

Artículo original

Respuesta dinámica de la magnetización de una nanopartícula de magnetita a un campo magnético alterno

Dynamic response of the magnetization of a magnetite nanoparticle to an alternating magnetic field

 Nathaly Roa*,  Johans Restrepo

Grupo de Simulación y Magnetismo G+, Instituto de Física, Universidad de Antioquia, Colombia

Resumen

Realizamos un estudio micromagnético del comportamiento dinámico de la magnetización de una nanopartícula de magnetita ante un campo magnético externo oscilante para contribuir al conocimiento de las condiciones bajo las cuales la magnetización de una partícula magnética es capaz de seguir un campo magnético a una determinada frecuencia y amplitud y, por tanto, diferenciar estados dinámicamente ordenados y desordenados, lo que a su vez permite definir las condiciones para el establecimiento de la histéresis magnética, relevante en el campo de la hipertermia magnética de nanopartículas en la que las pérdidas por histéresis tienen un papel fundamental en la liberación de calor. La metodología se basó en la solución de la ecuación diferencial de Landau-Lifshitz-Gilbert, conjuntamente con un operador hamiltoniano que contenía los términos de canje, la anisotropía magnetocristalina, el efecto Zeeman y la energía desmagnetizante. Los resultados revelaron que existen microestados particulares en el paisaje angular de la energía, así como sus contribuciones en una región estrecha de ángulos formada por el vector de magnetización y la dirección principal del campo externo, que se caracterizan por un alto grado de frustración magnética de naturaleza caótica.

Palabras clave: nanopartículas magnéticas; hipertermia; campo magnético alterno; transición de fase dinámica.

Abstract

We conducted a micromagnetic study of the dynamic behavior of the magnetization of a magnetite nanoparticle before an oscillating external magnetic field to contribute to the knowledge of the conditions under which the magnetization of a magnetic particle is capable of following a magnetic field at a certain frequency and amplitude and, thus, differentiate dynamically ordered and disordered states. This in turn allows defining the conditions for the establishment of magnetic hysteresis, relevant in the field of magnetic hyperthermia of nanoparticles, where hysteresis losses play a fundamental role in heat release. The methodology was based on the solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert differential equation together with a Hamiltonian containing exchange terms, magnetocrystalline anisotropy, the Zeeman effect, and demagnetizing energy. Our results revealed that there are particular microstates in the angular energy landscape and their contributions in a narrow region of angles that the magnetization vector forms with the main direction of the external field, characterized by a high degree of magnetic frustration of a chaotic nature.

Keywords: Magnetic nanoparticles; hyperthermia; alternating magnetic field; dynamic phase transition.

Citación: Roa N, Restrepo J. Respuesta dinámica de la magnetización de una nanopartícula de magnetita a un campo magnético alterno. Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. 48(187):271-280, abril-junio de 2024. doi: <https://doi.org/10.18257/raccefyn.2602>

Editor: Rafael González Hernández

***Correspondencia:**

Nathaly Roa; nathaly.roa@usco.edu.co

Recibido: 14 de marzo de 2024

Aceptado: 26 de mayo de 2024

Publicado en línea: 11 de junio de 2024



Este artículo está bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-Compartir Igual 4.0 Internacional

Introducción

El nanomagnetismo es un área actual de investigación en la física del estado sólido y de gran interés por las nuevas propiedades y aplicaciones que involucran las nanoestructuras magnéticas con dimensiones generalmente inferiores a 100 nm (1 nanómetro = $1 \times 10^{-9}m$) (Guimarães & Guimaraes, 2009). Las aplicaciones van desde la geología (Mandea & Korte, 2010), con registros magnéticos de minerales, hasta la medicina para tratamiento del cáncer a través de la hipertermia magnética (Lozano-Ocaña, Tubón-Usca, Vaca-Altamirano, & Tubón-Usca, 2022). En esta última se busca aumentar la temperatura de un medio mediante la excitación de nanopartículas magnéticas en respuesta a un campo magnético oscilante (Kronmüller, 2007). El calentamiento de materiales ferromagnéticos que exhiben histéresis mediante un campo magnético alterno es un efecto magnetotérmico llamado calentamiento por histéresis y se utiliza en los tratamientos de hipertermia magnética. La histéresis se debe a las interacciones presentes en el sistema, y en general involucra diferentes contribuciones tales como la dependencia angular de la interacción espín-órbita, que en los ferromagnetos se asocia con la anisotropía magnetocristalina, a las interacciones de corto (intercambio) y largo alcance (dipolares) entre otras, y que dan como resultado mínimos locales en la energía (Coey, 2010).

En la actualidad, se han realizado muchos estudios sobre hipertermia magnética utilizando diferentes MNP funcionalizadas en modelos animales de cáncer (Rabias et al., 2010; Ling et al., 2017). El rango típico de las nanopartículas para hipertermia que utilizan magnetita es de alrededor de 10-50 nm (Salimi, Sarkar, Hashemi, & Saber, 2020). Las nanopartículas de magnetita presentan dos transiciones importantes entre el tamaño y las propiedades magnéticas las cuales son el tamaño superparamagnético y el tamaño de dominio único, que generalmente existen en nanopartículas con diámetros de $\sim 25nm$ y $\sim 80nm$ (Nguyen, Tran, Xu, & Lee, 2021), respectivamente. El tamaño de nuestra muestra magnética se encuentra en el rango donde las nanopartículas de magnetita exhiben tanto un tamaño de dominio único como un comportamiento ferrimagnético, justo por encima del límite superparamagnético.

De otra parte, la respuesta dinámica de la magnetización ($M(t)$) de un material magnético a la presencia de un campo magnético alterno ($H(t)$), puede dar lugar a la ocurrencia de dos estados o fases posibles (Park & Pleimling, 2013; Roa & Restrepo, 2023): (i) una fase dinámicamente ordenada o (ii) una fase dinámicamente desordenada (ver Figura 1). El tipo de respuesta depende de características de $H(t)$, tales como la amplitud (H_0) y el período (P). En la fase dinámicamente ordenada la magnetización no logra seguir al campo magnético mientras este oscila, como se muestra en la Figura 1 izquierda, y se mantiene en un valor alto de la magnetización promedio. En la fase dinámicamente desordenada, por el contrario, la magnetización sigue al campo magnético, y puede existir un retraso o desfase respecto al campo como se observa en área circular gris de la Figura 1 derecha. Otros autores, mediante simulación Monte Carlo (Korniss, White, Rikvold, & Novotny, 2000), han estudiado el modelo bidimensional de Ising para un ferroimán por debajo de su temperatura de Curie, y sujeto a un campo periódico aplicado de onda cuadrada. Encontraron que el sistema magnético experimenta una transición de fase dinámica continua cuando el semiperíodo del campo, es comparable con el tiempo de vida metaestable (tiempo que le toma a la magnetización de pasar de su valor de saturación hasta un valor cero). La caracterización de tales transiciones de fase dinámicas y la poca literatura al respecto hasta donde sabemos, reafirma la necesidad de ahondar en los mecanismos de inversión de la magnetización en sistemas sujetos a la acción de campos magnéticos oscilantes en el tiempo.

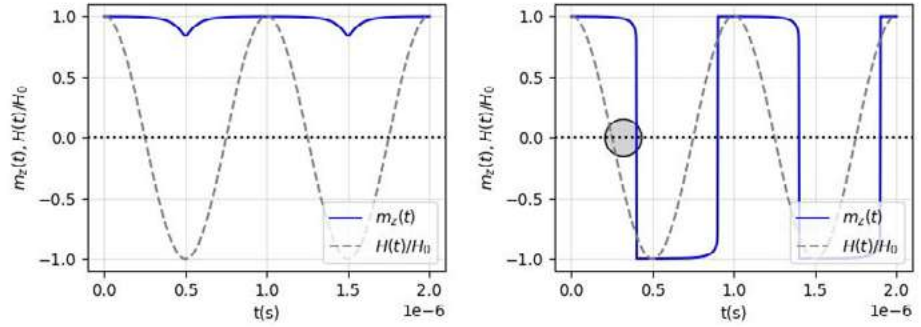


Figura 1. Curva de magnetización (línea continua) de la fase dinámicamente ordenada para una nanopartícula (NP) magnética de magnetita en presencia de un campo magnético alterno (línea discontinua) con periodo $P = 1 \mu s$ y amplitud (izquierda) $H_0 = 80 \text{ mT}$ y (derecha) $H_0 = 200 \text{ mT}$. En la figura derecha el área circular gris muestra el retraso de la magnetización respecto al campo aplicado.

Modelo teórico

El comportamiento dinámico de la magnetización de un sistema magnético a temperatura cero puede ser estudiado a través de la ecuación de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) (Coey, 2010) dada por:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \frac{\gamma\alpha}{1+\alpha^2}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (1)$$

donde $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ es el campo de magnetización normalizado, M_s es la magnetización de saturación, α es un parámetro adimensional de amortiguamiento, $\gamma = 2.2128 \times 10^5 \text{ mA}^{-1}\text{s}^{-1}$ es la razón giromagnética y \mathbf{H}_{eff} es el campo efectivo definido por:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial E(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} \quad (2)$$

siendo $E(\mathbf{m})$ es la energía del sistema integrada sobre todo el volumen V de la muestra, y cuyo Hamiltoniano en este estudio está dado por:

$$\mathcal{H}(\mathbf{m}) = -A\mathbf{m} \cdot \nabla^2 \mathbf{m} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_d - \mu_0 M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} - K_1(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^2 \quad (3)$$

donde A es la constante de rigidez del material ligada a la interacción de intercambio o canje, \mathbf{H}_d es el campo desmagnetizante de origen dipolar, μ_0 es la permeabilidad del espacio libre con valor de $1.2566 \times 10^6 \text{ NA}^{-2}\text{m}^{-1}$, K_1 es la constante de anisotropía y \mathbf{u} denota el eje fácil de magnetización del material. Así, en la ecuación 3, las contribuciones al Hamiltoniano son: intercambio, desmagnetizante, Zeeman y anisotropía magnetocristalina. En el término Zeeman, para el campo externo, se consideró un campo magnético alterno en la dirección \hat{z} de la forma $H = H_0 \sin[2\pi(t - t_0)/P]$. La Figura 2 muestra el eje fácil de magnetización de la nanopartícula, \mathbf{u} , el cual está descrito por el ángulo azimutal ϕ y el ángulo polar θ entre la dirección en la que se aplica el campo externo y el eje fácil.

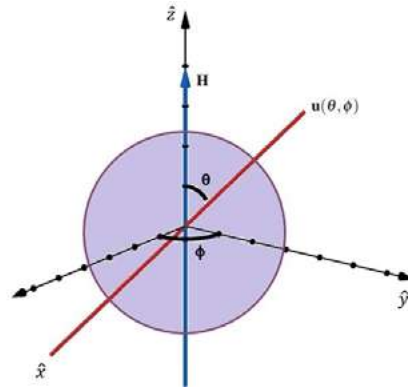


Figura 2. Detalles geométricos y ángulos utilizados para describir el eje fácil de magnetización **u**.

La eficiencia de calentamiento de una nanopartícula magnética bajo un campo magnético alterno se expresa en la cantidad física llamada potencia de pérdida específica (SLP por sus siglas en inglés Specific Loss Power) (Caizer, 2020). El área encerrada por el bucle de histéresis es el trabajo irreversible disipado en forma de calor, que se cuantifica mediante el SLP. Este calor viene dado por la siguiente relación (Maniotis et al., 2019):

$$SLP = \frac{\mu f}{\rho} \oint_L \mathbf{m}(t) d\mathbf{H}(t) \tag{4}$$

donde ρ es la densidad de masa de la partícula.

Para evaluar la respuesta dinámica de magnetización de una nanopartícula de magnetita sometida al campo oscilante, se da solución numérica a la ecuación LLG definida en la ecuación 2, a través del simulador micromagnético UBERMAG (Beg, Lang, & Fangohr, 2021; Beg, Taka, et al., 2021). magnético. UBERMAG es un lenguaje de dominio específico para expresar problemas micromagnéticos, proporciona una interfaz de alto nivel para paquetes de cálculo micromagnéticos existentes como el marco micromagnético orientado a objetos (OOMMF por sus siglas en inglés Object Oriented Micromagnetic Framework) (Beg, Taka, et al., 2021). UBERMAG emplea el método de diferencias finitas para encontrar la solución de la ecuación LLG. OOMMF utiliza un evolucionador Runge-Kutta de cuarto orden como evolucionador temporal para resolver la ecuación LLG (Mahalingam, Manikandan, & Arockiaraj, 2019). El algoritmo de Runge-Kutta de cuarto orden (Logan, 2006) es altamente preciso, donde el error acumulativo en un intervalo en el tiempo es proporcional a h^4 , siendo h el tamaño de paso del tiempo. En particular, nuestras simulaciones micromagnéticas se considera un tamaño de paso en el tiempo de $h = P/1000$.

En este artículo se presta principal interés a la influencia del periodo P del campo magnético sobre la respuesta dinámica de la magnetización. Se calcula el SLP para conocer su variación respecto al P del campo magnético. Adicionalmente, se calculan los paisajes energéticos de las contribuciones al Hamiltoniano $\mathcal{H}(\mathbf{m})$ para conocer la metastabilidad del sistema.

Materiales y métodos

El sistema estudiado corresponde a una NP de magnetita Fe_3O_4 de radio $R = 16\text{nm}$. Los parámetros físicos utilizados en el Hamiltoniano de la ecuación 3 corresponden a los de Fe_3O_4 : $M_s = 4.46 \times 10^5 \text{Am}^{-1}$, $A = 7.00 \times 10^{-12} \text{Jm}^{-1}$, $K_1 = 2.50 \times 10^4 \text{Jm}^{-3}$ y $\rho = 5240 \text{Kg m}^{-3}$. Adicionalmente, se empleó un valor típico de $\alpha = 0.07$ para un material ferrimagnético típico como lo es la magnetita (Osaci, 2021).

En el tratamiento numérico del modelo micromagnético del simulador Ubermag, se utiliza el método de diferencias finitas, en donde el volumen de la muestra se discretiza (ver Figura 3) mediante celdas de discretización de arista 2nm, inferior a la longitud de intercambio del sistema, con el fin de permitir variaciones suaves de la magnetización y que permitan sea considerada como una función continua y diferenciable.

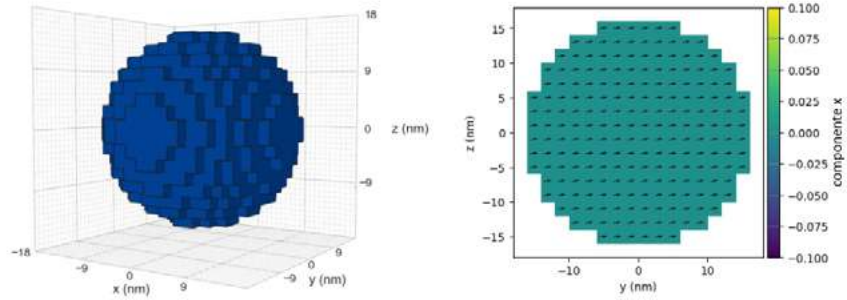


Figura 3. (Izquierda) Muestra magnética de una NP con geometría pseudoesférica, construida a partir de celdas de discretización de 2nm en Ubermag. (Derecha) Corte longitudinal de la NP, mostrando las orientaciones del eje fácil de magnetización $\mathbf{u}(82.5^\circ, 45^\circ)$ para cada celda de discretización en el plano $z - y$.

Más aún, la magnetización por celda es proporcional a la suma vectorial de los momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ de las celdas unitarias que componen la celda de discretización:

$$\vec{m} = \frac{1}{M_s V} \sum_{i \in V} \vec{\mu}_i \quad (5)$$

donde V es el volumen de la celda de discretización. En esta aproximación al continuo, la magnetización se considera un campo vectorial continuo que depende del espacio y del tiempo. Con el método de diferencias finitas empleado en el simulador micromagnético, el campo de magnetización en cada paso de tiempo se discretiza de modo que se asigna un único vector a cada celda de discretización. En las simulaciones micromagnéticas realizadas en UBERMAG, el controlador de evolución del tiempo se genera con `oommfc.TimeDriver()`.

En este trabajo, inicialmente la NP se encuentra en su estado de saturación en la dirección \hat{z} . Adicionalmente, se consideran los ángulos $\theta = 82.5^\circ$ y $\phi = 45^\circ$ para obtener un eje fácil de magnetización (ver Figura 3 derecha) diferente a la dirección del campo externo. Esto permite poner a prueba las competencias energéticas principalmente entre la anisotropía y el término Zeeman. En particular,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\theta, \phi) &= \sin(\theta)\cos(\phi)\hat{x} + \sin(\theta)\sin(\phi)\hat{y} + \cos(\theta)\hat{z} \\ \mathbf{u}(82.5^\circ, 45^\circ) &= 0\hat{x} + \sqrt{\frac{1 + \sqrt{6} + \sqrt{2}}{8}}\hat{y} + \sqrt{\frac{1 - \sqrt{6} - \sqrt{2}}{8}}\hat{z} \end{aligned} \quad (6)$$

La nanopartícula se somete a un campo magnético alterno $H(t) = H_0 \sin[2\pi(t - t_0)/P]$ aplicado en la dirección \hat{z} con amplitud $H_0 = 200$ mT, desplazamiento inicial $t_0 = P/4$ y periodo P en el rango de $(1, 1/1000)\mu s$. Es importante resaltar que las simulaciones micromagnéticas se realizan a temperatura cero y por tanto corresponden al estado base del sistema.

Resultados y discusión

Inicialmente, para el sistema magnético se calcula el periodo crítico del campo magnético alterno P_{crit} , para el cual se produce una transición de fase entre una fase dinámicamente ordenada y una fase dinámicamente desordenada. Se encuentra que el sistema a $P_{crit} = 1/2250 \mu s$ logra dicha transición de fase dinámica. Se observa en la Figura 4 (izquierda), que en la fase dinámicamente ordenada la magnetización no logra invertir su orientación y oscila alrededor del valor promedio $\bar{m}_z = 0.704$. Mientras que en la fase dinámicamente desordenada (ver Figura 4 derecha), se produce un decaimiento completo de la fase metaestable en cada semiperíodo causando una inversión completa de la magnetización.

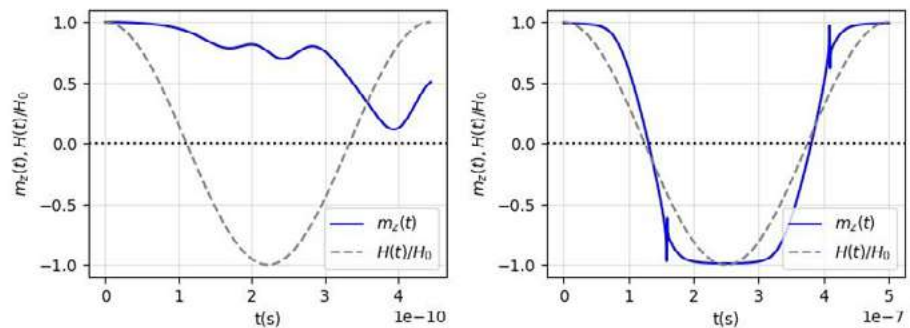


Figura 4. Evolución temporal de la componente \hat{z} de la magnetización (línea continua) del sistema magnético al aplicarle un campo $H(t)$ (línea discontinua) en dirección \hat{z} con amplitud $H_0 = 200$ mT. La fase dinámicamente ordenada (izquierda) se logra para un período $P = 1/2250 \mu s$, mientras la fase dinámicamente desordenada (derecha) para $P = 1 \mu s$.

A partir de la correspondencia entre las dependencias temporales de la magnetización y el campo es posible obtener las curvas de m_z en función del campo magnético reducido $H(t)/H_0$, tanto para la fase dinámicamente ordenada (Figura 5 izquierda) como para la desordenada (Figura 5 derecha). El decaimiento completo en la fase dinámicamente desordenada genera un ciclo de histéresis simétrico centrado en cero, cómo se muestra en la Figura 5 derecha, a diferencia de la fase dinámicamente ordenada (Figura 5 izquierda).

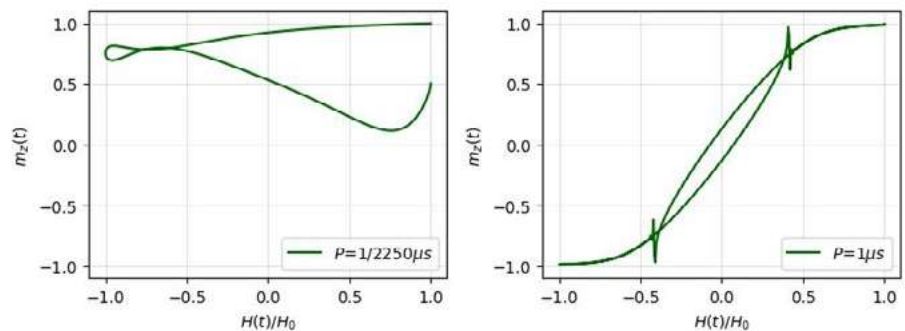


Figura 5. Curvas de magnetización en función del campo magnético reducido para la fase dinámicamente ordenada (izquierda) y la dinámicamente desordenada (derecha).

Se observa en la Figura 5 derecha, que la curva de histéresis para $P = 1 \mu s$ presenta un cruce de ramas. El cruce de ramas en las curvas de histéresis ya ha sido evidenciado por

(Mathews, Ehrlich, & Charipar, 2020) en sistemas de películas delgadas de níquel sobre sustratos de niobato de litio.

Se analizó también la componente \hat{z} de la magnetización en función del tiempo para cuatro diferentes periodos de oscilación del campo magnético $P = 1 \mu s$, $P = 1/5 \mu s$, $P = 1/10 \mu s$ y $P = 1/100 \mu s$, como se muestra en la Figura 6(a)-(d), respectivamente.

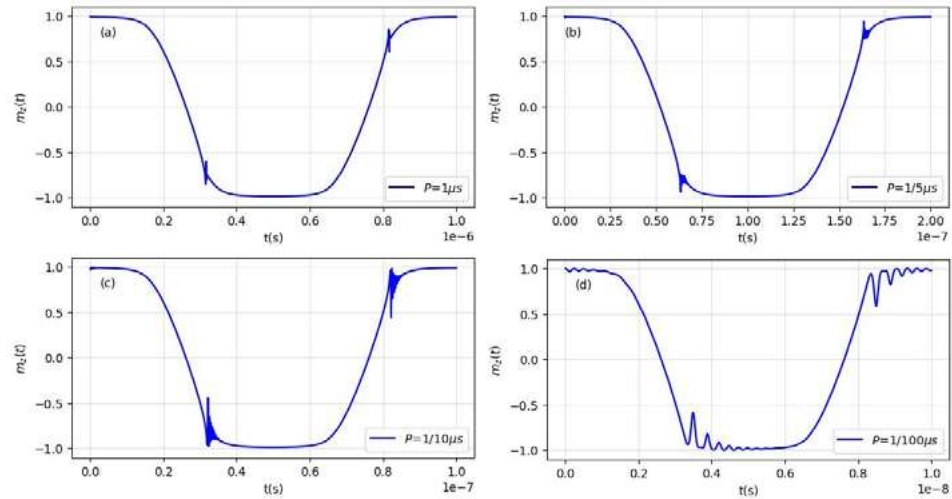


Figura 6. Evolución temporal de la componente \hat{z} de magnetización para un campo $H(t)$ con valores de período (a) $P = 1 \mu s$, (b) $P = 1/5 \mu s$, (c) $P = 1/10 \mu s$ y (d) $P = 1/100 \mu s$.

Se observa en la Figura 6 que la magnetización después de invertir su dirección y de tomar valores cercanos al de saturación, empieza a presentar unas variaciones u oscilaciones abruptas durante un corto tiempo que se van tornando más extendidas en el tiempo a medida que disminuye el periodo P del campo externo. Estas anomalías en las curvas de magnetización son atribuidas presumiblemente a un tipo de frustración magnética, causado por la competencia entre las contribuciones energéticas del Hamiltoniano definido en la ecuación 3 y por el campo magnético alterno aplicado, en la que los momentos magnéticos vacilan respecto a la dirección u orientación que deben asumir.

Eliminando el parámetro temporal, fue posible obtener los paisajes energéticos para cada una de las contribuciones de la energía, los cuales se muestran en la Figura 7. Estos paisajes energéticos corresponden a la energía en función del ángulo que forma el vector resultante de magnetización Θ con respecto a la dirección \hat{z} del campo, y el cual es diferente del ángulo del eje fácil \hat{u} . Los resultados muestran que existen un conjunto de valores de ángulos críticos Θ_{crit} para los cuales el sistema, en su intento de minimizar la energía, entra en un régimen caótico caracterizado por un alto grado de frustración magnética.

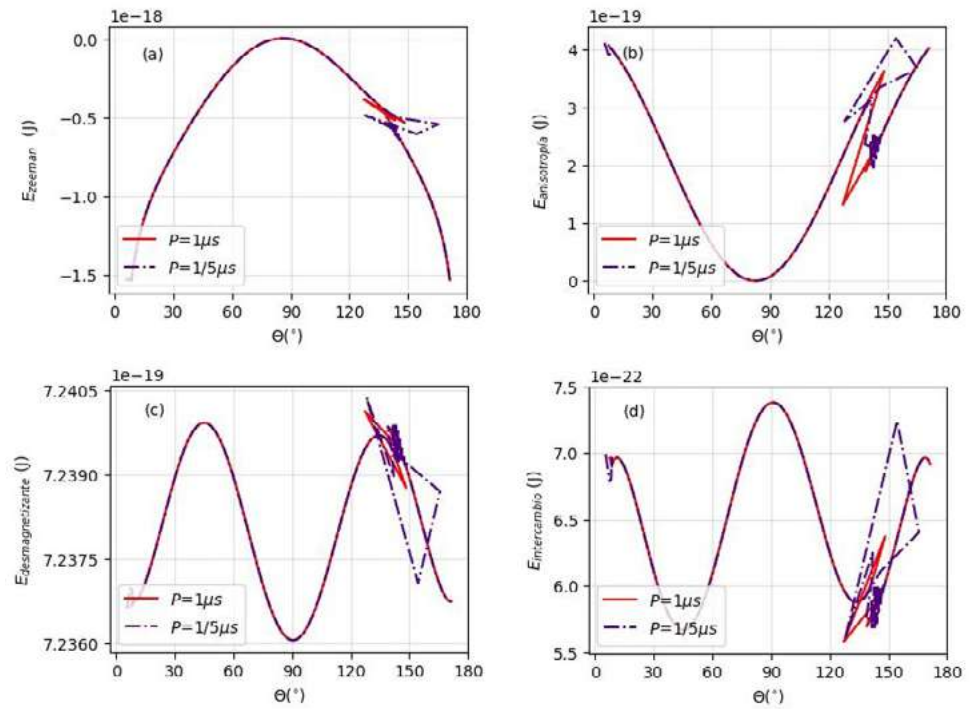


Figura 7. Paisajes de energía (a) Zeeman (b) anisotropía (c) desmagnetizante e (d) intercambio para una NP bajo un campo $H(t)$ con valores de período $P = 1 \mu s$ (línea roja) y $P = 1/5 \mu s$ (línea violeta).

En los paisajes energéticos que se muestran en la Figura 7, se observa que son altamente complejos y dinámicos debido a que cambian con el P del campo magnético aplicado. Las oscilaciones de las curvas de energía indican unas anomalías debido a una alta metastabilidad del sistema magnético, es decir, el sistema para un valor de Θ_{crit} pasa mucho tiempo moviéndose entre muchos microestados que tienen la misma energía lo que correspondería a un alto grado de degeneración. Esta degeneración de microestados a su vez, parece ser mayor a medida que se disminuye el período P del campo magnético alterno.

Finalmente, se calcula el valor de SLP para la nanopartícula de magnetita para diferentes periodos P del campo externo, como se muestra en la Tabla 1.

Table 1. SLP de una nanopartícula de magnetita bajo un campo magnético alterno de amplitud $H_0 = 200mT$, en función del periodo P del campo externo.

$P(\mu s)$	SLP (MW/kg)
1	2.4
$\frac{1}{5}$	11.7
$\frac{1}{10}$	23.5
$\frac{1}{100}$	326.0

Se observa en la Tabla 1 que con la disminución del periodo P del campo magnético el SLP aumenta, en consecuencia, una manera de maximizar el SLP para fines de hipertermia es disminuir el periodo del campo externo. Usov (**Usov**, 2010) para un ensamble de nanopartículas superparamagnéticas de magnetita muestra que la cantidad SLP es proporcional a la frecuencia del campo externo, confirmando así nuestra conclusión. Adicional-

mente, nuestros rangos de valores de SLP se encuentran dentro del orden de magnitud típicos para típicos basados en magnetita (Usov, 2010).

Conclusiones

En este artículo se estudia un sistema magnético correspondiente a una nanopartícula de magnetita con radio de 16 nm, eje fácil de magnetización $\mathbf{u}(82.5^\circ, 45^\circ)$ y expuesta a un campo magnético alterno con amplitud $H_0 = 200$ mT. Se calcula la componente \hat{z} de magnetización $m_z(t)$, las contribuciones energéticas $E(m)$ y el paisaje angular de energía, con ayuda del simulador micromagnético UBERMAG. Se ha prestado especial interés en conocer el efecto del período P del campo sobre la respuesta dinámica de la magnetización. Tal respuesta está fuertemente influenciada por el período P del campo magnético alterno. En particular, para $P = 1/2250 \mu\text{s}$, el sistema exhibe una transición de fase entre una fase dinámicamente ordenada y una desordenada.

Por otra parte, nuestros resultados muestran regiones en el espacio energético de configuraciones caracterizadas por un alto grado de frustración magnética con variaciones abruptas de la energía propias de un sistema caótico. El grado de frustración aumenta con la disminución del valor de P , y se debe a la alta metastabilidad del sistema magnético. La frustración magnética también está asociada a una degeneración energética del sistema, donde diferentes microestados con valores similares de Θ en la zona crítica, pueden tener valores similares de la energía. Para estos valores de Θ_{crit} , la magnetización del sistema magnético varía rápida y abruptamente de orientación.

Finalmente, se encuentra que al disminuir el periodo P del campo se obtiene una mayor eficiencia de calentamiento de la nanopartícula de magnetita. Por lo tanto, una manera de maximizar el SLP para fines de hipertermia es disminuir el periodo del campo externo.

Agradecimientos

El apoyo financiero fue brindado por los Proyectos CODI-UdeA 2020-34211, 2022-51311, 2022-51312 y 2022-51330. Uno de los autores (J.R) agradece al programa de Dedicación Exclusiva de la Vicerrectoría de docencia de la Universidad de Antioquia y al programa de Sostenibilidad 2024 para el Grupo de Magnetismo y Simulación.

Contribución de los autores

N.R y J.R aportaron contribuciones sustanciales a la concepción y el diseño del estudio, a la adquisición e interpretación de los datos para el estudio. N.R y J.R participaron en la redacción del manuscrito y en su revisión crítica, contribuyendo a su contenido intelectual. J.R aprobó la versión final que será publicada. N.R y J.R aceptaron asumir responsabilidad por todos los aspectos del estudio, asegurando que se investigarán y resolverán apropiadamente las preguntas que pudieran surgir, relacionadas con cualquier parte del estudio.

Conflicto de intereses

Los autores declaran que no existe de interés que pueda influir en la transparencia u objetividad en el proceso de revisión por pares y publicación.

References

Beg, M., Lang, M., Fangohr, H. (2021). Ubermag: Toward more effective micromagnetic workflows. *IEEE Transactions on Magnetics*, 58(2), 1-5.

- Beg, M., Taka, J., Kluyver, T., Kononov, A., Ragan-Kelley, M., Thierry, N. M., Fangohr, H.** (2021). Using jupyter for reproducible scientific workflows. *Computing in Science & Engineering*, 23(2), 36-46.
- Caizer, C.** (2020). Optimization study on specific loss power in superparamagnetic hyperthermia with magnetite nanoparticles for high efficiency in alternative cancer therapy. *Nanomaterials*, 11(1), 40.
- Coe, J. M.** (2010). *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge university press. Guimaraes, A. P., & Guimaraes, A. P. (2009). *Principles of nanomagnetism* (Vol. 7). Springer.
- Korniss, G., White, C., Rikvold, P., Novotny, M.** (2000). Dynamic phase transition, universality, and finite-size scaling in the two-dimensional kineticising model in an oscillating field. *Physical Review E*, 63(1), 016120.
- Kronmuller, H.** (2007). *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials* (Vol. 1). Wiley.
- Ling Yi., Tang X., Wang F., Zhou X., Wang R., Deng L., Shang T., Liang B., Li P., Ran H., Wang Z., Hu B., Li C., Zuo G., Zheng Y.** (2017). Highly efficient magnetic hyperthermia ablation of tumors using injectable polymethylmethacrylate- Fe_3O_4 . *RSC advances*, 7(5), 2913-2918.
- Logan, J. D.** (2006). *A first course in differential equations*. Springer.
- Lozano-Ocaña, Y., Tubón-Usca, I., Vaca-Altamirano, G., Tubón-Usca, G.** (2022). Métodos de obtención y aplicación de nanopartículas magnéticas en el tratamiento y diagnóstico del cáncer: una revisión. *Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales*, 46(178), 7-26.
- Mahalingam, S. S., Manikandan, B., Arockiaraj, S.** (2019). Review-micromagnetic simulation using oommf and experimental investigations on nano composite magnets. In *Journal of physics: Conference series*, 1172, 012070.
- Mandea, M., Korte, M.** (2010). *Geomagnetic observations and models* (Vol. 5). Springer.
- Maniotis, N., Nazlidis, A., Myrovali, E., Makridis, A., Angelakeris, M., Samaras, T.** (2019). Estimating the effective anisotropy of ferromagnetic nanoparticles through magnetic and calorimetric simulations. *Journal of Applied Physics*, 125(10), 103903
- Mathews, S. A., Ehrlich, A. C., Charipar, N. A.** (2020). Hysteresis branch crossing and the stoner-wohlfarth model. *Scientific Reports*, 10(1), 15141.
- Nguyen, M. D., Tran, H.-V., Xu, S., Lee, T. R.** (2021). Fe_3O_4 nanoparticles: structures, synthesis, magnetic properties, surface functionalization, and emerging applications. *Applied Sciences*, 11(23), 11301.
- Osaci, M.** (2021). Influence of damping constant on models of magnetic hyperthermia. *Acta Physica Polonica A*, 139(1), 51-55.
- Park, H., Pleimling, M.** (2013). Dynamic phase transition in the three-dimensional kineticising model in an oscillating field. *Physical Review E*, 87(3), 032145.
- Rabias I., Tsitrouli D., Karakosta E., Kehagias T., Diamantopoulos G., Fardis M., Stamopoulos D., Maris TG., Falaras P., Zouridakis N., Diamantis N., Panayotou G., Verganelakis DA., Drossopoulou GI., Tsilibari EC., Papavassiliou G.** (2010) Rapid magnetic heating treatment by highly charged maghemite nanoparticles on Wistar rats exocranial glioma tumors at microliter volume. *Biomicrofluidics*, 4(2), 24111.
- Roa, N., Restrepo, J.** (2023). Micromagnetic approach to the metastability of a magnetite nanoparticle and specific loss power as function of the easy-axis orientation. *Physchem*, 3(3), 290-303.
- Salimi, M., Sarkar, S., Hashemi, M., Saber, R.** (2020). Treatment of breast cancerbearing Balb/c mice with magnetic hyperthermia using dendrimer functionalized ironoxide nanoparticles. *Nanomaterials*, 10(11), 2310.
- Usov, N.** (2010). Low frequency hysteresis loops of superparamagnetic nanoparticles with uniaxial anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 107(12), 123909