



ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

COMPORTAMIENTO DE PAREDES DE DOMINIO EN
NANOHILOS FERROMAGNÉTICOS USANDO
SIMULACIONES MICROMAGNÉTICAS

COMPORTAMIENTO DE PAREDES DE DOMINIO
MAGNÉTICO EN NANOHILOS DE Co/Ru/Co
ACOPLADOS ANTIFERROMAGNÉTICAMENTE

TRABAJO DE INTEGRACIÓN CURRICULAR PRESENTADO
COMO REQUISITO PARA LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO DE
FÍSICO

JHON JAIRO CHILQUINGA JÁCOME

john.chilquinga@epn.edu.ec

DIRECTOR: MARÍA JOSÉ BENÍTEZ ROMERO

maria.benitezr@epn.edu.ec

DMQ, AGOSTO 2023

CERTIFICACIONES

Yo, JHON JAIRO CHILQUINGA JÁCOME, declaro que el trabajo de integración curricular aquí descrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y, que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento.

Jhon Jairo Chiliquinga Jácome

Certifico que el presente trabajo de integración curricular fue desarrollado por Jhon Jairo Chiliquinga Jácome, bajo mi supervisión.

María José Benítez Romero
DIRECTOR

DECLARACIÓN DE AUTORÍA

A través de la presente declaración, afirmamos que el trabajo de integración curricular aquí descrito, así como el(los) producto(s) resultante(s) del mismo, es(son) público(s) y estará(n) a disposición de la comunidad a través del repositorio institucional de la Escuela Politécnica Nacional; sin embargo, la titularidad de los derechos patrimoniales nos corresponde a los autores que hemos contribuido en el desarrollo del presente trabajo; observando para el efecto las disposiciones establecidas por el órgano competente en propiedad intelectual, la normativa interna y demás normas.

Jhon Jairo Chiliquina Jácome

María José Benítez Romero

DEDICATORIA

*A mi abuelita que, sin estar ya conmigo,
me empuja a superarme cada día.*

AGRADECIMIENTO

Quiero agradecer a mis padres, por apoyarme en cada punto de mi carrera con sus consejos y amor incondicional. Sin su soporte, nada de esto sería posible. A mi hermana, por ser una excelente guía de vida y por ayudarme cuando más lo necesitaba.

A todas las personas que he conocido en mi carrera universitaria y estuvieron para mí en momentos difíciles y me llevaron a ser quien soy ahora: Camila, Luis, Kevin, Daniel. Siempre los llevaré en el corazón.

A aquellos profesores que hicieron del estudio de la física un deleite. En especial a mi tutora, Dra. María José Benítez, por sus constantes sugerencias y confianza en mí a lo largo de todo este proceso, y por animarme y apoyarme para continuar con el estudio de esta bella ciencia. Finalmente, al Dr. Stephen McVitie, con el cual tuve fructíferas charlas que me hicieron comprender a mayor profundidad el tema del presente trabajo.

RESUMEN

El estudio de paredes de dominios magnéticos en nanoestructuras ferromagnéticas ha crecido en los últimos años debido a su potencial uso en memorias *racetrack*, sensores, etc., en donde se busca tener control en su estructura y comportamiento. Se han analizado varias estructuras para encontrar aquellas que sean más energéticamente eficientes para su uso práctico. Dentro de estas, se destacan los sistemas tricapa sintéticos antiferromagnéticos y ferrimagnéticos. Aquí se estudia la dependencia de la estructura y energía de las paredes de dominio en los sistemas tricapa mencionados con respecto a sus dimensiones. Se varió su ancho en cinco valores de 100 a 500 [nm] y la relación de grosor entre capas en 1:1, 1:1.5 y 1:2. Estos fueron formados por Cobalto/Rutenio/Cobalto con anisotropía uniaxial a lo largo del eje longitudinal con magnitud $2 \text{ [kJ/m}^3\text{]}$ y con un acople entre capas de $-0,5 \times 10^{-3} \text{ [J/m}^2\text{]}$. Se encontraron cinco tipos de paredes de dominio: transversales paralelas y antiparalelas, antivórtice y antivórtice radial y vórtice, siendo las antiparalelas las paredes de menor energía para las dimensiones analizadas. Las paredes transversales paralelas exhibieron una reducción de hasta 87% en su ancho con respecto a una transversal en el sistema monocapa para un ancho del sistema de 500 [nm]. Para este tipo de paredes, las dimensiones y estructuras fueron diferentes en cada capa de Co y no mostraron una dependencia marcada con las dimensiones del sistema. Para las transversales antiparalelas se encontró una fuerte dependencia con las dimensiones, pero en ambas capas el comportamiento fue similar.

Palabras clave: Paredes de dominio, nanohilos ferromagnéticos, sistemas sintéticos antiferromagnéticos, sistemas sintéticos ferrimagnéticos.

ABSTRACT

The study of magnetic domain walls in ferromagnetic nanostructures has grown in recent years due to their potential use in racetrack memories, sensors, etc., where control over their structure and behaviour is sought. Several structures have been analysed to find those more energy-efficient for practical use. Among these, synthetic antiferromagnetic and ferrimagnetic trilayer systems are highlighted. Here, the dependence of the structure and energy of domain walls in the mentioned trilayer systems concerning their dimensions is studied. The width was varied across five values from 100 to 500 [nm], and the layer thickness ratio was set at 1:1, 1:1.5, and 1:2. These systems were formed by Cobalt/Ruthenium/Cobalt with uniaxial anisotropy along the longitudinal axis with an anisotropy constant of 2 [kJ/m³] and an interlayer coupling constant of $-0,5 \times 10^{-3}$ [J/m²]. Five types of domain walls were found in the trilayer systems: parallel and antiparallel transverse walls, antivortex and radial antivortex walls, and vortex walls, with antiparallel walls having the lowest energy for the analysed dimensions. The parallel transverse walls exhibited a width reduction of up to 87% compared to a transverse wall in the single-layer system for a system width of 500 [nm]. For this type of wall, dimensions and structures differed in each Co layer and did not show a marked dependence on system dimensions. In contrast, a strong dependence on dimensions was found for antiparallel transverse walls, but the behaviour was similar in both layers.

Keywords: Domain walls, ferromagnetic nanowires, synthetic antiferromagnets, synthetic ferrimagnets.

Índice general

1. Descripción del componente desarrollado	1
1.1. Objetivo general	1
1.2. Objetivos específicos	2
1.3. Alcance	2
1.4. Marco teórico	3
1.4.1. Origen microscópico del magnetismo	3
1.4.2. Teoría micromagnética	5
1.4.3. Términos energéticos	5
1.4.4. Evolución de la magnetización	10
1.4.5. Dominios magnéticos y paredes de dominio (DW) en nanotiras	11
1.4.6. Sistemas Sintéticos Antiferromagnéticos (SAFs) y Ferrimag- néticos (SyFs)	14
2. Metodología	16
2.1. Simulaciones micromagnéticas	16
2.2. Descripción de los sistemas	17
2.2.1. Geometría de los sistemas	17
2.2.2. Magnetización inicial	19
2.3. Relajación de los sistemas	22
2.3.1. Condiciones de la simulación	22

2.3.2. Productos de la simulación	23
2.4. Perfiles y tamaños de las DWs	23
2.4.1. Sistemas Monocapa	23
2.4.2. Sistemas tricapa	24
2.5. Análisis de energías	25
3. Resultados, conclusiones y recomendaciones	26
3.1. Resultados	26
3.1.1. Anchos y energías de DWs en sistemas monocapa	26
3.1.2. Paredes de dominio encontradas en sistemas tricapa	33
3.1.3. Energías de DWs en sistemas tricapa	36
3.1.4. Anchos de paredes transversales paralelas y antiparalelas	43
3.2. Conclusiones y recomendaciones	47
A. Anexos	49
A.1. Creación de magnetización inicial para sistemas tricapa	49
A.2. Relajación del sistema	52
A.3. Extracción del perfil de magnetización promedio en x	55
B. Contribución a conferencia	60
Bibliografía	61

Índice de figuras

1.1. Ordenamiento de los momentos magnéticos en un alineamiento (a) ferromagnético, (b) antiferromagnético y (c) ferrimagnético.	4
1.2. Celda correspondiente a la estructura hcp del cobalto. En rojo se muestra el eje de fácil magnetización.	9
1.3. Oscilaciones del campo de saturación para diferentes grosores de la capa espaciadora de rutenio. Los picos y valles representan un acople antiferromagnético y ferromagnético, respectivamente. En el estudio se usa una supercelosía compuesta por Co/Ru. Tomada de [26].	10
1.4. Representación vectorial del movimiento descrito por la ecuación LLG. La magnetización tiene un movimiento de precesión amortiguado alrededor del campo efectivo, por lo cual terminan alineándose.	11
1.5. Elemento ferromagnético a) uniformemente magnetizado, b) dividido en dos dominios y c) en varios dominios. Se muestra cómo al formar dominios se reducen las cargas magnéticas y con esto la energía magnetostática.	12
1.6. Esquema de una nanotira de material ferromagnético en donde se muestra una pared <i>head-to-head</i> . Sus dimensiones deben cumplir con $L \gg w > t$	13
1.7. Tipos de paredes <i>head-to-head</i> . Para el vórtice se muestra la estructura horaria y con núcleo hacia abajo. Para el antivórtice se tiene la estructura con núcleo hacia abajo. Figuras tomadas de [30].	13
1.8. Diagrama de fases del tipo de pared de dominio magnético presente en una nanotira de permalloy. Imagen adaptada de [4].	14

1.9.	Vista frontal de un SAF. Las líneas verdes son una representación del campo magnetostático. Se cumplen las mismas condiciones en la geometría que las nanotiras, es decir, longitud (eje x) \gg ancho (eje y) $>$ grosor (eje z).	15
2.1.	Sistema monocapa de Co. w es el ancho del sistema y t el grosor de este.	17
2.2.	Sistema tricapa formado por Co/Ru/Co. w es el ancho de todo el sistema y t el grosor de la capa superior.	18
2.3.	Configuraciones iniciales de magnetización para los sistemas monocapa. De arriba hacia abajo, configuración inicial para DW transversal y para DW vórtice.	20
2.4.	Configuraciones iniciales de magnetización para los sistemas tricapa. Transversal paralela (esquina superior izquierda), transversal antiparalela (esquina superior derecha), vórtice paralela (esquina inferior izquierda), vórtice antiparalela (esquina inferior derecha).	21
3.1.	Imágenes representativas de los resultados de las simulaciones de paredes de dominio a) transversal simétrica, b) vórtice y c) transversal asimétrica obtenidas mediante OOMMF.	26
3.2.	Ancho (Δ_t) y ancho relativo (Δ_t/w) de la pared transversal simétrica vs. ancho de la monocapa w para un grosor del sistema $t = 4$ [nm]. Los puntos se unieron para una mejor visualización.	27
3.3.	Ancho de la pared transversal simétrica (Δ_t) vs. grosor de la monocapa t para un ancho del sistema de $w = 100$ [nm].	27
3.4.	Perfiles de magnetización en x y y para $w = 300$ [nm] y $t = 4$ [nm]. En rojo se representan los perfiles para la monocapa de cobalto y en azul los de permalloy.	29
3.5.	Ancho de la pared vórtice Δ_v vs. ancho de la monocapa w para distintos anchos del sistema. Las líneas continuas representan regresiones lineales hechas sobre los correspondientes grupos de datos.	30
3.6.	Ancho de la pared vórtice (Δ_v) vs. grosor de la monocapa t para diferentes anchos w del sistema.	31

3.7. Ancho relativo de la pared vórtice (Δ_v/w) vs. ancho de la monocapa w para un sistema con diferentes grosores t	31
3.8. Densidades de energías de las diferentes paredes para $t = 4$ [nm]. Esta densidad se obtuvo dividiendo cada energía para el volumen total de la monocapa.	32
3.9. Comparación de las densidades de energía total para las diferentes DWs encontradas variando las dimensiones de la monocapa. Se muestran los sistemas con 4, 6 y 8 [nm] de grosor en verde, rojo y azul, respectivamente. Se puede diferenciar cuál estado es estable o metaestable para cada caso.	32
3.10. Vista frontal (eje y) del sistema tricapa que presenta una pared antivórtice radial. Se presenta un corte longitudinal del sistema en la posición $y = 50$ [nm] que corresponde al centro del sistema con respecto al ancho. Se coloreó con respecto a la componente z de la magnetización; mientras más azul la celda, esta presenta un mayor valor de m_z	35
3.11. Densidad de energía superficial para la interacción entre dos superficies para las paredes transversales. Con símbolos abiertos se representan las paredes antiparalelas y con símbolos llenos las paralelas.	37
3.12. Representaciones de una celda de la superficie superior de la capa inferior (azul) y la celda de la superficie inferior de la capa superior (rojo) que está exactamente por encima. Ambas configuraciones representan una contribución igual a la energía de interacción entre superficies.	38
3.13. Densidad de energía superficial para la interacción entre dos superficies para todos los tipos de paredes encontrados. Se usó $t = 4$ [nm] y $w = 100$ [nm] excepto para el tipo 5, para el cual se escogió $t = 8$ [nm] debido a que no se produjo para un grosor de 4 [nm]. Esta última configuración se escogió porque, como se mencionó, no se tiene una dependencia notable con la geometría. Es aún menos evidente con w bajo como 100 [nm].	38

3.14. Vista frontal de la pared tipo a) antivórtice radial, b) antivórtice y c) vórtice. Se coloreó con respecto a la componente z de la magnetización; mientras más azul la celda, esta presenta un mayor valor de m_z	39
3.15. Densidad de energía vs. ancho de los sistemas tricapa para las paredes paralelas y antiparalelas y diferentes grosores de la capa superior. La componente etiquetada como “Suma Parcial” se refiere a la suma de las componentes presentes en el gráfico. Se toma el término “parcial” porque no se considera la energía de interacción entre superficies.	40
3.16. Representación de una pared de dominio transversal paralela (izquierda) y una antiparalela (derecha) para un sistema SAF. Solo se grafica la región correspondiente a la pared de dominio de la figura 1.9.	41
3.17. Representación del cambio de magnetización a lo largo de la dirección longitudinal (eje x) para la pared paralela (fila superior) y antiparalela (fila inferior). Las figuras que se muestran corresponden a $t = 4$ [nm] $w = 100$ [nm].	41
3.18. Densidad de energía total para todos los tipos de paredes encontradas. Se dividió el análisis para dos tipos de geometrías, $t = 4$ [nm] y $t = 8$ [nm]. En la primera no se dio la pared tipo 5 y en la segunda no se dieron los tipos 3 y 4.	42
3.19. Anchos de paredes transversales paralelas (símbolos llenos) y antiparalelas (símbolos abiertos) para la capa superior (izquierda) e inferior (derecha). La capa inferior se mantuvo en un grosor fijo de 4 [nm] y la capa superior se varió entre $t = 4, 6, 8$ [nm].	43
3.20. Perfiles de magnetización $\langle m_x \rangle(x)$ (izquierda) y su pared correspondiente (derecha) para $t = 8$ [nm] y $w = 500$ [nm]. En líneas rojas se marcan los límites $\langle m_x \rangle(x) = +1$ y $\langle m_x \rangle(x) = -1$ y en verde los valores máximos y mínimos de $\langle m_x \rangle$ para las cuasiparedes.	45
3.21. Comparación entre anchos de paredes en los sistemas monocapa y tricapa. Se puede observar que para $w = 300$ [nm] la pared transversal paralela llega a tener aproximadamente el 13% del ancho de la pared transversal en el sistema monocapa.	46

A.1. Imágenes referenciales usadas para la generación de la magnetización inicial. Sus dimensiones fueron $5000 \times w$ px. La parte intermedia de las imágenes superiores tuvo una longitud de 12 px. La parte intermedia de las imágenes inferiores fue de 40 px, con 20 px cada color. Capa superior para la configuración a) transversal paralela, d) vórtice paralela y capa inferior para la configuración b) transversal paralela, c) transversal antiparalela, e) vórtice paralela y f) vórtice antiparalela. 49

Capítulo 1

Descripción del componente desarrollado

El estudio de paredes de dominio magnético (DW) en diferentes nanoestructuras ha sido de gran interés en los últimos años debido a sus aplicaciones tecnológicas como memorias *racetrack*, sensores y compuertas lógicas [1, 2, 3]. Las características de estas paredes se han estudiado principalmente en nanohilos de permalloy (Py) de una sola capa, encontrando un diagrama de fases para este sistema que relaciona la geometría de estos nanohilos con las paredes que se encuentran [4, 5]. En este diagrama se encuentran paredes transversales simétricas, antisimétricas y vórtices, las cuales tienen menor energía dependiendo de las dimensiones de la capa. El problema al tener estos sistemas es que, debido a los campos magnetostáticos formados, las paredes tienden a deformarse [6]. Para paliarlo se ha demostrado que estas paredes se mantienen sin deformaciones en sistemas antiferromagnéticos sintéticos (SAFs) [7]. El trabajo por desarrollarse consistirá en describir las DWs que se pueden encontrar en SAFs con diferentes geometrías, esto mediante el análisis energético del sistema y las dimensiones de la pared. Lo anteriormente mencionado se realizará a través de simulaciones micromagnéticas. Los resultados que se obtengan de este estudio podrán ser usados como base para trabajos posteriores sobre el análisis del movimiento de estas paredes.

1.1. Objetivo general

Estudiar computacionalmente la estructura de las paredes de dominio magnético que se pueden generar en nanohilos de SAFs y SyFs, con magnetización en el plano,

en función de su ancho y grosor.

1.2. Objetivos específicos

1. Simular nanohilos de SAFs con diferentes geometrías y configuraciones iniciales de magnetización.
2. Simular nanohilos de SyFs con diferentes geometrías y configuraciones iniciales de magnetización.
3. Encontrar los anchos de las paredes formadas.
4. Establecer la relación entre las paredes de dominio encontradas y la geometría de los SAFs.

1.3. Alcance

En este trabajo se estudiarán los tipos de DWs que se pueden generar en nanohilos de SAFs y SyFs variando el ancho del nanohilo. Las simulaciones se realizarán usando el software de código abierto, de uso libre, del marco micromagnético orientado a objetos (OOMMF) [8]. Los parámetros para las simulaciones corresponden al sistema conformado por dos capas de cobalto con anisotropía en el plano separadas por una capa de rutenio. Las geometrías por analizar se conseguirán variando tanto el ancho de los nanohilos (5 diferentes anchos) y el grosor de una de las capas del sistema en nanohilos de SyFs (3 diferentes grosores). Se inicializará el sistema con configuraciones específicas de magnetización y se dejará relajar el sistema hasta encontrar su estado de mínima energía. Los anchos de las DWs se encontrarán ajustando los perfiles de magnetización promedio con expresiones teóricas encontradas en la literatura. Finalmente, se establecerá la relación entre las paredes de dominio encontradas y la geometría de los SAFs y SyFs.

1.4. Marco teórico

1.4.1. Origen microscópico del magnetismo

Las propiedades magnéticas de cualquier material vienen dictadas por su constitución a escala atómica. Cada uno de los electrones de todos los átomos del material tiene asociado dos clases de momento angular, un momento angular orbital \mathbf{L} y un momento angular de espín \mathbf{S} . El primero se deriva del movimiento orbital del electrón y el segundo surge de la naturaleza cuántica del mismo. Estos dan origen al momento magnético del átomo ($\boldsymbol{\mu}$) que para átomos libres tiene la expresión siguiente [9, 10]

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B(\mathbf{L} + \mathbf{S}), \quad (1.1)$$

en donde μ_B es el magnetón de Bohr ($\mu_B = 9,27 \times 10^{-24}$ [J/T]) y g el factor de Landé [10].

Las orientaciones relativas de estos momentos magnéticos y las interacciones entre ellos causan diferentes tipos de ordenamiento magnético. El ordenamiento diamagnético se caracteriza por tener electrones apareados en órbitas idénticas con espines opuestos en los átomos. Esto lleva a un momento magnético neto nulo. En el ordenamiento paramagnético se tienen electrones desapareados y sus átomos tienen un momento magnético finito, pero al no interactuar entre ellos, se orientan de forma aleatoria. Estos dos tipos de ordenamientos no exhiben comportamiento magnético sin presencia de un campo magnético externo.

Cuando las interacciones entre los átomos de un material son lo suficientemente intensas, surgen el ferromagnetismo y el antiferromagnetismo. En estos ordenamientos se favorece un alineamiento entre los momentos magnéticos dependiendo de su naturaleza, como se muestra en las figuras 1.1a y 1.1b. En el ferromagnético, los momentos magnéticos tienden a alinearse paralelamente, mientras que en el antiferromagnético lo hacen de forma antiparalela. En estos casos los momentos magnéticos tienen la misma magnitud. Existe otro tipo de ordenamiento llamado ferrimagnético, que también favorecen el alineamiento antiparalelo de los momentos magnéticos. La diferencia de este último con respecto al antiferromagnético es que los momentos magnéticos adyacentes tienen diferente magnitud, como se muestra en la figura 1.1c.

Los alineamientos espontáneos fueron primero explicados por Weiss mediante el

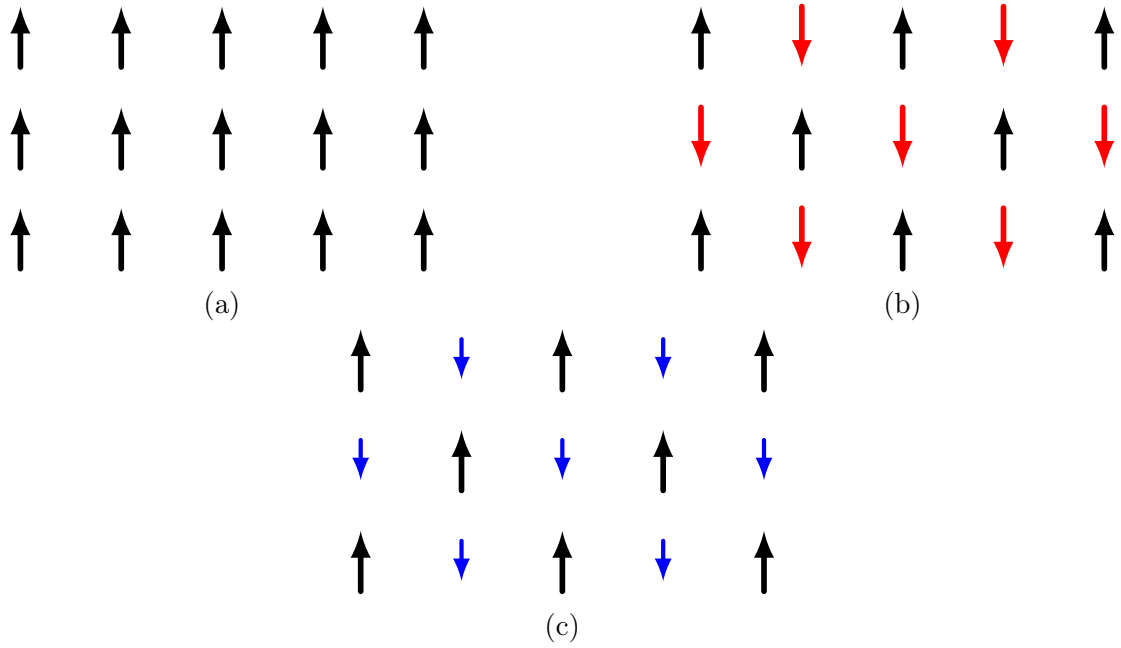


Figura 1.1: Ordenamiento de los momentos magnéticos en un alineamiento (a) ferromagnético, (b) antiferromagnético y (c) ferrimagnético.

postulado fenomenológico del *campo molecular* [11]. Esta explicación fue mejorada por Heisenberg, haciendo uso de la mecánica cuántica reemplazando el campo molecular por fuerzas de intercambio, interacción la cual será explicada en la sección concerniente a las energías magnéticas 1.4.3 [12].

Es pertinente en este punto definir la *magnetización* de un material. Matemáticamente, se entiende como la suma vectorial de los momentos magnéticos por unidad de volumen, es decir

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{1}{V(\mathbf{r}, \Delta r)} \sum_i \boldsymbol{\mu}_i, \quad (1.2)$$

en donde $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ es la magnetización en el punto \mathbf{r} y $V(\mathbf{r}, \Delta r)$ es un volumen esférico centrado en \mathbf{r} y un radio Δr . La sumatoria se realiza sobre todos los momentos magnéticos dentro del volumen $V(\mathbf{r}, \Delta r)$.

Con esta definición se puede ver que si se presenta un ordenamiento antiferromagnético, se tiene una magnetización nula, pues todos los momentos magnéticos se cancelan. En cambio, si se presenta ferromagnetismo y ferrimagnetismo, la magnetización tiene un valor finito, pues en el primer caso todos son paralelos y en el segundo no se cancelan completamente. El presente trabajo se centra en el estudio de materiales ferromagnéticos con diferentes interacciones, las cuales se detallarán más adelante.

1.4.2. Teoría micromagnética

La explicación del comportamiento ferromagnético de los materiales se puede estudiar de distintas maneras dependiendo de la escala analizada. Una de ellas trata con el estudio de dominios magnéticos (regiones de magnetización uniforme, sección 1.4.5) y asume que la transición entre ellos es discontinua. Otro enfoque estudia el fenómeno a escala atómica, es decir, desarrolla su teoría con base en lugares discretos en la red de los sólidos. El micromagnetismo, desarrollado por W. Brown en 1963, explica el ferromagnetismo en una escala lo suficientemente grande como para considerar la magnetización una función continua, pero lo suficientemente pequeña para poder observar las transiciones entre dominios [13].

La principal asunción de esta teoría es que el ángulo entre momentos magnéticos contiguos no varía mucho. Con esto se puede considerar a la magnetización \mathbf{M} como un campo vectorial continuo función de la posición $\mathbf{r} = (x, y, z)$ y el tiempo. Además, siempre tiene una magnitud fija, es decir [14]

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_s \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (1.3)$$

en donde M_s es la *magnetización de saturación del material*. Esta última es una constante temporal y espacial y puede solo depender de la temperatura, la cual también se considera constante en espacio y tiempo. El vector $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ es un vector unitario ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{m} = 1$) y determina la dirección de magnetización.

Con estas consideraciones se pueden encontrar expresiones continuas de muchas de las interacciones entre momentos magnéticos que conforman el cristal. Algunas de ellas, las cuales son relevantes para el presente estudio, serán detalladas en la sección 1.4.3. Estas son de ayuda para resolver la distribución de la magnetización dentro de un material ferromagnético por medio de cálculos numéricos debido a la complejidad de cálculos analíticos.

1.4.3. Términos energéticos

La energía magnética total de una estructura está compuesta por varios términos, los cuales dependen explícitamente de la magnetización. Tomando en cuenta las interacciones relevantes para el estudio, esta se puede escribir como [15]

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{mag}} + E_{\text{ani}} + E_{\text{intex}}, \quad (1.4)$$

en donde E_{ex} es la energía de intercambio, E_{mag} la energía magnetostática, E_{ani} la energía de anisotropía y E_{intex} es la energía de interacción entre superficies en sistemas multicapa. Muchos términos interesantes que también se presentan en sistemas magnéticos se han dejado fuera de la expresión (1.4) pues su inclusión no es necesaria, su magnitud es muy pequeña con respecto a las otras energías o no juegan un papel importante en el estudio. Además, debido a limitaciones de tiempo no se ha incluido una interacción usada ampliamente en el estudio de estructuras magnéticas, la interacción DMI.

A continuación, se detallarán cada una de las expresiones mencionadas dentro del marco micromagnético.

Energía de intercambio

La energía de intercambio describe la interacción mecanocuántica entre espines. Para dos espines contiguos i, j en una red, esta energía tiene la siguiente forma [16]

$$E_{ij}^{\text{ex}} = -2J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.5)$$

en donde J_{ij} es la integral de intercambio entre i y j . Dependiendo del signo de J_{ij} se favorece un alineamiento paralelo o antiparalelo, dando origen al ferromagnetismo o antiferromagnetismo, respectivamente. Usualmente, esta se considera una interacción de corto alcance, es por eso que solo se toma en cuenta el efecto de los vecinos más cercanos al espín. La energía de intercambio total es

$$E_{\text{ex}} = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.6)$$

en donde $\langle ij \rangle$ se refiere a la suma sobre vecinos cercanos. Una asunción importante es que la integral de intercambio toma el mismo valor (J) para todos los espines considerados. Dentro de la teoría continua del micromagnetismo la energía de intercambio tiene la siguiente forma [17]

$$E_{\text{ex}} = A \int_V [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] d^3\mathbf{r}, \quad (1.7)$$

en donde A se conoce como *constante de intercambio* y tiene unidades de [J/m]. La expresión anterior es válida para cristales cúbicos o para una estructura hexagonal compacta (hcp), como en el cobalto [13]. La constante A para una estructura hcp

se puede estimar con la siguiente expresión

$$A = \frac{4\sqrt{2}JS^2}{a}, \quad (1.8)$$

donde S es el número cuántico de espín de los electrones y a es la distancia entre vecinos cercanos.

Gracias a la constante de intercambio se puede definir la *longitud de intercambio* (l_{ex}). Para distancias menores a l_{ex} la interacción de intercambio domina sobre la interacción magnetostática [18]. Esta tiene la siguiente expresión

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}. \quad (1.9)$$

Energía magnetostática

Esta energía es causada por la interacción entre los dipolos magnéticos dentro del material. Cada uno de ellos produce un campo a su alrededor que afecta a todos los dipolos del material. En particular, dos dipolos magnéticos $\boldsymbol{\mu}_i, \boldsymbol{\mu}_j$ separados por \mathbf{r} tienen una energía

$$E_{ij}^{\text{mag}} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left[\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j - \frac{3}{r^2} (\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{r}) \right]. \quad (1.10)$$

Al ser una interacción de largo alcance su expresión no se puede particularizar a los vecinos cercanos como se hizo en el caso de la energía de intercambio. Además, al depender de las distancias entre dipolos, la interacción toma en cuenta la geometría del material.

Dentro del marco micromagnético, esta energía se produce por la interacción del campo magnetostático \mathbf{H}_d con la magnetización del material $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ como sigue

$$E_{\text{mag}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_d(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (1.11)$$

en donde el campo $\mathbf{H}_d(\mathbf{r})$ en un punto es calculado como

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \left(\int_V \frac{-\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d^3\mathbf{r}' + \int_S \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d^2\mathbf{r}' \right). \quad (1.12)$$

El campo se genera a partir de las cargas magnéticas¹ volumétricas ($\rho = -\nabla \cdot \mathbf{M}$) y superficiales ($\sigma = \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}$). Estas toman un rol análogo a las cargas eléctricas, pues son fuentes y sumideros de \mathbf{H}_d , respectivamente. Dentro de todo el volumen, la suma de las cargas ρ y σ debe ser cero.

Esta energía se minimiza reduciendo el campo magnetostático para obtener el estado de equilibrio, lo cual lleva a la formación de dominios magnéticos, como se verá en la sección 1.4.5.

Debido a esta minimización surge la *anisotropía de forma*, la cual se refiere a que se tiene alineación de la magnetización dependiente de la forma del material. Esta anisotropía juega un rol importante cuando se trabaja en nanoestructuras, pues a esas escalas la energía de intercambio juega un papel fundamental que rivaliza con el efecto de la energía magnetostática [19, 20, 21].

Energía de anisotropía magnetocristalina

Debido a su estructura periódica, los materiales magnéticos cristalinos poseen direcciones preferenciales de magnetización, conocidos como “ejes de fácil magnetización”. Este efecto proviene principalmente del acoplamiento espín-órbita. Existen varios tipos de anisotropía magnetocristalina, de los cuales el más sencillo es la anisotropía uniaxial. Como su nombre lo indica, existe un único eje de fácil magnetización² y cuando la magnetización se alinea con este, la energía de anisotropía disminuye.

El cobalto, el cual es objeto de estudio en el presente trabajo, posee anisotropía uniaxial. La estructura del Co es hcp y su eje de fácil magnetización $\hat{\mathbf{u}}$ se muestra en la figura 1.2.

La expresión para la energía de anisotropía uniaxial es la siguiente [22]

$$E_{\text{ani}} = K_1 \int_V (1 - (\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}, t))^2) d^3\mathbf{r}, \quad (1.13)$$

en donde K_1 es la *constante de anisotropía* que es dependiente del material. Esta tiene unidades de [J/m³].

Así como en el caso de la longitud de intercambio, es natural definir la longitud

¹En este contexto, el término “cargas magnéticas” se usa para denominar a los polos magnéticos, mas no a un monopolo magnético, como en el caso electrostático.

²Usualmente, este eje se deduce de la simetría de la red, aunque no siempre es el caso.

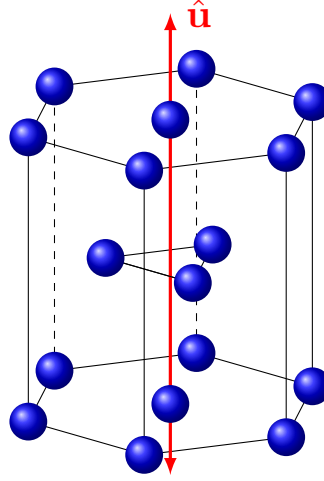


Figura 1.2: Celda correspondiente a la estructura hcp del cobalto. En rojo se muestra el eje de fácil magnetización.

de intercambio magnetocristalina como [18]

$$l_{ani} = \sqrt{\frac{A}{K_1}}. \quad (1.14)$$

Energía de intercambio entre superficies

Este tipo de interacción se presenta cuando se tienen capas magnéticas separadas por capas de materiales no magnéticos. Las capas magnéticas se acoplan debido a una interacción tipo RKKY [23, 24, 25], usando los electrones de conducción de la capa espaciadora como mediadores. Este acople depende de la dirección relativa de la magnetización de las dos capas magnéticas. Por ejemplo, consideremos dos capas separadas por una capa no magnética, si \mathbf{M}_1 es la magnetización de una de las capas y \mathbf{M}_2 la magnetización de la otra, la interacción dependerá del producto

$$\frac{\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1||\mathbf{M}_2|}, \quad (1.15)$$

en donde $|\mathbf{M}_i|$ representa la magnetización de saturación de la capa i .

Se han hecho estudios sobre este acople para distintos tipos de configuraciones usando diferentes materiales magnéticos y no magnéticos. De estos se descubrió que el acople tiene una dependencia oscilatoria con el ancho de la capa espaciadora, como se muestra en la figura 1.3 [26]. Dependiendo del grosor de la capa espaciadora el campo de saturación del material es mayor o menor. El valor de este campo muestra la magnitud del acople entre las dos capas. Mientras mayor sea el campo de satura-

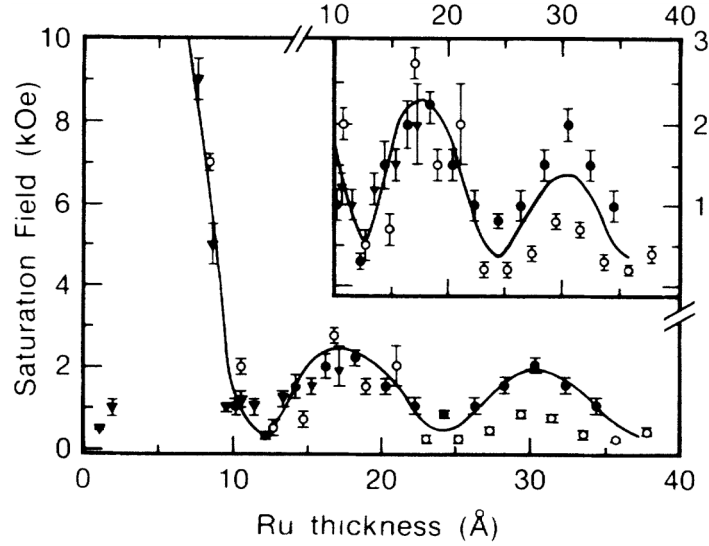


Figura 1.3: Oscilaciones del campo de saturación para diferentes grosores de la capa espaciadora de rutenio. Los picos y valles representan un acople antiferromagnético y ferromagnético, respectivamente. En el estudio se usa una supercelosía compuesta por Co/Ru. Tomada de [26].

ción mayor es el acople antiferromagnético que se presenta, pues es energéticamente más costoso alinear la magnetización de las dos capas en la misma dirección.

Como se verá más adelante, este acople reduce significativamente la energía magnetostática en sistemas sintéticos acoplados antiferromagnéticamente (sección 1.4.6).

1.4.4. Evolución de la magnetización

Los sistemas magnéticos tienden a minimizar su energía encontrando una configuración óptima de la magnetización, es decir, pasan a un estado de menor energía por medio de cambios en \mathbf{M} . Muchos estudios sobre la dinámica de la magnetización se han llevado a cabo [27, 28, 29], de donde se han propuesto expresiones para su descripción. La expresión usada en este texto es la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), la cual hace uso de un campo efectivo \mathbf{H}_{eff} y tiene la siguiente forma

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{|\gamma|\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1.16)$$

en donde γ es el cociente giromagnético y α el factor de amortiguamiento. El campo efectivo viene definido por una derivada funcional con respecto a la magnetización

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\delta E_{\text{tot}}}{\delta \mathbf{M}}, \quad (1.17)$$

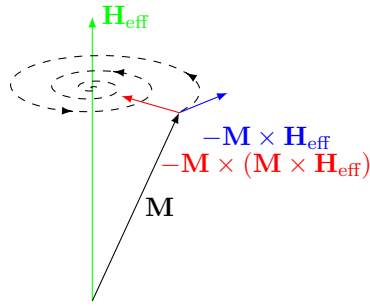


Figura 1.4: Representación vectorial del movimiento descrito por la ecuación LLG. La magnetización tiene un movimiento de precesión amortiguado alrededor del campo efectivo, por lo cual terminan alineándose.

en donde E_{tot} reúne todos los términos descritos por la ecuación (1.4).

La ecuación se puede descomponer en dos términos que dan una descripción integral del comportamiento de \mathbf{M} .

Término de precesión

El primer término de (1.16) genera un movimiento de \mathbf{M} alrededor del campo efectivo, pues $d\mathbf{M}/dt$ es perpendicular a estos dos vectores. La energía asociada a la interacción del campo efectivo con la magnetización es $\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{M}$, es decir, depende del ángulo entre los dos vectores. El efecto de este término no genera un cambio en este ángulo, por lo cual, no cambia la energía del sistema. Por sí solo, provoca un movimiento cónico de la magnetización.

Término de amortiguamiento

El segundo término hace que la magnetización se alinee con el campo efectivo. Junto con el término de precesión, hacen que el movimiento de \mathbf{M} sea una espiral (figura 1.4). Este término es el responsable de incluir la disipación de la energía en el sistema y que este alcance un estado de equilibrio.

1.4.5. Dominios magnéticos y paredes de dominio (DW) en nanotiras

En un material ferromagnético la interacción de intercambio tiende a alinear todos los momentos magnéticos en una sola dirección como se muestra en la figura 1.5a. Al tener esta disposición, la energía de intercambio se ve reducida, pero la

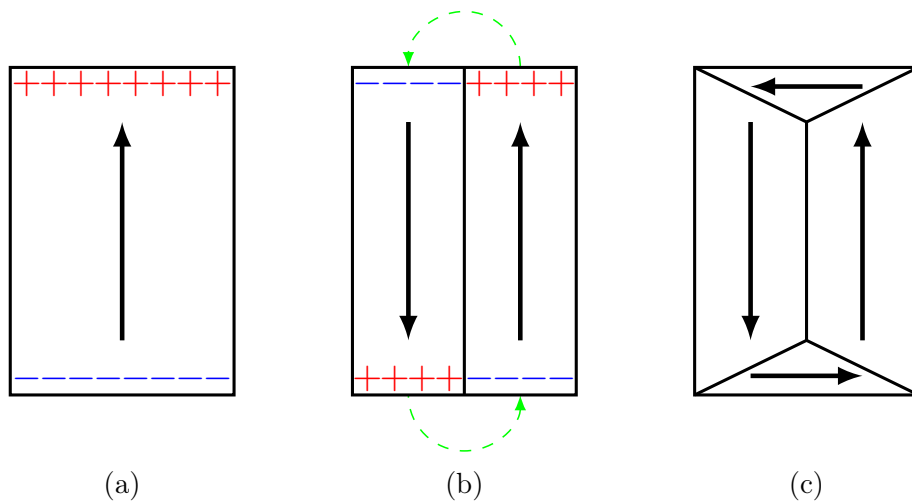


Figura 1.5: Elemento ferromagnético a) uniformemente magnetizado, b) dividido en dos dominios y c) en varios dominios. Se muestra cómo al formar dominios se reducen las cargas magnéticas y con esto la energía magnetostática.

energía magnetostática aumenta considerablemente. Esto se da debido a que se forman cargas magnéticas superficiales en cada extremo.

Para paliar este aumento de la energía magnetostática el material se divide en *dominios magnéticos*. Estos se definen como regiones de magnetización uniforme dentro del material. A nivel atómico, en estas regiones los momentos magnéticos apuntan en una dirección preferencial. En la figura 1.5b se muestra cómo se reduce el campo magnetostático al dividirse en dominios. Para reducir aún más la energía magnetostática, se puede tener una configuración como la que se muestra en la figura 1.5c, en la cual se tiene un flujo cerrado de magnetización, con esto se tiene campo magnetostático menor [17].

Las divisiones entre dominios se conocen como *paredes de dominio magnéticos* (DWs), las cuales son regiones de transición de la magnetización y su estructura depende de los parámetros de cada material. La formación de dominios genera un coste energético por la creación de DWs, pues la magnetización ya no es uniforme en todo el material, lo que aumenta la energía de intercambio. Es por esto que la configuración de magnetización es una competencia entre la energía magnetostática y la de intercambio [18].

Distintas estructuras de DWs han sido estudiadas en vastos materiales con distintas geometrías. Aquellas paredes de dominio denominadas *head-to-head* en nanotiras son actualmente de particular interés por sus posibles aplicaciones tecnológicas [31]. En la figura 1.6 se muestra un esquema de una nanotira con una pared *head-to-head*.

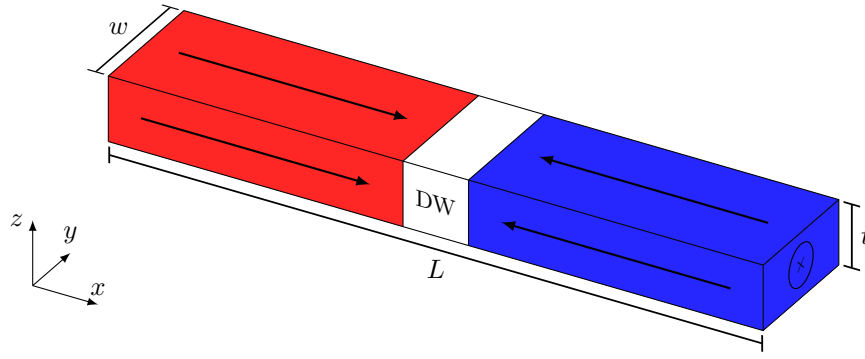


Figura 1.6: Esquema de una nanotira de material ferromagnético en donde se muestra una pared *head-to-head*. Sus dimensiones deben cumplir con $L \gg w > t$.

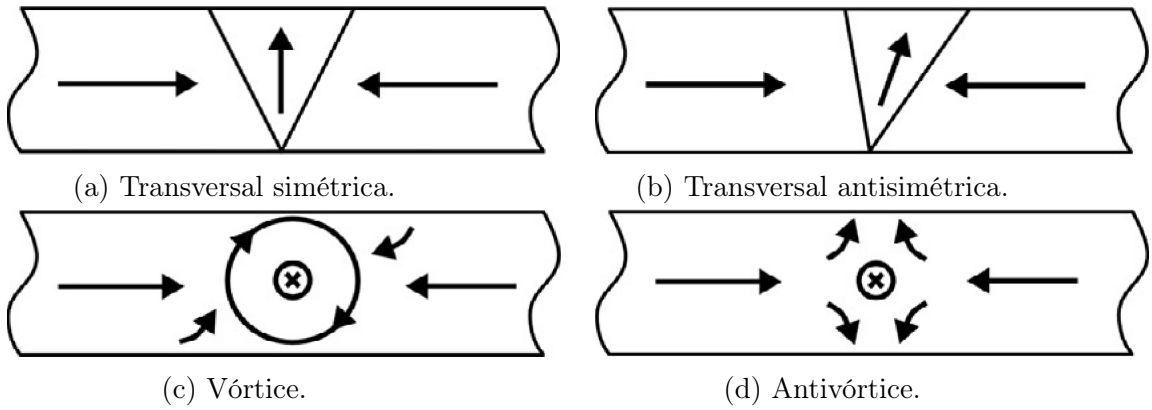


Figura 1.7: Tipos de paredes *head-to-head*. Para el vórtice se muestra la estructura horaria y con núcleo hacia abajo. Para el antivórtice se tiene la estructura con núcleo hacia abajo. Figuras tomadas de [30].

Los tipos de paredes encontrados y estudiados en esta configuración se pueden ver en la figura 1.7 [32, 30, 33, 5]. Para la pared tipo vórtice se tienen 4 configuraciones distintas: 1) Vórtice antihorario con núcleo hacia arriba, 2) antihorario con núcleo hacia abajo, 3) horario con núcleo hacia arriba y 4) horario con núcleo hacia abajo³. En este caso, debido a la simetría del material, las configuraciones 1 y 2 son iguales a las 4 y 3, respectivamente. También para el antivórtice se tienen configuraciones con el núcleo hacia arriba y hacia abajo.

Además, se ha reportado otro tipo de antivórtice diferente al presentado en la figura [34, 35, 36]. Este tiene una magnetización que converge o diverge del núcleo de la pared.

Uno de los materiales más estudiado para esta geometría es el permalloy (aleación níquel-hierro), para el cual se ha generado un diagrama de fases muy detallado que

³Se usa la notación “arriba” y “abajo” para denominar \odot y \otimes , respectivamente.

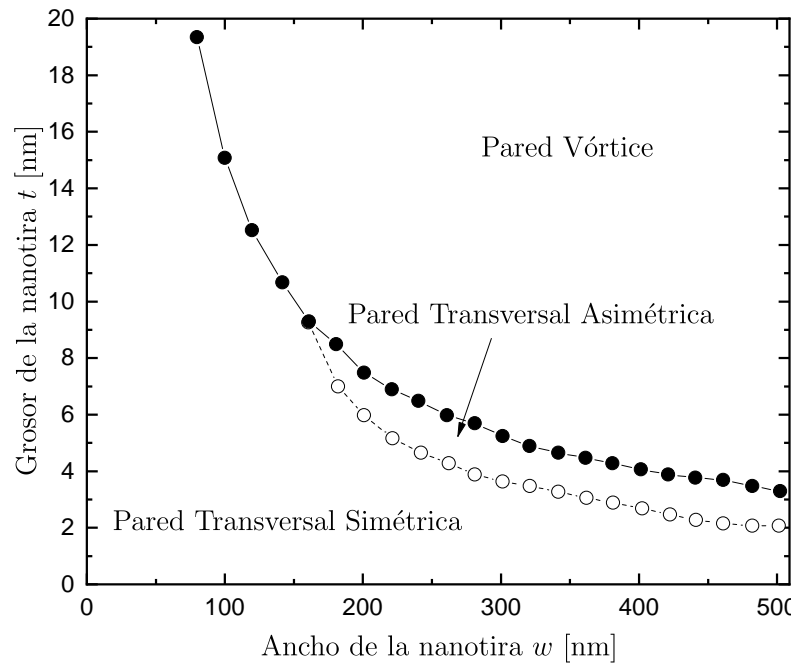


Figura 1.8: Diagrama de fases del tipo de pared de dominio magnético presente en una nanotira de permalloy. Imagen adaptada de [4].

muestra el tipo de pared energéticamente favorable dependiendo de las dimensiones de la nanotira (figura 1.8) [4, 5, 37, 38].

1.4.6. Sistemas Sintéticos Antiferromagnéticos (SAFs) y Ferrimagnéticos (SyFs)

Sistemas Sintéticos Antiferromagnéticos

Los sistemas sintéticos antiferromagnéticos son sistemas compuestos de tres capas; dos de ellas son ferromagnéticas y están separadas por una capa no magnética de grosor tal que se genere un acople antiferromagnético, como se explica en la sección 1.4.3. Estos sistemas han sido ampliamente estudiados [39, 40, 41] debido a sus posibles aplicaciones [31] en dispositivos de grabación magnética [42] o en almacenamiento de información [43]. Además, han mostrado ser energéticamente mucho más eficientes que los sistemas de una sola capa (nanotiras) con respecto al movimiento de DWs [7].

Debido al acople que existe, cuando en una de las capas se forma una pared de dominio también lo hace en la otra. En la figura 1.9 se muestra un esquema de lo mencionado anteriormente. Además, gracias al acople antiferromagnético se tiene

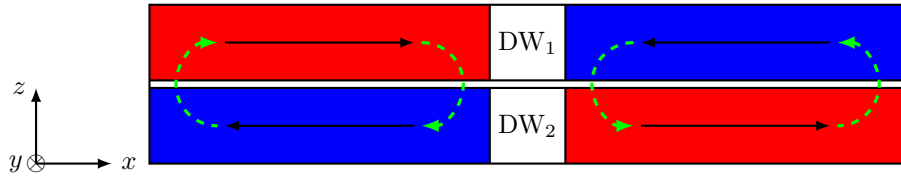


Figura 1.9: Vista frontal de un SAF. Las líneas verdes son una representación del campo magnetostático. Se cumplen las mismas condiciones en la geometría que las nanotiras, es decir, longitud (eje x) \gg ancho (eje y) $>$ grosor (eje z).

una disminución de la energía magnetostática, pues se tiene un flujo cerrado del campo magnetostático. Esto provoca una mayor estabilidad en la formación de un solo dominio en comparación del caso de una sola capa y un cambio en la estructura de las paredes de dominio que se puedan presentar, llegando a ser de un ancho menor a las reportadas para una sola capa [44].

Sistemas Sintéticos Ferrimagnéticos

Son sistemas de construcción similar a los SAFs, pero una de las capas tiene un grosor superior a la otra. Esto ocasiona que no se tenga el mismo número de momentos magnéticos alineados en una dirección que en otra a un lado de las paredes de dominio. Debido a esto es evidente su similitud con el alineamiento ferrimagnético descrito anteriormente (figura 1.1). Estos tipos de configuración también han sido estudiados, presentando beneficios sobre los sistemas monocapa y SAFs [7, 44].

Capítulo 2

Metodología

2.1. Simulaciones micromagnéticas

Debido a la complejidad de la resolución analítica de la ecuación (1.16) para una geometría arbitraria, es necesario el uso de resoluciones numéricas llevadas a cabo por programas de simulaciones micromagnéticas.

En el presente trabajo, las simulaciones se llevaron a cabo usando el programa de código abierto, de uso libre, del marco micromagnético orientado a objetos (OOMMF) [8]. El programa recibe como entrada archivos escritos en el lenguaje de programación Tcl en donde se indican las condiciones de la simulación como magnetización inicial, parámetros, interacciones, etc.

OOMMF usa el método de diferencias finitas para discretizar el volumen del material en celdas de prismas rectangulares de volumen dV con un momento $\mathbf{M}dV$. Para que el resultado obtenido sea válido, las dimensiones de la celda deben ser menores a la menor de las longitudes de intercambio l_{ex} o l_{ani} definidas en (1.9) y (1.14).

Es importante notar que todas las simulaciones son realizadas a una temperatura de 0 [K]. OOMMF no tiene implementado un método para introducir fluctuaciones térmicas. Esta consideración en el sistema no afecta en gran medida a los resultados obtenidos, pues solo se analiza el estado estático. Los efectos térmicos tienen más peso cuando se analiza propiedades dinámicas de las DWs.

Para simular las distintas interacciones descritas en la sección anterior se usaron

los siguientes bloques del programa.

- Energía de intercambio: `Oxs_Exchange6Ngr`.
- Energía magnetostática: `Oxs_Demag`.
- Energía de anisotropía: `Oxs_UniaxialAnisotropy`.
- Energía de intercambio entre superficies: `Oxs_TwoSurfaceExchange`.

2.2. Descripción de los sistemas

2.2.1. Geometría de los sistemas

Es esta subsección se definen cuáles son los sistemas estudiados en el presente trabajo y las dimensiones de estos.

Sistemas monocapa

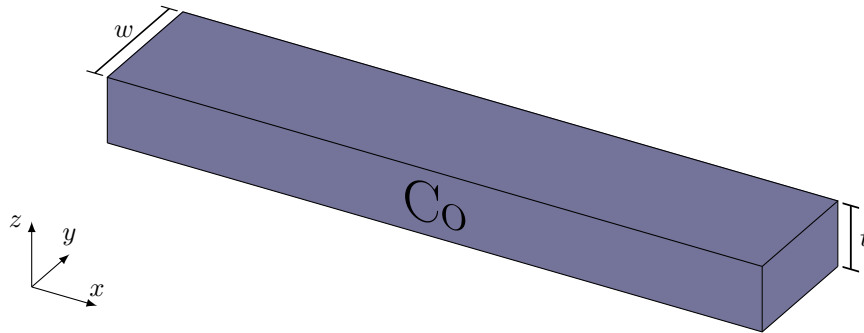


Figura 2.1: Sistema monocapa de Co. w es el ancho del sistema y t el grosor de este.

El sistema monocapa se define como una nanotira de cobalto, la cual tuvo una sección transversal rectangular. Una representación de este sistema se muestra en la figura 2.1.

Sistemas tricapa

Los sistemas analizados fueron nanohilos ferromagnéticos acoplados antiferromagnéticamente (SAFs) y ferrimagnéticamente (SyFs). Una representación de un

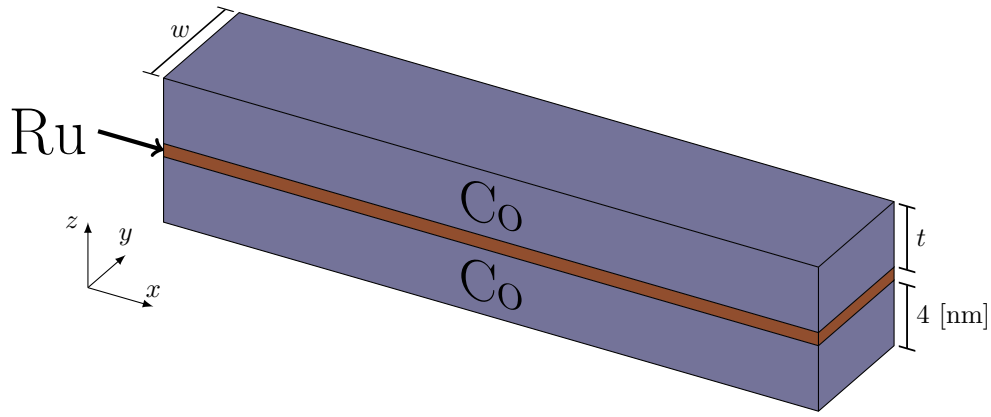


Figura 2.2: Sistema tricapa formado por Co/Ru/Co. w es el ancho de todo el sistema y t el grosor de la capa superior.

sistema tricapa se muestran en la figura 2.2. Estos consistieron de dos capas metálicas de Co separadas por una capa no magnética de Ru.

Para los dos tipos de sistema (monocapa y tricapa), las capas de cobalto presentan anisotropía uniaxial, siendo la dirección x el eje de fácil magnetización. Por otro lado, todas las interacciones consideradas fueron: interacción de intercambio, magnetostática, anisotropía y, en el caso de los sistemas tricapa, intercambio entre superficies. Los valores para las constantes presentes en las ecuaciones (1.16) se muestran en la sección 2.3.1.

Dimensiones analizadas

A continuación, se presentan las dimensiones de los sistemas analizados. Los valores mostrados fueron los mismos para los sistemas monocapa y tricapa, a menos que se especifique lo contrario.

- Longitud (dirección x): 5000 [nm].
- Anchura (dirección y): w [nm].
- Grosor capa inferior del sistema tricapa (dirección z): 4 [nm].
- Grosor capa espaciadora de Ru (dirección z): 1 [nm].
- Grosor capa superior del sistema tricapa y monocapa (dirección z): t [nm].

En las figuras 2.1 y 2.2 se muestran marcadas las dimensiones descritas. Para obtener diferentes sistemas, se varió w y t en valores enteros como sigue:

$$w = 100, 200, 300, 400, 500. \quad (2.1)$$

$$t = 4, 6, 8. \quad (2.2)$$

Para los sistemas tricapa con magnetización tipo vórtice (descritos en la siguiente subsección) solo se simuló para $t = 4, 8$ y $w = 100$.

La discretización se realizó usando celdas de tamaño $4 \times 4 \times 1$ [nm³], pues la longitud de intercambio para el cobalto es aproximadamente 4,9 [nm] [45]. Con esto se tuvieron $n_x = 1250$ divisiones en x , $n_y = w/4$ en y y n_z en z , con $n_z = t$ para los sistemas monocapa, y $n_z = 5 + t$ para los tricapa.

A los sistemas tricapa se los denominará como **SAF** cuando $t = 4$ y **SyF** cuando $t = 6, 8$, siguiendo la terminología presente en [7].

2.2.2. Magnetización inicial

Las configuraciones iniciales que se detallan a continuación se las obtuvo mediante el código en Tcl presentado en el anexo A.1. Como resultado se obtuvo un archivo binario, el cual es interpretado por OOMMF como un campo vectorial que define la magnetización en cada celda. Este archivo se generó solamente para los sistemas tricapa, pues para el sistema monocapa no fue necesario.

Sistemas Monocapa

Se buscó obtener paredes de dominio transversales y vórtice. Para esto se analizaron dos configuraciones iniciales diferentes para forzar el apareamiento de estas paredes (figura 2.3). La magnetización inicial se definió como $\mathbf{M}_o = M_s \mathbf{m}$. El vector unitario \mathbf{m} tomó distintos valores dentro del volumen de la capa dependiendo de la configuración deseada.

Para el caso de una pared transversal y una pared vórtice se considera, respec-

tivamente

$$\mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}}, & 0 \leq x \leq 2494, \\ \hat{\mathbf{y}}, & 2494 < x < 2506, \\ -\hat{\mathbf{x}}, & 2506 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad \mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}}, & 0 \leq x \leq 2480, \\ -\hat{\mathbf{y}}, & 2480 < x \leq 2500, \\ \hat{\mathbf{y}}, & 2500 < x < 2520, \\ -\hat{\mathbf{x}}, & 2520 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad (2.3)$$

en donde x se mide en nanómetros.

Sistemas tricapa

Se analizaron cuatro tipos de configuraciones denominadas, transversal paralela, transversal antiparalela, vórtice paralela y vórtice antiparalela (figura 2.4). Al igual que en el caso para el sistema monocapa, la magnetización inicial se definió como $\mathbf{M}_o = M_s \mathbf{m}$, en donde \mathbf{m} toma diferentes valores dependiendo de qué capa se esté analizando.

En todo el volumen de la capa superior para las configuraciones transversales y

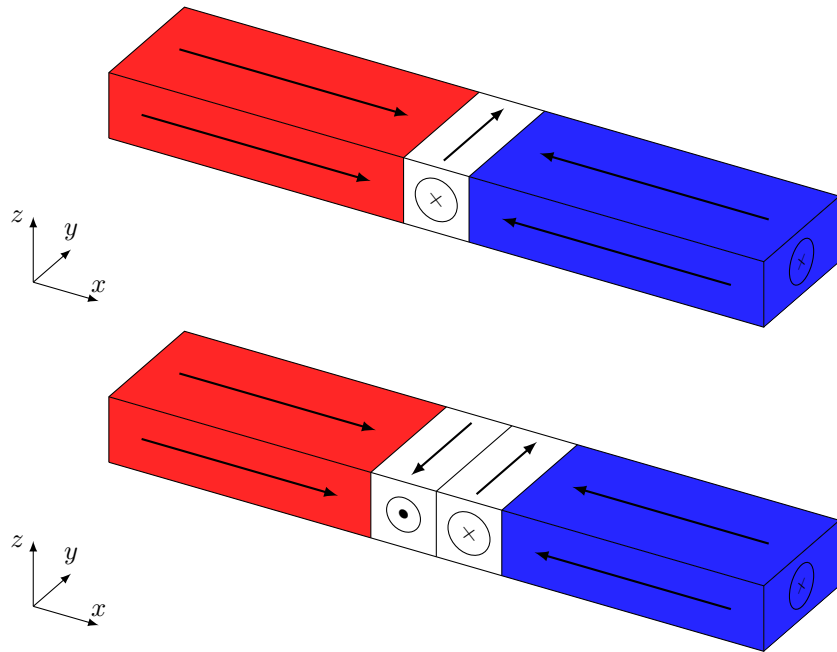


Figura 2.3: Configuraciones iniciales de magnetización para los sistemas monocapa. De arriba hacia abajo, configuración inicial para DW transversal y para DW vórtice.

vórtice, respectivamente, se consideran las siguientes expresiones

$$\mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}}, & 0 \leq x \leq 2494, \\ \hat{\mathbf{y}}, & 2494 < x < 2506, \\ -\hat{\mathbf{x}}, & 2506 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad \mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}}, & 0 \leq x \leq 2480, \\ -\hat{\mathbf{y}}, & 2480 < x \leq 2500, \\ \hat{\mathbf{y}}, & 2500 < x < 2520, \\ -\hat{\mathbf{x}}, & 2520 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad (2.4)$$

En la capa inferior se consideran dos casos

$$\mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}} & 0 \leq x \leq 2494, \\ \pm \hat{\mathbf{y}} & 2494 < x < 2506, \\ -\hat{\mathbf{x}} & 2506 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad \mathbf{m} = \begin{cases} \hat{\mathbf{x}}, & 0 \leq x \leq 2480, \\ \mp \hat{\mathbf{y}}, & 2480 < x \leq 2500, \\ \pm \hat{\mathbf{y}} & 2500 < x < 2520, \\ \hat{\mathbf{x}} & 2520 \leq x \leq 5000. \end{cases} \quad (2.5)$$

Se escoge el signo superior cuando la configuración es paralela y el inferior cuando es antiparalela.

Finalmente, para la capa espaciadora se tiene $\mathbf{m} = 0$ en todo su volumen.

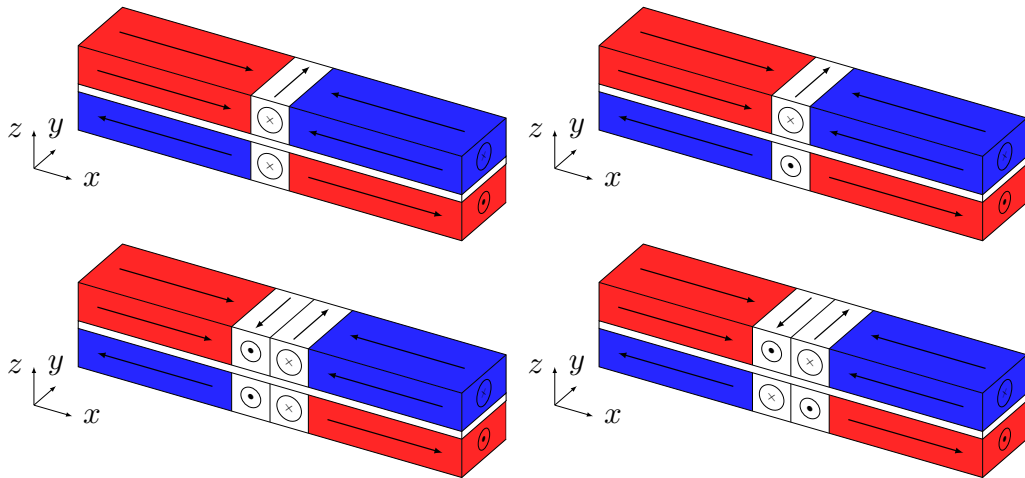


Figura 2.4: Configuraciones iniciales de magnetización para los sistemas tricapa. Transversal paralela (esquina superior izquierda), transversal antiparalela (esquina superior derecha), vórtice paralela (esquina inferior izquierda), vórtice antiparalela (esquina inferior derecha).

2.3. Relajación de los sistemas

Una vez obtenida la magnetización inicial, se procedió a relajar al sistema hacia su estado de equilibrio. Para esto se usó el método de Euler para la integración numérica de la ecuación LLG. El código usado para simular la evolución de los sistemas tricapa se presenta en el anexo A.2. Para el sistema monocapa se necesitó solo un código para generar la magnetización inicial y relajar el sistema.

2.3.1. Condiciones de la simulación

Los valores para las constantes usadas para la ecuación (1.16) se obtuvieron de observaciones experimentales tomadas de la literatura y valores por defecto de OOMMF.

- $\gamma = 2,211 \times 10^5$ m/As. Valor por defecto del programa y usado ampliamente en estudios micromagnéticos del cobalto [46, 47].
- $\alpha = 0,5$. Valor por defecto del programa. Es un valor relativamente alto para que se alcance rápidamente el estado de equilibrio. Se usa este valor porque no se estudian propiedades dinámicas del sistema, sino su estado estático.
- $M_s = 14 \times 10^5$ [A/m]. Valor tomados de la literatura para el Co [48].
- $A = 30$ [pJ/m]. Valor de la constante de intercambio para la interacción en el cobalto. Las interacciones Co-Ru y Ru-Ru tuvieron $A = 0$ [48].
- $K_u = 2$ [kJ/m³]. Valor de la constante de anisotropía cristalina recuperado de observaciones experimentales. El valor es dos órdenes de magnitud menor que el valor reportado para el cobalto volumétrico, pero el orden de magnitud propuesto está en concordancia con mediciones de estudios anteriores para capas delgadas [49, 7].
- $\sigma = -0,5 \times 10^{-3}$ [J/m²]. La constante para la interacción entre las dos superficies se escoge negativa para favorecer el acople antiferromagnético [50].
- $\sigma_2 = 0$.

Las simulaciones redujeron la energía del sistema, con lo cual también se redujo el campo efectivo. Esto se continuó hasta que el torque (dm/dt) alcanzó un valor de

corte. Este valor se lo tomó en un rango de 0,01 hasta 0,1 [grados/ns] dependiendo de la simulación. Se escogió un rango y no un valor fijo para todas debido a las limitaciones de tiempo, pues el tiempo de cómputo para algunas simulaciones fue demasiado elevado.

Todas las simulaciones se realizaron con un valor de corte de $dm/dt = 0,01$ [grados/ns], excepto aquellas que presentaron una pared asimétrica transversal en los sistemas monocapa.

2.3.2. Productos de la simulación

Como resultados de las simulaciones se obtuvieron datos que corresponden al estado de equilibrio del sistema. Por un lado, se obtuvo un archivo de texto en donde se encuentran los valores de las cuatro energías tomadas en cuenta, la energía de intercambio, anisotropía, magnetostática e interacción entre las dos superficies. Estas energías se miden en [J] y se refieren al aporte total de cada una en todo el sistema.

Por otro lado, se consiguió un archivo de texto que contiene las componentes de la magnetización para cada celda en el volumen.

2.4. Perfiles y tamaños de las DWs

2.4.1. Sistemas Monocapa

Para encontrar el ancho de la pared de los sistemas estudiados (tanto para paredes transversales como vórtice) se extrajo la componente x promedio de la magnetización ($\langle m_x \rangle = \langle M_x/M \rangle$) a lo largo del eje x . En un archivo de texto, el cual se lo generó con un programa escrito en C++ (anexo A.3), se guardó la componente $\langle m_x \rangle$ y la distancia x con respecto al borde izquierdo del sistema. La distancia a cada celda se tomó como la distancia hasta su centro.

El promedio de la magnetización m_x se lo tomó tanto en dirección y como en z . Esto debido a que puede variar significativamente en la dirección transversal (eje y). Además, para evitar cualquier variación de m_x en dirección z , también se promedió

en esa dirección. Es decir,

$$\langle m_x(x) \rangle = \frac{1}{n_z n_y} \sum_{i_z=1}^{n_z} \sum_{i_y=1}^{n_y} m_x^{i_z i_y}(x), \quad (2.6)$$

donde la notación $m_x^{i_z i_y}(x)$ se refiere a la componente x de \mathbf{m} en la celda i_y en y e i_z en z .

Usando el software Gnuplot se realizó una regresión no lineal, empleando como modelo la forma teórica de la pared de Bloch unidimensional como se ha hecho anteriormente para nanotiras [51, 52], el cual se muestra en la ecuación (2.7).

$$m_x(x) = -\tanh((x - p)/\Delta), \quad (2.7)$$

donde Δ es el parámetro de ancho de la pared y p es la posición en la dirección x del centro de la DW. Estos dos parámetros se miden en nanómetros. Se escogió hacer una regresión para m_x en lugar de otras componentes ya que esta componente es la que se ajusta mejor a los perfiles cuando se tienen nanotiras [53]. Se graficó Δ en función de los parámetros geométricos t y w para analizar su dependencia con estos. Como notación se usa Δ_t para las paredes transversales y Δ_v para las paredes vórtice.

2.4.2. Sistemas tricapa

Se extrajo la magnetización $\langle m_x \rangle$ en función de la distancia x . La definición de estas cantidades tiene una explicación similar a las descritas en la subsección precedente. $\langle m_x \rangle$ se consigue como un promedio de la capa superior e inferior por separado, es decir, se tienen 2 perfiles de magnetización diferente.

Con el software Gnuplot, el perfil de magnetización se ajustó de acuerdo a la ecuación (2.7). Se escogió el mismo por falta de modelos teóricos que propongan la forma de la magnetización en los sistemas tricapa analizados.

Para poder comparar los efectos de la geometría en el ancho de la pared se graficó este parámetro en función del ancho de la tricapa y el grosor de la capa superior para la capa superior e inferior. Con esto se analizó la tendencia de Δ con los parámetros de forma del sistema. Este análisis se realizó solamente para las paredes transversales. Para los sistemas transversales paralelo y antiparalelo se usó, respectivamente, Δ_{tp} y Δ_{ta} .

2.5. Análisis de energías

El análisis energético de los sistemas simulados se lo realizó con respecto a sus densidades de energía, es decir, su energía por unidad de volumen, excepto para la energía producida por la interacción entre dos superficies, para la cual se tomó la densidad superficial. La densidad se calculó como sigue

$$E^i = \frac{E_T^i}{V}, \quad (2.8)$$

en donde E^i se refiere a la densidad de energía de la interacción i , que puede ser la interacción de intercambio, magnetostática, anisotropía o la energía total, E_T^i es la energía i total, tal y como las presenta OOMMF y V el volumen del material magnético. En el caso de los sistemas monocapa es el volumen de todo el sistema, pero en los tricapa es el volumen total menos el volumen de la capa espaciadora no magnética.

Para la interacción entre dos superficies se dividió la energía dada por OOMMF para esta componente por S , en donde S está dada por

$$S = 2wL, \quad (2.9)$$

en donde w es el ancho del sistema y L el largo.

Se graficó la densidad de cada una de las energías de interacción en función de los parámetros de forma del material y se describió su tendencia con respecto a estos. Con esto, se determinó cuál es la configuración más estable.

Capítulo 3

Resultados, conclusiones y recomendaciones

3.1. Resultados

3.1.1. Anchos y energías de DWs en sistemas monocapa

En esta subsección se presentan los resultados del cálculo del ancho de las DWs en los sistemas monocapa y su energía. Las representaciones de cada tipo de pared tomadas de los resultados de OOMMF se muestran en la figura 3.1. Para estos sistemas también se encontraron paredes transversal asimétricas como un estado estable al igual a lo reportado por Nakatani [4]. Los cálculos de los anchos de las paredes solo se los realizó para las transversales simétricas y vórtices.

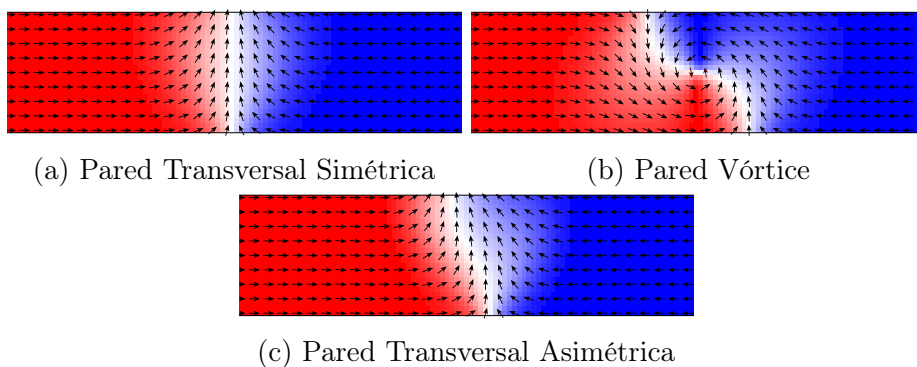


Figura 3.1: Imágenes representativas de los resultados de las simulaciones de paredes de dominio a) transversal simétrica, b) vórtice y c) transversal asimétrica obtenidas mediante OOMMF.

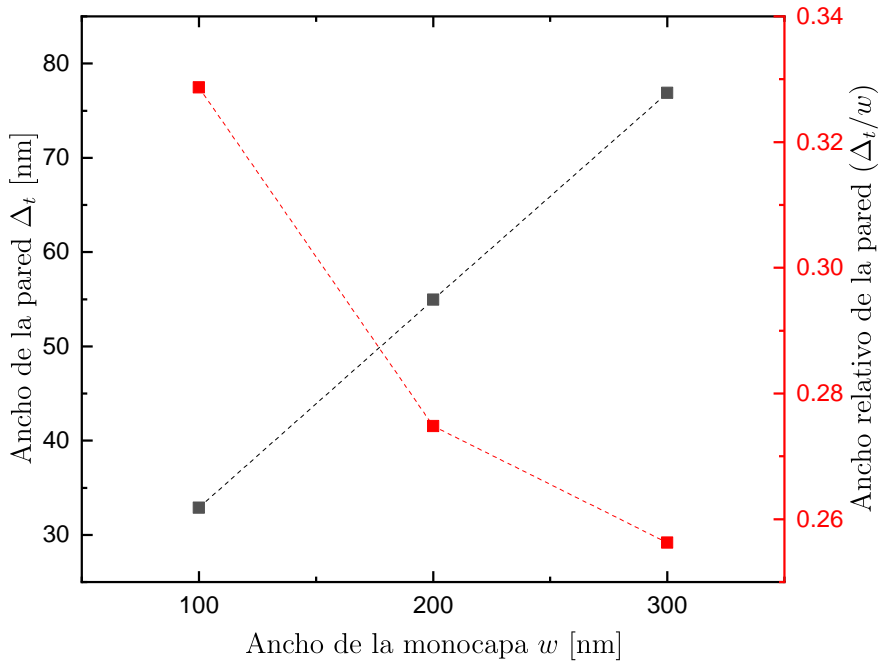


Figura 3.2: Ancho (Δ_t) y ancho relativo (Δ_t/w) de la pared transversal simétrica vs. ancho de la monocapa w para un grosor del sistema $t = 4$ [nm]. Los puntos se unieron para una mejor visualización.

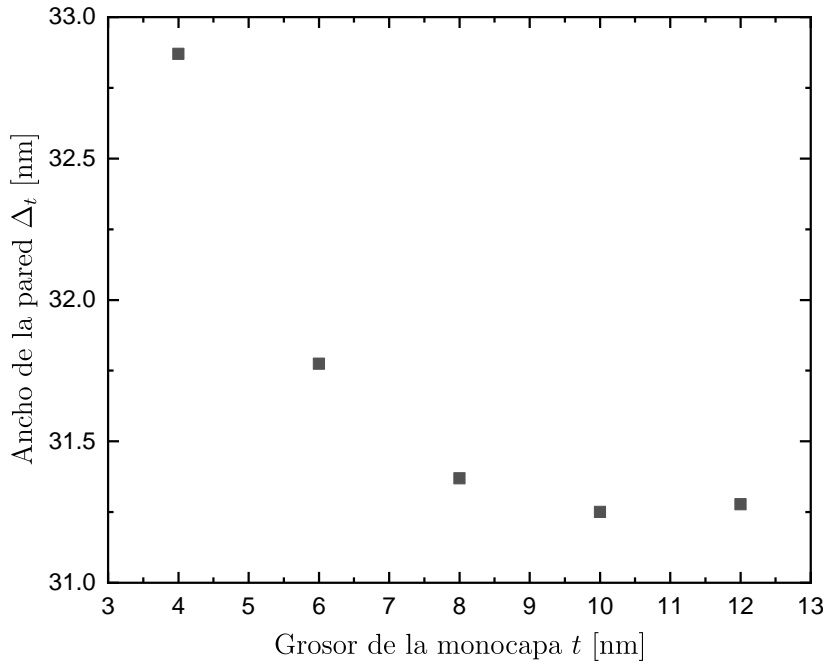


Figura 3.3: Ancho de la pared transversal simétrica (Δ_t) vs. grosor de la monocapa t para un ancho del sistema de $w = 100$ [nm].

Paredes transversales simétricas

En primer lugar, en la figura 3.1a se observa una forma de pared que es más angosta en los extremos superior e inferior de la monocapa, dándole forma de fresa.

Este tipo de forma se ha reportado anteriormente en simulaciones micromagnéticas [5, 4], y se la puede explicar debido a las cargas magnéticas que se forman en los extremos, pues la magnetización es perpendicular al borde del sistema (eje y) [54].

El comportamiento de Δ_t con respecto al ancho de la monocapa para este tipo de pared se presenta en la figura 3.2. Se observa que el ancho de la pared incrementa con el ancho de la monocapa y es un orden de magnitud menor que el ancho del sistema. También se graficó el ancho relativo de la pared (Δ_t/w) y se examinó su comportamiento con respecto a w . La tendencia cambia drásticamente con respecto a Δ_t por sí solo, pues disminuye al aumentar w . Es decir, tomando en cuenta el ancho de la monocapa, la pared se vuelve más angosta en relación a w . Además, esta reducción es más pronunciada a menores valores de w , por ejemplo, el descenso en Δ_t/w al cambiar de 100 [nm] de ancho a 200 [nm] es de ≈ 0.06 , pero es de ≈ 0.02 al cambiar de 200 [nm] a 300 [nm]. Esto difiere con lo esperado para este tipo de paredes, pues de acuerdo al gráfico de Δ_t vs. w se espera un resultado constante, como lo presentado por Nakatani et al. [4] para el permalloy. Esto se puede atribuir al efecto de la anisotropía, pues es la única condición diferente entre los dos sistemas. Hay que notar que las condiciones de las simulaciones son diferentes, pues Nakatani usa un tamaño de celda en z diferente, pero como se menciona, no hay diferencias en usar otro tamaño.

Por otro lado, cuando se analiza el ancho de la pared con respecto al grosor (figura 3.3), se evidencia una tendencia decreciente. Sin embargo, al aumentar el grosor el doble de su valor, el ancho de la pared disminuye en menos de 2 [nm]. Estos resultados permiten considerar un valor prácticamente constante o casi independiente del grosor de la capa. Además, mientras el valor del grosor es mayor, la disminución del ancho de la pared es menor. Esto se puede observar al comprar el paso de 4 a 6 [nm] con el paso de 8 a 10 [nm].

Al comparar el ancho de la pared con los resultados presentados anteriormente por Nakatani y Thiaville [4] para nanotiras de permalloy, se tuvo un ancho de pared menor para w altos. Esto se evidencia en perfiles de magnetización $\langle m_i \rangle$, siendo los de cobalto (rojo) más angostos que los de permalloy (azul) (figura 3.4). Este efecto puede ser explicado como resultado de la anisotropía que presenta el Co. Al tener el eje de fácil magnetización a través del eje x , esta intenta que la DW sea más angosta pues hace que la magnetización se alinee con el eje. Además, la energía de anisotropía incrementa con el ancho de la capa (figura 3.8) pero de una manera no muy pronunciada, lo que hace que este efecto sea más evidente con valores mayores de w .

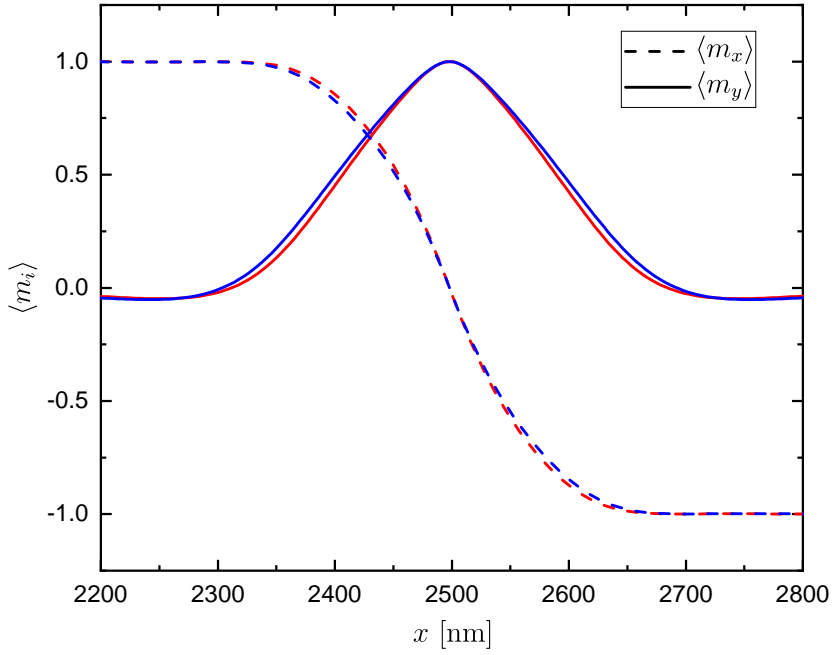


Figura 3.4: Perfiles de magnetización en x y y para $w = 300$ [nm] y $t = 4$ [nm]. En rojo se representan los perfiles para la monocapa de cobalto y en azul los de permalloy.

Por ejemplo, para $w = 100$ [nm] y $t = 4$ [nm] se tuvo $|\Delta_t^{\text{Pe}} - \Delta_t^{\text{Co}}| \approx 0,75$ [nm], en donde Δ_t^{Pe} y Δ_t^{Co} denotan los anchos de paredes para el permalloy y el cobalto, respectivamente. Pero para $w = 300$ [nm] se consiguió $|\Delta_t^{\text{Pe}} - \Delta_t^{\text{Co}}| \approx 4,89$ [nm]. Los valores para Δ_t^{Pe} se obtuvieron de simulaciones realizadas con la misma longitud del sistema (5000 [nm]) y con el mismo tamaño de celda. Los parámetros para el permalloy se obtuvieron de [4].

Paredes vórtice

La dependencia del ancho de la pared (Δ_v) con el ancho de la monocapa se muestra en la figura 3.5. Para un grosor específico, Δ_v sigue una tendencia lineal con respecto a w . Para grosores de 4, 6 y 8 [nm] se tuvo pendientes de 0.66, 0.70 y 0.73, respectivamente. Además, se pudo observar que mientras menor es el ancho de la monocapa, menos dispersos están los valores del ancho de pared. Esto se aprecia de una forma más clara en la figura 3.6. El ancho Δ_v es prácticamente independiente del grosor para w bajo. Cuando se tiene un ancho mayor, la diferencia se vuelve más notoria, llegando hasta 15 [nm] de diferencia. Sin embargo, tomando en cuenta el aumento del valor de w esta diferencia es despreciable. Cuando se grafica Δ_v/w con respecto al grosor t se ve que el ancho relativo es independiente de w (figura 3.7).

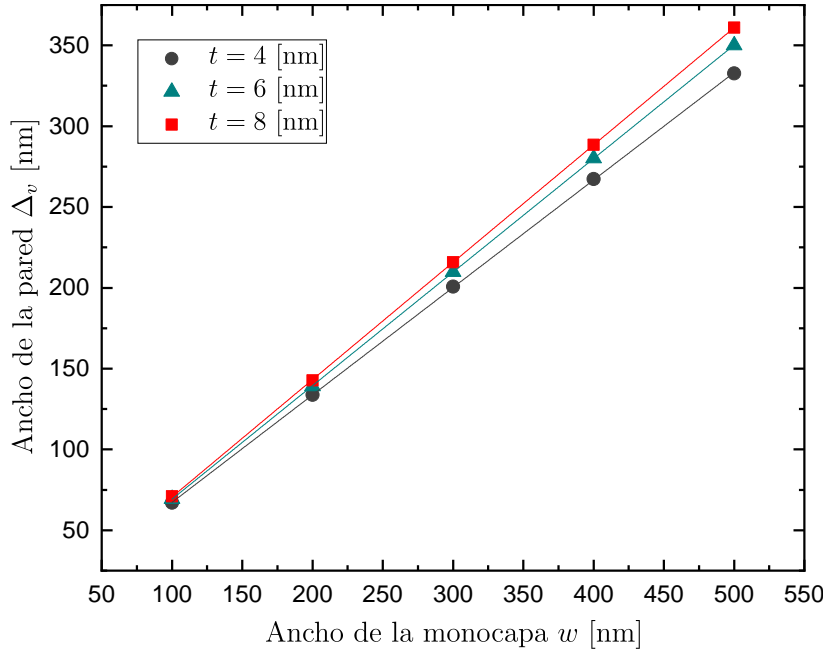


Figura 3.5: Ancho de la pared vórtice Δ_v vs. ancho de la monocapa w para distintos anchos del sistema. Las líneas continuas representan regresiones lineales hechas sobre los correspondientes grupos de datos.

El mayor cambio se produjo en un grosor de 8 [nm], pero solo difiere en un 2 %.

Además, la dependencia lineal del ancho de la pared con el ancho de la monocapa, así como su débil dependencia con el grosor de la capa, concuerda con lo reportado por Nakatani [4]. Nuevamente, el ancho de pared para el cobalto es menor que para el permalloy, lo cual puede ser explicado por el efecto de la anisotropía como se hizo previamente.

Por otro lado, se hizo una comparación energética entre las paredes tipo transversal y vórtice, la cual se muestra en la figura 3.8. Como se mencionó anteriormente, la energía debido a la anisotropía es la que menor aporte genera a la energía total, seguida por la de intercambio y la magnetostática, respectivamente.

Para $t = 4$ [nm], en los anchos w de 100 [nm] a 300 [nm] se evidencia que el estado estable fue la pared transversal. En cambio, para ese mismo rango el vórtice se presentó como un estado metaestable. Para anchos mayores a 500 [nm], el vórtice llega a tener menor energía como un estado estable y para el rango de 300 [nm] hasta ≈ 450 [nm] la pared asimétrica es favorecida, como se verá más adelante.

La razón por la cual la pared transversal ya no es el estado de mínima energía para anchos mayores es debido a la carga superficial, pues esta se incrementa en los bordes al tener una pared más ancha. Esto provoca un aumento de la energía

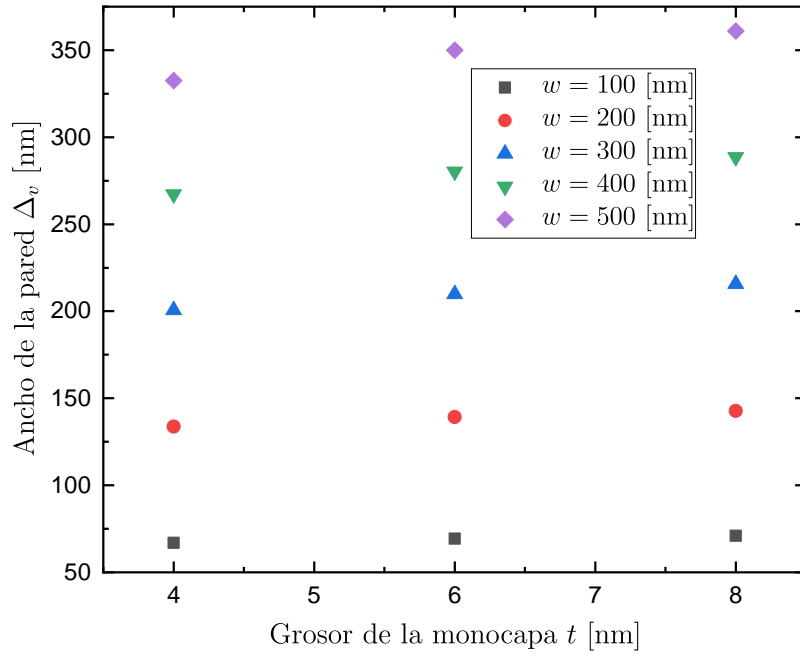


Figura 3.6: Ancho de la pared vórtice (Δ_v) vs. grosor de la monocapa t para diferentes anchos w del sistema.

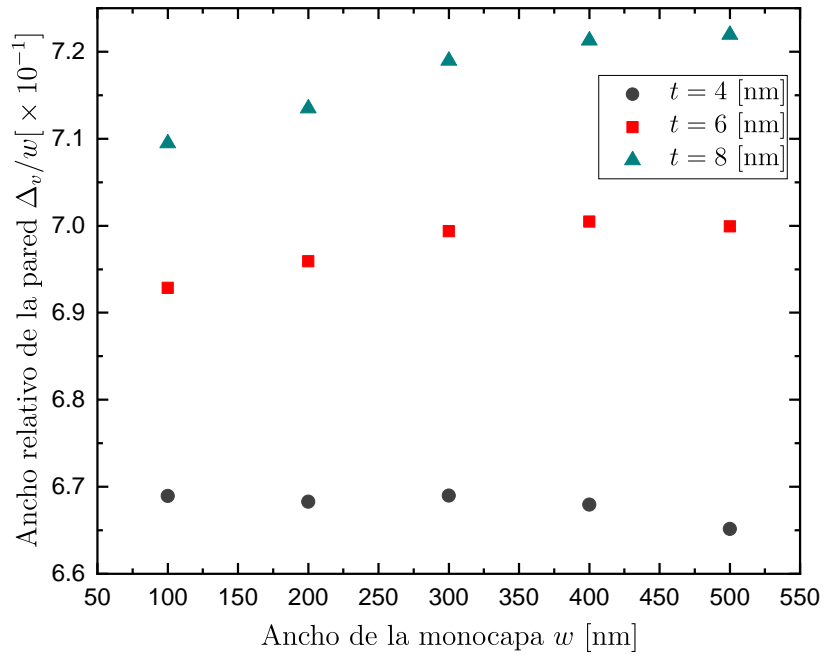


Figura 3.7: Ancho relativo de la pared vórtice (Δ_v/w) vs. ancho de la monocapa w para un sistema con diferentes grosores t .

magnetostática. Entonces, la energía total se reduce formando una pared tipo vórtice, pues la energía magnetostática disminuye al tener un flujo cerrado y sin carga superficial [17].

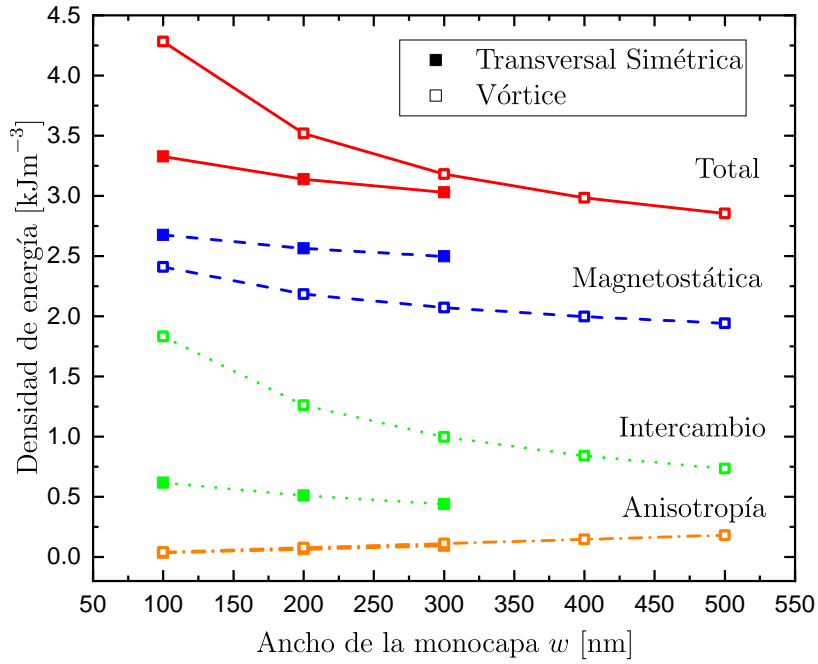


Figura 3.8: Densidades de energías de las diferentes paredes para $t = 4$ [nm]. Esta densidad se obtuvo dividiendo cada energía para el volumen total de la monocapa.

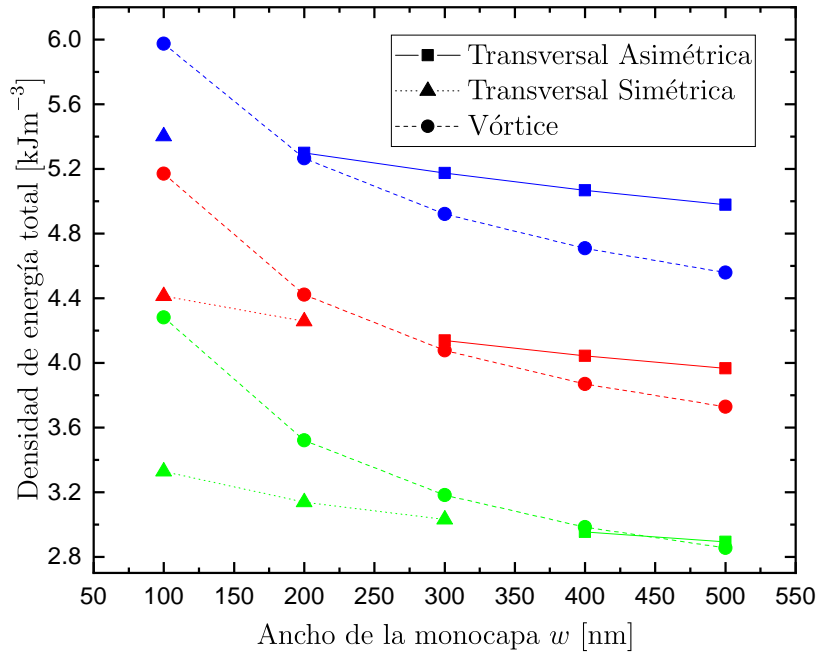


Figura 3.9: Comparación de las densidades de energía total para las diferentes DWs encontradas variando las dimensiones de la monocapa. Se muestran los sistemas con 4, 6 y 8 [nm] de grosor en verde, rojo y azul, respectivamente. Se puede diferenciar cuál estado es estable o metaestable para cada caso.

Se nota que los anchos de las paredes transversales son mucho menores que de las vórtice. Este comportamiento se debe exclusivamente a las energías magnetostá-

tica y de intercambio, pues la energía de anisotropía es similar en los dos tipos de paredes. La disminución de la energía magnetostática y el aumento de la energía de intercambio hace que las paredes disminuyan su ancho.

Los estados estables para diferentes geometrías se muestran en la figura 3.9. Analizando la tendencia de las curvas para la pared asimétrica transversal se puede deducir que hay un pequeño rango de anchura en donde la pared transversal asimétrica es la de menor energía. Estas observaciones concuerdan con el comportamiento descrito para el permalloy en la figura 1.8.

Se debe notar que para anchos mayores a los simulados para paredes transversales simétricas no se pudo forzar el apareamiento de estas paredes, pues se relajaron a paredes asimétricas. No se realizaron simulaciones de paredes transversales asimétricas para anchos menores a los mostrados, por lo cual no se descarta que puedan existir estados metaestables correspondientes a esta pared a anchos menores como lo mostrado en [51].

3.1.2. Paredes de dominio encontradas en sistemas tricapa

Se encontraron 5 tipos de paredes para las diferentes configuraciones iniciales analizadas, los cuales se muestran en el cuadro 3.1. Estas se pueden categorizar como paredes transversales (tipo 1 y 2), antivórtices (tipo 3 y 4) y vórtice (tipo 5). Las configuraciones iniciales usadas y los estados finales correspondientes a cierta geometría se muestran en el cuadro 3.2. Además, a diferencia del sistema monocapa, solo se encontraron paredes simétricas.

A continuación, se describe qué pasa con la magnetización en cada tipo de pared y se les asigna una terminología que se usará en algunas partes de este escrito.

- **Tipo 1 (Pared transversal paralela):** En esta pared, las paredes de las capas superior e inferior tienen un alineamiento paralelo. Su magnetización se mantiene mayoritariamente en el plano, a excepción de leves efectos de borde.
- **Tipo 2 (Pared transversal antiparalela):** Las paredes de las capas superior e inferior tienen un alineamiento antiparalelo. Al igual que con las paredes de tipo 1, su magnetización se mantiene mayoritariamente en el plano. Sin embargo, sus componentes fuera del plano son mucho menores que en las paredes transversales paralelas.

Tipo de DW	Capa superior	Capa inferior
Tipo 1		
Tipo 2		
Tipo 3		
Tipo 4		
Tipo 5		

Cuadro 3.1: Tipos de DWs encontradas en sistemas tricapa para las configuraciones iniciales analizadas. Aquellas celdas con magnetización en dirección $+y$ se presentan en naranja, aquellas en dirección $-y$ en verde y en blanco en otro caso. Las flechas se colorearon de rojo si apuntan en dirección $+x$, en azul si es en dirección $-x$ y en blanco en otro caso.

Dimensiones		Configuración inicial			
$t = 4$	$w = 100$	Tipo 1	Tipo 2	Tipo 3	Tipo 4
	$w = 200$ a $w = 500$			No simulado	
$t = 6$	Todos los w			Tipo 5	
$t = 8$	$w = 100$			No simulado	
	$w = 200$ a $w = 500$			No simulado	

Cuadro 3.2: Tipos de DWs obtenidos dependiendo de su configuración de magnetización inicial y sus dimensiones.

- Tipo 3 (Antivórtice radial):** En la capa superior, la magnetización converge al centro (en el plano xy) de la capa y en la inferior diverge. Las componentes

fuera del plano son mucho más notables que en los dos casos anteriores, llegando a tener momentos magnéticos que son prácticamente perpendiculares al plano xy (no se tienen momentos magnéticos totalmente perpendiculares debido al tamaño de celda escogido). Una vista frontal de esta pared se presenta en la figura 3.10.

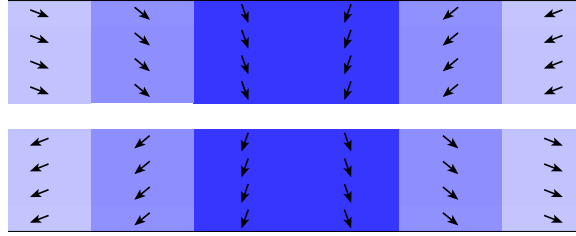


Figura 3.10: Vista frontal (eje y) del sistema tricapa que presenta una pared anti-vórtice radial. Se presenta un corte longitudinal del sistema en la posición $y = 50$ [nm] que corresponde al centro del sistema con respecto al ancho. Se coloreó con respecto a la componente z de la magnetización; mientras más azul la celda, esta presenta un mayor valor de m_z .

- **Tipo 4 (Antivórtice):** En cada capa se presentó un antivórtice como el mostrado en la figura 1.7d. El sentido de la magnetización es opuesto en cada capa, excepto en la parte central, en donde se tiene un núcleo hacia abajo en cada capa.
- **Tipo 5 (Vórtice):** En cada capa se tiene una pared tipo vórtice como la mostrada en la figura 1.7c pero con sentidos de giro diferentes. El núcleo es hacia abajo en cada capa.

Al igual que en los sistemas monocapa, para las paredes transversales se tuvo una forma de fresa. Esta forma fue más notoria en las paredes tipo 2, pues las tipo 1 mostraron ser mucho más angostas y no se percibe tanto el cambio de ancho a través de la dirección transversal. Esta forma se puede explicar de la misma manera en la que se hizo en el sistema monocapa, es decir, debido a las cargas magnéticas que se forman en los extremos.

Por otro lado, es importante destacar la formación de las paredes tipo 3 y 4 (antivórtices). Estas se dieron al tratar de forzar un vórtice en la configuración inicial. Los resultados sugieren que para un sistema SAF (capas de mismo grosor) no se puede formar un vórtice como un sistema estable ni metaestable.

En contraposición, en el sistema SyF se obtuvo una pared tipo vórtice para ambos estados iniciales (vórtices paralelo y antiparalelo). Además, se tuvo exactamente el mismo tipo de DW. Es decir, sin importar la orientación inicial de la magnetización de la capa inferior (4 [nm] de grosor), esta siempre terminó con un sentido de giro horario. En cambio, la capa superior (8 [nm] de grosor) mantuvo su sentido antihorario con el que inició. Esto indica que la capa más gruesa dicta el tipo de pared formado.

3.1.3. Energías de DWs en sistemas tricapa

En esta subsección se realizará una comparación entre las densidades de energía de los sistemas tricapa con respecto a distintas geometrías para paredes transversales paralelas y antiparalelas. Además, para geometrías específicas ($t = 4, 8$ [nm] y $w = 100$ [nm]) se hace una comparación con respecto a todos los tipos de paredes encontradas.

Energía de interacción entre dos superficies

Se empezará por analizar la densidad de energía producida por la interacción entre superficies (figura 3.11). Se puede notar que solamente se tiene una ligera dependencia con las dimensiones del sistema, siendo esta más pronunciada en aquellos con una pared transversal paralela.

La independencia con respecto al ancho se puede explicar con el hecho de que la interacción es la misma para toda la superficie, sin importar lo grande que esta sea. Esta interacción solo depende de la orientación relativa de los momentos magnéticos entre las superficies en contacto con la capa separadora. Debido al acople antiferromagnético, el sistema siempre intenta que la magnetización de una capa sea opuesta a la otra en cada punto, o en este caso, en cada celda. En la figura 3.12 se muestran dos distintas configuraciones de momentos magnéticos para un par de celdas cualesquiera en las superficies que interactúan. En la figura 3.12a están alineados con la vertical y en 3.12b forman un ángulo θ con esta, pero en los dos casos tienen una alineación antiparalela, por lo cual tienen un aporte igual a la energía total.

Es por esto que no importa las dimensiones de la pared sino el tipo de esta. Por ejemplo, si se considera una pared antiparalela de diferentes dimensiones se va a tener siempre la misma densidad de energía superficial para esta interacción, pues

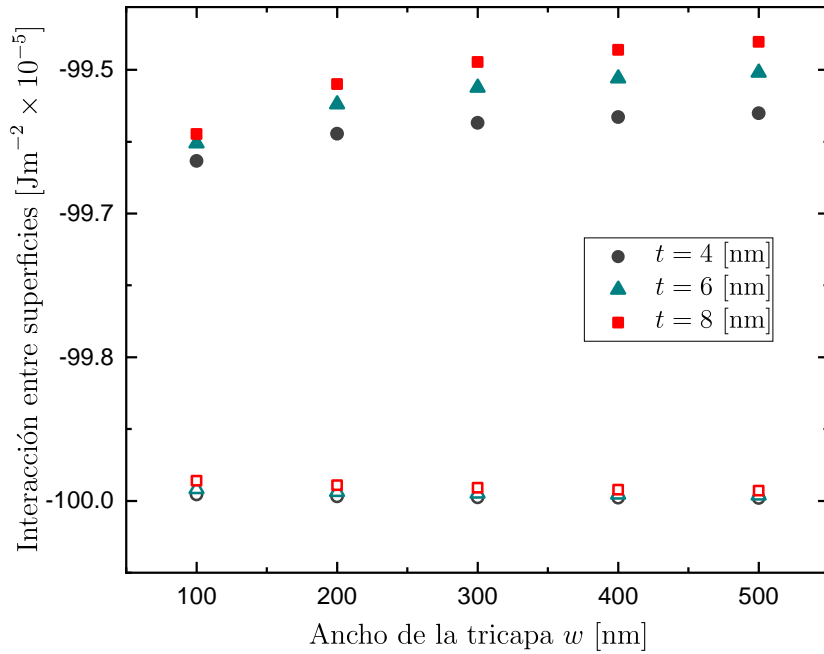


Figura 3.11: Densidad de energía superficial para la interacción entre dos superficies para las paredes transversales. Con símbolos abiertos se representan las paredes antiparalelas y con símbolos llenos las paralelas.

a nivel local los momentos magnéticos están alineados de forma antiparalela. Las variaciones con las dimensiones se deben a las distintas interacciones que actúan a nivel volumétrico (en todo el material), pues también afectan a los momentos en la superficie y con esto a su alineamiento relativo.

Debido a la dependencia con el tipo de pared, se tiene una diferencia notable de energías entre las paredes paralelas y antiparalelas (tipo 1 y 2), pues las paredes paralelas tienen momentos magnéticos alineados paralelamente, lo cual aumenta esta energía de interacción. Esa es una de las razones por la cual las paredes paralelas son más delgadas, como se puede ver en el cuadro 3.1 y como se explica en la subsección 3.1.4.

Para tener una mejor visualización del efecto de esta energía en el tipo de pared, se presenta la figura 3.13, en la cual se grafica la densidad superficial con respecto al tipo. Se puede observar que la pared transversal paralela tiene la mayor energía de todas, lo cual es debido al alineamiento paralelo explicado anteriormente. En cambio, las paredes que tienen alineamiento antiparalelo en casi las celdas tienen menor energía. De estas, la pared transversal antiparalela es la de menor energía. Esto se da debido a que prácticamente todas las celdas de las dos superficies están alineadas antiparalelamente. Por otro lado, en las paredes antivórtice y vórtice hay una sección

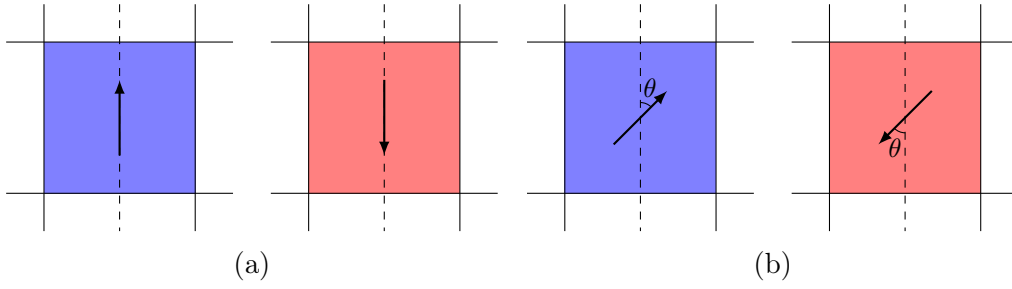


Figura 3.12: Representaciones de una celda de la superficie superior de la capa inferior (azul) y la celda de la superficie inferior de la capa superior (rojo) que está exactamente por encima. Ambas configuraciones representan una contribución igual a la energía de interacción entre superficies.

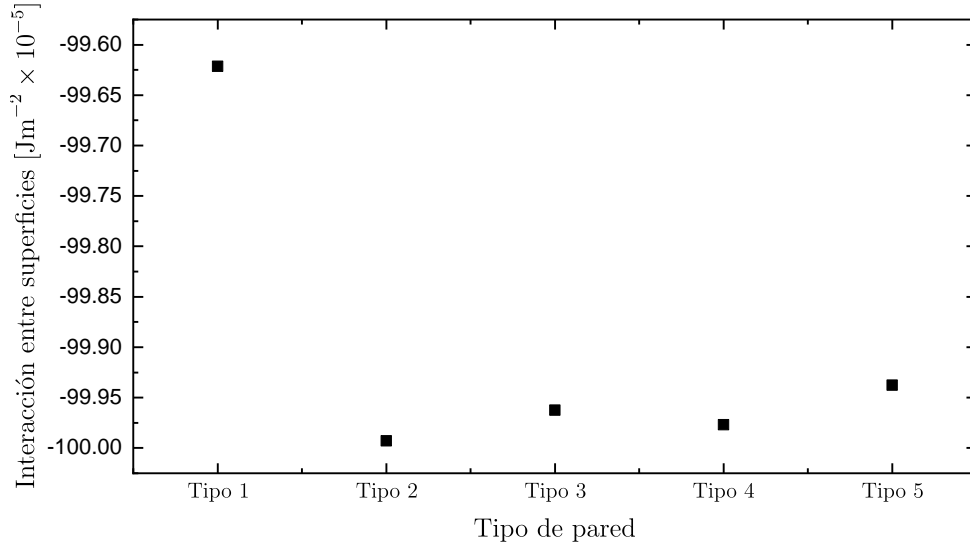


Figura 3.13: Densidad de energía superficial para la interacción entre dos superficies para todos los tipos de paredes encontrados. Se usó $t = 4[\text{nm}]$ y $w = 100 [\text{nm}]$ excepto para el tipo 5, para el cual se escogió $t = 8[\text{nm}]$ debido a que no se produjo para un grosor de $4 [\text{nm}]$. Esta última configuración se escogió porque, como se mencionó, no se tiene una dependencia notable con la geometría. Es aún menos evidente con w bajo como $100 [\text{nm}]$.

relativamente amplia en la cual se tiene un pronunciado alineamiento paralelo en una de sus componentes, la cual se encuentra en el centro de la pared. En la figura 3.14 se muestra una vista frontal de estas paredes y cómo su magnetización tiene un alineamiento paralelo. La que presenta este efecto de manera más prominente es la pared tipo vórtice, lo cual explica que entre las tres sea la de mayor energía. Un argumento similar se usa para explicar la energía de las paredes antivórtice.

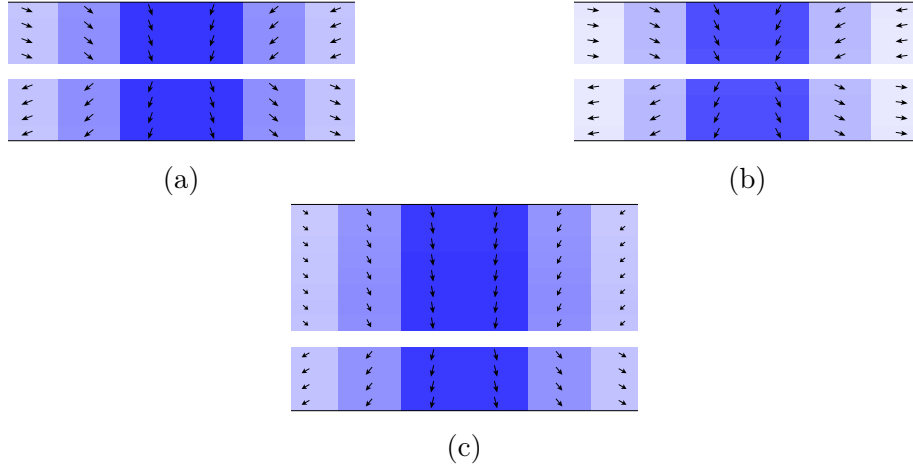


Figura 3.14: Vista frontal de la pared tipo a) antivórtice radial, b) antivórtice y c) vórtice. Se coloreó con respecto a la componente z de la magnetización; mientras más azul la celda, esta presenta un mayor valor de m_z .

Energía de intercambio, magnetostática y de anisotropía

Ahora, se analizan las componentes faltantes de la energía magnética. En la figura 3.15 se muestra el comportamiento de las energías con respecto a la geometría de los sistemas.

Lo primero que se observa es que las paredes antiparalelas tienen una suma parcial menor para todas las geometrías. Tomando en cuenta el resultado de la figura 3.13 se puede deducir que las paredes antiparalelas son más favorables energéticamente que las paredes paralelas para una geometría específica. Antes de analizar cada componente por separado se dará una explicación general de por qué es natural pensar que la pared antiparalela es de menor energía.

Para la siguiente explicación se toma como referencia la figura 1.9. Se considera solo la sección correspondiente a la DW en cada capa, pues el resto del material tendrá un aporte similar en ambos tipos de pared. En la figura 3.16 se presentan dos tipos de paredes de dominio magnético para un SAF. Se puede notar que al tener un alineamiento paralelo en las dos paredes se aumenta la intensidad del campo magnético generado, es decir, se tiene mayor energía guardada en el campo. Esto se da porque se tiene una acumulación de cargas magnéticas del mismo signo en la capa superior y en la capa inferior en ambos extremos. En cambio, cuando se tiene un alineamiento antiparalelo se reduce este campo, lo cual disminuye la energía.

Ahora, se analiza el comportamiento de la energía de intercambio, la cual se relaciona directamente con el ancho de la pared de dominio (sección 3.1.4). Se puede

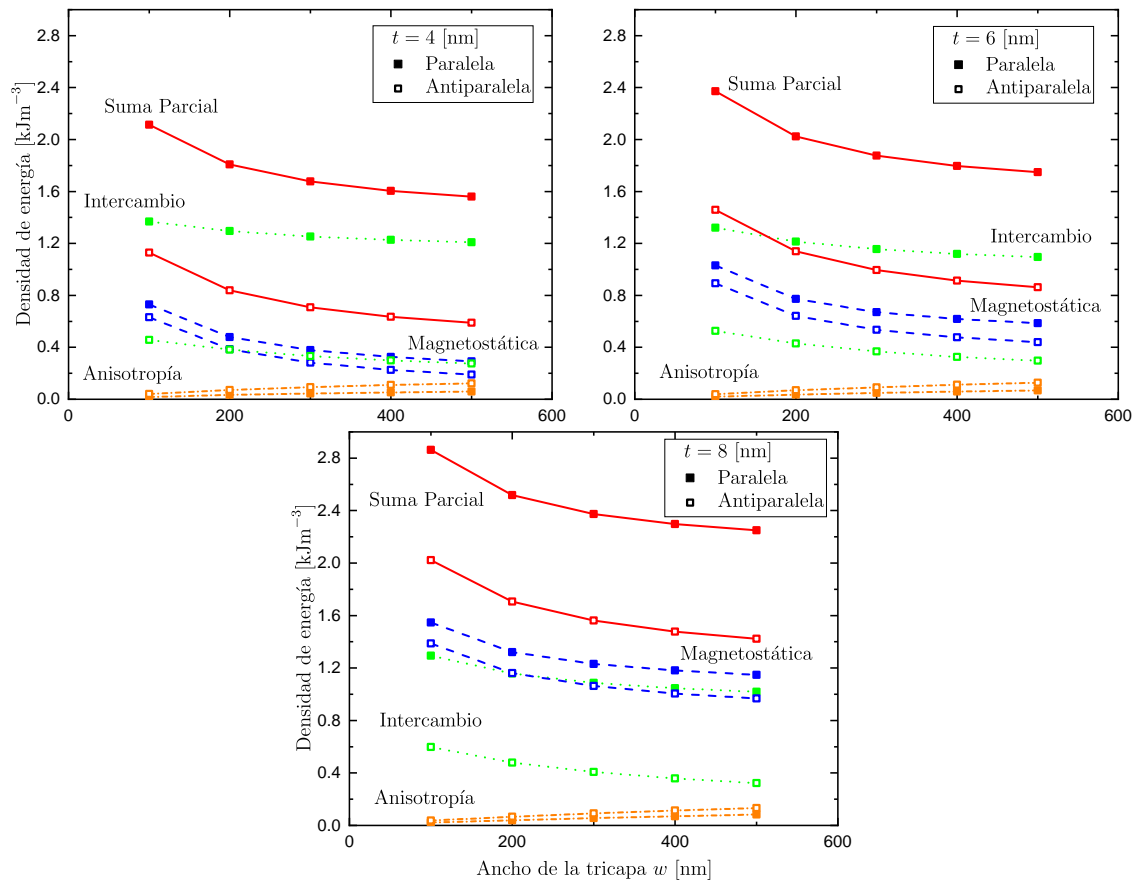


Figura 3.15: Densidad de energía vs. ancho de los sistemas tricapa para las paredes paralelas y antiparalelas y diferentes grosores de la capa superior. La componente etiquetada como “Suma Parcial” se refiere a la suma de las componentes presentes en el gráfico. Se toma el término “parcial” porque no se considera la energía de interacción entre superficies.

ver en todos los casos que esta energía es menor para las paredes antiparalelas. Esto quiere decir que los momentos magnéticos contiguos tienen un ángulo más pequeño entre sí en las paredes antiparalelas que en las paralelas. Esto se traduce directamente a paredes más delgadas en el sistema paralelo para una geometría específica. En la figura 3.17 se muestra cómo cambia la magnetización para las dos paredes. Para la pared paralela se tiene un cambio brusco (mayor energía de intercambio) y para la antiparalela un cambio más suave (menor energía de intercambio).

Sumado a esto se tiene la energía de anisotropía, la cual disminuye el tamaño de la pared. Esta energía tiene una ligera dependencia (en relación a las demás energías) con la geometría del material y tiene valores similares para los dos tipos de pared. Esta energía se puede relacionar directamente con el tamaño de la pared de dominio, pues mientras mayor sea la energía menos momentos magnéticos están alineados con

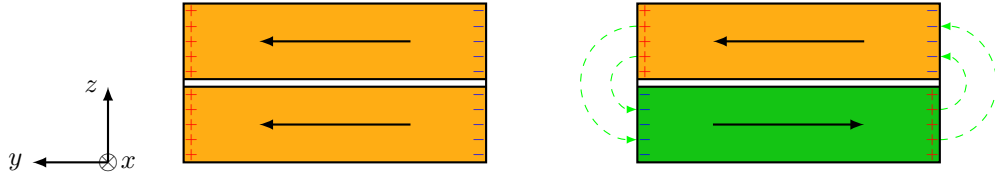


Figura 3.16: Representación de una pared de dominio transversal paralela (izquierda) y una antiparalela (derecha) para un sistema SAF. Solo se grafica la región correspondiente a la pared de dominio de la figura 1.9.

el eje de fácil magnetización (eje x). Tomando esto en cuenta se puede deducir que las paredes incrementan su ancho mientras mayor es el ancho de la tricapa.

Es importante notar que no se puede tener una predicción del comportamiento de cada capa, pues las energías mostradas corresponden al sistema completo y no a una en específico. Como se verá en la siguiente subsección, los anchos de pared tienen un comportamiento diferente en ambas capas.

Ahora se analizará el comportamiento de la energía magnetostática. Se puede ver que esta tiene una fuerte dependencia con el grosor de la capa superior, llegando a aumentar más del doble cuando se pasa de 4 [nm] a 8 [nm]. Esto se debe a que se tiene una carga magnetostática mayor en la capa superior. En la pared transversal paralela (izquierda en la figura 3.16) simplemente se aumenta más la carga positiva y negativa en los lugares correspondientes. En la pared transversal antiparalela (derecha en la figura 3.16) ya no se tiene una compensación entre carga positiva y negativa entre la capa superior e inferior, lo cual aumenta el campo magnetostático y por lo tanto la energía magnetostática. Este aumento en la carga en una sola capa produce un desbalance en las características de ambas, como se describe en la subsección 3.1.4. Hay que notar que además del acople antiferromagnético debido a la capa espaciadora, también se produce un acople debido a las interacciones dipolares, lo cual hace que la configuración de una capa afecte en la otra.

Un comportamiento importante para mencionar es el que ocurre entre la energía de intercambio y magnetostática cuando se aumenta el grosor t en las paredes pa-



Figura 3.17: Representación del cambio de magnetización a lo largo de la dirección longitudinal (eje x) para la pared paralela (fila superior) y antiparalela (fila inferior). Las figuras que se muestran corresponden a $t = 4$ [nm] $w = 100$ [nm].

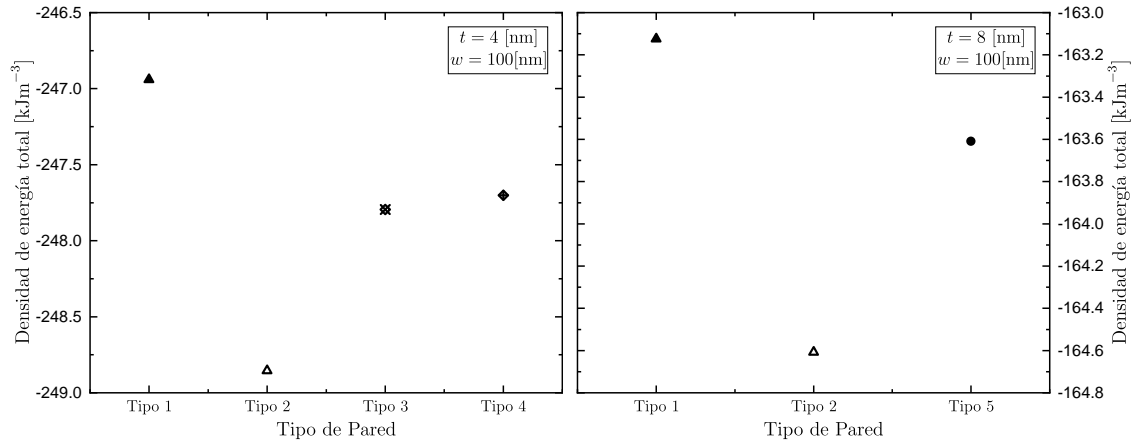


Figura 3.18: Densidad de energía total para todos los tipos de paredes encontradas. Se dividió el análisis para dos tipos de geometrías, $t = 4$ [nm] y $t = 8$ [nm]. En la primera no se dio la pared tipo 5 y en la segunda no se dieron los tipos 3 y 4.

ralelas. Para 4 [nm] se tiene que $E_{\text{mag}} < E_{\text{ex}}$, pero para 8 [nm] $E_{\text{mag}} > E_{\text{ex}}$. Esto se puede explicar de la siguiente manera. Cuando se tiene un grosor de 4 [nm], como se explicó anteriormente, la pared se hace angosta para reducir la energía magnetostática, por lo cual aumenta mucho la energía de intercambio. Pero al aumentar el grosor, ya no es favorable tener una pared angosta, pues la energía de intercambio aumentaría mucho más al tener más momentos magnéticos con un ángulo grande entre vecinos cercanos. Es por eso que se aumenta la energía magnetostática al tener una pared más ancha.

Energía total y estado de menor energía

En la figura 3.18 se muestra una comparación de densidades de energía para los diferentes tipos de pared. El signo negativo de la energía se debe exclusivamente al acople antiferromagnético entre capas. Se nota que siempre la pared antiparalela es la configuración estable y la pared paralela es la que mayor energía presenta. Entre estos dos límites se encuentran los otros tipos de paredes. Este último hecho se explica de la misma forma que se ha hecho anteriormente. La mayoría de los momentos magnéticos entre capas tienen un alineamiento antiparalelo, pero en su centro tienen momentos alineados de forma paralela, lo cual aumenta su energía.

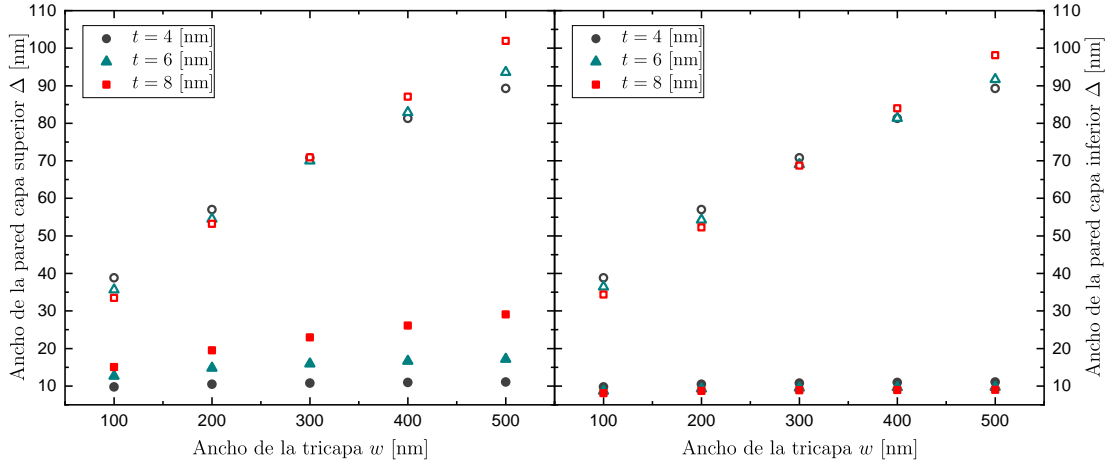


Figura 3.19: Anchos de paredes transversales paralelas (símbolos llenos) y antiparalelas (símbolos abiertos) para la capa superior (izquierda) e inferior (derecha). La capa inferior se mantuvo en un grosor fijo de 4 [nm] y la capa superior se varió entre $t = 4, 6, 8$ [nm].

3.1.4. Anchos de paredes transversales paralelas y antiparalelas

En la figura 3.19 se muestran los anchos de las paredes transversales para la capa superior e inferior. Se puede notar que en general las paredes paralelas son mucho más angostas que las antiparalelas. Además, el comportamiento del ancho de las paredes paralelas fue drásticamente diferente en la capa superior e inferior, siendo prácticamente independiente de las dimensiones del sistema en este último caso. Por otro lado, para las paredes antiparalelas no se tiene una diferencia significativa entre ambas capas.

Para explicar la diferencia en los anchos de las paredes entre la capa superior e inferior se puede recurrir a la energía magnetostática y de intercambio. En primer lugar, cuando se tiene $t = 4$ [nm] el efecto es igual en la capa superior e inferior, pues tienen el mismo grosor. Esto se cumple para los dos tipos de paredes.

Ahora se explica qué pasa en los casos en los cuales los grosores son distintos. En las paredes paralelas, como se mencionó anteriormente, se tiene un exceso de carga que no se compensa con una carga del signo opuesto en la capa inferior (al contrario de lo que pasa en las paredes antiparalelas). El sistema intenta compensar esto reduciendo el tamaño de la pared para reducir los polos. Pero al tener un grosor t mayor, la capa superior no puede reducir su tamaño de igual manera que la capa inferior. Esto se da porque si la pared es más angosta en la capa superior, la ener-

gía de intercambio aumenta mucho más, pues hay un mayor número de momentos magnéticos no alineados de forma paralela. Una forma más eficiente de reducir la energía total es disminuir el tamaño en la capa inferior y mantener un ancho mayor en la capa superior, pues así se tiene una menor cantidad de momentos magnéticos que aumentan la energía de intercambio. Esto explica el valor tan alto de energía de intercambio cuando se presenta este tipo de pared, el cual es mayoritariamente producido por la capa inferior.

El comportamiento creciente de Δ_{tp} con w se puede explicar con el mismo argumento. Este efecto reduce la energía de intercambio en la capa superior a costa de un aumento en la energía magnetostática, pues aumenta la magnitud de los polos. El incremento de energía magnetostática se ve contrarrestado por la formación de cuasiparedes en la capa inferior, como lo explica Lacour et al. en [55]. Estas cuasiparedes son regiones en las cuales la magnetización tiene una perturbación, pero no divide dominios magnéticos con diferente magnetización.

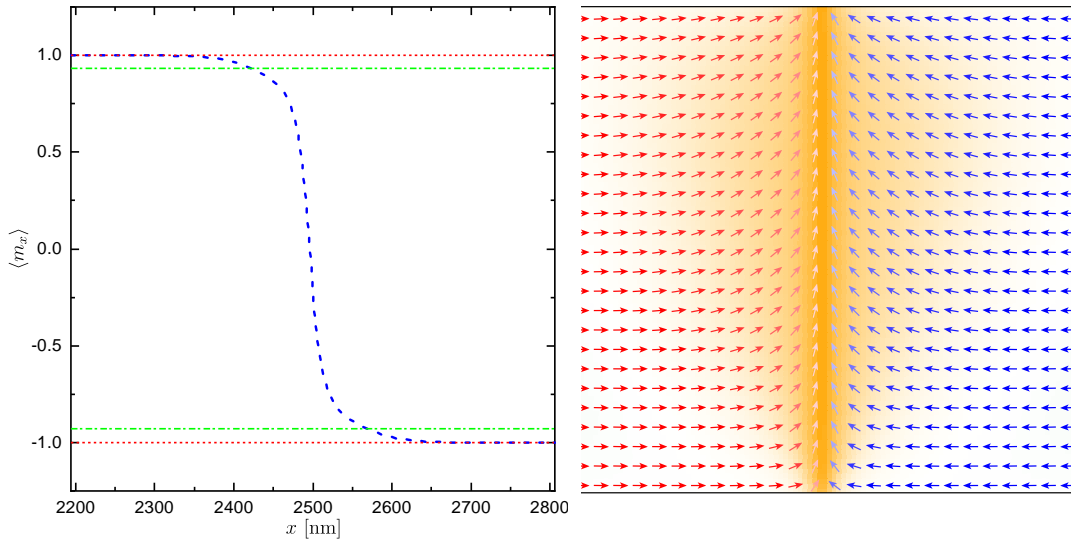
En la figura 3.20 se muestra un ejemplo de esta cuasipared en la capa inferior para una geometría específica. Este efecto se vuelve más notable cuando se tiene un ancho (w) y grosor (t) mayores, es por eso que se percibe una ligera disminución del ancho de la pared con t en esta capa.

Finalmente, debido a los efectos explicados anteriormente se ve una ligera dependencia de Δ_{ta} con el grosor t . Esta dependencia es mucho menor en comparación con las paredes paralelas debido a que ya se disminuye la energía magnetostática con el alineamiento antiparalelo, como lo muestra la figura 3.16.

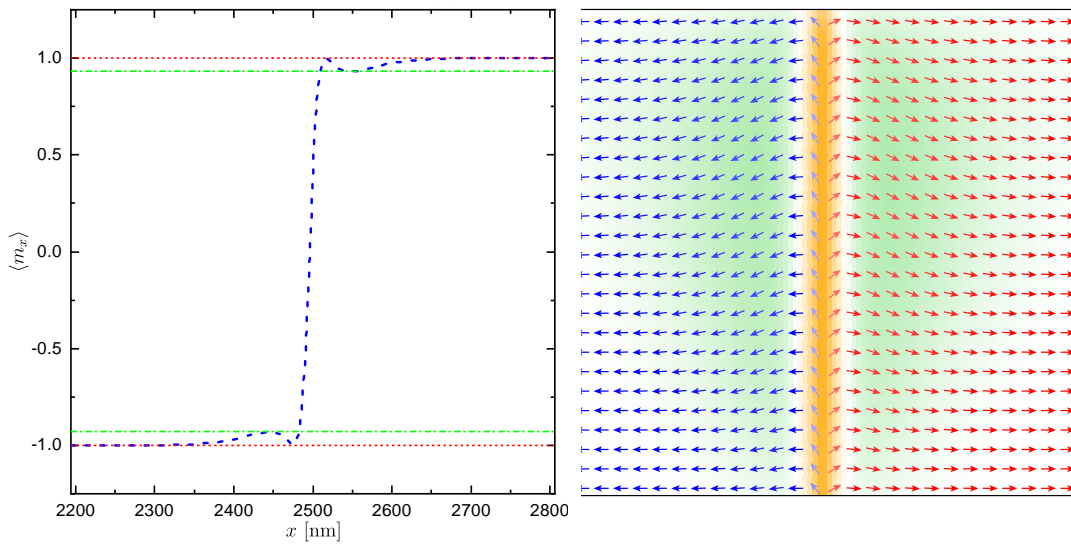
Comparación de anchos de DWs entre sistemas monocapa y tricapa

Los sistemas tricapa presentan paredes más anchas o más delgadas que los sistemas monocapa dependiendo de su tipo. Las paredes transversales paralelas son más delgadas, mientras que las antiparalelas son más anchas para ciertas geometrías.

Este hecho se puede explicar con las energías de intercambio y magnetostática. Debido a lo mencionado anteriormente, en las paredes paralelas se favorece una pared más delgada debido a su alineamiento, ya que hay una acumulación de carga magnética del mismo signo en ambas capas, esto a costa de aumentar la energía de intercambio. Esto no sucede en los sistemas monocapa, pues si reduce el tamaño de pared, el aumento de la energía de intercambio es mucho mayor que la reducción de la energía magnetostática.



(a) Capa superior.



(b) Capa inferior.

Figura 3.20: Perfiles de magnetización $\langle m_x \rangle(x)$ (izquierda) y su pared correspondiente (derecha) para $t = 8$ [nm] y $w = 500$ [nm]. En líneas rojas se marcan los límites $\langle m_x \rangle(x) = +1$ y $\langle m_x \rangle(x) = -1$ y en verde los valores máximos y mínimos de $\langle m_x \rangle$ para las cuasiparedes.

Ahora, en la pared transversal antiparalela ya se reduce la energía magnetostática porque se tiene cargas magnéticas de diferente signo, por lo cual el sistema prefiere reducir la energía de intercambio haciendo una pared más ancha. Esto incrementa la carga magnetostática de cada capa, pero no resulta en un aumento significativo de la energía. Esto no se da en las paredes monocapa, pues no tiene una carga cerca que compense la acumulación en los bordes de la nanotira, por lo cual requiere que la pared sea angosta para no incrementar la energía magnetostática, aunque eso signifique aumentar un poco la energía de intercambio. En consecuencia, la pared

transversal antiparalela es más ancha.

Por otro lado, para anchos mayores, la reducción de la energía magnetostática producida por el acople entre las capas no es suficiente para compensar las cargas magnetostáticas producidas en los bordes por el ensanchamiento de la pared, por lo cual se debe reducir su ancho. Este efecto se puede ver más claramente en la figura 3.15 para $t = 4$ [nm], en la cual, desde $w = 300$ [nm] en adelante, se ve que la energía de intercambio es mayor que la magnetostática. Para otros anchos el efecto es similar, pero debido al aumento del grosor en una capa (lo cual conlleva un aumento en las cargas magnéticas) la energía magnetostática y la de intercambio ya no se cruzan. Sin embargo, se puede notar que la pendiente de la energía magnetostática (azul) es mayor que la de intercambio (verde).

En la figura 3.21 se muestra una comparación entre los anchos de las diferentes paredes discutidas. Se usó un sistema SAF para simplificar la representación, pues no se tiene diferencias del ancho de la pared entre la capa superior e inferior.

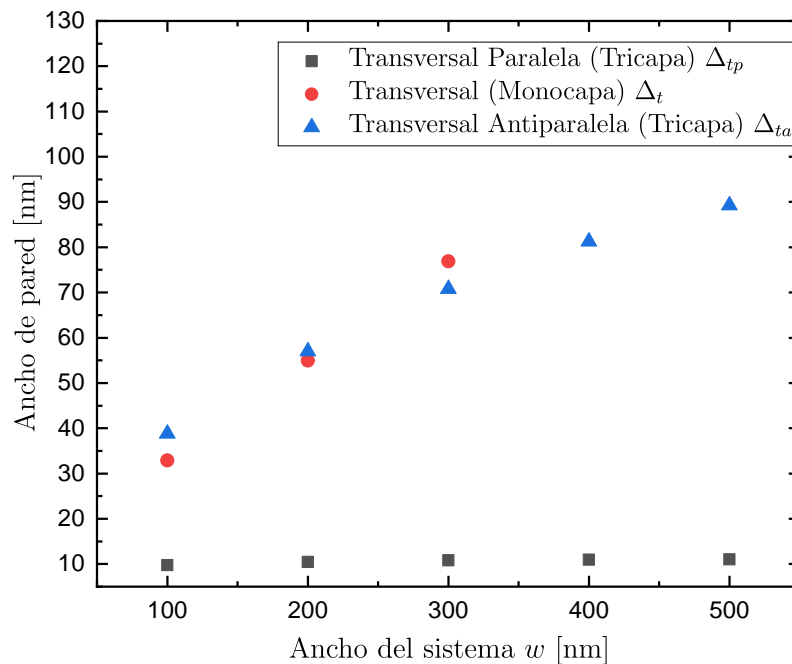


Figura 3.21: Comparación entre anchos de paredes en los sistemas monocapa y tricapa. Se puede observar que para $w = 300$ [nm] la pared transversal paralela llega a tener aproximadamente el 13 % del ancho de la pared transversal en el sistema monocapa.

3.2. Conclusiones y recomendaciones

Con el uso del software de acceso libre OOMMF se simuló paredes de dominio magnético en sistemas monocapa y tricapa (SAFs y SyFs) de cobalto y Co/Ru/Co, respectivamente, variando la geometría de los sistemas en valores específicos de ancho y grosor.

Se ratificó que el ancho de la pared en una sola capa se reduce si se opta por un material que presente una anisotropía uniaxial con eje de fácil magnetización a lo largo del eje longitudinal del material [56].

Además, en los sistemas tricapa se pueden encontrar paredes transversales más angostas que en los sistemas monocapa, reduciendo el tamaño hasta en aproximadamente 87 %.

En los rangos de dimensiones estudiados (ancho y grosor), se observó que en los sistemas monocapa se tienen diferentes estados (paredes de dominio) estables (de menor energía) para una geometría definida, al igual que lo reportado en trabajos anteriores [4, 5, 37]. En contraposición, en los sistemas SAF y SyF se encontró que el único estado estable fue la pared transversal antiparalela.

Para los sistemas tricapa se identificaron cinco tipos diferentes de paredes de dominio magnético. Cuatro de ellos fueron estados metaestables del sistema, pues mostraron una energía mayor que la pared transversal antiparalela para todas las geometrías analizadas. Las paredes halladas se pueden categorizar en tres grupos: transversales (paralelas y antiparalelas), antivórtices (radial y usual) y vórtice.

Las paredes transversales se presentaron como sistemas estables o metaestables para todas las geometrías. En cambio, la pared tipo vórtice no se formó en sistemas SAF y las paredes tipo antivórtice no se encontraron en sistemas SyF.

El ancho de las paredes transversales asimétricas tuvo una fuerte dependencia con las dimensiones del sistema, pero fue similar en ambas capas del material. En contraposición, el ancho de las paredes transversales paralelas dependió de la capa analizada para los sistemas SyF. Además, en la capa menos gruesa para este tipo de paredes se evidenció la formación de cuasiparedes, las cuales hicieron que la pared de dominio en esta capa fuera hasta un 66 % más angosta que en la capa más gruesa.

Para futuros trabajos, se recomienda realizar un análisis más detallado del rol de la anisotropía en los sistemas tricapa, pues mostró un comportamiento diferente a las

demás energías magnéticas. Así también, un estudio sobre el efecto de la intensidad del acople antiferromagnético entre capas, pues fue la principal componente de la energía que definió los estados estables o metaestables.

Además, para poder reducir el tiempo de cálculo en las simulaciones micromagnéticas, se puede optar por eliminar las cargas superficiales en los bordes del material (eje x). Con esto la magnetización en estas regiones se mantendrá fija y en la práctica se estará simulando un sistema infinito.

Capítulo A

Anexos

A.1. Creación de magnetización inicial para sistemas tricapa

El siguiente código crea el campo vectorial definido por las ecuaciones (2.4) y (2.5).

Las imágenes “Figure_top.ppm” y “Figure_bottom.ppm” usadas para la generación de la magnetización (representaciones que no están a escala) se muestran en la figura A.1.

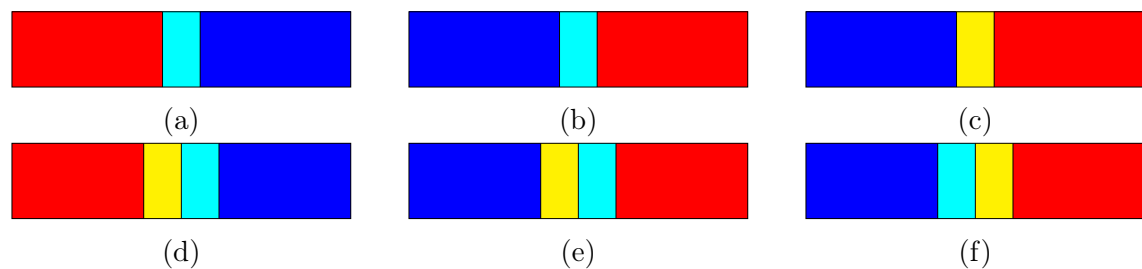


Figura A.1: Imágenes referenciales usadas para la generación de la magnetización inicial. Sus dimensiones fueron $5000 \times w$ px. La parte intermedia de las imágenes superiores tuvo una longitud de 12 px. La parte intermedia de las imágenes inferiores fue de 40 px, con 20 px cada color. Capa superior para la configuración a) transversal paralela, d) vórtice paralela y capa inferior para la configuración b) transversal paralela, c) transversal antiparalela, e) vórtice paralela y f) vórtice antiparalela.

```
1 # MIF 2.1
2 # Description: Definición de la magnetización inicial
```

```

3
4 ##### Parámetros geométricos #####
5
6 set w_saf we-9; # ancho del SAF [m]
7 set t_up te-9; # grosor de la capa superior [m]
8 set cell_s 4e-9; # dimensiones en x e y de la celda [m]
9
10 ##### Definición de capas #####
11
12 ## Capa superior
13 Specify Oxs_ImageAtlas:top [subst {
14   xrange {0 5000e-9}
15   yrange {0 $w_saf}
16   zrange {5e-9 [expr {5e-9 + $t_up}]}
17
18   viewplane "xy"
19   image Figure_top.ppm
20   colormap {
21     red rightmag
22     blue leftmag
23     cyan upmag
24     yellow downmag
25   }
26 }]
27
28 ## Capa espaciadora
29 Specify Oxs_BoxAtlas:spacer [subst {
30   xrange {0 5000e-9}
31   yrange {0 $w_saf}
32   zrange {4e-9 5e-9}
33   name spacer
34 }]
35
36 ## Capa inferior
37 Specify Oxs_ImageAtlas:bottom [spacer {
38   xrange {0 5000e-9}
39   yrange {0 $w_saf}
40   zrange {0e-9 4e-9}
41
42   viewplane "xy"
43   image Figure_bottom.ppm
44   colormap {
45     red rightmag

```

```

46   blue leftmag
47   cyan upmag
48   yellow downmag
49   }
50  ]]
51
52 Specify Oxs_MultiAtlas:atlas {
53   atlas :top
54   atlas :spacer
55   atlas :bottom
56 }
57
58 ## Tamaño de celdas
59 Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
60   cellsize {$cell_s $cell_s 1e-9}
61   atlas :atlas
62  ]]
63
64 ## Direcciones de magnetización
65 Specify Oxs_AtlasVectorField:direcciones_iniciales {
66   atlas :atlas
67   default_value {0 0 0}
68   values {
69     rightmag {1 0 0}
70     upmag {0 1 0}
71     leftmag {-1 0 0}
72     downmag {0 -1 0}
73   }
74 }
75
76 ##### Inicialización del sistema #####
77
78 Specify Oxs_EulerEvolve {}
79
80 Specify Oxs_TimeDriver {
81   evolver Oxs_EulerEvolve
82   mesh :mesh
83   Ms {Oxs_AtlasScalarField {
84     atlas :atlas
85     default_value 0
86     values {
87       rightmag 14e5
88       leftmag 14e5

```

```

89     upmag 14e5
90     downmag 14e5
91     spacer 0
92   }
93 }
94 }
95 m0 direcciones_iniciales
96 }

```

A.2. Relajación del sistema

El siguiente código se usa para la integración numérica de la ecuación LLG para los sistemas tricapa. Un código similar se usó para los sistemas monocapa, a diferencia que no se usó la interacción entre superficies “Oxs_TwoSurfaceExchange”. Además, para la magnetización de la monocapa se usó la figura A.1a para la transversal y la A.1d para la vórtice.

```

1 # MIF 2.1
2 # Description: Relajación del sistema
3
4 ##### Parámetros geométricos #####
5
6 set w_saf we-9; # ancho del SAF [m]
7 set t_up te-9; # grosor de la capa superior [m]
8 set cell_s 4e-9; # dimensiones en x e y de la celda [m]
9
10 ##### Parámetros del material #####
11
12 set sat_Co 14e5; # magnetización de saturación [A/m]
13 set A_Co 30e-12; # constante de intercambio [J/m]
14 set K1_Co 2e3; # constante de anisotropía [J/m^3]
15 set sigma_Co -0.5e-3; # constante de acoplamiento [J/m^2]
16
17 ##### Definición de la geometría #####
18
19 ## Capa superior
20 Specify Oxs_BoxAtlas:top [subst {
21   xrange {0 5000e-9}
22   yrange {0 $w_saf}
23   zrange {5e-9 [expr {5e-9 + $t_up}]}
24   name top

```

```

25 }]
26
27 ## Capa espaciadora
28 Specify Oxs_BoxAtlas:spacer [subst {
29   xrange {0 5000e-9}
30   yrange {0 $w_saf}
31   zrange {4e-9 5e-9}
32   name spacer
33 }]
34
35 ## Capa inferior
36 Specify Oxs_BoxAtlas:bottom [subst {
37   xrange {0 5000e-9}
38   yrange {0 $w_saf}
39   zrange {0e-9 4e-9}
40   name bottom
41 }]
42
43 Specify Oxs_MultiAtlas:atlas {
44   atlas :top
45   atlas :spacer
46   atlas :bottom
47  }
48
49 Specify Oxs_LinearScalarField:zheight {
50   vector {0 0 1}
51   norm   1.0
52  }
53
54 ## Tamaño de celdas
55 Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
56   cellsize {$cell_s $cell_s 1e-9}
57   atlas :atlas
58  }]
59
60 ##### Energías #####
61
62 ## Energía de acoplamiento entre las superficies
63 Specify Oxs_TwoSurfaceExchange:AF1 [subst {
64   sigma $sigma_Co
65   surface1 {
66       atlas :atlas
67       region bottom

```

```

68         scalarfield :zheight
69         scalarvalue 4e-9
70         scalarside -
71     }
72     surface2 {
73         atlas :atlas
74         region top
75         scalarfield :zheight
76         scalarvalue 5e-9
77         scalarside +
78     }
79 }]]
80
81 ## Energía de intercambio
82 Specify Oxs_Exchange6Ngbr:CoFe [subst {
83     atlas :atlas
84     default_A $A_Co
85     A {
86         top spacer 0
87         spacer spacer 0
88         bottom spacer 0
89     }
90 }]]
91
92 ## Energía de anisotropía y su eje de fácil magnetización
93 Specify Oxs_UniaxialAnisotropy [subst {
94     axis { 1 0 0 }
95     K1 $K1_Co
96 }]]
97
98 ## Energía magnetostática
99 Specify Oxs_Demag {}
100
101 ##### Magnetización inicial #####
102
103 Specify Oxs_FileVectorField:init {
104     file "/home/nanohub/jhonch2001/data/sessions/2210914/
105         Initial_mag.omf"
106     atlas :atlas
107 }
108 ##### Métodos de resolución y simulación #####
109

```

```

110 Specify Oxs_EulerEvolve {
111   alpha 0.5
112   start_dm 0.01
113 }
114
115 Specify Oxs_TimeDriver [subst {
116   basename JC017
117   evolver Oxs_EulerEvolve
118   stopping_dm_dt .01
119   mesh :mesh
120   Ms {
121     Oxs_AtlasScalarField {
122       atlas :atlas
123       default_value 0
124       values {
125         top $sat_Co
126         bottom $sat_Co
127         spacer 0
128       }
129     }
130   }
131   m0 init
132 }]
133
134 ##### Archivos de salida #####
135
136 Destination archive    mmArchive
137
138 Schedule DataTable archive    Stage 1
139 Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive Stage 1

```

A.3. Extracción del perfil de magnetización promedio en x

El archivo de magnetización proporcionado por OOMMF debe ser guardado en formato de texto para poder extraer la magnetización $\langle m_x \rangle$.

El código presentado fue el usado para obtener el perfil de magnetización para el sistema unicapa. Para los sistemas SAF simplemente se varió el límite del índice en z al momento de hacer el promedio para tomar la capa superior o inferior.


```

1 #include <iostream>
2 #include <fstream>
3 #include <iomanip>
4 #include <string>
5 #include <vector>
6
7 using namespace std;
8
9 // Definición de magnetización de saturación
10 const double Ms=14e5;
11
12 // Estructura en donde se almacena la magnetización para cada celda
13 struct magnetization{
14     vector<vector<vector<double>>> mx;
15     vector<vector<vector<double>>> my;
16     vector<vector<vector<double>>> mz;
17 } mag;
18
19 int main(){
20
21     int nodex=0;
22     int nodey=0;
23     int nodez=0;
24     double x,y,z;
25     bool stay=true;
26     string file_name;
27
28 // Ingreso de archivo de magnetización de OOMMF en formato texto
29 cout<<"Ingrese el nombre del archivo de magnetización con su
30     extensión:"<<endl;
31     std::getline(std::cin, file_name);
32     ifstream fin(file_name);
33
34     string line;
35     string nx_text, ny_text, nz_text;
36
37     for(int i=0; i<32; i++){
38         getline(fin,line);
39         if(i==18){
40             fin>>nx_text>>nx_text>>nx_text;
41             fin>>ny_text>>ny_text>>ny_text;
42             fin>>nz_text>>nz_text>>nz_text;
43         }

```

```

43 }
44
45 nodex = stoi(nx_text);
46 nodey = stoi(ny_text);
47 nodez = stoi(nz_text);
48
49 cout<<endl;
50 cout<<"Celdas X: "<<nodex<<endl;
51 cout<<"Celdas Y: "<<nodey<<endl;
52 cout<<"Celdas Z: "<<nodez<<endl;
53 cout<<endl;
54
55 mag.mx.resize(nodex);
56 for(int i=0; i<mag.mx.size(); i++){
57     mag.mx[i].resize(nodey);
58     for(int j=0; j<mag.mx[i].size(); j++){
59         mag.mx[i][j].resize(nodez);
60     }
61 }
62
63 mag.my.resize(nodex);
64 for(int i=0; i<mag.my.size(); i++){
65     mag.my[i].resize(nodey);
66     for(int j=0; j<mag.my[i].size(); j++){
67         mag.my[i][j].resize(nodez);
68     }
69 }
70
71 mag.mz.resize(nodex);
72 for(int i=0; i<mag.mz.size(); i++){
73     mag.mz[i].resize(nodey);
74     for(int j=0; j<mag.mz[i].size(); j++){
75         mag.mz[i][j].resize(nodez);
76     }
77 }
78
79 // Cálculo del vector m
80 for(int nz=0; nz<nodez; nz++){
81     cout<<"Leyendo capa "<<nz+1<<endl;
82     for(int ny=0; ny<nodey; ny++){
83         for(int nx=0; nx<nodex; nx++){
84             fin>>x>>y>>z;
85             mag.mx[nx][ny][nz]=x/Ms;

```

```

86     mag.my[nx][ny][nz]=y/Ms;
87     mag.mz[nx][ny][nz]=z/Ms;
88 }
89 }
90 }
91 fin.close();
92
93 double xcellsize;
94 cout<<endl;
95 cout<<"Tamaño de la celda x (nm): ";
96 cin>> xcellsize;
97 cout<<endl;
98
99 int componente;
100 int posz;
101 double promedio;
102
103 do{
104     promedio=0;
105
106     cout<<"Componente de m a obtener <mx>(1), <my>(2) o <mz>(3): ";
107     cin>>componente;
108
109 // En la primera columna del archivo de salida se coloca la
110 // posición en x del centro de la celda y en la segunda <mx>,
111 // <my> o <mz>.
112 switch(componente){
113     case 1:{
114         ofstream fout("X_Mag.txt");
115         for(int nx=0; nx<nodex; nx++){
116             promedio=0;
117             for(int ny=0; ny<nodey; ny++){
118                 for(int nz=0; nz<nodez; nz++){
119                     promedio += mag.mx[nx][ny][nz];
120                 }
121             }
122             promedio = promedio/(nodey*nodez);
123             fout<<xcellsize*(nx+1)-xcellsize/2.0<<" " <<std::fixed << std::
setprecision(10)<<promedio;
124             if(nx!=nodex-1){fout<<endl;}
125         }
126         break;
127     }

```

```

128
129     case 2:{
130         ofstream fout("Y_Mag.txt");
131         for(int nx=0; nx<nodex; nx++){
132             promedio=0;
133             for(int ny=0; ny<nodey; ny++){
134                 for(int nz=0; nz<nodez; nz++){
135                     promedio += mag.my[nx][ny][nz];
136                 }
137             }
138             promedio = promedio/(nodey*nodez);
139             fout<<xcellsize*(nx+1)-xcellsize/2.0<<" " <<std::fixed << std::
setprecision(10)<<promedio;
140             if(nx!=nodex-1){fout<<endl;}
141         }
142         break;
143     }
144
145     case 3:{
146         ofstream fout("Z_Mag.txt");
147         for(int nx=0; nx<nodex; nx++){
148             promedio=0;
149             for(int ny=0; ny<nodey; ny++){
150                 for(int nz=0; nz<nodez; nz++){
151                     promedio += mag.mz[nx][ny][nz];
152                 }
153             }
154             promedio = promedio/(nodey*nodez);
155             fout<<xcellsize*(nx+1)-xcellsize/2.0<<" " <<std::fixed << std::
setprecision(10)<<promedio;
156             if(nx!=nodex-1){fout<<endl;}
157         }
158         break;
159     }
160 }
161 cout<<"¿Extraer otro componente? Sí(1) No(0):";
162 cin>>stay;
163 }while(stay);
164 return 0;
165 }

```

Capítulo B

Contribución a conferencia

Parte de este trabajo fue presentado como póster en la siguiente conferencia

- **Póster:** Micromagnetic Simulations of Domain Walls in Coupled Synthetic Antiferromagnetic Nanowires with In-Plane Magnetization

Autores: Jhon Chilingua, Esteban Espinoza, Stephen McVitie, Maria J. Benitez.

Conferencia: 13th *Joint European Magnetic Symposia (JEMS2023)*

Referencias bibliográficas

- [1] Stuart Parkin and See Hun Yang. Memory on the racetrack. *Nature Nanotechnology* 2015 10:3, 10:195–198, 3 2015.
- [2] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 309:1688–1692, 9 2005.
- [3] Stuart S.P. Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320:190–194, 4 2008.
- [4] Yoshinobu Nakatani, André Thiaville, and Jacques Miltat. Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291:750–753, 4 2005.
- [5] R. D. McMichael and M. J. Donahue. Head to head domain wall structures in thin magnetic strips. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33:4167–4169, 1997.
- [6] M. J. Benitez, M. A. Basith, R. J. Lamb, D. McGrouther, S. McFadzean, D. A. MacLaren, A. Hrabec, C. H. Marrows, and S. McVitie. Engineering magnetic domain-wall structure in permalloy nanowires. *Physical Review Applied*, 3:034008, 3 2015.
- [7] Serban Lepadatu, Henri Saarikoski, Robert Beacham, Maria Jose Benitez, Thomas A. Moore, Gavin Burnell, Satoshi Sugimoto, Daniel Yesudas, May C. Wheeler, Jorge Miguel, and et al. Synthetic ferrimagnet nanowires with very low critical current density for coupled domain wall motion. *Scientific Reports*, 7, May 2017.
- [8] M J Donahue and D G Porter. Oommf user’s guide, version 1.0. 1999.

- [9] Charles Kittel. *Introduction to solid state physics*. Wiley, 7th ed edition, 1996.
- [10] Richard P. Boardman. *Computer simulation studies of magnetic nanostructures*. PhD thesis, University of Southampton, School of Engineering Sciences, 2005.
- [11] Pierre Weiss. L’hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *J. Phys. Theor. Appl.*, 6(1):661–690, 1907.
- [12] W. Heisenberg. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, 49(9-10):619–636, September 1928.
- [13] William Fuller Brown. *Micromagnetics*. John Wiley & Sons Limited, 1963.
- [14] Lukas Exl, Dieter Suess, and Thomas Schrefl. Micromagnetism. In *Handbook of Magnetism and Magnetic Materials*, pages 347–390. Springer International Publishing, 2021.
- [15] Bernard Dieny, Ronald B. Goldfarb, and Kyung-Jin Lee, editors. *Introduction to Magnetic Random-Access Memory*. John Wiley & Sons, Inc., January 2017.
- [16] E. C. S. The theory of electric and magnetic susceptibilities. *Nature*, 130(3283):490–491, October 1932.
- [17] Stephen Blundell. *Magnetism in condensed matter*. Oxford University Press, 2014.
- [18] Gavin S. Abo, Yang Ki Hong, Jihoon Park, Jaejin Lee, Woncheol Lee, and Byoung Chul Choi. Definition of magnetic exchange length. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49:4937–4939, 2013.
- [19] R. Skomski. Nanomagnetism. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15:R841, 5 2003.
- [20] L. Skoric, C. Donnelly, C. Abert, A. Hierro-Rodriguez, D. Suess, and A. Fernández-Pacheco. Micromagnetic modeling of magnetic domain walls in curved cylindrical nanotubes and nanowires. *Applied Physics Letters*, 118:242403, 6 2021.
- [21] A. G. Kozlov, E. V. Pustovalov, A. G. Kolesnikov, L. A. Chebotkevich, and A. S. Samardak. Induced magnetic anisotropies dependent micromagnetic structure

- of epitaxial co nanostrip arrays. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 459:118–124, 8 2018.
- [22] L D Landau and E M Lifshitz. Electrodynamics of continuous media (second edition revised and enlarged). *Course of Theoretical Physics*, 8:460, 1984.
- [23] M. A. Ruderman and C. Kittel. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, 96:99, 10 1954.
- [24] Kei Yosida. Magnetic properties of cu-mn alloys. *Physical Review*, 106:893, 6 1957.
- [25] C. Carbone and S. F. Alvarado. Antiparallel coupling between fe layers separated by a cr interlayer: Dependence of the magnetization on the film thickness. *Physical Review B*, 36:2433, 8 1987.
- [26] S. S.P. Parkin, N. More, and K. P. Roche. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/ru, co/cr, and fe/cr. *Physical Review Letters*, 64:2304, 5 1990.
- [27] L. LANDAU and E. LIFSHITZ. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Perspectives in Theoretical Physics*, pages 51–65, 1 1992.
- [28] Werner Döring. Über die trägheit der wände zwischen weißschen bezirken. *Zeitschrift für Naturforschung - Section A Journal of Physical Sciences*, 3:373–379, 7 1948.
- [29] Thomas L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40:3443–3449, 11 2004.
- [30] João Sampaio, Julie Grollier, and Peter J. Metaxas. Domain wall motion in nanostructures. *Handbook of Surface Science*, 5:335–370, 1 2015.
- [31] R. A. Duine, Kyung Jin Lee, Stuart S.P. Parkin, and M. D. Stiles. Synthetic antiferromagnetic spintronics. *Nature Physics 2018 14:3*, 14:217–219, 3 2018.
- [32] Jun Young Lee, Ki Suk Lee, Sangkook Choi, Konstantin Y. Guslienko, and Sang Koog Kim. Dynamic transformations of the internal structure of a moving domain wall in magnetic nanostripes. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 76:184408, 11 2007.

- [33] Yoshinobu Nakatani, André Thiaville, and Jacques Miltat. Faster magnetic walls in rough wires. *Nature Materials* 2003 2:8, 2:521–523, 7 2003.
- [34] M. Yan, H. Wang, and C. E. Campbell. Unconventional magnetic vortex structures observed in micromagnetic simulations. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320:1937–1944, 7 2008.
- [35] B. V. Costa. Vortices in low-dimensional magnetic systems. *Brazilian Journal of Physics*, 41:94–101, 5 2011.
- [36] G. Siracusano, R. Tomasello, A. Giordano, V. Puliafito, B. Azzerboni, O. Oztay, M. Carpentieri, and G. Finocchio. Magnetic radial vortex stabilization and efficient manipulation driven by the dzyaloshinskii-moriya interaction and spin-transfer torque. *Physical Review Letters*, 117:087204, 8 2016.
- [37] V. D. Nguyen, O. Fruchart, S. Pizzini, J. Vogel, J. C. Toussaint, and N. Rougemaille. Third type of domain wall in soft magnetic nanostrips. *Scientific Reports* 2015 5:1, 5:1–7, 7 2015.
- [38] Virginia Estévez and Lasse Laurson. Head-to-head domain wall structures in wide permalloy strips. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 91:054407, 2 2015.
- [39] W. R. Bennett, W. Schwarzacher, and W. F. Egelhoff. Concurrent enhancement of kerr rotation and antiferromagnetic coupling in epitaxial fe/cu/fe structures. *Physical Review Letters*, 65:3169, 12 1990.
- [40] J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of fe/cr/fe(100). *Physical Review Letters*, 67:140, 7 1991.
- [41] Y. Wang, P. M. Levy, and J. L. Fry. Interlayer magnetic coupling in fe/cr multilayered structures. *Physical Review Letters*, 65:2732, 11 1990.
- [42] C. Tsang, M. Pinarbasi, H. Santini, E. Marinero, P. Arnett, R. Olson, R. Hsiao, M. Williams, R. Payne, R. Wang, J. Moore, B. Gurney, T. Lin, and R. Fontana. 12 gb/in² recording demonstration with sv read heads & conventional narrow pole-tip write heads. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35:689–694, 1999.
- [43] J. M. Slaughter, R. W. Dave, M. Durlam, G. Kerszykowski, K. Smith, K. Nagel, B. Feil, J. Calder, M. DeHerrera, B. Garni, and S. Tehrani. High speed

toggle mram with mgo-based tunnel junctions. *Technical Digest - International Electron Devices Meeting, IEDM*, 2005:873–876, 2005.

- [44] Robert J. Beacham. *Application and development of advanced Lorentz microscopy techniques for the study of magnetic nanostructures*. PhD thesis, University of Glasgow, Glasgow, UK, 2013.
- [45] Y. Guerra, R. Peña-Garcia, and E. Padrón-Hernández. Magnetic reversion in real nickel and cobalt nanowires and the angular dependence of coercivity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 452:17–22, 2018.
- [46] J.J. Torres-Heredia, F. López-Urías, and E. Muñoz-Sandoval. Micromagnetic simulations of 200-nm-diameter cobalt nanorings using a reuleaux triangular geometry. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 305(1):133–140, 2006.
- [47] Chen Wen-Bing, Han Man-Gui, Zhou Hao, Ou Yu, and Deng Long-Jiang. Micromagnetic simulation on the dynamic susceptibility spectra of cobalt nanowires arrays: the effect of magnetostatic interaction. *Chinese Physics B*, 19(8):087502, aug 2010.
- [48] Adele Valpreda. Micromagnetic simulation of ferromagnetic nanowires. Master’s thesis, Politecnico di Torino, 2020.
- [49] Zhen Li, Ralph Skomski, Sy-Hwang Liou, Steven Michalski, Mircea Chipara, and Roger D. Kirby. Magnetization precession and domain-wall structure in cobalt-ruthenium-cobalt trilayers. *Journal of Applied Physics*, 109(7), 03 2011. 07C113.
- [50] S. Wintz, T. Strache, M. Körner, M. Fritzsche, D. Markó, I. Mönch, R. Mattheis, J. Raabe, C. Quitmann, J. McCord, A. Erbe, and J. Fassbender. Direct observation of antiferromagnetically oriented spin vortex states in magnetic multilayer elements. *Applied Physics Letters*, 98, 6 2011.
- [51] Teruya Shinjo. *Nanomagnetism and Spintronics*. Elsevier Science, 2 edition, 2014.
- [52] A. Thiaville, J.M. García, and J. Miltat. Domain wall dynamics in nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245:1061–1063, 2002. Proceedings of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS’01).

- [53] Burkard Hillebrands and Andre Thiaville. *Domain-Wall Dynamics in Nanowires and Nanostrips*, page 173–174. Springer Berlin, 2014.
- [54] H. Y. Yuan and X. R. Wang. Birth, growth and death of an antivortex during the propagation of a transverse domain wall in magnetic nanostrips. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 368:70–74, 11 2014.
- [55] D. Lacour, F. Montaigne, N. Rougemaille, R. Belkhou, J. Raabe, and M. Hehn. Indirect localization of a magnetic domain wall mediated by quasi walls. *Scientific Reports 2015 5:1*, 5:1–5, 5 2015.
- [56] M T Bryan, S Bance, J Dean, T Schrefl, and D A Allwood. Transverse and vortex domain wall structure in magnetic nanowires with uniaxial in-plane anisotropy. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24(2):024205, December 2011.