etapas respeten los criterios de detención del tiempo.

1.6 Teoría de la Resonancia Ferromagnética

La excitación colectiva de un conjunto de momentos magnéticos en un sólido magnético se conoce como resonancia ferromagnética o FMR. Si se coloca un material ferromagnético (superficie plana) en un campo magnético estático \vec{H} , la magnetización comenzará a precesar con una frecuencia angular ω_0 y con la condición de Larmor $\omega_0 = \gamma H$. Si se aplica un campo magnético alterno (rf) perpendicular a este campo magnético estable, entonces se producirá la resonancia, de forma que la magnetización precesará con una frecuencia de resonancia que absorbe energía del campo magnético alterno. La expresión para la frecuencia de resonancia para un material ferromagnético es:

$$\omega_0 = \gamma(BH)^{\frac{1}{2}}, \quad (33)$$

donde γ es la razón giromagnética y B es la inducción magnética.

1.6.1 Derivación de la fórmula de Kittel usando el modelo de macroespín

En 1947, Charles Kittel obtuvo por primera vez una expresión para la frecuencia de resonancia ferromagnética que consideraba la forma de la estructura. La teoría fue desarrollada bajo el modelo de macroespín, según el cual, la magnetización en un material ferromagnético es uniforme en todo el elemento y, como resultado, el momento magnético de todo el elemento puede reemplazarse por un momento magnético gigante.

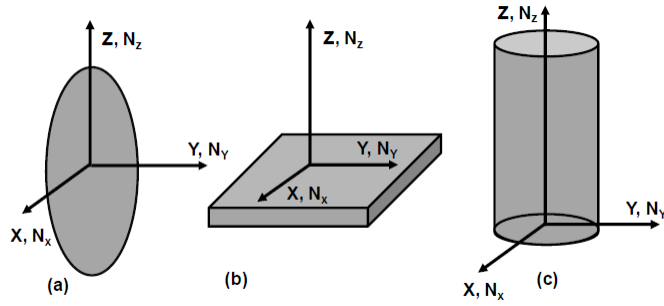


Figura 1.8 Sistemas de coordenadas utilizados para (a) un elipsoide, (b) un plano y (c) un cilindro.

La ecuación de movimiento de un material ferromagnético se puede escribir como la ecuación 30 para la precesión uniforme (considerando $\alpha = 0$), la cual toma la siguiente forma:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(M_y H_{eff}^z - H_{eff}^y M_z) \quad (34)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(M_z H_{eff}^x - H_{eff}^z M_x) \quad (35)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(M_x H_{eff}^y - H_{eff}^x M_y) \quad (36)$$

Para un elipsoide general, los factores de demagnetización a lo largo de las direcciones x, y y z son N_x, N_y y N_z , respectivamente. H_z es el campo magnético estático que se aplica a lo largo del eje z y H_x es el campo magnético alterno (rf) aplicado a lo largo del eje x . El valor del campo magnético efectivo a lo largo de las direcciones x, y y z es **[76]**

$$H_{eff}^x = H_x - N_x M_x \quad (37)$$

$$H_{eff}^y = -N_y M_y \quad (38)$$

$$H_{eff}^z = H_z - N_z M_z \quad (39)$$

Sustituyendo las ecuaciones 37,38 y 39 en las ecuaciones 34, 35 y 36, podemos escribir

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma [H_z + (N_y - N_z) M_z] M_y \quad (40)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma [M_z H_x - (N_x - N_z) M_z M_x - M_x H_z] \quad (41)$$

$$\frac{dM_z}{dt} \cong 0 \quad (42)$$

Estas tres ecuaciones pueden resolverse considerando

$$M = m e^{j\omega t} . \quad (43)$$

Finalmente, la expresión de la susceptibilidad χ_x es:

$$\chi_x = \frac{M_x}{H_x} = \frac{\chi_0}{[1 - (\frac{\omega}{\omega_0})^2]} , \quad (44)$$

donde

$$\chi_0 = \frac{M_z}{[H_z + (N_x - N_z) M_z]} \quad (45)$$

y

$$\omega_0 = \gamma [\{H_z + (N_y - N_z) M_z\} \{H_z + (N_x - N_z) M_z\}]^{\frac{1}{2}} \quad (46)$$

Aquí, ω_0 es la frecuencia de resonancia.

1.6.2 Simulaciones micromagnéticas para investigar la FMR

En general, hay dos formas de realizar simulaciones micromagnéticas para investigar la FMR:

- a) Aplicar un campo magnético de microondas sinusoidal periódico dependiente del tiempo con una frecuencia fija que permita determinar la amplitud de precesión de la magnetización como respuesta al sistema. Si la amplitud de precesión es pequeña, la absorción de potencia del campo de microondas será pequeña, ya que la frecuencia de excitación no se acopla bien al conjunto de frecuencias naturales del sistema. Este método es conceptualmente simple pero computacionalmente muy exigente ya que, para cada frecuencia f , la simulación micromagnética necesita calcular la evolución temporal de la magnetización del sistema después de que la transición dinámica se haya amortiguado y haya alcanzado una precesión de magnetización constante. Esto solo proporciona un punto en la curva de absorción de frecuencia y solo se puede usar un programa de simulación micromagnética que admita un campo magnético externo dependiente del tiempo.
- b) Método Ringdown [22,79,80]: El sistema se perturba desde su estado de equilibrio aplicando una excitación de corta duración y suficientemente débil, de forma que la amplitud del pulso sea lo suficientemente pequeña como para permanecer en la región de respuesta lineal [82]. Durante el proceso se almacena la dinámica de la magnetización. Las frecuencias de resonancia y los modos correspondientes se extraen mediante la transformada de Fourier de los datos almacenados. Esta es una forma eficiente de determinar los modos propios del sistema. En esta tesis, se adoptará este método para simular la curva de FMR para estructuras ferromagnéticas.

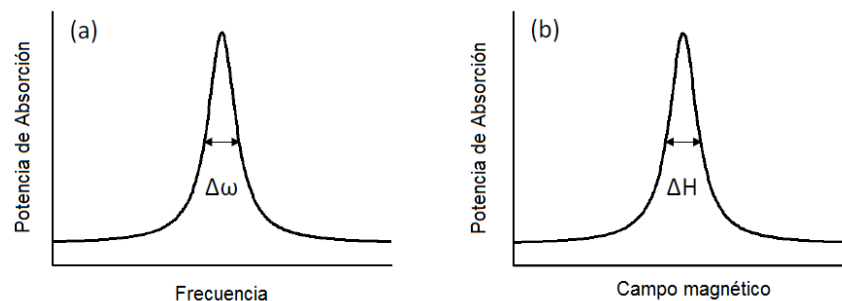


Figura 1.9 Esquema de los perfiles de absorción de potencia de resonancia ferromagnética (FMR). (a) Perfil de absorción de potencia FMR para barrer la frecuencia de microondas en un

campo magnético externo fijo. (b) Perfil de absorción de potencia FMR para barrer el campo magnético externo a una frecuencia de microondas fija [81].

1.6.2.1 Método para calcular los espectros de susceptibilidad dinámica

El espectro de la susceptibilidad se calculó utilizando el programa OOMMF y el método Ringdown mencionado anteriormente. El proceso es el siguiente:

(1) Obtener un estado de equilibrio de mínima energía mediante el evolucionador de gradientes CG_EVolver entregado por OOMMF, de tal manera de obtener un archivo inicial (.omf).

(2) Después de obtener la magnetización en equilibrio, se aplica a esta configuración inicial una excitación magnética débil. En esta tesis se utilizará el pulso magnético $\vec{h}(t) = 1000\exp(-10^9 t)(t \geq 0)$ [36,57,83], donde $\vec{h}(t)$ está en $A\ m^{-1}$ y t está en segundos.

(3) La magnetización temporal de la magnetización $\vec{M}(\vec{r}, t)$ y el pulso magnético $\vec{h}(t)$ se almacenan en cada intervalo de tiempo Δt durante un tiempo total T en un archivo .odt entregado por el programa micromagnético. Matemáticamente, la variación espacio-tiempo de la magnetización puede expresarse como:

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{M}(x, y, z, t) . \quad (47)$$

(4) El pulso magnético $\vec{h}(t)$ y la distribución de magnetización $\vec{M}(\vec{r}, t)$ se transforman al dominio de frecuencias $[\vec{h}(\omega), \vec{M}(\omega)]$ mediante el método de transformada rápida de Fourier (FFT), respectivamente. Los espectros de potencia se calculan como una suma de la transformada de Fourier en el tiempo de cada nodo de malla,

$$\bar{S}_x = \sum_i S_x(\mathbf{r}_i, f) = \sum_i \left| \sum_j M_x(\mathbf{r}_i, \mathbf{t}_j) e^{i2\pi f t_j} \right|^2 . \quad (48)$$

Se pueden obtener más detalles sobre el proceso numérico en [22,84]. La susceptibilidad magnética compleja ($\chi = \chi' - j\chi''$) se puede calcular mediante $\chi(\omega) = M(\omega)/h(\omega)$. La parte imaginaria de la susceptibilidad (χ'') se calcula dividiendo la transformada de Fourier de la respuesta $[\vec{M}(\omega)]$ por la transformada de Fourier de la excitación $[\vec{h}(\omega)]$ [85].

Para comprender mejor el procedimiento, presentamos un ejemplo concreto. Comenzamos con una estructura cuadrada de permalloy de 20 nm de espesor y 200 nm de ancho, cuyo estado inicial de equilibrio ya es conocido. Luego aplicamos un campo magnético como el mencionado con anterioridad a lo largo del eje x , lo que nos permite obtener la Figura 2.9(a) que muestra la variación de la magnetización $M(t)$ versus tiempo entregada mediante un archivo .odt. Si seguimos el procedimiento del paso (4) mencionado anteriormente, podemos encontrar la susceptibilidad dinámica magnética (ver Figura 2.9(b)) utilizando un código de Matlab (**Anexo B**) escrito especialmente para tener el rango de frecuencias y la susceptibilidad dinámica de la muestra.

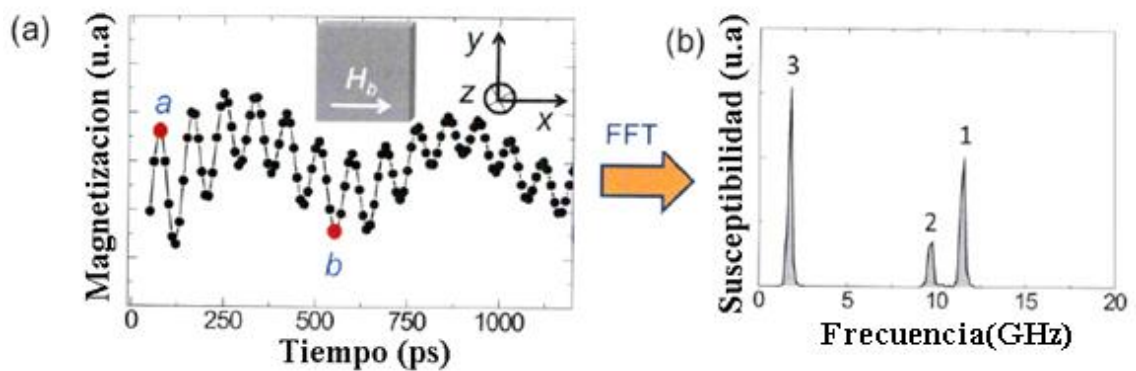


Figura 1.10 (a) La magnetización simulada espacialmente promediada (M_z) vs tiempo se muestra para una estructura cuadrada de permalloy de 20 nm de espesor y 200 nm de ancho con un campo aplicado a lo largo del eje x . (b) Se muestra el espectro de susceptibilidad magnética mediante la transformada rápida de Fourier (FFT) de la curva de magnetización con resolución temporal simulada. Esta figura muestra tres picos resonantes bien definidos [86].

1.6.2.2 Método para calcular los perfiles de los modos de resonancia

En esta tesis, los perfiles de los modos resonantes se han calculado numéricamente utilizando el programa OriginLab y un código interno desarrollado en Matlab por nuestro grupo (**Anexo B**). Para una mejor comprensión, continuaremos con el ejemplo mencionado anteriormente y mostraremos sus modos de resonancia indicados como modos 1, 2 y 3. La simulación en OOMMF produce varios archivos con datos de salida, donde cada archivo corresponde a una instancia particular de tiempo de simulación y contiene la información de la distribución de la magnetización sobre todo el objeto magnético (llamados archivos .omf). Estos archivos contienen la información sobre la magnetización de la muestra en función del espacio (x, y, z) . La resolución espacial de los perfiles de resonancia depende de la discretización de la muestra

durante la simulación micromagnética. La magnetización $\vec{M}(\vec{r}, t)$ se divide en tres matrices de cuatro dimensiones (4D), nombradas $m^i(x, y, z, t)$, $m^j(x, y, z, t)$, $m^k(x, y, z, t)$ donde cada matriz corresponde a cada componente de la magnetización.

La matriz 4-D de cualquiera de las componentes de la magnetización nombradas m^k se reduce a una matriz 3-D fijando una de sus coordenadas $z = z_m$.

$$m_{z_m}^k = m^k(x, y, z_m, t) . \quad (49)$$

Luego se realiza una transformada de Fourier discreta (DFT) con respecto al tiempo en la matriz mencionada anteriormente, manteniendo la coordenada $z (= z_m)$ fija. La salida será:

$$m_{z_m}^k = FFT\{m_{z_m}^k(x, y, t)\} . \quad (50)$$

Si graficamos esta salida, obtendremos los perfiles de los modos resonantes dependientes del espacio en el plano a una frecuencia de resonancia particular. La resolución de frecuencia dependerá de la ventana de tiempo y la resolución espacial dependerá de la discretización espacial. Para el ejemplo mencionado anteriormente tendremos

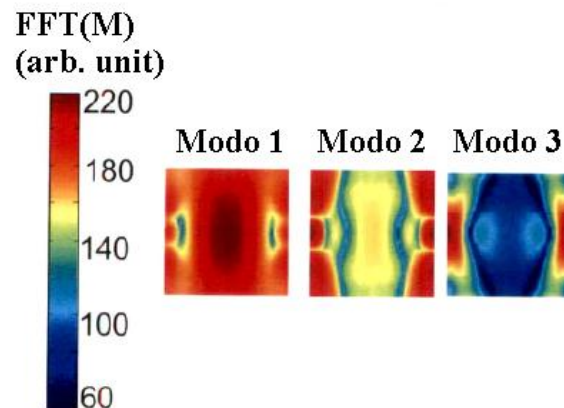


Figura 1.11 Distribuciones espaciales calculadas para los tres modos resonantes. La parte brillante (rojo) refleja una gran amplitud de precesión de espín y la parte oscura (azul) significa una menor amplitud [86].

En esta tesis trabajamos con modos resonantes en 3D de tal manera que los perfiles espaciales de los modos resonantes se reconstruyen sin fijar alguna coordenada espacial, de forma que la

imagen temporal de Fourier se calcula para cada sitio $\mathbf{m}(\mathbf{r}_{ijk}, \omega_n) = DFT_t(\mathbf{m}(\mathbf{r}_{ijk}, t_n))$ [84] donde DFT_t es la transformada discreta de Fourier en el tiempo. Los subíndices ijk corresponden a las coordenadas espaciales x, y, z de cada celda, mientras que el subíndice n indica la posición de la frecuencia en los espectros de potencia. Estas imágenes son los perfiles de la magnetización para cualquier frecuencia particular.

Capítulo 2

Susceptibilidad dinámica de burbujas skyrmiónicas estabilizadas en ausencia de interacción Dzyaloshinskii-Moriya en nanoestructuras cilíndricas

2.1 Resumen

En este capítulo se desarrollan simulaciones micromagnéticas para comprender la susceptibilidad dinámica de un cilindro de cobalto con un radio de 120 nm y una longitud de 70 nm, con una anisotropía uniaxial en el rango de $0,75 \leq K_u \leq 1,75 \text{ MJ/m}^3$, donde K_u es la constante de anisotropía uniaxial paralela al eje del cilindro. Hemos escogido estos parámetros geométricos y magnéticos porque recientemente hemos demostrado que la configuración de mínima energía de este sistema corresponde a una burbuja skyrmiónica [19] estabilizada en la ausencia de DMI, y queremos investigar cómo responde esta textura magnética a un pequeño pulso magnético aplicado perpendicular y paralelo al eje del cilindro.

2.2 Simulaciones Micromagnéticas

La dinámica de la magnetización está descrita por la ecuación de LLG. Como vimos en el capítulo 1, esta ecuación describe el movimiento de precesión y relajación de la magnetización bajo la acción de un campo efectivo. Los cálculos fueron realizados usando el programa OOMMF, que usa el método de Runge-Kutta-Fehlberg [87,88] para integrar la ecuación LLG con el método de diferencias finitas [72].

Hemos considerado cilindros de cobalto con $L = 70$ nm de longitud y $R = 120$ nm de radio (ver Fig. 3.1a), donde la constante de stiffness, $A = 3 \times 10^{-11}$ J/m y la magnetización de saturación, $M_s = 1400 \times 10^3$ A/m [19]. Las muestras se discretizaron en celdas de $1 \times 1 \times 5$ nm³ (este último a lo largo del eje del cilindro), donde los espines son libres de rotar en tres dimensiones. Se usó un coeficiente de amortiguamiento de 0,025, que es menor que 0,2, que es el valor comúnmente utilizado para estudios dinámicos [89].

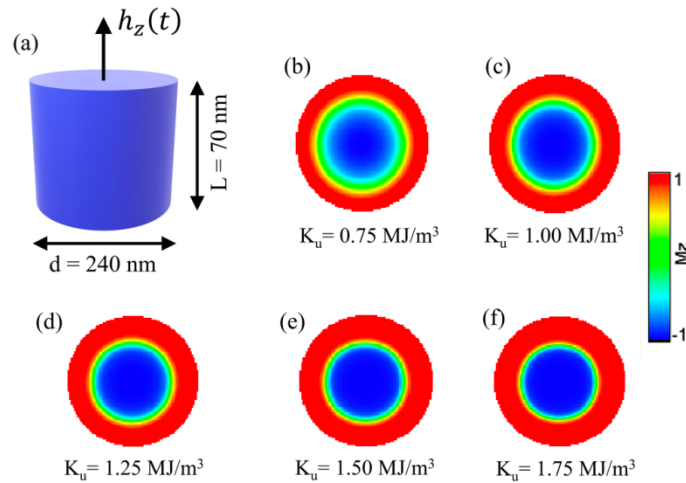


Figura 2.1 (a) Parámetros geométricos para los cilindros simulados. Configuraciones de equilibrio de los cilindros para valores dados de la constante de anisotropía uniaxial: (b) $K_u = 0,75$ MJ/m³, (c) $K_u = 1,00$ MJ/m³, (d) $K_u = 1,25$ MJ/m³, (e) $K_u = 1,50$ MJ/m³ and (f) $K_u = 1,75$ MJ/m³. El código de color a la derecha representa la magnetización a lo largo del eje z.

La distribución de la magnetización del estado fundamental se obtiene mediante la minimización del funcional de la densidad de energía total mencionadas en el capítulo 1. Las configuraciones de equilibrio para cinco valores dados de la constante de anisotropía uniaxial se muestran en la Fig. 2.1. En todos los casos se obtiene una burbuja skyrmiónica como la configuración de mínima energía [19]. Hemos medido explícitamente el ancho de la pared de dominio de estas burbujas skyrmiónicas considerando la región en donde la componente x de la magnetización adquiere un valor distinto de cero a lo largo de una cinta de 1 nm de grosor a lo largo del mismo eje, obteniendo un espesor de pared de 32 nm, 28 nm, 26 nm, 24 nm y 22 nm para una constante de anisotropía uniaxial de 0,75 MJ/m³, 1,00 MJ/m³, 1,25 MJ/m³, 1,50 MJ/m³ and 1,75 MJ/m³, respectivamente.

2.3 Susceptibilidad magnética

Como se mencionó en el capítulo 1, usamos el método ringdown para simular el espectro de resonancia ferromagnética FMR de estas nanoestructuras. De esta forma, siguiendo los pasos señalados en la subsección 1.6.2.1 podemos calcular la susceptibilidad dinámica de la configuración magnética aplicada paralela (dirección z) y perpendicular (dirección x) al eje del cilindro (ver Fig. 2.1a). La magnetización de las muestras se almacenaron durante un tiempo de $T=3$ ns durante cada $\Delta t=1$ ps.

2.4 Resultados y discusión

A. Campo magnético aplicado a lo largo del eje z (paralelo al eje del cilindro)

Las curvas de susceptibilidad dinámica para una cilindro de cobalto de 70 nm de longitud y 120 nm de radio, cuando se aplica un pequeño campo magnético a lo largo del eje del cilindro (eje z), se muestran en la Fig. 2.2 para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial. De esta figura observamos un solo pico que varía entre aproximadamente 5 y 7 GHz como función del valor de la constante de anisotropía uniaxial. Los momentos magnéticos que interactúan con el pulso magnético externo son principalmente aquellos que tienen una componente distinta de z , es decir, los momentos magnéticos que se encuentran en la pared de dominio de la burbuja magnética. A medida que el valor de la constante de anisotropía uniaxial aumenta, el pico se desplaza a frecuencias menores, ya que el efecto de la anisotropía uniaxial es análogo a un aumento en la longitud del cilindro, lo que produce una contracción en el ancho de la pared de dominio de la burbuja skyrmiónica. Cuando K_u es mayor que $1,75$ MJ/m³, la configuración de equilibrio llega a ser la configuración ferromagnética paralela al eje del cilindro [19], por lo que se modifica el modo resonante [24].

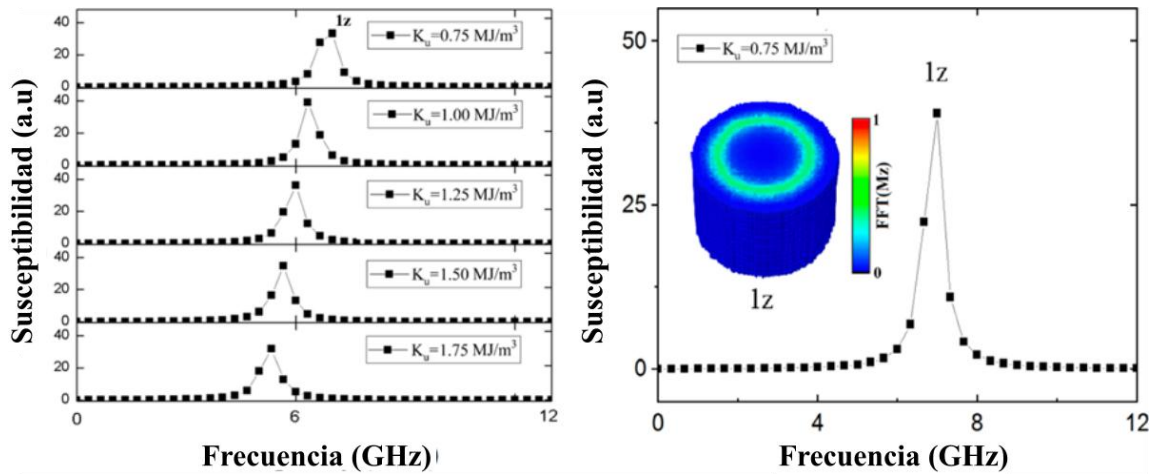


Figura 2.2: Susceptibilidad imaginaria para un cilindro de cobalto de 120 nm de radio y 70 nm de longitud cuando el pulso magnético se aplica paralelo al eje del cilindro (eje z) para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial (izquierda) y para $K_u = 0.75$ MJ/m³ (derecha). La imagen representa la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para la frecuencia de resonancia observada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud.

Los perfiles espaciales de los modos normales se reconstruyen siguiendo los pasos de la sección 1.6.2.2. Estas imágenes son los perfiles de la magnetización para cualquier frecuencia particular. En particular, la Fig. 2.2 (derecha) muestra la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para el cilindro de cobalto cuando el pulso magnético es aplicado paralelo al eje del cilindro para $K_u = 0.75$ MJ/m³. A partir de esta figura podemos ver que este pico está asociado con la respuesta de la pared de dominio de la textura skyrmiónica con el pulso de campo magnético externo (ver anexo E). Las magnitudes relativas de los picos disminuyen ligeramente con el aumento de la constante de anisotropía, ya que los volúmenes afectados (paredes de dominio que separan el núcleo del cascarón de la burbuja) también disminuyen.

B. Campo magnético aplicado a lo largo del eje x (perpendicular al eje del cilindro)

Las curvas de susceptibilidad dinámica para una cilindro de cobalto de 70 nm de longitud y 120 nm de radio cuando se aplica un pequeño campo magnético perpendicular al eje del cilindro

(eje x) se muestran en la Fig. 2.3 para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial. A partir de esta figura podemos visualizar que el espectro exhibe múltiples modos de resonancia (hemos identificado 11 picos para $K_u = 0,75 \text{ MJ/m}^3$), algunos de los cuales permanecen invariantes a una cierta frecuencia (con frecuencias menores a los 20 GHz), mientras que otros se mueven hacia altas frecuencias (con frecuencias superiores a los 20 GHz) como función del valor de la constante de anisotropía uniaxial. En este caso, la aparición de múltiples picos se justifica por el hecho de que los momentos magnéticos que responden al pulso magnético externo son aquellos que exhiben una componente distinta de x, es decir, la región central, la carcasa e incluso algunos momentos magnéticos de la pared de dominio.

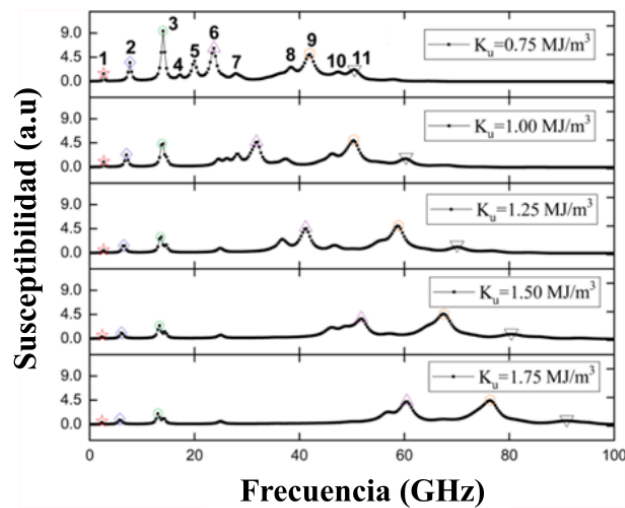


Figura 2.3 Susceptibilidad imaginaria para un cilindro de cobalto de 120 nm de radio y 70 nm de longitud cuando el pulso magnético se aplica perpendicular al eje del cilindro (eje x) para diferentes valores de la constante de anisotropía uniaxial.

En la Fig. 2.4 podemos ver que los picos 1, 2 y 3, que son los picos de baja frecuencia y que no varían como función de la anisotropía uniaxial, corresponden principalmente a la respuesta de la pared de dominio de la estructura skyrmiónica. También recordamos que la intensidad de los picos responde a la cantidad de momentos magnéticos involucrados. Por otro lado, los picos 4 y 5 corresponden al núcleo de la burbuja, mientras que los picos 6 al 11 corresponden a una combinación entre los dominios y la pared de dominio de la textura skyrmiónica. Estos últimos son los que se mueven hacia frecuencias más altas a medida que la constante de anisotropía uniaxial aumenta, un efecto análogo a lo que sucedería si la longitud del cilindro aumentara,

generando dos conjuntos de picos bien definidos para $K_u = 1,75 \text{ MJ/m}^3$, uno para bajas frecuencias (inferiores a 20 GHz) y otro para altas frecuencias (superiores a 50 GHz).

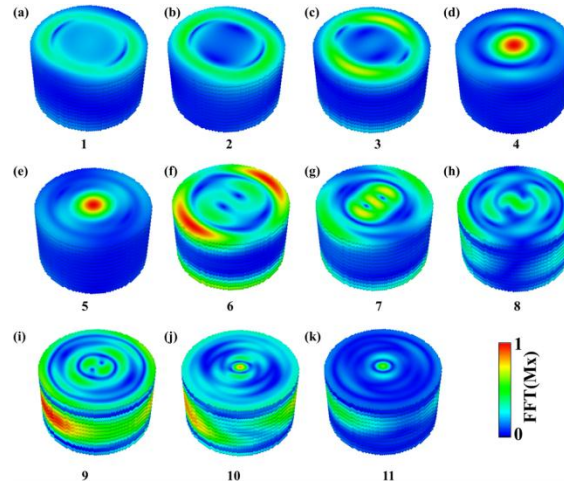


Figura 2.4 Distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. (a)-(k) consideran los picos obtenidos cuando el pulso se aplica a lo largo del eje x. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud.

En la Fig. 2.5 resumimos el comportamiento de las frecuencias de resonancia más importantes cuando el pulso se aplica paralelo (Fig. 2.5a) o perpendicular (Fig. 2.5b) al eje del cilindro como función del valor de la constante de anisotropía uniaxial. Cuando el pulso se aplica a lo largo del eje z (ver Fig. 2.2a), obtenemos un único pulso de resonancia que disminuye a medida que aumentamos la anisotropía uniaxial. Esta disminución se realiza de manera lineal con dos pendientes diferentes, una entre $0,75$ y $1,00 \text{ MJ/m}^3$ y otra entre $1,00$ y $1,75 \text{ MJ/m}^3$. Esta diferencia en las pendientes puede deberse a la variación en el ancho de la pared de dominio de la estructura skyrmiónica (ver Fig. 2.1). Recuerde que el ancho de la pared de dominio disminuye fuertemente para anisotropías entre $0,75$ y $1,00 \text{ MJ/m}^3$, mientras que para anisotropías mayores, la disminución es mucho más suave. Por otro lado, cuando el pulso se aplica perpendicular al eje del cilindro, el sistema exhibe múltiples picos, que pueden clasificarse en dos grupos: las frecuencias 1, 2 y 3 corresponden al grupo de bajas frecuencias, asociadas con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, que no varían como función de la anisotropía uniaxial, mientras que las frecuencias 6, 9 y 11 corresponden al grupo de altas frecuencias, asociadas con una mezcla entre los dominios y la pared de dominio de la burbuja skyrmiónica, que aumentan linealmente como función de la anisotropía uniaxial. Es interesante

notar que la pendiente de crecimiento de los modos 6, 9 y 11 es similar, de modo que las frecuencias de resonancia nunca se intersectan, independientemente del valor de la constante de anisotropía uniaxial.

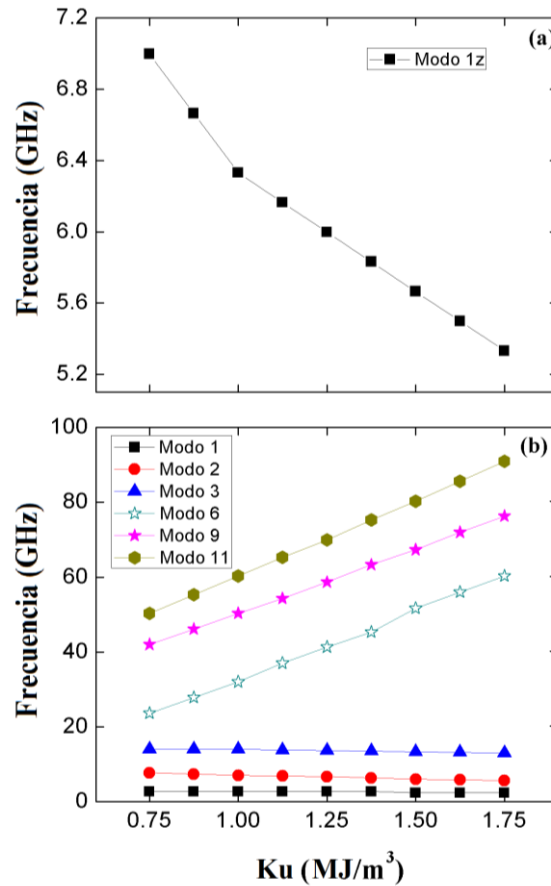


Figura 2.5 Evolución de las frecuencias de resonancia seleccionadas como función de la constante de anisotropía uniaxial cuando el pulso se aplica paralelo (a) y perpendicular (b) al eje del cilindro.

3.5 Conclusiones

En conclusión, hemos obtenido, mediante simulaciones micromagnéticas, las frecuencias de resonancia de una nanoestructura cilíndrica cuya configuración de mínima energía es una burbuja skyrmiónica cuando se aplica un pulso de campo magnético paralelo o perpendicular al eje del cilindro como función de la anisotropía uniaxial.

Cuando el pulso se aplica paralelo al eje del cilindro, obtenemos un único pico de resonancia, que está asociado con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, y que disminuye desde aproximadamente 7 GHz a 5 GHz cuando el valor de la constante de anisotropía uniaxial aumenta desde $0,75 \text{ MJ/m}^3$ a $1,75 \text{ MJ/m}^3$, respectivamente.

Cuando el pulso se aplica perpendicular al eje del cilindro se obtienen múltiples picos, que pueden ser agrupados en dos grupos. Los pulsos 1, 2 y 3 están asociados con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, aparecen para frecuencias menor a 20 GHz, y no varían como función de la anisotropía uniaxial. Por el contrario, los pulsos 6, 9 y 11 están asociados con una mezcla entre los dominios y la pared de dominio de la textura skyrmiónica, aparecen para frecuencias mayores a 20 GHz, y aumentan linealmente con el aumento de la anisotropía uniaxial, pudiendo incluso alcanzar valores cercanos a los 100 GHz.

Este estudio abre la posibilidad de ajustar un conjunto determinado de frecuencias para las burbujas skyrmiónicas controlando la constante de anisotropía uniaxial del cilindro y la dirección en la que se aplica el pulso magnético.

Capítulo 3

Susceptibilidad dinámica de nanohilos magnéticos modulados

3.1 Resumen

En este capítulo hemos realizado simulaciones micromagnéticas para comprender la susceptibilidad dinámica de nanoestructuras cilíndricas de 1 μm de largo con diámetros modulados en diferentes posiciones a lo largo de su eje. Hemos considerado nanohilos de permalloy porque es una aleación suave que no presenta anisotropía magnetocristalina, por lo que podemos centrar nuestra atención sobre la manera en que los parámetros geométricos determinan la respuesta dinámica de estos sistemas.

3.2 Simulaciones micromagnéticas

La dinámica de la magnetización es descrita por la ecuación de LLG. Como vimos en el capítulo 1, esta ecuación describe el movimiento de precesión y relajación de la magnetización bajo la acción de un campo efectivo. Los cálculos fueron realizados usando el programa OOMMF, que usa el método de Runge-Kutta-Fehlberg [87,87] para integrar la ecuación LLG con el método de diferencias finitas [72].

Los nanohilos simulados son de permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) de 1 μm de largo y 50 nm de diámetro. Consideramos tres casos: un nanohilo sin modulación (SM), un nanohilo con modulación ancha (NMA) con una modulación de 100 nm de espesor y 100 nm de diámetro, y un nanohilo con modulación estrecha (NME) también con una modulación de 100 nm de espesor, pero con un diámetro de 30 nm (ver Fig. 3.1). Para el permalloy, la constante de intercambio, $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m y la magnetización de saturación, $M_s = 800 \times 10^3$ A/m [32]. Se consideraron muestras policristalinas, por lo que no se consideró una anisotropía magnetocristalina. Las muestras se discretizaron en celdas cúbicas de $2 \times 2 \times 5$ nm³ (este último a lo largo del eje del hilo). El coeficiente de amortiguamiento de la ecuación de Landau-Lifshitz se estableció en 0.015 porque

es el valor comúnmente utilizado para simular Permalloy [24, 29, 33, 56, 90, 91]. Se asumió que la distancia entre los hilos es suficientemente grande como para considerar cada hilo independiente.

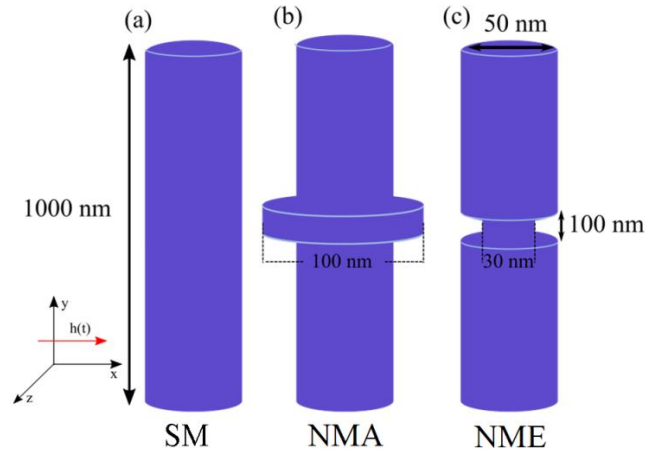


Figura 3.1 Parámetros geométricos para los nanohilos simulados: (a) un nanohilo sin modulación (SM), (b) un nanohilo de modulación ancha (NMA) y (c) un nanohilo de modulación estrecha (NME).

La idea es estudiar los modos de resonancia como función de la posición de estas modulaciones a lo largo del nanohilo a través de simulaciones micromagnéticas. La distribución de la magnetización del estado fundamental se obtiene mediante la minimización del funcional de la densidad de energía mencionada en el capítulo 2. La figura 3.2 muestra las configuraciones de equilibrio para cinco posiciones diferentes de las modulaciones (550 nm, 650 nm, 750 nm, 850 nm y 950 nm), tanto para la NMA como para la NME. Las estructuras exhiben un estado cuasi-uniforme en que la magnetización está orientada principalmente a lo largo del eje de simetría, excepto dentro de la modulación para el NMA, que estabiliza un vórtice.

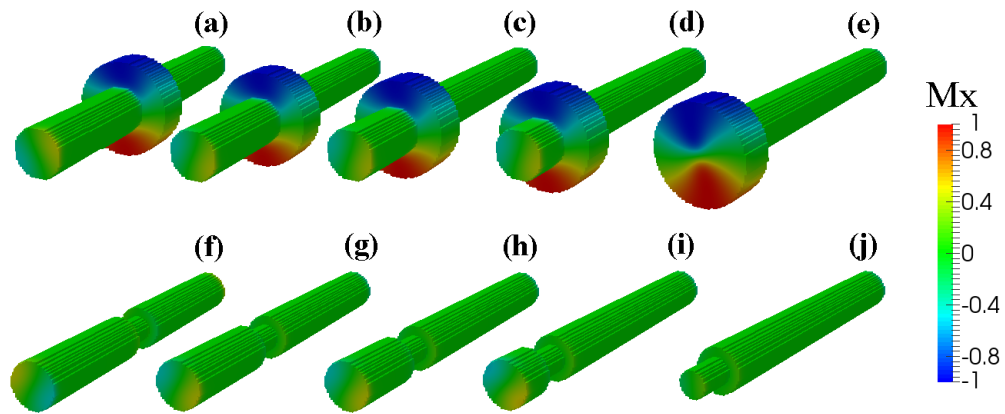


Figura 3.2 Configuraciones de equilibrio para NMAs a las posiciones dadas para la modulación: (a) 550 nm, (b) 650 nm, (c) 750 nm, (d) 850 nm y (e) 950 nm, y NMEs: (f) 550 nm, (g) 650 nm, (h) 750 nm, (i) 850 nm y (j) 950 nm. El código de color de la derecha representa la magnetización a lo largo del eje x (definido en la Fig. 3.1).

Como se mencionó en el capítulo 1, usamos el método ringdown para simular el espectro de resonancia ferromagnética FMR de estas nanoestructuras. De esta forma, siguiendo los pasos señalados en la sección 1.2.6.1 podemos calcular la susceptibilidad dinámica perpendicular al eje del nanohilo modulado (ver Fig. 3.1). La magnetización de las muestras se almacenaron durante un tiempo de $T=3$ ns durante cada $\Delta t=1$ ps.

3.3 Resultados y discusión

A. Nanohilo de modulación ancha (NMA)

La figura 3.3 muestra las curvas de susceptibilidad dinámica para una NMA con una modulación de 100 nm de espesor y 100 nm de diámetro obtenidas a partir de simulaciones micromagnéticas para diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanohilo. Para el SM (ver Fig. 4.3, derecha, arriba) se obtienen tres picos (pico 1, pico 2 y pico 3). El pico 1 (baja frecuencia) se debe a la magnetización de las tapas (superior e inferior) del nanohilo, el pico 2 (débil, frecuencia intermedia) se debe a los anillos que se forman cerca de las tapas (esta estructura fina aparece debido a la longitud del nanohilo) [56], mientras que el pico 3 (fuerte,

alta frecuencia) corresponde al modo bulto. Las magnitudes relativas de los picos se pueden explicar por los volúmenes relativos que son afectados en las diferentes regiones.

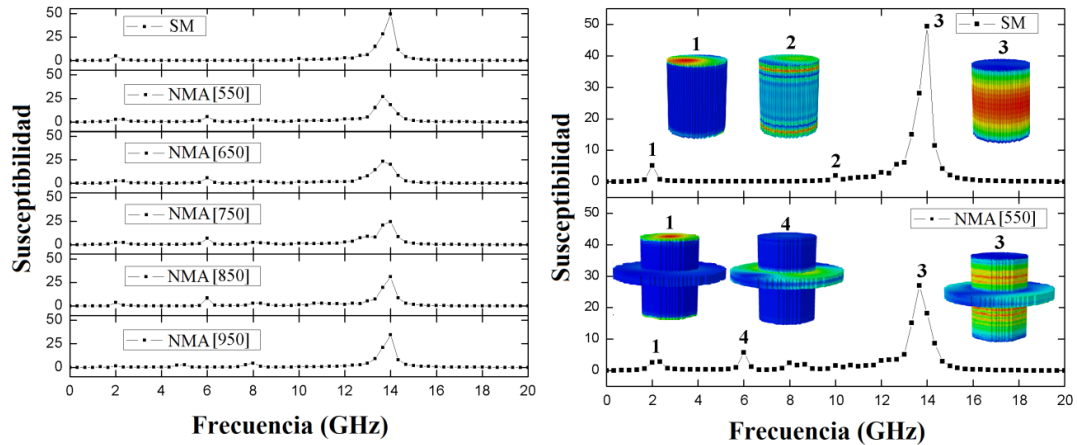


Figura 4.3 (Izquierda) Susceptibilidad imaginaria para un NMA a diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanohilo. Susceptibilidad imaginaria para un SM (derecha, arriba) y para un NMA con la modulación ubicada a 550 nm (derecha, abajo). Las imágenes representan la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud.

Los perfiles espaciales de los modos normales se reconstruyen siguiendo los pasos de la sección 1.2.6.2. Estas imágenes son los perfiles de la magnetización para cualquier frecuencia particular. La baja frecuencia de los modos de borde se debe al hecho de que son conducidos por el campo magnetostático en los bordes de la muestra. Los modos de bulk tienen una frecuencia mayor debido a que son más bien impulsados por el intercambio. Este efecto se ha observado previamente en nanohilos rectangulares y cilíndricos [57, 90]. Es interesante notar que al colocar una modulación a lo largo del nanohilo, la distribución de las cargas magnéticas en las tapas no se ve afectada significativamente, por lo que el pico 1 permanece más o más menos constante independientemente de la posición en la que se encuentre la modulación (ver Fig. 3.3, izquierda).

La interacción de intercambio tiende a alinear la magnetización en el medio del nanohilo (cerca de $z = 500$ nm), dando lugar a una frecuencia alta correspondiente al pico 3. La intensidad de este pico es la más alta de todas debido a que el área afectada considera la mayor parte del volumen del sistema. A partir de la figura 3.3, izquierda, podemos ver que el pico 3 permanece

independiente de la posición de la modulación a lo largo del hilo. Sin embargo, es interesante observar como el pico se ensancha hacia frecuencias menores y disminuye su intensidad con la presencia de la modulación; esto se debe a la influencia del campo transversal de la modulación que altera la alineación de la magnetización en la región vecina, produciendo contribuciones con frecuencias de resonancia ligeramente más bajas. Este efecto es más notorio cuando la modulación se centra en 750 nm, lo que refleja la superposición de frecuencias resonantes cercanas.

El pico 2 aparece debido a que la magnetización cerca de las tapas no está tan alineada como en la región central del hilo y, por lo tanto, tiene una frecuencia de resonancia ligeramente más baja. El pico 2 es muy pequeño, casi imperceptible y se debilita a medida que la modulación se mueve desde el centro hacia uno de los extremos del hilo.

Es interesante notar que la modulación introduce un nuevo pico, que hemos definido como pico 4, que es bastante intenso, mayor que el pico 1 para todos los casos, excepto cuando la modulación alcanza una tapa. Uno podría considerar que la modulación de 100 nm de espesor es la combinación de un cilindro central de 50 nm de diámetro y un anillo de 100 nm de diámetro externo y 50 nm de diámetro interno. Anteriormente vimos que los modos bulto exhiben una frecuencia alta porque dependen principalmente de la interacción de intercambio. Sin embargo, la modulación también genera nuevos bordes que, como vimos, empujan los modos hacia frecuencias más bajas debido principalmente al campo magnetostático. Es esta competencia la que hace que este nuevo pico aparezca a una frecuencia intermedia. Cuando la modulación alcanza una de las tapas, el campo en la modulación es incluso menos influenciado desde el lado de la tapa, el campo resultante es incluso menor que el anterior y el pico 4 se mueve hacia frecuencias más bajas (de 6 GHz a 4,8 GHz), mientras que un pico se consolida en torno a los 8 GHz.

B. Nanohilo de modulación estrecha (NME)

La figura 3.4 muestra la susceptibilidad dinámica para un NME con una modulación de 100 nm de espesor y 30 nm de diámetro obtenida a partir de simulaciones micromagnéticas para diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanohilo. Es interesante notar que, para todas estas configuraciones, el sistema aún mantiene los picos 1, 2 y 3 que aparecen en un SM, y que fueron previamente definidos (ver Fig. 3.4, izquierda). Existen similitudes y diferencias con respecto al caso anterior de NMA. Por ejemplo, el pico 3 también se ensancha a medida que la

modulación se mueve hacia una tapa, pero ahora este fenómeno produce incluso una división de la resonancia, como puede apreciarse para la posición a 650 nm. Desde allí, la componente de baja intensidad se mueve hacia frecuencias menores a medida que la modulación se mueve hacia la tapa. Finalmente, este pico extra desaparece cuando la modulación alcanza la tapa del hilo. La modulación causa que el sistema llegue a ser como dos hilos más cortos interconectados por un hilo más delgado. Cuando la modulación está en el centro, los hilos más cortos tienen la misma longitud, por lo que exhiben un solo pico. Sin embargo, cuando la modulación se mueve ligeramente hacia un extremo (es decir, a 550 nm) hay un hilo más corto, con un campo ligeramente inferior que produce un ensanchamiento de la resonancia hacia frecuencias menores. Este fenómeno persiste a medida que la modulación se mueve hacia el final, dividiendo la resonancia debido a un hilo más corto a frecuencias menores (también menos intenso debido al menor volumen involucrado). Cuando la modulación alcanza la última posición posible, se pierde el hilo más corto y también su resonancia. La contribución del hilo largo al pico 3 no se puede distinguir del SM y la única influencia de la modulación se encuentra en la menor intensidad del pico 1 debido a la disminución de las áreas finales.

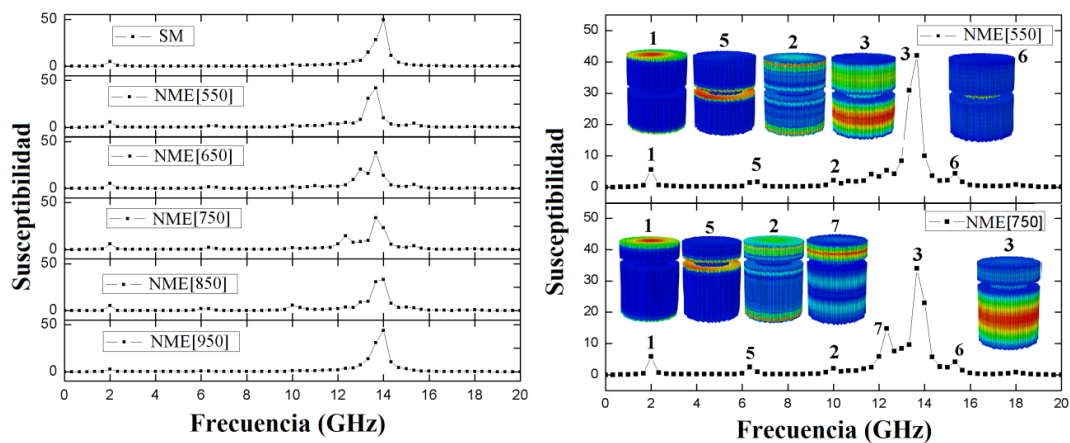


Figura 4.4 Susceptibilidad imaginaria para un NME a diferentes posiciones de la modulación a lo largo del nanowire. Susceptibilidad imaginaria para una NME con la modulación ubicada a 550 nm (derecha, arriba) y 750 nm (derecha, abajo). Las imágenes representan la distribución espacial de la susceptibilidad dinámica para cada frecuencia de resonancia destacada. La parte brillante (roja) refleja una amplitud de precesión de espín alta, mientras que la parte oscura (azul) significa una nula amplitud.

Adicionalmente, la presencia de una modulación en el NME genera dos picos nuevos, que hemos llamado picos 5 y 6. El pico 5 es similar al pico 4 que aparece en el NMA, pero

ligeramente desplazado hacia frecuencias mayores. De hecho, la distribución espacial muestra que la magnetización revierte desde las tapas centrales que aparecen gracias a la modulación. Este pico prácticamente desaparece cuando la modulación alcanza un extremo. Por otro lado, el pico 6 corresponde al proceso de reversión de magnetización de la modulación, que debido a su menor diámetro, la magnetización está más alineada que para el hilo de 100 nm, alcanzando un campo localizado mayor que lleva a una resonancia a frecuencias mayores, no observado en el NME.

4.4 Conclusiones

Tanto NMA como NME presentan respuestas interesantes a una excitación por un pulso magnético transversal. Algunas de las resonancias son similares y otras son propiedad de sólo uno de estos sistemas. Los valores particulares se refieren a nanohilos de 1000 nm de largo y 50 nm de diámetro. En el caso de NMA la modulación es de 100 nm de espesor y 100 nm de diámetro; para NME la modulación nuevamente es de 100 nm de espesor, pero el diámetro es de solo 30 nm.

El punto de partida es el SM con una resonancia débil a los 2 GHz debido a las tapas, una resonancia muy débil cercana a los 10 GHz debido a los anillos hacia que aparecen cerca de las tapas y una resonancia intensa a los 14 GHz debido al centro del hilo. Estos se denominan picos 1, 2 y 3, respectivamente.

Un efecto de la modulación ancha es ampliar el pico 3 a frecuencias menores. Además, aparecen dos nuevas resonancias para frecuencias intermedias (6 GHz y 8 GHz) que están asociadas a las superficies planas de la modulación. La resonancia de frecuencia más baja se mueve hacia frecuencias aún menores (4,6 GHz) cuando la modulación llega a la posición final. En consecuencia, el pico 1 se debilita, ya que recibe la contribución del otro extremo solamente.

Aparece un nuevo pico (pico 6) para NME a frecuencias mayores que el pico 3 (15,6 GHz) y se debe a la alineación más eficiente de la magnetización dentro de la modulación estrecha que produce un campo local más intenso. NME también presenta las frecuencias de resonancia intermedias debido a las superficies planas de la modulación, pero se desplaza a frecuencias mayores ya que las superficies están ahora influenciadas por un campo más intenso que proviene de la modulación estrecha cercana; también son más débiles que en el caso de NME

ya que el área plana involucrada es menor. El pico 3 se amplía a frecuencias menores y se divide a medida que la modulación se mueve hacia una tapa.

Esto abre posibilidades de adaptar un conjunto deseado de frecuencias controlando los parámetros geométricos del sistema.

Conclusiones

Conclusiones generales

En esta tesis investigamos tanto las propiedades estáticas como dinámicas de diversas configuraciones magnéticas alojadas en sistemas cilíndricos nanométricos. A través de un modelo continuo analizamos las potenciales configuraciones magnéticas de diversas nanoestructuras y, como función de sus parámetros geométricos, obtuvimos sus estados de equilibrio. Luego, utilizando el método Ringdown, fuimos capaces de realizar resonancia ferromagnética con la finalidad de analizar las propiedades dinámicas de estas nanoestructuras, tales como la susceptibilidad dinámica y los modos de resonancia. En particular, mediante simulaciones micromagnéticas de nanohilos modulados pudimos observar que éstos presentan respuestas dinámicas interesantes cuando el pulso magnético se aplica perpendicular a su eje. Por ejemplo, cuando se introduce una modulación ancha (NMA) en el nanohilo, aparecen dos modos de resonancia asociados a las superficies planas de la modulación, mientras que para un nanohilo con modulación estrecha (NME), aparece un modo de resonancia para frecuencias más altas debido a la alineación más eficiente de la magnetización dentro de la modulación estrecha que produce un campo local más intenso.

Por otro lado, investigamos las propiedades dinámicas de burbujas skyrmiónicas alojadas en nanoestructuras cilíndricas. Cuando el pulso se aplicó paralelo al eje del cilindro se obtuvo un único modo de resonancia asociado a la pared de dominio de la textura skyrmiónica, modo que se desplaza cuando el valor de la constante de anisotropía uniaxial aumenta. Por otro lado, cuando el pulso se aplicó perpendicular al eje del cilindro se obtuvieron múltiples modos de resonancia, los que se pueden agrupar en dos grupos. El primer grupo está asociado con la pared de dominio de la textura skyrmiónica, cuyos modos aparecen para frecuencias inferiores a 20 GHz y no varían como función de la anisotropía uniaxial. Por el contrario, los modos de resonancia que aparecen para frecuencias superiores a 20 GHz están asociados con una mezcla entre los dominios y la pared de dominio de la textura, cuyos modos de resonancia se desplazan de manera lineal con el aumento de la anisotropía uniaxial.

Este estudio abre la posibilidad de ajustar un conjunto determinado de frecuencias controlando los parámetros geométricos del cilindro y la dirección en la que se aplica el pulso magnético, permitiendo que estas nanoestructuras puedan ser consideradas para potenciales aplicaciones en dispositivos de bajo consumo de energía. La idea es que esta tesis pueda ser el puntapie

inicial para el estudio de las propiedades magnéticas dinámicas de diversas nanoestructuras con un método y algoritmo fiable.

Perspectivas

Tanto en las burbujas magnéticas como en los skyrmions, el perfil de la magnetización de la burbuja/skyrmion cambia hacia las tapas del cilindro. En el caso de un skyrmion, que tiene DMI, existe un término extra que ayuda a esta modulación, que viene desde la invariante de Lifshitz que modula la magnetización a lo largo del espesor. En el caso de una burbuja, este término está ausente, sin embargo, el campo desmagnetizante también induce una modulación de la configuración magnética a lo largo de su espesor. Ahora, cómo difiere la dinámica de un cilindro con o sin DMI es interesante y es una pregunta abierta que será investigada en un futuro cercano. Se espera que, debido a estas diferencias, los picos de resonancia obtenidos para una burbuja skyrmiónica sean ligeramente diferentes de esos obtenidos para un skyrmion.

Hasta ahora hemos variado el material, el tipo de estructura magnética, los parámetros geométricos y la dirección en la cual se aplica el pulso magnético para analizar las propiedades magnéticas dinámicas. En la actualidad estamos investigando la dinámica de la magnetización de una cápsula magnética de permalloy, la cual es importante para aplicaciones biomédicas ya que podría ser usada en hipertermia. El objetivo es controlar las frecuencias de resonancia como función de los parámetros geométricos de la cápsula, así como de la dirección en que se aplique el pulso magnético (trasversal y longitudinal).

Además, estamos trabajando en investigar las propiedades magnéticas estáticas y dinámicas en redes interconectadas de espín complejas. De esta manera, hemos simulado sistemas de hielos de espín que van desde una red de Shatki, pasando por baldosas pentagonales, hasta una red cuadrada. Las curvas de histéresis de las redes pentagonales mostraron plateaus bien definidos, cuyas instantáneas de la magnetización nos permitieron identificar qué dominios ferromagnéticos permanecían anclados en el rango de campo donde existían los plateaus. La idea es estudiar la dinámica de la magnetización para las configuraciones estables y metaestables de estas redes.

Finalmente estamos trabajando en láminas de antidots de magnetita con agujeros en forma de estadio, mejor conocidos como “antiestadios”, donde variamos los parámetros geométricos de cada agujero y aplicamos el pulso magnético en las tres direcciones x , y , z , de tal manera que

podamos utilizar estos antidots como filtros de microondas de paso alto o paso bajo, dependiendo de la dirección del campo aplicado.

Referencias bibliográficas

- [1] L. Landau, E. Lifschitz, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153 (1935).
- [2] T. L. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).
- [3] W. D. Doyle, S. M. Stinnett, C. Dawson, L. He, J. Magn. Soc. Jpn. 22, 92 (1998).
- [4] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, Appl. Phys. Lett. 75, 3859 (1999).
- [5] G. N. Kakazeia, P. E. Wigen, K. Yu Guslienko, R. W. Chantrell, N. A. Lesnik, V. Metlushko, H. Shima, K. Fukamichi, Y. Otani, V. Novosad, J. Appl. Phys. 93, 8418 (2003).
- [6] D. H. Y. Tse, S. J. Steinmuller, T. Trypiniotis, D. Anderson, G. A. C. Jones, J. A. C. Bland, C. H. W. Barnes, Phys. Rev. B 79, 054426 (2009).
- [7] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010).
- [8] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Münzenberg, Phys. Rep. 507, 107–136 (2011).
- [9] M. Madami, S. Bonetti, G. Consolo, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, F. B. Mancoff, M. A. Yar, J. Åkerman, Nat. Nanotechnol. 6, 635 (2011).
- [10] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees, Nat. Mater. 11, 391 (2012).
- [11] M. Farle, T. Silva, G. Woltersdorf, in Springer Tracts in Modern Physics, edited by H. Zabel and M. Farle (Springer, 2013), Vol. 246, p. 437.
- [12] J. Lindner, M. Farle, Springer Tracts in Modern Physics (Springer, 2008), Vol. 227, p. 45
- [13] I. Dzyaloshinsky, J. Phys. Chem. Solids 4, 241–255 (1958).
- [14] T. Moriya, Phys. Rev. 120, 91 (1960).
- [15] J. Mejía-López, D. Altbir, P. Landeros, J. Escrig, A. H. Romero, I. V. Roshchin, C.-P. Li, M. R. Fritzsche, X. Battle, I. K. Schuller, Phys. Rev. B 81, 184417 (2010).
- [16] K. Guslienko, IEEE Magn. Lett. 6, 4000104 (2015).
- [17] M. A. Castro, S. Allende, J. Magn. Mater. 417, 344 (2016).
- [18] Y. Y. Dai, H. Wang, P. Tao, Y. Yang, W. J. Ren, Z. D. Zhang, Phys. Rev. B 88, 054403 (2013).
- [19] A. Riveros, N. Vidal-Silva, F. Tejo, J. Escrig, J. Magn. Mater. 460, 292 (2018).
- [20] N. Nagaosa, Y. Tokura, Nat. Nanotechnol. 8, 899 (2013).
- [21] A. M. Kosevich, B. Ivanov, A. S. Kovalev, Phys. Rep. 194, 117 (1990).
- [22] R. D. McMichael, M. D. Stiles, J. Appl. Phys. 97, 10J901 (2005).
- [23] F. Boust, N. Vukadinovic, Phys. Rev. B 70, 172408 (2004).
- [24] N. Dao, M. J. Donahue, I. Dumitru, L. Spinu, S. L. Whittenburg, J. C. Lodder, Nanotechnology 15, S634 (2004).

- [25] A. Kaya, J. A. Bain, *J. Appl. Phys.* 99, 08B708 (2006).
- [26] B. Zhang, W. Wang, C. Mu, Q. Liu, J. Wang, *J. Magn. Magn. Mater.* 322, 2480 (2010).
- [27] X. H. Han, R. L. Liu, Q. F. Liu, J. B. Wang, T. Wang, F. S. Li, *Physica B* 405, 1172 (2010).
- [28] W. -B. Chen, M. -G. Han, H. Zhou, Y. Ou, L. -J. Deng, *Chin. Physica B* 19, 087502 (2010).
- [29] Q. Wang, L. Jin, X. Tang, F. Bai, H. Zhang, Z. Zhong, *IEEE Trans. Magn.* 48, 3246 (2012).
- [30] H. Liu, Q. Wang, H. Zhang, Z. Zhong, *J. Magn. Magn. Mater.* 369, 40 (2014)
- [31] D. Djuhana, J. A. Kadir, A. T. Widodo, D. -H. Kim, *Adv. Mater. Res.* 896, 410 (2014).
- [32] F. Ma, Y. Wu, B. Zong, *Mater. Sci. Appl.* 5, 991 (2014).
- [33] C. Mu, J. Song, J. Xu, F. Wen, *AIP Adv.* 6, 065026 (2016).
- [34] D. Djuhana, L. Rohman, D. H. Kim, *J. Magn.* 22, 364 (2017).
- [35] C. McKeever, F. Y. Ogrin, M. M. Aziz, *J. Appl. Phys.* 121, 203901 (2017).
- [36] Y. Peng, G. P. Zhao, F. J. Morvan, S. Q. Wu, M. Yue, *J. Magn. Magn. Mater.* 422, 57 (2017).
- [37] N. Vukadinovic, F. Boust, *Phys. Rev. B* 75, 014420 (2007).
- [38] N. Vukadinovic, F. Boust, *Phys. Rev. B* 78, 184411 (2008).
- [39] M. Vázquez, Ed., *Magnetic Nano-and Microwires* (Woodhead Publishing, 2015).
- [40] S. Parkin, S. H. Yang, *Nat. Nanotechnol.* 10, 195 (2015).
- [41] S. Liébana Viñas, R. Salikhov, C. Bran, E. M. Palmero, M. Vázquez, B. Arvan, X. Yao, P. Toson, J. Fidler, M. Spasova, U. Wiedwald, M. Farle, *Nanotechnology* 26, 415704 (2015).
- [42] Y. P. Ivanov, M. Vázquez, O. Chubykalo-Fesenko, *J. Appl. Phys. D: Appl. Phys.* 46, 485001 (2013).
- [43] R. Hertel, *J. Phys. Condens. Matter.* 28, 483002 (2016).
- [44] K. Pitzschel, J. M. Montero Moreno, J. Escrig, O. Albrecht, K. Nielsch, J. Bachmann, *ACS Nano* 3, 3463 (2009).
- [45] K. Pitzschel, J. Bachmann, S. Martens, J. M. Montero Moreno, J. Kimling, G. Meier, J. Escrig, K. Nielsch, D. Gorlitz, *J. Appl. Phys.* 109, 033907 (2011).
- [46] M. S. Salem, P. Sergelius, R. M. Corona, J. Escrig, D. Gorlitz, K. Nielsch, *Nanoscale* 5, 3941 (2013).
- [47] F. Tejo, N. Vidal-Silva, A. P. Espejo, J. Escrig, *J. Appl. Phys.* 115, 17D136 (2014).
- [48] E. M. Palmero, C. Bran, R. P. Del Real, M. Vázquez, *Nanotechnology* 26, 461001 (2015).
- [49] L. A. Rodríguez, C. Bran, D. Reyes, E. Berganza, M. Vázquez, C. Gatel, E. Shoenck, A. Asenjo, *ACS Nano* 10, 9669 (2016).
- [50] E. Berganza, C. Bran, M. Jaafar, M. Vázquez, A. Asenjo, *Sci. Rep.* 6, 29702 (2016).
- [51] L. C. C. Arzuza, R. López-Ruiz, D. Salazar-Aravena, M. Knobel, F. Berón, K. R. Pirota, *J. Magn. Magn. Mater.* 432, 309 (2017).

- [52] J. A. Fernández-Roldán, R. P. del Real, C. Bran, M. Vázquez, O. Chubykalo- Fesenko, *Nanoscale* 10, 5923 (2018).
- [53] M. S. Salem, F. Tejo, R. Zierold, P. Sergelius, J. M. Montero Moreno, D. Goerlitz, K. Nielsch, J. Escrig, *Nanotechnology* 29, 065602 (2018).
- [54] Y. P. Ivanov, A. Chuvilin, S. Lopatin, J. Kosel, *ACS Nano* 10, 5326 (2016).
- [55] C. Bran, E. Berganza, E. M. Palmero, J. A. Fernández-Roldán, R. P. Del Real, L. Aballe, M. Foerster, A. Asenjo, A. Fraile Rodríguez, M. Vázquez, *J. Mater. Chem. C* 4, 978 (2016).
- [56] R. Liu, J. Wang, Q. Liu, H. Wang, C. Jiang, *J. Appl. Phys.* 103, 013910 (2008).
- [57] O. Gerardin, J. B. Youssef, H. Le Gall, N. Vukadinovic, P. M. Jacquart, M. J. Donahue, *J. Appl. Phys.* 88, 5899 (2000).
- [58] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Seventh edition, Wiley India, New Delhi, India. (2009).
- [59] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*. (IEEE Press, New York, United States, 2001).
- [60] B. D. Cullity, C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, Second Edition. IEEE Press and John Wiley & Sons, Inc., Publication. United States of America (2009).
- [61] Aharoni, A. (1996). *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* International Series of Monographs on Physics. Oxford University Press Inc., New York.
- [62] Stöhr, J.a.S., H.C., *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. 2006, Berlin: Springer-Verlag.
- [63] O'Handley, R. C. (1999). *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*. Wiley-Interscience, New York.
- [64] M. J. Donahue, R. D. McMichael, *Physica B: Condensed Matter* 233, 272–278 (1997).
- [65] J. E. Miltat, M. J. Donahue, M. J. *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials - Numerical micromagnetics: Finite difference methods*. John Wiley & Sons, Universidad Estatal de Pensilvania (2007).
- [66] A. Hubert, R. Schafer. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Springer, Heidelberg (1998).
- [67] Vegard Flovik, "Magnetization dynamics in Nanostructures," Ph.D thesis (Norwegian University of Science and Technology, 2016).
- [68] M. D. Kaufmann, *Magnetization Dynamics in All-optical Pump-Probe Experiments: Spin - wave Modes and Spin - current Damping*. (Ph.D Thesis, George - August University, Gottingen, Germany, 2006).
- [69] A. T. J. Miltat and G. Albuquerque, *Spin Dynamics in Confined Magnetic structures - I*. (Springer, Berlin, Heidelberg, 2002).

- [70] T. Schrefl, *J. Magn. Magn. Mater.* 207, 45 (1999).
- [71] T. Schrefl, *J. Magn. Magn. Mater.* 207, 66 (1999).
- [72] M. Willcox, A. Ding, Y. Xu, in 8th International Vacuum Electron Sources Conference and Nanocarbon (IEEE, 2010), 11677496.
- [73] J. F. Brown, Jr.: *Micromagnetics*, Interscience Publishers, J. Wiley and Sons, New York (1963).
- [74] J. Miltat, in *Applied Magnetism*, R. Gerber, C. D. Wright and G. Asti (Eds.), NATO ASI Series (Kluwer, Dordrecht), 221 (1994).
- [75] S.-K. Kim, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43, 264004 (2010).
- [76] C. Kittel, *Phys. Rev.* 73, 155 (1948).
- [77] M. Donahue, D. G. Porter, "OOMMF User's guide, Version 1.0," NIST Interagency Report No. 6376, National Institute of Standard and Technology, Gaithersburg, MD, URL: <http://math.nist.gov/oommf> (1999).
- [78] H. Fangohr, T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, J. Generowicz, A. Knittel, M. Walter, and M. Albert, "NMAG User Manual Documentation, Release 0.2.1" (2012).
- [79] A. Baker, M. Beg, G. Ashton, M. Albert, D. Chernyshenko, W. Wang, S. Zhang, M.-A. Bisotti, M. Franchin, C. L. Hu, R. Stamps, T. Hesjedal, H. Fangohr, *J. Magn. Magn. Mater.* 421, 428–439 (2017).
- [80] D. Chernyshenko, "Computational methods in micromagnetics," Ph.D. thesis (University of Southampton, 2016).
- [81] Lei Lu. (2014), "Damping mechanisms in magnetic recording materials & microwave-assisted magnetization," Ph.D thesis (Colorado State University, 2014)
- [82] K. Wagner, S. Stienen, M. Farle, e-print arXiv:1506.05292v1 [physics.comp-ph].
- [83] C. P. Mu, W. W. Wang, B. Zhang, Q. F. Liu, J. B. Wang, *Physica B* 405, 1325 (2010).
- [84] D. Kumar, O. Dmytriiev, S. Ponraj, A. Barman, *J. Phys. D Appl. Phys.* 45, 015001 (2012).
- [85] C. Wen-Bing, H. Man-Gui, Z. Hao, O. Yu, D. Long-Jiang, *Chin. Phys. B* 19, 087502 (2010).
- [86] Bivas Rana, "Quasistatic and ultrafast magnetization dynamics in magnetic nanostructures", Ph.D thesis (University of Calcutta, 2013)
- [87] J. R. Dormand, P. J. Prince, *J. Comp. Appl. Math.* 6, 19 (1980).
- [88] J. R. Dormand, P. J. Prince, *J. Comp. Appl. Math.* 15, 203 (1986).
- [89] S. E. Russek, S. Kaka, M. J. Donahue, *J. Appl. Phys.* 87, 7070 (2000).
- [90] O. Gerandin, H. Le Gall, M. J. Donahue, N. Vukadinovic, *J. Appl. Phys.* 89, 7012 (2001).
- [91] J. Wang, B. Zhang, Q. Liu, Y. Ren, R. Liu, *J. Appl. Phys.* 105, 083908 (2009).

Anexo A

Detalle de las simulaciones micromagnéticas

Para realizar una simulación micromagnética en OOMMF debemos preparar un archivo de extensión MIF. De esta forma, y para entregar una comprensión más clara de lo desarrollado en esta tesis, procederemos a presentar y explicar los archivos MIF utilizados en esta tesis. A continuación pasamos a detallar las simulaciones utilizadas en el capítulo 3, las que permiten investigar las propiedades dinámicas de una nanoestructura con una configuración de burbuja skyrmiónica. Primeramente explicaremos las partes del código para la obtención del estado de equilibrio inicial y luego la aplicación del pulso magnético.

A.1 Obtención del estado de equilibrio inicial

- `Oxs_ScriptAtlas` es un bloque específico de Atlas, donde se describe el tamaño de la estructura en las tres coordenadas cartesianas a través de un script Tcl. En nuestro caso hemos definido que x e y tienen una extensión entre -120 nm y 120 nm, mientras que z va desde 0 a 70 nm.
- `Oxs_RectangularMesh` es un bloque específico de Mesh y define el tamaño de la celda en los tres ejes coordenados del Atlas definido anteriormente. En nuestro caso usamos una celda de $1 \times 1 \times 5 \text{ nm}^3$.
- `Oxs_UniformExchange` es un bloque específico que considera una energía de intercambio uniforme en todo el espacio definida por la constante de intercambio A , la que varía para cada material. En nuestro caso hemos simulado nanoestructuras de cobalto, por lo que $A = 3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$.
- `Oxs_Demag` es un bloque específico que considera una energía de demagnetización estándar, que se basa en la suposición de que la magnetización es constante en cada celda.

- Oxs_UniaxialAnisotropy es un bloque específico que considera una energía de anisotropía magnetocristalina uniaxial. El bloque de especificación toma 2 parámetros, el eje de dirección de anisotropía y la constante de anisotropía cristalina K_1 . En nuestro caso la dirección es en [001] y variamos el valor de K_1 .
- Oxs_UZeeman es un bloque específico que considera la energía de un campo aplicado uniforme. Este término se utiliza para simular ciclos de histéresis definiendo el número de pasos en la simulación. En este caso hemos considerado que no hemos aplicado un campo externo (un paso).
- Oxs_CGEvolve es un evolucionador de minimización de energía mediante el proceso de minimizar por gradientes conjugados sin preconditionamiento.
- Oxs_MinDriver es un bloque específico de Drivers para controlar las evoluciones de minimización. Estos parámetros son los mismos que los descritos para el Oxs_TimeDriver. Los primeros cuatro parámetros, Evolver, Mesh, Ms y m0 proporcionan referencias de evolucionador de minimización, celda, campo escalar y campo vectorial, respectivamente. Aquí Ms es la magnetización de saturación, en nuestro caso $M_s = 1,4 \times 10^6$ A/m y m_0 es la configuración inicial de la magnetización de espines unitarios, es decir, $|\mathbf{m}| = 1$ en cada punto. En este caso fuimos variando la dirección y configuración inicial para hallar la mínima energía.
- Proc_dot define un proceso dado. En este caso lo utilizamos para describir la estructura cilíndrica.


```

# MIF 2.1

Parameter K 1.5e6
Parameter Hx 0
Parameter Hz 0
Parameter zrange 70e-9
Parameter zmesh 5e-9

Specify Oxs_ScriptAtlas:atlas [subst {
xrange {-120e-9 120e-9}
yrange {-120e-9 120e-9}
zrange {0 $zrange}
regions {Co}
script dot
}]

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
  cellsize { 1e-9 1e-9 $zmesh}
  atlas :atlas
}]

Specify Oxs_UniformExchange:HeisenbergEx {
  A 3e-11}

# Demag
Specify Oxs_Demag {}

Specify Oxs_UniaxialAnisotropy:Anisotropy [subst {
  axis { 0 0 1}
  K1 $K
}]

#Zeeman
Specify Oxs_UZeeman [subst {
  multiplier 795.77472
  Hrange {
    {$Hx 0 $Hz $Hx 0 $Hz 1}
  }
}]

#Evolve
Specify Oxs_CGEvolve {
}
#Driver

Specify Oxs_MinDriver [subst {

  evolver Oxs_CGEvolve
  stopping_mxHxm 0.01
  vector_field_output_format {binary 4}
  mesh :mesh
  stage_count 2
}

```

```

Ms { Oxs_AtlasScalarField {
    atlas :atlas
    default_value 0
    values {

        Co 1.4e6
    }
}

    m0 {Oxs_FileVectorField {
    file ./ini.omf
    norm 1
    atlas :atlas
    }}

}}

proc dot { x y z } {
set xrad [expr 2.*$x-1 ]
set yrad [expr 2.*$y-1 ]
set radi [expr sqrt($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)]
if {$radi>1.0} {return 0}
return 1
}

```

A.2 Aplicación de un pulso magnético

En esta sección agregamos y modificamos parte del código para realizar simulaciones dinámicas.

- Oxs_ScriptUZeeman considera un campo aplicado espacialmente uniforme, que puede variar en función del tiempo y la etapa, determinado por un script Tcl.
- Proc_ExpPulse define un proceso dado. En nuestro caso un pulso exponencial.
- Oxs_RungeKuttaEvolve es un evolucionador que implementa varios métodos Runge-Kutta para integrar la ecuación diferencial ordinaria Landau-Lifshitz-Gilbert con un control de tamaño de pasos. Se ejecuta este bloque con el parámetro de amortiguamiento $\alpha = 0.025$.
- Oxs_TimeDriver es un bloque específico de Drivers para controlar los evolucionadores de tiempo. Los primeros cuatro parámetros, Evolver, Mesh, Ms y m0 proporcionan referencias de evolucionador de minimización, celda, campo escalar y campo vectorial,

respectivamente. Aquí M_s es la magnetización de saturación, en nuestro caso $M_s = 1.4 \times 10^6$ A/m y m_0 es la configuración inicial de la magnetización encontrada en la primera etapa de la simulación.

```
# MIF 2.1

Parameter K 1.5e6
Parameter Hx 0
Parameter Hz 0
Parameter zrange 70e-9
Parameter zmesh 5e-9

# Pulse control
Parameter pulse_amplitude 1000 ;# A/m
Parameter pulse_decay 1e9 ;# 1/sec

Specify Oxs_ScriptAtlas:atlas [subst {
xrange {-120e-9 120e-9}
yrange {-120e-9 120e-9}
zrange {0 $zrange}
regions {Co}
script dot
}]

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
  cellsize { 1e-9 1e-9 $zmesh}
  atlas :atlas
}]

Specify Oxs_UniformExchange:HeisenbergEx {
  A 3e-11
}

# Demag
Specify Oxs_Demag {}

Specify Oxs_UniaxialAnisotropy:Anisotropy [subst {
  axis { 0 0 1}
  K1 $K
}]

proc ExpPulse { total_time } {
  global pulse_amplitude pulse_decay
  set Hy [expr {$pulse_amplitude*exp(-$pulse_decay*
$total_time)}]
  set dHy [expr {- $pulse_decay*$Hy}]
  return [list $Hy 0 0 $dHy 0 0]
}

Specify Oxs_ScriptUZeeman {
  script_args total_time
  script ExpPulse
}
```

```

set alpha 0.025

#Driver
Specify Oxs_RungeKuttaEvolve:evolve [subst {
  alpha $alpha
}]

Specify Oxs_TimeDriver [subst {

  evolver :evolve
  stopping_time 1e-12
  stage_iteration_limit {1 {0 3000} :expand;}
  stage_count 3001
  mesh :mesh
  Ms { Oxs_AtlasScalarField {
atlas :atlas
  values {
    Co 1.4e6
    universe 0.0
  }
}}
  m0 {Oxs_FileVectorField {
file ./15.omf
norm 1
atlas :atlas
}}
}}

proc dot { x y z } {
set xrad [expr 2.*$x-1 ]
set yrad [expr 2.*$y-1 ]
set radi [expr sqrt($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)]
if {$radi>1.0} {return 0}
return 1
}

```

Anexo B

Transformada de Fourier de datos muestreados

Un proceso físico puede describirse en el dominio del tiempo, mediante los valores de alguna cantidad h en función del tiempo t , por ejemplo, $h(t)$, o en el dominio de frecuencia, donde el proceso se especifica dando su amplitud H en función de la frecuencia f , es decir $H(f)$, con $-1 < f < 1$. Para muchos propósitos, es útil pensar que $h(t)$ y $H(f)$ son dos representaciones diferentes de la misma función. Uno puede ir y venir entre estas dos representaciones por medio de las ecuaciones de transformada de Fourier:

$$\begin{aligned} H(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{2\pi ift} dt \\ h(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} H(f)e^{-2\pi ift} df \end{aligned} \tag{51}$$

Hemos escrito un programa en Matlab que calcula la transformación de Fourier de una función $h(t)$ que se muestrea a intervalos de tiempo uniformemente espaciados. Si denotamos Δ el intervalo de tiempo entre muestras consecutivas, de modo que la secuencia de valores muestreados sea

$$h_n = h(n\Delta) \text{ donde } n = \dots - 3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \dots,$$

entonces el recíproco del intervalo de tiempo Δ se denomina frecuencia de muestreo. Si Δ se mide en segundos, por ejemplo, luego la frecuencia de muestreo es el número de muestras registradas por segundo.

Para cualquier intervalo de muestreo Δ , también hay una frecuencia especial F_c , llamada frecuencia crítica de Nyquist, dada por

$$F_c = \frac{1}{2\Delta}. \tag{52}$$

Para estimar la transformada discreta de Fourier a partir de un número finito de puntos muestreados, suponemos que tenemos N valores muestreados consecutivos:

$$h_k \equiv h(t_k) \text{ donde } t_k \equiv k\Delta, \text{ para } k = 0, 1, 2, \dots, N - 1.$$

Nosotros supusimos que N es par. Con N números de entrada, podremos producir N números de salida independientes para los valores discretos de las frecuencias:

$$F_N \equiv \frac{n}{N\Delta}, \text{ donde } n = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}.$$

Los valores extremos de n corresponden exactamente a los límites inferior y superior del rango de frecuencia crítica de Nyquist. A continuación, presentamos el código del programa Matlab que calcula las transformadas de Fourier y los valores discretos de las frecuencias.

Generar susceptibilidad de la componente Mx

FFTMx=FFT(Mx)

FFTHx=FFT(hx)

DIV= FFTMx./ FFTHx

Susc=abs(imag(div))*Ms

Espectro de frecuencias

largo=length(Mx)

dt=1e-12 "intervalo de tiempo"

fs=1/dt

df=fs/(largo-1)

f=0:df:fs

f=f'

Anexo C

Método de diferencias finitas

El programa OOMMF es un paquete de código abierto que genera soluciones numéricas para la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) en el tiempo mediante el uso de uno de varios esquemas numéricos conocidos (como los esquemas Euler o Runge-Kutta). La idea principal de este método es reemplazar el volumen continuo de la muestra con una malla discreta de celdas rectangulares (con momentos magnéticos uniformes), por lo que la ecuación LLG se puede resolver para cada celda individual por separado. Los operadores diferenciales subyacentes a la ecuación LLG son reemplazados por los operadores de diferencias finitas correspondientes. El usuario fija la discretización espacial, mientras que el solucionador OOMMF estima dinámicamente la discretización temporal.

La discretización rectangular utilizada en OOMMF puede conducir a “artefactos” debido al muestreo “escalonado” de las superficies de la muestra. Tales artefactos de muestreo podrían potencialmente distorsionar los resultados de las simulaciones. No obstante, las muestras del mundo real también tienen superficies rugosas y, por lo tanto, la discretización espacial se puede utilizar en principio para recrear la rugosidad de los bordes y la superficie, que son características comunes de los dispositivos fabricados en la nanoescala.

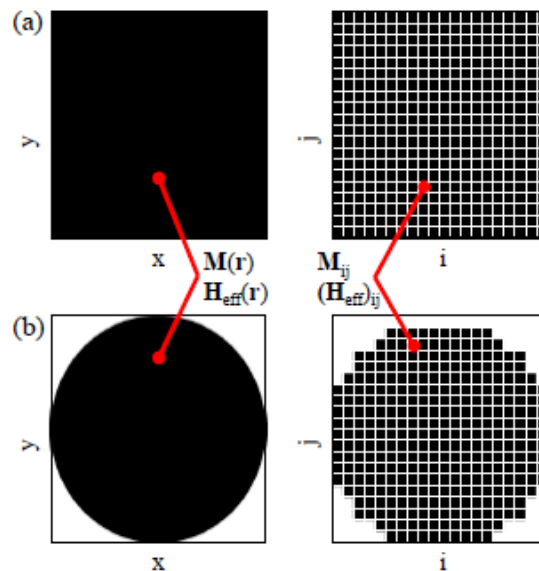


Figura C.1 Imágenes esquemáticas de la discretización espacial en celdas rectangulares regulares para geometrías (a) rectangulares y (b) circulares.

Un ejemplo de tal discretización se presenta en la Figura C.1. OOMMF utiliza el llamado esquema de diferencia central, en el que los espines se encuentran en el centro de las celdas rectangulares de la malla. Las coordenadas \mathbf{r}_{ijk} de cada espín en la malla están dadas por $\mathbf{r}_{ijk} = \left(\frac{\Delta x}{2} + i\Delta x, \frac{\Delta y}{2} + j\Delta y, \frac{\Delta z}{2} + k\Delta z \right)$, donde $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ denotan las dimensiones de las celdas discretas. Al estimar la diferencia entre los volúmenes de las muestras continuas y discretas, podemos cuantificar la importancia de los “artefectos” debido al proceso de discretización dado por

$$\Delta V = \int_V f(\mathbf{r})d^3\mathbf{r} - \sum_{i \in V} \sum_{j \in V} \sum_{k \in V} x_i x_j x_k, \quad (53)$$

donde $f(\mathbf{r})$ define el volumen de la muestra. Si $|\Delta V/V \ll 1|$ entonces el efecto de los artefactos inducidos será insignificante.

La figura C.1a muestra que la discretización de geometrías rectangulares no conduce a artefactos. En particular, el volumen y la forma de la muestra discretizada se conservan de modo que $|\Delta V/V = 0|$. Mientras tanto, para la geometría elíptica (Fig. C.1b), el volumen no se conserva, $|\Delta V/V| > 0$, por lo que se introducen artefactos debido a la discretización. Sin embargo, al disminuir las dimensiones de la celda podemos hacer que la diferencia en los dos volúmenes se acerque al límite $|\Delta V/V| \rightarrow 0$ donde los artefactos serían insignificantes. Es importante tener presente que no se pueden reducir las dimensiones de la celda por debajo de los límites físicos naturales, ejemplo, por debajo de la constante de red. En particular, la constante de red del Permalloy es 0.3 nm, que define el límite inferior del refinamiento del mallado. Además, a medida que disminuye el tamaño de la celda, aumenta la potencia de cálculo requerida, lo que hace que la duración de las simulaciones sea considerablemente más larga. OOMMF no tiene algoritmos dedicados para controlar la discretización espacial, por lo que debe ser controlado por el usuario.

Suponiendo que la muestra está discretizada, la ecuación 31 de LLG toma la forma

$$\frac{\partial \mathbf{M}_{ijk}}{\partial t} = -\gamma_{ijk} [\mathbf{M}_{ijk} \times \mathbf{H}_{ijk}^{eff}] + \frac{\alpha_{ijk}}{M_{ijk}^s} \left[\mathbf{M}_{ijk} \times \frac{\partial \mathbf{M}_{ijk}}{\partial t} \right], \quad (54)$$

donde \mathbf{M}_{ijk} , \mathbf{H}_{ijk}^{eff} , $\gamma_{ijk}\alpha_{ijk}$ y M_{ijk}^S denotan los valores de la magnetización, el campo interno, la relación giromagnética, la constante de amortiguación de Gilbert y la magnetización de saturación, respectivamente, en el sitio de la malla con los índices i , j y k . La ecuación LLG ahora puede reescribirse como

$$\frac{\partial \mathbf{M}_{ijk}}{\partial t} = f(t, \mathbf{M}_{ijk}), \quad (55)$$

donde $f(t, \mathbf{M}_{ijk})$ es una función aún no especificada que depende del tiempo y la magnetización dinámica.

Para integrar la ecuación LLG discreta en el dominio del tiempo, las derivadas de tiempo de primer orden de la magnetización $\frac{\partial \mathbf{M}_{ijk}}{\partial t}$ se reemplazan por los operadores de diferencia finita correspondientes. Por lo tanto, el dominio del tiempo se discretiza y cada punto particular del tiempo t_n , viene dado por $t_n = t_0 + n\Delta t_n$, donde Δt_n establece un conjunto de pasos de tiempo elegidos por el solucionador durante la integración. Para el método clásico Runge-Kutta (que se encuentra entre los métodos de integración del solucionador 3D del OOMMF), el valor de la magnetización $\mathbf{M}_{ijk}(t_{n+1})$, en el momento $n + 1$, viene dado por

$$\mathbf{M}_{ijk}(t_{n+1}) = \mathbf{M}_{ijk}(t_n) + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$k_1 = f(t_n, \mathbf{M}_{ijk}(t_n)) \Delta t$$

$$k_2 = f\left(t_n + \frac{1}{2}\Delta t, \mathbf{M}_{ijk}(t_n) + \frac{1}{2}k_1\right) \Delta t$$

$$k_3 = f\left(t_n + \frac{1}{2}\Delta t, \mathbf{M}_{ijk}(t_n) + \frac{1}{2}k_2\right) \Delta t$$

$$k_4 = f(t_n + \Delta t, \mathbf{M}_{ijk}(t_n) + k_3) \Delta t$$

Luego se estima el error de cálculo numérico. Si para cada celda del mallado el error es menor que algún valor predefinido, el paso de tiempo se realiza correctamente y el solucionador continúa con el siguiente paso de tiempo. Si el error es mayor que el valor predefinido, se reduce el intervalo de tiempo y se repite todo el cálculo. Un paso del método *rk4* involucra 11

evaluaciones de $\frac{\partial \mathbf{M}_{ijk}}{\partial t}$. El *rk4* es el método de cuarto orden y, por lo tanto, el valor absoluto del error por paso y su acumulación son del orden Δt^5 y Δt^4 , respectivamente.

Anexo D

FMR experimental

Cuando un campo magnético se aplica en un material, los momentos magnéticos precesan de forma coherente, desde un punto de vista semi-clásico del efecto. Si el campo aplicado es lo suficientemente fuerte, el proceso puede ser visto como una precesión de la magnetización (M) en torno a un campo efectivo (H_{eff}). Un sistema compuesto de momentos magnéticos que está sometido a un campo magnético puede absorber energía a tal frecuencia y, debido a esto se puede observar una absorción resonante de la energía de una onda electromagnética sintonizada a una frecuencia específica. Este efecto se conoce como resonancia magnética y los montajes experimentales utilizados para medirla pueden tomar formas variadas

Un experimento de resonancia ferromagnética consiste en aplicar en una muestra magnética, situada en un campo magnético estático H , un campo de micro-ondas y observar las líneas de absorción resonantes. El esquema del montaje experimental se muestra en la figura D.1, donde se observa que la muestra está situada en una cavidad resonante y las micro-ondas entran por medio de una guía de ondas. Usualmente, es más conveniente mantener la radiación de microondas fija y variar un espectro de campo magnético.

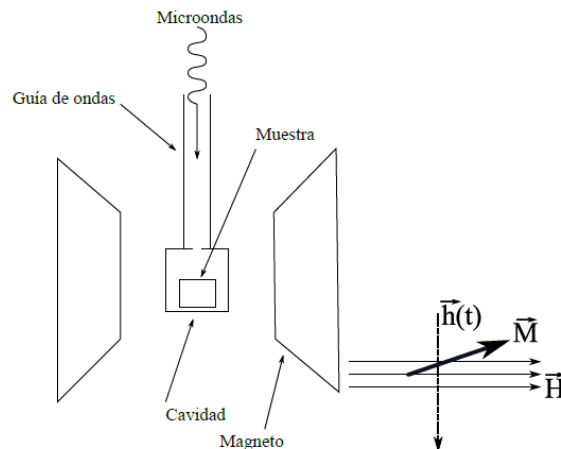


Figura D.1: Esquema del montaje experimental para realizar resonancia ferromagnética. Las microondas entran en la cavidad por medio de una guía de ondas. La absorción de las microondas se produce por medio de la resonancia. La muestra está ubicada en el centro del electroimán donde el campo magnético es uniforme.

Entonces, la absorción de micro-ondas se modifica con la variación de campo magnético. La cavidad tiene un factor de calidad alto (frecuencia de resonancia por ancho de banda ($Q - factor = f_0/\Delta f$)), lo que permite detectar señales muy bajas. Lo que se mide en el experimento es la potencia media absorbida en la resonancia ($\langle P \rangle$), la cual corresponde a la derivada temporal de la energía ($E = -M \cdot (H_{ef} + h(t))$). El campo magnético de la radiación electromagnética ($h(t)$) inducida a la cavidad, es perpendicular al campo magnético aplicado en la muestra y paralelo al plano de la muestra, además está relacionado con la potencia media absorbida tal como sigue:

$$\langle P \rangle = \chi(\omega)\omega_m h_m^2$$

Aquí, ω_m es la frecuencia de referencia del Lock-in. Además, χ corresponde a la parte imaginaria de la susceptibilidad generalizada $\chi_g(\omega) = \chi_r(\omega) + i\chi(\omega)$. De la ecuación dinámica 30 se puede obtener el comportamiento de la susceptibilidad para este tipo de sistemas, el cual es proporcional al comportamiento de la potencia media absorbida, tal como lo muestra el ejemplo de la figura D.2.

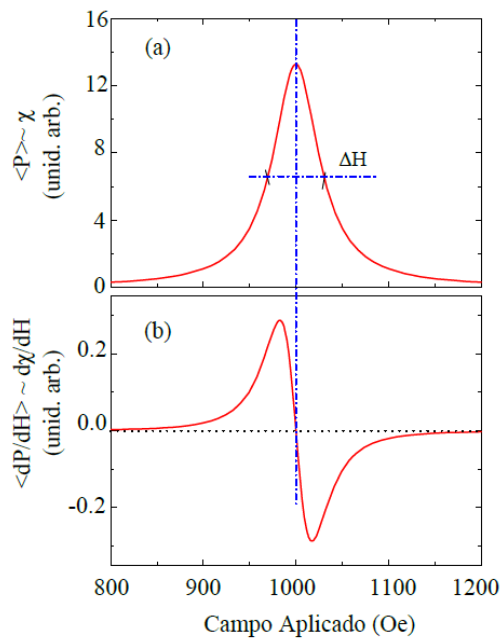


Figura D.2: (a) Forma típica de la potencia media absorbida que corresponde a una función Lorentziana (Distribución de Cauchy), (b) Derivada de la Lorentziana.

Anexo E

Dependencia ancho de pared de dominio en función de la anisotropía uniaxial en burbujas skyrmiónicas

Como se menciona en el capítulo 2, los modos de resonancia y la respuesta magnética cuando el campo se aplica en el eje Z depende fuertemente del ancho de la pared de dominio. A continuación mostramos la dependencia de esta en función de la constante de anisotropía uniaxial.

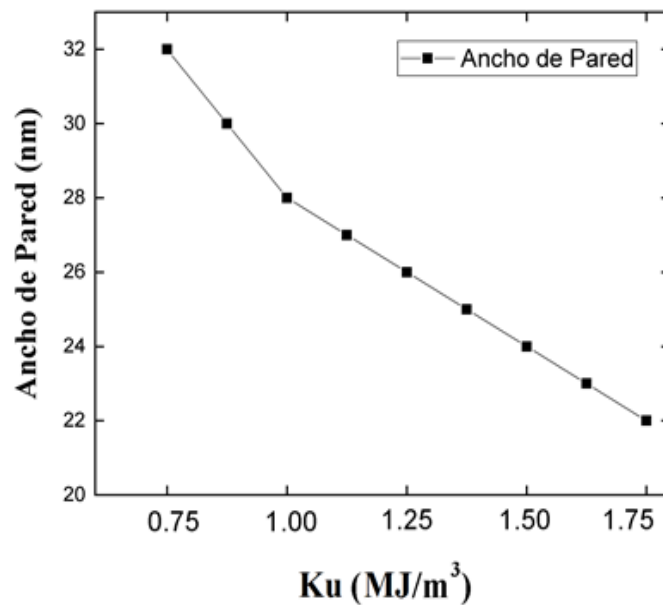


Figura E.1: Dependencia ancho de pared en función de la anisotropía magnética.

Podemos observar, que se obtiene un comportamiento similar al obtenido en la figura 2.5a, lo que nos permite deducir que la dependencia de los modos de resonancia obtenido cuando el campo se aplica en el eje z, si dependen del ancho de la pared de dominio que está condicionado a la variación de la constante de anisotropía uniaxial.