

EFFECTO DE LA LONGITUD DEL DIÁMETRO EN LA ESTABILIDAD TÉRMICA DE LA CAPA LIBRE DE LAS MEMORIAS RAM MAGNÉTICAS

Marco A. Escobar

Universidad de La Salle Bajío

maescobar@delasalle.edu.mx

Rafael Guzmán Cabrera

Universidad de Guanajuato

maescobar@delasalle.edu.mx

Miguel Torres Cisneros

Universidad de Guanajuato

maescobar@delasalle.edu.mx

Jorge Ramón Parra Michel

Universidad de La Salle Bajío

maescobar@delasalle.edu.mx

Rafael Martínez Peláez

Universidad de La Salle Bajío

maescobar@delasalle.edu.mx

Resumen

Una de las nuevas aplicaciones del magnetismo en medios de almacenamiento de datos son las memorias RAM magnéticas (MRAM, por sus siglas en inglés). El periodo de tiempo que se puede mantener un bit en una MRAM está íntimamente relacionado con la estabilidad térmica del dispositivo, la cual depende de las propiedades de los materiales utilizados y de la geometría. En el presente trabajo presentamos un estudio de cómo afecta el diámetro del dispositivo a la estabilidad térmica de una MRAM. A partir de los resultados obtenidos es posible explicar que

al incrementar del diámetro de una MRAM, en algún punto el proceso de inversión de la magnetización deja de ser una rotación coherente y se convierte un movimiento de pared de dominio, lo cual a su vez ocasiona que la barrera de energía no sea proporcional al volumen, presentándose una disminución en el valor de la barrera de energía.

Palabras Claves: Almacenamiento, Estabilidad, MEP, MRAM.

Abstract

One of the novel applications of magnetism in data storage is the use of Magnetic Random Access Memories (MRAM). The period that a bit can be stored in such a device is closely related to the thermal stability, which in turn depends on the materials used, and on the geometry. In the present work, we performed a study on the effect of the junction diameter on the thermal stability of an MRAM. From our results it is possible to explain the reason why when the diameter of an MRAM is increased the reversal process goes from coherent rotation to domain wall movement, leading to a decrease in the energy barrier.

Keywords: MEP, MRAM, Storage, Stability.

1. Introducción

En la última década se especuló que la nueva tecnología de memorias RAM magnéticas (MRAM) tiene el potencial de desplazar a algunas soluciones actuales [Slaughter, 2016]. Esto por su bajo consumo de energía, gran rapidez de operación, por tratarse de una memoria no volátil y que además, en principio, posee un cierto grado de compatibilidad con la tecnología CMOS [Khvalkovskiy, 2013].

Una de las propuestas para desarrollar MRAMs es la STT-MTJ, la cual basa su funcionamiento de escritura en el fenómeno conocido como transferencia de spin-torque (STT, spin transfer torque) en una *Magnetic Tunnel Junction* (MTJ), y para la lectura en el fenómeno *Tunneling Magnetoresistance* (TMR). La estructura de un STT-MTJ consiste de al menos dos películas magnéticas delgadas separadas por una película aislante. La información está guardada en el estado de

magnetización de una de las películas magnéticas a la cual se le conoce como capa libre (FL). La segunda película recibe el nombre de capa de referencia (RL) y provee un marco de referencia para la lectura y escritura de la información.

En el caso de escritura, el fenómeno STT permite que los electrones que pasan a través de la unión MTJ transfieran el momento angular del spin entre las capas magnéticas, lo cual resulta en un torque de la magnetización en la FL. Por lo tanto, el estado de la magnetización en dicha capa puede ser modificado si un torque suficientemente fuerte es aplicado.

Por otro lado, la lectura se da a partir del fenómeno de TMR, en el cual la resistencia de la MTJ depende fuertemente de la orientación relativa de la magnetización entre las FL y RL. Una representación de una célula STT-MRAM, del llamado tipo perpendicular al plano, se presenta en la figura 1. En esta, se representa en amarillo la capa FL, en negro una capa aislante, las regiones azules y verde en su conjunto representan la capa RL, la capa verde representa un material que proporciona acoplamiento anti-ferromagnético, y las flechas representan los estados de magnetización estables posibles para cada una de las capas. Típicamente la FL presenta una anisotropía uni-axial grande, la cual impide que el estado de la magnetización cambie debido a fluctuaciones térmicas. Un sistema de almacenamiento magnético debe ser estable a las fluctuaciones térmicas, la estimación de dicha estabilidad es una parte fundamental de la teoría magnética. En presencia de una perturbación ocasionada por efectos térmicos se puede ocasionar la llamada activación térmica, la cual puede ocasionar una transición de un sistema magnético de un estado estable a otro, pudiendo así causar pérdida de información. En caso de análisis presentado, la transición puede ocasionar que un “1” lógico pase a un “0” lógico. La obtención de resultados computacionales para sobre la estabilidad térmica nos permite explicar a detalle los procesos que intervienen en la inversión de la magnetización y proveen una pauta para el diseño de dispositivos estables [Uhlir, 2013].

En el presente trabajo realizamos un estudio sobre el efecto que tiene la longitud del diámetro de la MTJ en la estabilidad térmica. Para calcular la estabilidad térmica generalmente se estima la barrera de energía entre dos estados estables,

esto se estudia utilizando el *Nugded Elastic Band Method* (NEB), el cual se describe en la siguiente sección. En la sección de resultados se describe la geometría y los materiales de las MRAMs bajo estudio, y con los cuales se obtiene una estimación bastante cercana a los resultados experimentales existentes en la literatura [Sato, 2011]. En la sección de discusión se presenta un análisis de los resultados obtenidos y finalmente se concluye que al incrementar el diámetro de la MRAM más allá de un punto el camino de mínima energía (MEP, *minimum energy path*) pasa de una rotación coherente, al movimiento de la pared entre dominios (DWM, *domain wall motion*), lo cual implica que la barrera de energía no sigue a la curva $E_b = K_{eff}V$ donde K_{eff} [J m^{-3}] es la anisotropía efectiva y V [m^3] es el volumen de la capa FL.

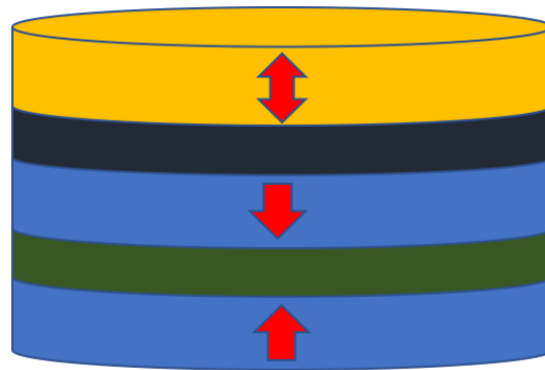


Figura 1 Representación gráfica de una MRAM perpendicular.

2. Métodos

Los simuladores micromagnéticos son ampliamente usados para investigar nuevas nanotecnologías como las memorias *racetrack*, o la lógica magnética [Lubarda, 2012]. Dada la tendencia de miniaturización existente para alcanzar una alta densidad de componentes por centímetro cuadrado, la estabilidad térmica de los componentes magnéticos se ha visto comprometida. Cuando algún componente magnético posee dimensiones nanométricas las fluctuaciones térmicas existentes, incluso a temperatura ambiente, ocasionan una transición entre dos estados estables. La mayoría de los componentes comerciales requieren una estabilidad de al menos 10 años.

Una metodología para estudiar la estabilidad térmica de medios magnéticos es el NEB, el cual fue adaptado de la química al micromagnetismo [Dittrich, 2002]. El método busca la transición más probable entre un estado inicial y un final, usando el principio de mínima energía mediante el cual se obtiene el MEP, y por consiguiente la llamada energía de barrera, E_B [J]. A partir del resultado obtenido se puede estimar el tiempo de relajación sobre una barrera de energía usando la ley de Arrhenius-Néel [Tudosa, 2012], ecuación 1.

$$\tau = \frac{1}{f_0} e^{\frac{E_B}{k_B T}} \quad (1)$$

Donde f_0 [1/s] es una constante que depende de la geometría, $k_b = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K es la constante de Boltzmann, y $T = 300$ K es la temperatura ambiente.

En este método se propone una transición solución, la cual se discretiza en una secuencia de imágenes. Por medio de un proceso de relajación, dichas imágenes tienen la libertad de moverse en la dirección que minimiza la energía requerida para realizar la transición, este proceso matemáticamente toma la forma de ecuación 2.

$$\frac{dE}{du} = -\nabla E - (\nabla E \cdot \hat{t})\hat{t} \quad (2)$$

Donde E [J] es la energía total de una de las imágenes, ∇E es el gradiente de la energía con respecto a la magnetización, \hat{t} es un vector tangente a las imágenes, que en principio puede conectar una imagen determinada con la imagen siguiente y la anterior, y u es una variable que carece de significado físico real y que se introduce únicamente con el propósito de relajar el sistema.

Dentro de la llamada aproximación micromagnética se considera el vector de magnetización como una variable continua y al no considerar variaciones de la amplitud causadas por la temperatura toma la forma de $\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{m}}(\mathbf{r}, t)$, donde M_s [A m⁻¹] es conocida como la polarización de saturación, \mathbf{r} [m] es la posición y t [s] es el tiempo. Dicho de otra forma, en esta aproximación no consideramos ni a los átomos ni a los electrones de forma individual. Una consecuencia inmediata de esta aproximación es que los fenómenos físicos se representan dentro de un

material perfectamente bien usando diferencias finitas (FDM, *finite differences method*) o elemento finito (FEM, *finite element method*).

En el caso de cálculos micromagnéticos, la densidad de energía total del sistema se relaciona con el campo efectivo H_{eff} [A m⁻¹] por medio de una derivada funcional con respecto al vector de magnetización \hat{m} [Schrefl, 2007], ecuación 3.

$$H_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial m \partial V} \quad (3)$$

Con $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ NA⁻² la permeabilidad del vacío.

El campo efectivo a su vez contiene contribuciones de diversos campos, ecuación 4.

$$H_{eff} = H_d + H_a + H_{ext} + H_{exc} \quad (4)$$

En donde podemos identificar al campo magnetostático H_d , ecuación 5.

$$H_d = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \frac{\nabla' \cdot M_s \hat{m}}{\|r - r'\|^3} dr'^3 - \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{M_s \hat{m} \cdot \hat{n}'}{\|r - r'\|^2} dr'^2 \quad (5)$$

El campo de anisotropía uniaxial H_a , ecuación 6.

$$H_a = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} (\hat{m} \cdot \hat{k}) \hat{k} \quad (6)$$

Donde K_u [Jm⁻³] es una constante para el caso de anisotropía uniaxial, y el vector unitario \hat{k} representa el eje de dicha anisotropía.

Existe contribución del campo originado por la interacción de intercambio H_{exc}

$$H_{exc} = \frac{2A}{\mu_0 M_s} (\nabla^2 \hat{m}) \quad (7)$$

Donde a A [Jm⁻¹] se le conoce como constante de intercambio. También puede existir contribución de algún campo externo H_{ex} .

Una exposición detallada sobre como calcular los elementos que conforman el vector tangente \hat{t} es demasiado extensa para ser incluida aquí, pero se puede consultar la referencia [Escobar, 2016].

3. Resultados

Para realizar los cálculos utilizamos un código basado en Fortran [Chang, 2011] y que utiliza la librería SUNDIALS [Hindmarsh, 2005] para la solución de las ecuaciones diferenciales no lineales. Además, las propiedades de los materiales y la geometría están inspiradas en los experimentos presentados en la referencia [Sato, 2011] y la validez del estudio se toma a partir de la congruencia obtenida con dichos resultados experimentales.

El dispositivo se simplifica tomando en consideración únicamente la FL, la cual consiste en un cilindro de altura 1 nm y el diámetro D toma los valores de 45, 50, 60, 70 y 75 nm. En todos los casos la transición fue dividida en 10 imágenes y en todos los casos la estimación inicial de solución fue una rotación coherente del vector de magnetización. Las propiedades del material se resumen en la tabla 1. La anisotropía uniaxial está orientada en la dirección de la altura de la celda MRAM.

Tabla 1 Propiedades del material utilizado en los cálculos

Propiedad	Valor
M_s	$1.27 \times 10^7 \text{ A m}^{-1}$
A	12 pJm^{-1}
K_u	1 MJm^{-3}

Para ejemplificar el procedimiento, en la figura 2 se presenta la energía de barrera, E_b [J], de una estimación inicial a la solución para una MRAM de diámetro $D = 70$ nm, es común normalizar los resultados usando $k_b T$, con k_b la constante de Boltzman y $T = 300$ K, obteniendo en este caso un resultado de $E_b = 70 k_b T$.

Si comparamos con la barrera de energía ($E_b = 45 k_b T$) del MEP que se presenta en la figura 3, podemos observar una gran diferencia entre la estimación inicial y el resultado. Esto se debe a que el MEP es en realidad un movimiento de la pared entre dominios un ejemplo se muestra en la secuencia de imágenes en la figura 4, en donde un estado estable de magnetización se representa por vectores apuntando hacia abajo (azul) y el otro estado estable de magnetización por vectores apuntando hacia arriba (rojo).

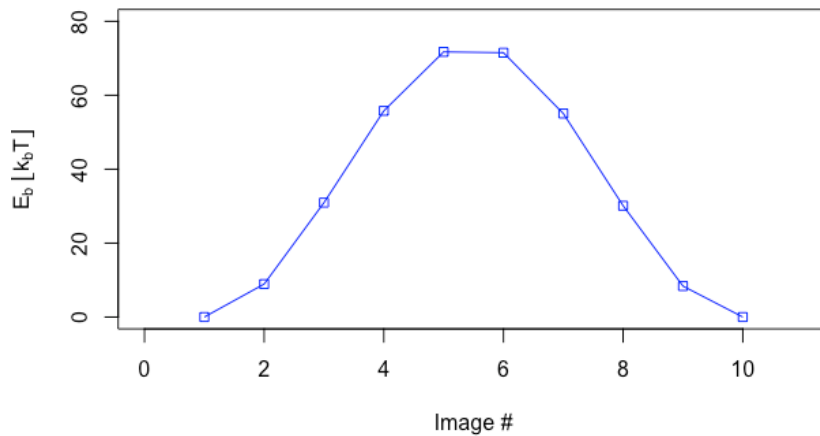


Figura 2 Barrera de energía de una MRAM de 70 nm de diámetro en una transición de rotación coherente del estado de magnetización.

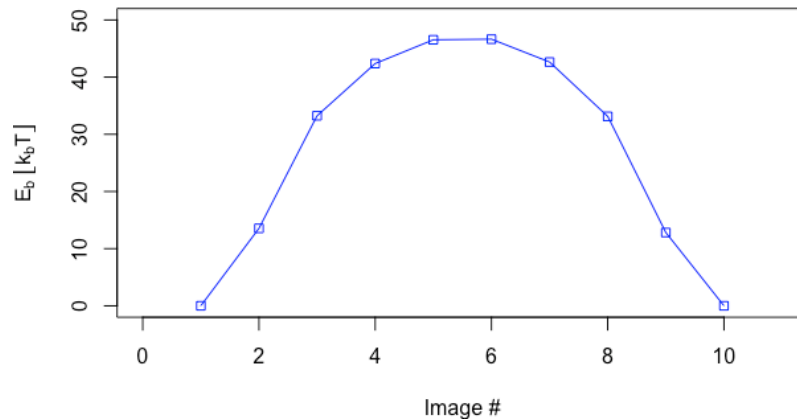


Figura 3 Camino de mínima energía de una MRAM de 70 nm de diámetro.

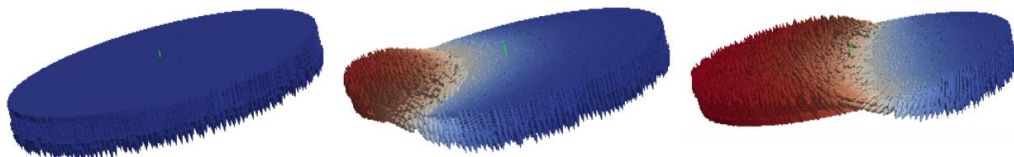


Figura 4 Representación de la secuencia de transición entre dos estados estables.

Finalmente, en la figura 5 se muestra los valores de la barrera de energía obtenidas al encontrar el MEP para cada una de las MRAMs bajo estudio. Es posible observar que al incrementar el diámetro más allá de los 60 nm, la barrera de energía de la MRAM se reduce en vez de aumentar.

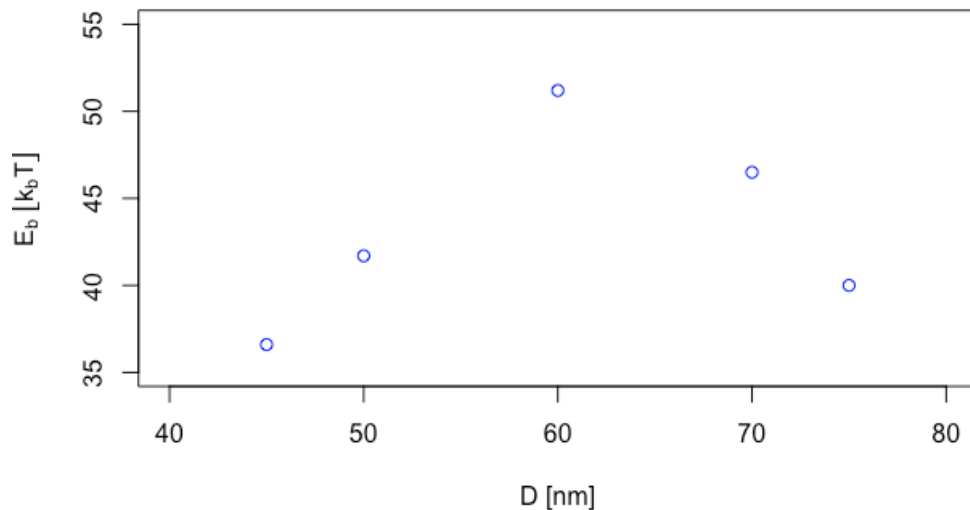


Figura 5 Barrera de energía para MRAMs de 45, 50, 60, 70 y 75 nm de diámetro.

4. Discusión

Para entidades de un solo dominio, la barrera de energía se calcula por medio de $E_b = K_{eff}V$, de tal suerte que al aumentar el diámetro de un cilindro la barrera de energía debiera aumentar de forma cuadrática. Es fácil observar a partir de la figura 5 que esta tendencia no se sigue y esto es porque al incrementar el diámetro llegamos a un punto en que la formación de paredes de dominio es energéticamente favorable y por tanto el MEP ya no consiste en una rotación coherente. Esto concuerda bien la discusión presentada en [Dittrich, 2002], en la cual se muestra que al incrementar la longitud de un dispositivo el movimiento de paredes de dominio es favorecido por el principio de mínima energía. Una consecuencia lógica de esto es que el incremento del volumen de una MRAM disminuye la estabilidad térmica de esta, por tanto las herramientas computacionales como el NEB cobran importancia, ya que nos permiten hacer estudios de estabilidad y potencialmente nos permitirán optimizar los diseños. Es importante recalcar que a pesar de las simplificaciones hechas en la geometría los resultados tienen validez puesto que el principal efecto de agregar las capas que conforman el RL es del de introducir un *offset* en la barrera de energía, no así el considerar un arreglo de MRAMs ya que al hacerlo se puede obtener barreras asimétricas, este efecto se discute en la referencia [Escobar, 2016].

5. Conclusiones

Por medio del NEB se realizaron cálculos del MEP para estimar la barrera de energía de la capa libre de MRAMs perpendiculares. Los cálculos realizados concuerdan bien con los resultados experimentales de la referencia [Sato, 2011]. Se puede apreciar que al aumentar el diámetro de la capa libre de una MRAM en algún punto la barrera de energía empieza a decrecer. Esto es atribuido a un cambio en el MEP que pasa de una rotación coherente de la magnetización a consistir en un movimiento de la pared entre dominios.

Agradecimientos

El autor MAE desea agradecer al Prof. Vitaliy Lomakin de la Universidad de California San Diego por fructíferas discusiones respecto al tema. Los autores MAE, JRPM, RMP agradecen la Universidad de La Salle Bajío el apoyo en la realización del presente trabajo.

6. Bibliografía y Referencias

- [1] Chang, R., Li, S., Lubarda, M. V., Livshitz, B., & Lomakin, V. FastMag: Fast micromagnetic simulator for complex magnetic structures. *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, No. 7, 07D358, 2011.
- [2] Dittrich, R., Schrefl, T., Suess, D., Scholz, W., Forster, H., & Fidler, J. A path method for finding energy barriers and minimum energy paths in complex micromagnetic systems. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 250, 12–19, 2012.
- [3] Escobar, M. A. Efficient Micromagnetics for Magnetic Storage Devices. Tesis de doctorado. Universidad de California San Diego. San Diego, USA, 2016.
- [4] Khvalkovskiy, V., Apalkov, D., Watts, S., Chepulsii, R., Beach, R. S., Ong, A., Tang, X., Driskill-Smith, A., Butler, W. H., Visscher, P. B., Lottis, D., Chen, E., Nikitin, V., & Krounbi, M. Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays. *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 46, No. 7, 74001, 2013.

- [5] Hindmarsh, A. C., Brown, P. N., Grant, K. E., Lee, S. L., Serban, R., Shumaker, D. E., & Woodward, C. S. SUNDIALS: Suite of nonlinear and differential/algebraic equation solvers. *ACM Transactions on Mathematical Software*, Vol. 31, No. 3, 363–396, 2005.
- [6] Lubarda, M. V., Escobar, M. A., Li, S., Chang, R., Fullerton, E. E., & Lomakin V. Domain wall motion in magnetically frustrated nanorings. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, Vol. 85, No. 21, 214428, 2012.
- [7] Slaughter, J. M., Nagel, K., Whig, R., Deshpande, S., Aggarwal, S., DeHerrera, M., Janesky, J., Lin, M., Chia, H.-J., Hossain, M., Ikegawa, S., Mancoff, F. B., Shimon, G., Sun, J. J., Tran, M., Andre, T., Alam, S. M., Poh, F., Lee, J. H., Chow, Y. T., Jiang, Y., Liu, H. X., Wang, C. C., Noh, S. M., Tahmasebi, T., Ye, S. K., & Shum, D. Technology for reliable spin-torque MRAM products. *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. San Francisco, USA, Diciembre 2016.
- [8] Sato, H., Yamanouchi, M., Miura, K., Ikeda, S., Gan, H. D., Mizunuma, K., Koizumi, R., Matsukura, F., & Ohno, H. Junction size effect on switching current and thermal stability in CoFeB/MgO perpendicular magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, Vol. 99. No. 4, 1–3, 2011.
- [9] Schrefl, T., Hrkac, G., Bance, S., Suess, D., Ertl, O., & Fidler, J. Numerical Methods in Micromagnetics (Finite Element Method). *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Wiley. USA. 1–30, 2007.
- [10] Tudosa, I., Lubarda, M. V., Chan, K. T., Escobar, M. A., Lomakin, V. & Fullerton, E. E. Thermal stability of patterned Co/Pd nanodot arrays. *Applied Physics Letters*, Vol. 100, No. 10, 102401, 2012.
- [11] Uhlir, V., Urbánek, M., Hladík, L., Spousta, J., Im, M.-Y., Fischer, P., Eibagi, N., Kan, J. J., Fullerton, E. E., & Sikola, T. Dynamic switching of the spin circulation in tapered magnetic nanodisks. *Nature Nanotechnology*, Vol. 8, 341–6, 2013.