

UNIVERSIDAD NACIONAL JORGE BASADRE GROHMANN

Facultad de Ciencias

Escuela Profesional de Física Aplicada

**TRAYECTORIA DE UN SKYRMIONIUM, TRANSPORTADO VÍA TORQUE
ESPÍN-ÓRBITA (SOT), SOBRE UNA CINTA MAGNÉTICA
CON DEFECTOS MAGNÉTICOS**

TESIS

Presentada por:

Bach. Sebastian Rodrigo Navarro Vilca

Para optar el Título Profesional de:

LICENCIADO EN FÍSICA

TACNA - PERÚ

2025



ACTA DE SUSTENTACION DE TESIS Nro. 456

En la ciudad de Tacna, en el auditorium de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional Jorge Basadre Grohmann; siendo las 11:08 horas del día 13 de noviembre del 2022, estando presente el jurado calificador nominado con Resolución de Facultad Nro. 11479-2022 FACI-UNJBG, conformado por los siguientes docentes:

Dr. Eduardo Rodríguez Delgado (Presidente)
Dr. Carlos Armando Polo Bravo (Secretario)
Dr. Rafael Nery Liñan Abanto (Vocal)

Acto seguido, se dio lectura a la Resolución correspondiente, y del mismo modo se informa a la (al) Bachiller que el acto de sustentación constará de dos partes: (I) exposición y sustentación de la tesis, (II) absolución de preguntas del jurado. Todo ello en un tiempo no mayor a 60 minutos ni menor a 30 minutos. A continuación, el presidente del Jurado instó a la (al) Bachiller:

Sebastian Rodrigo Navarro Vilca.

a exponer la Tesis titulada:

"Trayectoria de un Skyrmionium, transportado vía Torque espin - órbita (SOT) sobre una cinta magnética con defectos magnéticos"

para optar el Título Profesional de Licenciado en Física.

Siendo las 11:37 horas, la (el) tesista concluye su exposición, luego se procedió a la formulación de las preguntas por parte de los miembros del jurado calificador, terminado este proceso, se invitó al público presente a abandonar la sala de sustentación para que los miembros del jurado emitan su calificación de acuerdo a reglamento. El promedio de la calificación dio el siguiente resultado: Sobresaliente, con nota de dieciocho (18), de acuerdo al Reglamento de Grados y Títulos de la Universidad Nacional Jorge Basadre Grohmann - Tacna.

Siendo las 12:05 horas, se dio por concluido el acto de sustentación de la tesis, firmando los miembros del jurado calificador, en señal de conformidad.

Eduardo Rodríguez Delgado
Presidente

Carlos A. Polo Bravo
Secretario

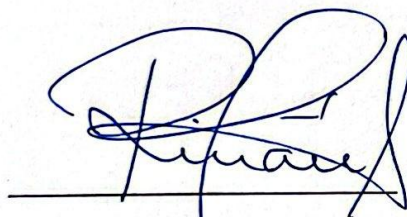
Rafael Nery Liñan Abanto
Vocal

CONSTANCIA DE SIMILITUD

Yo, **RAFAEL NERY LIÑÁN ABANTO**, profesor principal adscrito al Departamento Académico de Física de la Facultad de Ciencias, en condición de Asesor designado mediante la Resolución de Facultad N° 11300-2025-FACI-UNJBG de la tesis titulada: “**TRAYECTORIA DE UN SKYRMIONUM, TRANSPORTADO VÍA TORQUE ESPÍN-ÓRBITA (SOT), SOBRE UNA CINTA MAGNÉTICA CON DEFECTOS MAGNÉTICOS**”, desarrollada por el Bach. Sebastian Rodrigo Navarro Vilca, dejo constancia que el análisis de la tesis mediante software de similitud textual **TURNITIN** arroja **UNA SIMILITUD del 1%** acreditándose la originalidad de la Tesis.

La presente constancia de similitud, se expide en cumplimiento de las normas de reglamentarias de la Universidad, para efectos de continuidad del trámite de titulación.

Tacna, 17 de noviembre de 2025



Dr. Rafael Nery Liñán Abanto

Asesor de Tesis



Bach. Sebastian Rodrigo Navarro Vilca

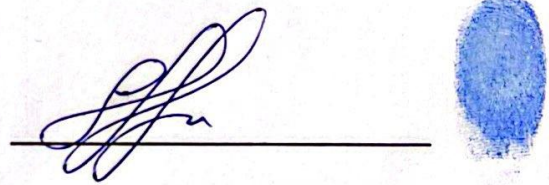
Autor de Tesis

**“TRAYECTORIA DE UN SKYRMIONUM, TRANSPORTADO VÍA TORQUE
ESPÍN-ÓRBITA (SOT), SOBRE UNA CINTA MAGNÉTICA
CON DEFECTOS MAGNÉTICOS”**



Dr. Rafael Nery Liñán Abanto

Asesor de Tesis



Bach. Sebastian Rodrigo Navarro Vilca

Autor de Tesis

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a mi asesor de tesis, Dr. Rafael Liñan, por sus valiosas contribuciones las cuales fueron fundamentales para la redacción y desarrollo de esta tesis.

A mi familia, por su apoyo constante en todas las etapas de mi vida.

A mi madre, Erika Vilca, mi mayor motivación y el pilar fundamental de mi desarrollo académico.

A la Dra. Silvana Urcia, por sus observaciones y consejos que fueron de gran valor para la redacción de esta tesis.

Finalmente un agradecimiento muy especial al Dr. Helmunt Vigo, co-asesor de esta tesis por brindarme las herramientas imprescindibles para realizar las simulaciones micromagnéticas, así como los conocimientos necesarios para desarrollarme en este campo de la física.

Índice

Agradecimientos	II
Índice	III
Glosario de abreviaturas	X
Resumen	XI
Abstract	XII
I Descripción de la investigación	1
1.1 Planteamiento del problema	1
1.2 Antecedentes del problema	4
1.2.1 Interacción skyrmion-defecto	4
1.2.2 Interacción skyrmionium-defecto	5
1.2.3 Circuitos lógicos basados en skyrmions	6
1.3 Justificación e importancia de la investigación	8
1.4 Objetivos	9
1.4.1 Objetivo general	9
1.4.2 Objetivos específicos	9
1.5 Hipótesis de la investigación	9
1.5.1 Hipótesis general	9
1.5.2 Hipótesis específicas	9
1.6 Variables del estudio	10
1.6.1 Variable independiente	10
1.6.2 Variable dependiente	10

II Marco teórico	11
2.1 Materiales magnéticos	11
2.1.1 Materiales diamagnéticos	13
2.1.2 Materiales paramagnéticos	14
2.1.3 Materiales ferromagnéticos	15
2.2 Teoría Micromagnética	17
2.2.1 Términos de energía para materiales magnéticos	17
2.2.1.1 Energía de intercambio	17
2.2.1.2 Energía magnetostática	19
2.2.1.3 Energía de anisotropía	20
2.2.1.4 Energía de Zeeman	20
2.2.1.5 Energía total	21
2.2.2 Ecuación de Landau-Lifschitz-Gilbert	21
2.3 Efecto Hall del espín (SHE)	24
2.4 Torque espín-órbita (SOT)	25
2.5 Skyrmions	27
2.5.1 Nucleación y estabilización de un skyrmion	28
2.5.2 Dinámica de un skyrmion	30
2.5.2.1 Efecto Hall del skyrmion (SkHE)	30
2.6 Skyrmioniums	32
2.6.1 Nucleación y estabilidad	33
2.6.2 Dinámica de un skyrmionium	34
III Metodología	37
3.1 Diseño de investigación	37
3.1.1 Simulación micromagnética	37

3.1.2	Herramientas para el análisis de los resultados	39
IV	Resultados y discusión	40
4.1	Nucleación de un skyrmionium	40
4.2	Área de estabilidad	41
4.3	Influencia de la constante D_{int} en el tamaño del skyrmionium	43
4.4	Interacción skyrmionium-defecto	45
4.5	Dinámica del skyrmionium en presencia de un defecto magnético . .	48
4.6	Implementación de sistemas lógicos	50
	Conclusiones	54
	Recomendaciones	55
	Referencias	67
	Anexos	68

Índice de figuras

Figura 1.	Movimiento del electrón alrededor: (a) del núcleo, (b) de su propio eje.	11
Figura 2.	Ilustración de los momentos magnéticos dentro de un material diamagnético: (a) en presencia de un campo externo H , y (b) en ausencia de un campo externo H	14
Figura 3.	Ilustración de los momentos magnéticos dentro de un material paramagnético: (a) en presencia de un campo externo H , y (b) en ausencia de un campo externo H	15
Figura 4.	Gráfica B vs. H para diferentes materiales magnéticos.	16
Figura 5.	Curva de histéresis para un material ferromagnético.	16
Figura 6.	Representación esquemática de la ruptura de la simetría en una interfaz FM/NM debido a la interacción Dzyaloshinskii-Moriya.	19
Figura 7.	Representación gráfica de dipolos dentro de un material magnético.	20
Figura 8.	Dinámica de la magnetización descrita por la ecuación LLG. (a) Término precesional. (b) Término disipativo. (c) Consideración de ambos movimientos.	23
Figura 9.	Representación esquemática del efecto Hall.	24
Figura 10.	Conversión de: (a) Corriente de carga a corriente de espín, y (b) Corriente de espín a corriente de carga.	25
Figura 11.	Ilustración del torque espín-órbita.	26
Figura 12.	Ilustración de un skyrmion (a) Néel y (b) Bloch.	27

Figura 13. Efecto Hall del skyrmion.	30
Figura 14. Representación esquemática del desplazamiento de un skyrmion con carga topológica (a) $Q = -1$ y (b) $Q = +1$ sobre una cinta magnética.	31
Figura 15. Ilustración de un skyrmionium magnético.	33
Figura 16. Representación esquemática del desplazamiento de un skyrmionium sobre una cinta magnética.	36
Figura 17. Esquema de la discretización del sistema.	37
Figura 18. Captura de pantalla de Mumax3 ejecutándose a través del centro de comando de Windows.	38
Figura 19. Diagrama de flujo de Mumax3.	38
Figura 20. (a) Nucleación de un skyrmionium mediante la aplicación de pulsos de corriente. (b) Densidades de corriente (J_1 y J_2), m_z (magnetización reducida en z) y energía total del sistema en función del tiempo.	40
Figura 21. Representación esquemática de la cinta magnética albergando un skyrmionium.	42
Figura 22. Diagrama de fase mostrando las regiones donde es posible estabilizar un skyrmionium.	42
Figura 23. Representación esquemática transversal de la cinta magnética albergando un skyrmionium.	44
Figura 24. Variación del tamaño de un skyrmionium en función de D_{int}	44
Figura 25. (a) Ilustración de los diámetros de un skyrmionium. (b) Perfil de m_z a lo largo del eje x . (c) Diámetro interno y externo de un skyrmionium en función de D_{int}	45

- Figura 26.** Energía de interacción skyrmionium-defecto para valores (a) $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$. (b) $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$. Efectos de dispersión y fijación debido a la interacción entre el skyrmionium y el defecto para (c) $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,0 \text{ mJ/m}^2$ y (d) $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,8 \text{ mJ/m}^2$ 47
- Figura 27.** (a) Representación esquemática de la dinámica de un skyrmionium. (b) Estados dinámicos obtenidos de la interacción skyrmionium-defecto. 48
- Figura 28.** Estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto usando diferentes valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J : (a) Bloqueo, (b) Paso directo, (c) Fijación y (d) Transición topológica. 50
- Figura 29.** (a) Vista lateral del sistema Co/Pt. (b) Vista superior de un semisumador con dimensiones $620 \times 344 \text{ nm}^2$. Los defectos magnéticos están distribuidos a lo largo de la cinta magnética y tienen diferentes valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ 51
- Figura 30.** Implementación de operaciones lógicas de un semisumador con diferentes valores de J : (a) $7,5 \text{ MA/cm}^2$, (b) $3,5 \text{ MA/cm}^2$ y (c) $6,0 \text{ MA/cm}^2$ 52

Índice de tablas

Tabla 1.	Resumen de los tipos de defectos según la variación del parámetro magnético local, del trabajo de Toscano, Leonel, Coura, y Sato (2019).	4
Tabla 2.	Tabla de verdad de las operaciones lógicas para un semisumador.	51
Tabla A1.	Operacionalización de variables.	68
Tabla A2.	Matriz de consistencia.	69

Glosario de abreviaturas

FM : Material ferromagnético (del inglés, *ferromagnetic material*).

NM : Material no magnético (del inglés, *non-magnetic material*).

Co : Cobalto.

DMI : Interacción Dzyaloshinskii-Moriya (del inglés, *Dzyaloshinskii-Moriya interaction*).

D_{int} : Constante de DMI del sistema Co/NM.

K_z : Constante de anisotropía uniaxial perpendicular del sistema Co/NM.

A_{ex} : Constante de rigidez de intercambio del Co.

M_s : Magnetización de saturación del Co.

$D_{\text{int}}^{\text{def}}$: Constante de DMI en el defecto.

J : Densidad de corriente.

α : Constante de amortiguamiento.

SkHE : Efecto Hall del skyrmion (del inglés, *skyrmion Hall effect*).

SHE : Efecto Hall del espín (del inglés, *spin Hall effect*).

Q : Carga topológica de la configuración magnética.

SOT : Torque espín-órbita (del inglés, *spin-orbit torque*).

SOC : Acoplamiento espín-órbita (del inglés, *spin-orbit coupling*).

Resumen

Un skyrmionium es una configuración magnética con carga topológica trivial ($Q = 0$), la cual permite que este no se vea afectado por el efecto Hall del Skyrmion (SkHE). En esta tesis, se estudió la dinámica de un skyrmionium, transportado vía torque espín-órbita (SOT), en una cinta magnética con defectos magnéticos, usando simulación micromagnética. Como primer paso de esta investigación, se nucleó (formó) un skyrmionium bajo la aplicación de dos pulsos de corriente. A continuación, se obtuvo la región de estabilización del skyrmionium en función de los parámetros magnéticos D_{int} (constante de interacción Dzyaloshinskii-Moriya) y K_z (constante de anisotropía uniaxial perpendicular). Estos resultados indican que valores altos de D_{int} necesitan de valores altos de K_z para evitar que el skyrmionium colapse o se deforme. En cambio, valores bajos de D_{int} requieren de una baja anisotropía para estabilizar el skyrmionium.

Posteriormente, se obtuvo la energía de interacción skyrmionium-defecto. Se observó que cuando $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$ ($D_{\text{int}}^{\text{def}}$ es el valor de la constante de interacción Dzyaloshinskii Moriya del defecto), el defecto actúa como una trampa, atrayendo y fijando al skyrmionium. Sin embargo, en los casos donde $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, el defecto actúa como una fuente de dispersión debido a la interacción repulsiva entre el skyrmionium y defecto. Luego, se estudió la dinámica de un skyrmionium en presencia de un defecto magnético, variando los valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J (densidad de corriente) para obtener un diagrama de fase que muestra diferentes estados dinámicos, los cuales sirvieron de base para la implementación de dispositivos lógicos semisumadores.

Palabras clave: Skyrmionium, defecto magnético, torque espín-órbita, simulación micromagnética, dispositivos lógicos semisumadores.

Abstract

A skyrmionium is a spin texture with trivial topological charge ($Q = 0$) which allows it to be unaffected by the skyrmion Hall effect (SkHE). In this thesis, the dynamics of a skyrmionium transported by a spin-orbit torque (SOT) on a racetrack with magnetic defects was studied using micromagnetic simulations. As a first step, a skyrmionium was nucleated using two current pulses. Then, the stabilization area of the skyrmionium was obtained varying the magnetic parameters D_{int} (Dzyaloshinskii-Moriya interaction constant) and K_z (perpendicular uniaxial anisotropy constant). These results show that for high values of D_{int} , also high values K_z are required to avoid the skyrmionium annihilation or deformation. In contrast, to stabilize the skyrmionium, low anisotropy is required for low D_{int} .

Next, the skyrmionium-defect interaction energy was studied. It was found that when $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$ ($D_{\text{int}}^{\text{def}}$ is the Dzyaloshinskii-Moriya interaction constant of the defect), the defect acts as pinning trap, attracting and pinning the skyrmionium. However, in the cases where $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, the magnetic defects act as dispersion sources by the skyrmionium-defect repulsive interaction. Furthermore, the dynamics of the skyrmionium in the presence of a magnetic defect was studied varying the $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ and J (current density) values to obtain a phase diagram that shows different dynamic states, which served as a basis for the implementation of Half-Adder logic devices.

Keywords: Skyrmionium, magnetic defect, spin-orbit torque, micromagnetic simulation, half-adder logic devices.

I. Descripción de la investigación

1.1. Planteamiento del problema

El magnetismo a escalas nanométricas (10^{-9}m) presenta comportamientos diferentes a los mostrados a nivel macroscópico debido a que los sistemas nanométricos presentan dimensiones comparables con algunas magnitudes físicas características; como por ejemplo: longitud de intercambio y diámetro crítico de dominio (Guimarães, 2017).

El estudio de diversas nanoestructuras magnéticas ha sido clave en el desarrollo de diferentes campos de la ciencia. Por ejemplo, en medicina el uso de nanopartículas magnéticas con una configuración de vórtice, para el tratamiento de cáncer presentan grandes avances (Goiriena-Goikoetxea *et al.*, 2020) y en el campo de la espintrónica las nanoestructuras magnéticas pueden ser usadas como dispositivos de almacenamiento magnético (Bohlens *et al.*, 2008).

Entre las configuraciones magnéticas más reportadas en la literatura, resaltan los skyrmions. Estos han sido observados tanto de forma experimental (Dugato *et al.*, 2025; W. Jiang *et al.*, 2017; Urrestarazu Larranaga *et al.*, 2024) como mediante simulación computacional. Diversos trabajos, usando simulación micromagnética muestran que skyrmions pueden ser creados mediante estímulos externos, como: campos magnéticos (C. Song, Ma, *et al.*, 2019; Vigo-Cotrina y Guimarães, 2020), y corrientes de espín polarizadas (Belrhazi y El Hafidi, 2022; J. Zhang, Xu, Zhang, Jiang, y Meng, 2022). Sistemas interfaciales FM (material ferromagnético)/NM (material no magnético), favorecen energéticamente las configuraciones magnéticas tipo skyrmion debido a una propiedad magnética interfacial, denominada “interacción Dzyaloshinskii-Moriya”(DMI). La DMI es una interacción de intercambio con contribución asimétrica, que da lugar a la ruptura de la simetría de inversión debido

al acoplamiento espín-órbita en la interfaz (Camley y Livesey, 2023; Göbel, Mertig, y Tretiakov, 2021).

Dado que, los skyrmion poseen protección topológica (alta estabilidad). Estas configuraciones pueden ser usadas en dispositivos lógicos magnéticos (Chauwin et al., 2019; Costilla, Alegre, Talledo, y Pujada, 2023; Li et al., 2023; X. Zhang, Ezawa, y Zhou, 2015). Sin embargo, una desventaja que presenta este tipo de configuración, está relacionada con la presencia de una fuerza transversal (fuerza Magnus), que aparece cuando el skyrmion se traslada a lo largo de una cinta magnética (efecto Hall del skyrmion). Esta fuerza es proporcional a una propiedad intrínseca del skyrmion, llamada carga topológica ($Q = \pm 1$ para un skyrmion). La fuerza Magnus arrastrará a los skyrmions hasta los bordes de la cinta magnética donde el skyrmion puede ser aniquilado. Para evitar la aniquilación de los skyrmions, se han propuesto diversos tipos de mecanismos. Por ejemplo, se puede añadir defectos de distintas geometrías de forma estratégica (Jin, Song, Wang, y Liu, 2016; Toscano et al., 2020; X. Zhang, Zhao, et al., 2015).

Otra configuración magnética muy estudiada es el “ 2π skyrmion”, también conocido como skyrmionium. Esta configuración puede usarse como portador de información en un dispositivo de almacenamiento. Cuando un skyrmionium se desplaza a lo largo de una cinta magnética, no se ve afectado por el SkHE (efecto Hall del Skyrmion), ya que esta configuración tiene una carga topológica $Q = 0$. Un skyrmionium puede tener una velocidad más alta, en comparación con la del skyrmion (Göbel, Schäffer, Berakdar, Mertig, y Parkin, 2019; Kolesnikov, Stebliy, Samardak, y Ognev, 2018).

En este contexto, en este trabajo se buscará dar respuesta a la siguiente interrogante: ¿Influye la interacción Dzyaloshinskii-Moriya de un defecto semicircular ($D_{\text{int}}^{\text{def}}$) y la densidad de corriente (J) sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos?

1.2. Antecedentes del problema

1.2.1. Interacción skyrmion-defecto

Toscano *et al.* (2019) estudiaron la interacción entre un skyrmion y un defecto rectangular usando métodos numéricos. En este trabajo los autores variaron parámetros magnéticos del defecto, tales como: constante de rigidez de intercambio (A), constante de interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (D), constante de anisotropía uniaxial perpendicular (K), magnetización de saturación (M). Dependiendo de la intensidad del parámetro magnético local del defecto, este puede actuar como una trampa de fijación (el skyrmion queda atrapado por el defecto), o una fuente de dispersión (el skyrmion es dispersado por el defecto). Estos resultados se muestran en la Tabla 1, donde los parámetros escritos de la forma X'' son correspondientes a los parámetros magnéticos del defecto, mientras que los representados por X corresponden a los parámetros magnéticos de la cinta magnética.

Tabla 1

Resumen de los tipos de defectos según la variación del parámetro magnético local, del trabajo de Toscano et al. (2019).

Trampa de fijación	Trampa de dispersión
$A'' < A$	$A'' > A$
$D'' > D$	$D'' < D$
$K'' < K$	$K'' > K$
$M'' > M$	$M'' < M$

Estos resultados indican que el skyrmion y el defecto tienen una interacción atractiva para $A'' < A$, $D'' > D$, $K'' < K$ y $M'' > M$. En tales casos, el skyrmion será atrapado por el defecto, disminuyendo la energía total del sistema y asegurando su supervivencia. En contraste, para los casos donde $A'' > A$, $D'' < D$, $K'' > K$ y $M'' < M$, la interacción será repulsiva ocasionando que el skyrmion sea repelido

por el defecto. Posteriormente, Toscano *et al.* (2020) simularon cintas magnéticas rectangulares con tiras magnéticas repulsivas y atractivas.

Los autores estudiaron la dinámica del skyrmion en presencia de tiras magnéticas, variando el ancho (W) de la cinta magnética. Finalmente, los resultados mostraron que la presencia de las tiras magnéticas pueden suprimir el efecto Hall del skyrmion.

Por su parte Jin *et al.* (2016) nuclearon un skyrmion antiferromagnético para la supresión del SkHE, variando la altura de la muesca (defecto con magnetización de saturación cero) y la densidad de corriente J para estudiar la dinámica del skyrmion antiferromagnético. Entre los estados dinámicos obtenidos de la interacción skyrmion-defecto, se encuentran: bloqueo (donde la trayectoria del skyrmion se ve obstruida por el defecto), paso directo (en el cual el skyrmion consigue evadir el defecto y seguir su camino), y aniquilación (el skyrmion es aniquilado al interactuar con el defecto). Estos resultados pueden servir de base para la construcción o diseño de circuitos lógicos en sistemas antiferromagnéticos, con un estado “paso directo” representando bit 1 y un estado “bloqueo” representando un bit 0.

1.2.2. Interacción skyrmionium-defecto

Can Önel, Çimen, Yarimbiyik, Arikan, y Rameev (2023) estudiaron la interacción skyrmionium-defecto, considerando un defecto de geometría circular. La investigación se centró en la interacción del skyrmionium con un defecto circular, variando la densidad de corriente aplicada (J) y el ancho de la cinta magnética (W). En este caso se pudieron observar diversos estados según el valor de J y W , entre ellos se encuentran: fijación (en el cual el skyrmionium queda atrapado por el defecto), evasión (donde el skyrmionium logra evadir el defecto), paso directo (el skyrmionium logra pasar a través del defecto), y de transición skyrmionium a

skyrmion. En esta última fase, el skyrmion puede ser deflectado hacia los bordes de la cinta magnética por SkHE o atrapado por el defecto, dependiendo del valor de J y W . Adicionalmente, los autores estudiaron la influencia del espesor (profundidad) del defecto circular sobre los posibles estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto.

1.2.3. Circuitos lógicos basados en skyrmions

Una de las aplicaciones de skyrmions más estudiadas en la literatura, es la implementación de dispositivos espintrónicos, como sistemas lógicos binarios. Estos dispositivos han mostrado ser más eficientes energéticamente comparados con los dispositivos convencionales CMOS (semiconductor complementario de óxido metálico) (M. Song *et al.*, 2021; Z. Zhang *et al.*, 2019). Otra ventaja que presentan los sistemas lógicos basados en skyrmions, es la simpleza de su geometría, en comparación con los dispositivos CMOS, los cuales cuentan con una considerable cantidad de transistores y conexiones complejas (M. Song *et al.*, 2021).

Diferentes propuestas se han llevado a cabo usando simulaciones micromagnéticas. Por ejemplo, Belrhazi y El Hafidi (2022) diseñaron puertas lógicas AND, OR, XOR, NOT, NAND, XNOR, y NOR usando skyrmions y anisotropía magnética controlada por voltaje (VCMA). Inducieron el movimiento de los skyrmions vía SOT, aplicando una densidad de corriente J a lo largo del eje $+x$. Mediante el uso del VCMA, se crearon barreras de potencial en secciones localizadas. Estas barreras de potencial obstruían el paso del skyrmion, dependiendo únicamente de la densidad de corriente J para poder atravesar dichas barreras. Este sistema de funcionamiento (VCMA) también ha sido empleado en otras investigaciones (Paikaray, Kuchibhotla, Haldar, y Murapaka, 2023; Walker *et al.*, 2021).

X. Zhang, Ezawa, y Zhou (2015) usaron simulaciones micromagnéticas para

diseñar compuertas lógicas AND y OR usando skyrmions. Ellos usaron un modelo de geometría de unión en Y, el cual consta de 2 entradas (A y B) y 1 salida (C).

El principio base del funcionamiento de este dispositivo, fue la transición de configuración de skyrmion a dominio, y viceversa (Zhou y Ezawa, 2014). Un bit 0 denota la ausencia de un skyrmion y un bit 1, la presencia de un skyrmion. De las configuraciones del tipo $A = 1, B = 0$ y $A = 0, B = 1$, se obtuvieron las salidas $C = 1$. En estos casos, el skyrmion nucleado en cualquiera de las dos entradas, se desplaza a lo largo del eje $+x$. En el instante cuando el skyrmion entra por los canales de conexión con la salida, este colapsa a dominio debido al ancho del canal, desplazándose a lo largo de la cinta magnética. Finalmente, al salir del canal, ocurre una transición inversa de dominio a skyrmion, registrándose un bit 1 en la salida.

Por otro lado, Li et al. (2023) diseñaron compuertas lógicas AND, NAND, OR, XOR, NOR y NOT usando skyrmions en un sistema AFM variando la geometría de la cinta magnética. Estos diseños fueron posibles aprovechando fenómenos inherentes asociados a los skyrmions, como repulsión skyrmion-skyrmion, repulsión skyrmion-bordes. Para realizar las operaciones XOR, cuando las entradas ($A = 1, B = 0$) y ($A = 0, B = 1$), los skyrmions se desplazaron hacia la salida C, debido a la repulsión entre skyrmion y bordes de la cinta magnética. Por otro lado, para operaciones NOR, considerando las mismas entradas, se usaba un skyrmion en la salida C y uno en la entrada A o B, los cuales eran desplazados a lo largo del eje $+x$, llegando a interactuar con el skyrmion en C, y debido a la repulsión entre skyrmions, se obtuvieron salidas $C = 0$. Para casos donde las entradas son ($A = 1, B = 1$), los skyrmions de las entradas se mueven hacia la salida, y debido a la repulsión entre ellos, generan una salida $C = 0$. Para la realización de la misma operación, es posible usar 3 skyrmions distribuidos en las entradas A y B, y en la salida C. Por último, para los casos donde ($A = 0, B = 0$) se nucleó directamente un skyrmion en C, obteniendo

una salida $C = 1$.

Así mismo, otros tipos de configuraciones para resolver funciones lógicas más complejas fueron llevadas a cabo. Chauwin *et al.* (2019) utilizaron skyrmions magnéticos para diseñar sumadores lógicos (full adder) en cascada. Este tipo de configuraciones posee 3 entradas (inputs): 2 puertos para la información “bits” y 1 entrada de acarreo. Para la sincronización del mecanismo del sistema lógico se usaron muescas triangulares en lugares estratégicos.

Dentro de la lógica reversible, Costilla *et al.* (2023) diseñaron puertas lógicas reversibles de Toffoli y Peres usando muescas triangulares para la sincronización del sistema.

1.3. Justificación e importancia de la investigación

El skyrmionium al tener una carga topológica $Q = 0$, no será afectado por la fuerza Magnus. Por lo tanto, no será desviado durante su desplazamiento a lo largo de la cinta magnética, evitando su aniquilación en los bordes de la misma. Esta característica asegura la supervivencia de nuestra configuración magnética y la información que esta porta. Otra característica muy importante es su alta velocidad (Göbel *et al.*, 2019; Kolesnikov *et al.*, 2018), lo cual es conveniente para el procesamiento de información.

En esta investigación se propone controlar la trayectoria de un skyrmionium usando defectos magnéticos de geometría semicircular variando $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J en un sistema interfacial FM/NM (Co (Cobalto)/NM) mediante simulación micromagnética.

Consideramos que los resultados de esta investigación contribuirán a profundizar el conocimiento en el campo de la espintrónica, además de constituir una base para el desarrollo e implementación de futuros sistemas lógicos espintrónicos.

1.4. Objetivos

1.4.1. *Objetivo general*

Controlar la trayectoria de un skyrmionium, transportado vía torque espín-órbita (SOT), sobre una cinta magnética con defectos magnéticos.

1.4.2. *Objetivos específicos*

- Determinar la influencia de la constante $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos usando simulación micromagnética.
- Determinar la influencia de J sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos usando simulación micromagnética.
- Implementar sistemas lógicos usando skyrmioniums y defectos magnéticos.

1.5. Hipótesis de la investigación

1.5.1. *Hipótesis general*

Los valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J influyen en la trayectoria de un skyrmionium, transportado vía torque espín-órbita (SOT) sobre una cinta magnética.

1.5.2. *Hipótesis específicas*

- La intensidad de la interacción skyrmionium-defecto dependerá del valor de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$, llevando a un posible estado fijación conforme aumente la fuerza de atracción ejercida por el defecto, o a un posible estado de evasión a medida que incremente la fuerza repulsiva.
- El paso directo del skyrmionium dependerá de la fuerza de arrastre ejercida por la corriente para superar la interacción atractiva o repulsiva entre el skyrmionium y el defecto.

- Los posibles estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto nos permitirá implementar sistemas lógicos.

1.6. Variables del estudio

1.6.1. Variable independiente

- Interacción Dzyaloshinskii-Moriya del defecto.
- Densidad de corriente.

1.6.2. Variable dependiente

Trayectoria del skyrmionium.

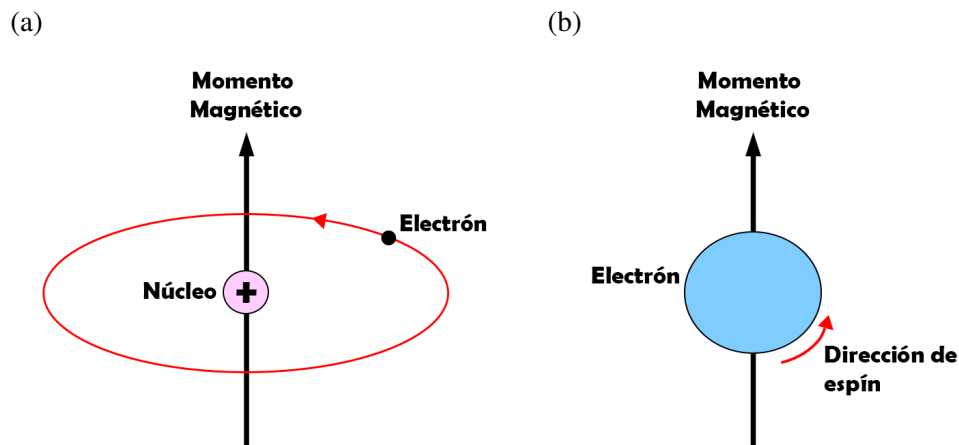
II. Marco teórico

2.1. Materiales magnéticos

Las propiedades magnéticas de un material se originan en los momentos magnéticos asociados a los electrones de sus átomos. Estos momentos magnéticos están relacionados con el movimiento orbital del electrón alrededor del núcleo (momento angular orbital) (Figura 1 a), y con el movimiento del electrón alrededor de su propio eje (espín) (Figura 1 b) (Callister y Rethwisch, 2020, 2022).

Figura 1

Movimiento del electrón alrededor: (a) del núcleo, (b) de su propio eje.



Cuando se aplica un campo magnético externo, los materiales responden de diferentes maneras. Según el tipo de respuesta, los materiales se pueden clasificar en: diamagnéticos, paramagnéticos y ferromagnéticos (Figura 4). A continuación, se definirán algunos de los parámetros magnéticos más relevantes para la clasificación de dichos materiales (Guimarães, 2017):

1. **Permeabilidad magnética (μ_m):** Representa la relación entre la inductancia \mathbf{B} y el campo magnético aplicado \mathbf{H} :

$$\mu_m = \frac{|\mathbf{B}|}{|\mathbf{H}|} \quad (1)$$

Al aplicar un campo magnético dentro de un material, la relación entre la susceptibilidad en el material μ_m y en el vacío μ_0 es dada por:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2)$$

Donde μ_r es la permeabilidad relativa, la cual describe el grado de magnetización en el material o la facilidad con la que se puede inducir un campo \mathbf{B} al aplicar un campo magnético externo \mathbf{H} .

2. **Magnetización (\mathbf{M}):** La magnetización es definida como la densidad de momentos magnéticos μ dentro del material:

$$\mathbf{M} = \sum \frac{\mu}{V} \quad (3)$$

Además, podemos definir \mathbf{M} como el incremento de la inductancia \mathbf{B} dada la expresión:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \quad (4)$$

3. **Susceptibilidad magnética (χ_m):** Es la relación entre la magnetización \mathbf{M} y el campo magnético aplicado \mathbf{H} :

$$\chi_m = \frac{|\mathbf{M}|}{|\mathbf{H}|} \quad (5)$$

La susceptibilidad magnética y la permeabilidad relativa están relacionadas mediante la siguiente expresión:

$$\chi_m = \mu_r - 1 \quad (6)$$

De la Ecuación 6, podemos decir que tanto μ_r como χ_m define el grado magnetización o amplificación de la inductancia dentro del material.

2.1.1. Materiales diamagnéticos

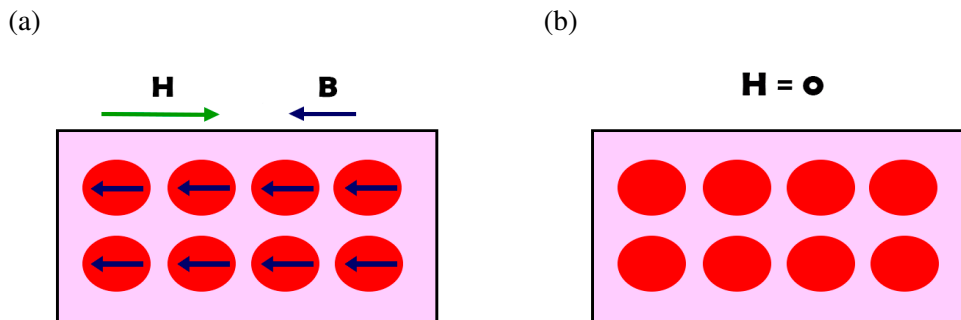
Los materiales diamagnéticos generan un campo magnético \mathbf{B} en oposición a un campo magnético externo \mathbf{H} . Este efecto repulsivo inducido en materiales diamagnéticos se observa solo en presencia de un campo magnético externo (Figura 2).

La magnitud del campo magnético inducido \mathbf{B} es pequeña, resultando en una permeabilidad relativa por debajo de la unidad ($\mu_r = 0,99995$), y una susceptibilidad magnética negativa de aproximadamente -10^{-5} , causando una magnetización negativa o inductancia opuesta al campo magnético. Materiales como el oro, plata o cobre, son materiales diamagnéticos a temperatura ambiente (Callister y Rethwisch, 2020).

El efecto del diamagnetismo puede ser intensificado en el estado superconductor ($\chi_m = -1$) que presentan algunos metales a bajas temperaturas (Callister y Rethwisch, 2020; Kittel y McEuen, 2018).

Figura 2

Ilustración de los momentos magnéticos dentro de un material diamagnético: (a) en presencia de un campo externo \mathbf{H} , y (b) en ausencia de un campo externo \mathbf{H} .

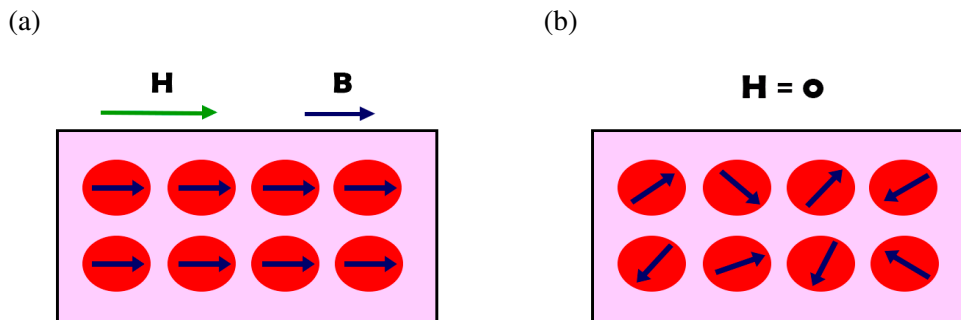


2.1.2. Materiales paramagnéticos

Los materiales paramagnéticos son aquellos que poseen un momento magnético neto en cada uno de sus átomos, debido a la no-paridad de sus electrones. Estos momentos magnéticos en ausencia de un campo externo \mathbf{H} , apuntan en direcciones aleatorias, cancelándose mutuamente, resultando en una magnetización cero. Sin embargo al aplicar el campo \mathbf{H} , los momentos magnéticos se alinearán en dirección del campo e incrementarán la inductancia dentro del material, obteniendo una magnetización positiva, es decir, una permeabilidad relativa $\mu_r > 1$ y una susceptibilidad magnética χ_m del orden de 10^{-5} a 10^{-2} (Figura 3). Algunos ejemplos de materiales paramagnéticos son: aluminio, titanio, sodio, molibdeno y zirconio (Callister y Rethwisch, 2020, 2022).

Figura 3

Ilustración de los momentos magnéticos dentro de un material paramagnético: (a) en presencia de un campo externo \mathbf{H} , y (b) en ausencia de un campo externo \mathbf{H} .



2.1.3. Materiales ferromagnéticos

Los materiales ferromagnéticos exhiben una magnetización espontánea en ausencia de un campo externo \mathbf{H} . Estos materiales presentan una susceptibilidad magnética muy alta del orden de 10^6 , y una magnetización $\mathbf{M} \gg \mathbf{H}$. El ferromagnetismo es observado en algunos materiales, tales como el hierro, cobalto y níquel. Una de las principales características de un material ferromagnético es su curva de histéresis (Callister y Rethwisch, 2020). En la Figura 5 se presenta un ciclo de histéresis \mathbf{M} vs. \mathbf{H} de un material ferromagnético. El comportamiento de la curva comienza con el incremento de \mathbf{H} partiendo de una magnetización inicial $\mathbf{M} = 0$. La magnetización alcanza un punto de saturación, denominado “magnetización de saturación” M_s , donde todos los momentos magnéticos apuntan en dirección del campo magnético \mathbf{H} . Posteriormente, se invierte la dirección de \mathbf{H} . Cuando $\mathbf{H} = 0$, la magnetización aún permanece (magnetización remanente) M_r . Una vez alcanzado un valor de $|\mathbf{H}| = H_c$, la magnetización se cancela, a este campo se le denomina como “campo coercitivo”. Nuevamente, luego de saturar el material, se invierte la dirección de \mathbf{H} y la magnetización pasa por los puntos de remanencia, coercitividad

y saturación. A este bucle se le denomina “ciclo de histéresis” o “curva de histéresis” (Fruchart, 2011).

Figura 4

Gráfica B vs. H para diferentes materiales magnéticos.

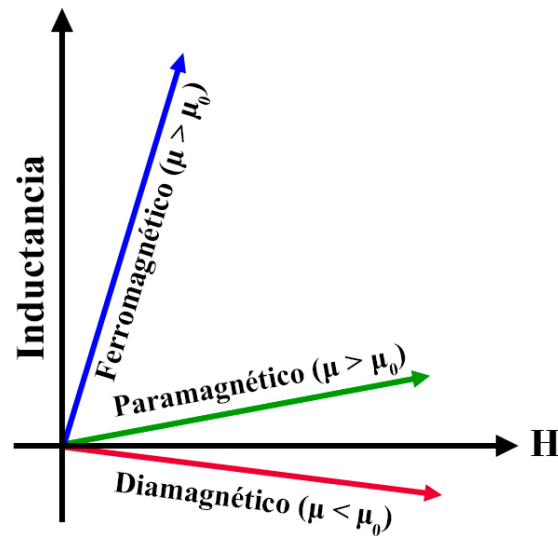
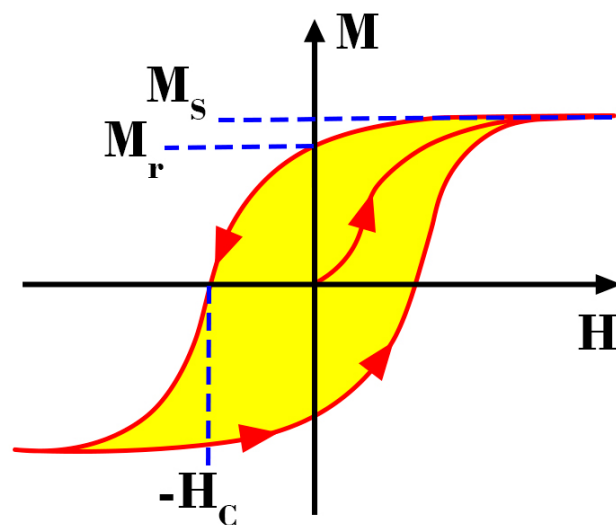


Figura 5

Curva de histéresis para un material ferromagnético.



2.2. Teoría Micromagnética

La teoría micromagnética asume que un medio magnético puede ser tratado como un continuo, en el que los espines atómicos individuales se describen mediante un campo de magnetización continuo $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Este modelo no solo permite representar la magnetización en términos de dominios magnéticos, como lo hacen las ecuaciones de Maxwell a escala macroscópica, sino que también contempla la formación y estructura interna de las paredes de dominio dentro del material (Abert, 2020; Bar'yakhtar y Ivanov, 2015).

Fue formulada inicialmente por Landau y Lifshitz (1935), desarrollada rigurosamente por Brown Jr (1963), y posteriormente complementada con un término de amortiguamiento fenomenológico por Gilbert en 1955, aunque su publicación se dio en el año 2004 (Gilbert, 2004).

El modelamiento matemático de esta teoría es explicado en términos de ecuaciones diferenciales parciales. Se desarrollaron varios paquetes de software que resuelvan dichas ecuaciones usando métodos numéricos. Entre los softwares más populares se encuentran: Mumax3 (Vansteenkiste *et al.*, 2014) y OOMMF (Donahue y Porter, 1999).

2.2.1. Términos de energía para materiales magnéticos

Los términos de energía representan las distintas contribuciones que determinan la energía de Gibbs o energía total del sistema (Gliga, 2010; Guimarães, 2017).

2.2.1.1. Energía de intercambio. La energía de intercambio surge de la interacción entre dos momentos magnéticos vecinos (Guimarães, 2017). Se deriva del Hamiltoniano de Heisenberg.

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (7)$$

Donde \mathcal{J} es una constante de intercambio que mide la magnitud de interacción. Esta energía favorece el alineamiento de los espines paralelos o antiparalelos. La energía de intercambio en un medio continuo viene dada por la siguiente expresión (Donahue y Porter, 2004; Gliga, 2010; Guimarães, 2017):

$$E_{\text{exc}} = A \int_V \left((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right) dV \quad (8)$$

Donde A representa la constante de rigidez de intercambio con unidades J/m y $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ representa la magnetización reducida (Gliga, 2010; Guimarães, 2017).

Dependiendo del sistema, es posible considerar la interacción Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), la cual surge de la ruptura de simetría en una interfaz FM/NM. En la interacción DMI entre dos espines \mathbf{S}_i y \mathbf{S}_j , interviene un tercer átomo con un fuerte acoplamiento espín-órbita, lo cual hará que los momentos tiendan a “curvarse” (Figura 6). La interacción Dzyaloshinskii-Moriya se deriva del siguiente Hamiltoniano (Camley y Livesey, 2023):

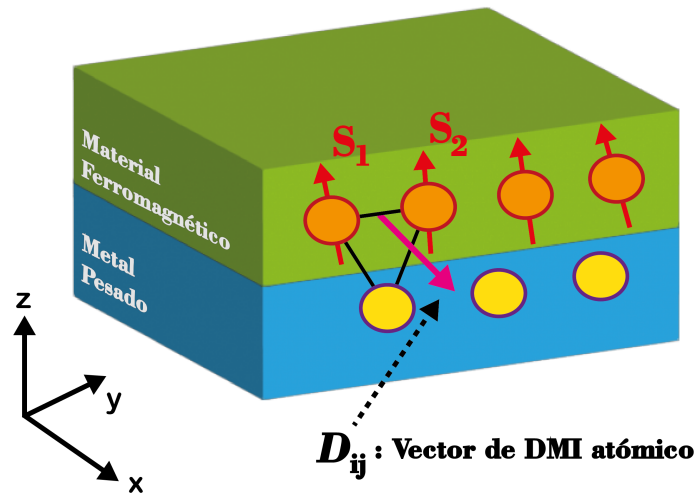
$$\mathcal{H}_{\text{DMI}} = \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j) \quad (9)$$

\mathbf{D}_{ij} representa el vector de DMI atómico.

El valor de la constante de DMI depende de la naturaleza de los materiales usados. Por ejemplo, el valor de la constante DMI en la interfaz Co/Pt oscila entre valores de $\sim 2 \text{ mJ/m}^2$ - 12 mJ/m^2 (H. Yang, Thiaville, Rohart, Fert, y Chshiev, 2015).

Figura 6

Representación esquemática de la ruptura de la simetría en una interfaz FM/NM debido a la interacción Dzyaloshinskii-Moriya.



2.2.1.2. Energía magnetostática. La energía magnetostática, también denominada energía dipolo-dipolo o energía desmagnetizante, resulta del mismo campo magnético desmagnetizante H_d generado por los dipolos desmagnetizantes de la muestra (Figura 7) (Gliga, 2010; Guimarães, 2017):

$$E_{\text{mag}} = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_d^2 dV \quad (10)$$

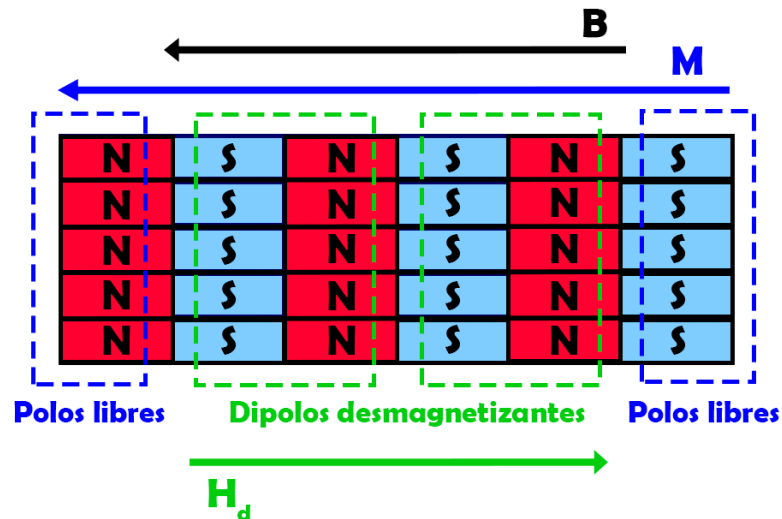
Donde:

$$\mathbf{H}_d = -N_d \mathbf{M} \quad (11)$$

N_d es el coeficiente de desmagnetización. El factor $\frac{1}{2}$ evita la duplicidad o autointeracción, considerando solo la interacción de la magnetización de la muestra y el campo magnético que este crea.

Figura 7

Representación gráfica de dipolos dentro de un material magnético.



2.2.1.3. Energía de anisotropía. En ausencia de un agente externo, la orientación de los momentos puede ser alineada en una dirección preferencial, la cual dependerá de la estructura cristalina (Gliga, 2010). En el caso de la anisotropía uniaxial, esta puede ser definida como:

$$E_{\text{ani}} = V(K_1 \text{sen}^2\theta + K_2 \text{sen}^4\theta) \quad (12)$$

Donde K_1 y K_2 son constantes de anisotropía en unidades de J/m^3 , y θ representa el ángulo entre la magnetización y el eje fácil.

2.2.1.4. Energía de Zeeman. La contribución de un campo magnético externo \mathbf{H}_{ext} sobre la magnetización de una muestra, es representada por el término de Zeeman (Andreas, 2014; Gliga, 2010):

$$E_{\text{zee}} = -\mu_0(\mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M}) \quad (13)$$

Este término depende tanto de la orientación del campo magnético externo como de la magnetización local. Así mismo este valor será mínimo cuando ambos vectores sean paralelos y tengan la misma dirección.

2.2.1.5. Energía total. La energía total es expresada como la suma de todas las energías contribuyentes al sistema: Energía de intercambio (Ecuación 8), energía magnetostática (Ecuación 10), energía de anisotropía (Ecuación 12) y energía de Zeeman (Ecuación 13).

$$E = E_{\text{exc}} + E_{\text{mag}} + E_{\text{ani}} + E_{\text{zee}} \quad (14)$$

2.2.2. Ecuación de Landau-Lifschitz-Gilbert

Landau y Lifschitz propusieron el primer modelo matemático para la descripción de la dinámica de la magnetización en 1935. Su modelo describe la evolución temporal de la magnetización como el movimiento precesional de la magnetización alrededor de un campo efectivo \mathbf{H}_{eff} (Figura 8 a), debido al torque τ que ejerce sobre la magnetización \mathbf{M} (Abert, 2020; Gliga, 2010):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e \tau = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] \quad (15)$$

En 1955, Gilbert añadió un segundo término a la Ecuación 15, siendo este un término de disipación o proceso de relajación de la magnetización (Figura 8 b). Este término puede surgir por diferentes efectos fenomenológicos como el acoplamiento espín-órbita (SOC), etc. La adición de este término en la Ecuación 15, conlleva a la formulación matemática del modelo Landau, Lifschitz y Gilbert (LLG) (Ecuación 17) (Abert, 2020; Gliga, 2010; Kronmüller, 2007) (Figura 8 c):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e \left[\mathbf{M} \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \right] \quad (16)$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (17)$$

Para desarrollar la Ecuación 17, dado que tenemos una dependencia temporal de la magnetización en ambos lados, podemos extender el término $d\mathbf{M}/dt$ de la derecha:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \left(-\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \right) \right] \quad (18)$$

Desarrollando la Ecuación 18:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha\gamma_e}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha^2}{M_s^2} \mathbf{M} \times \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] \quad (19)$$

Usando la identidad: $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) \mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{c}$. Y sabiendo que $\mathbf{M} \cdot d\mathbf{M}/dt = 0$.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha\gamma_e}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \alpha^2 \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (20)$$

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha\gamma_e}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] \quad (21)$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma_e}{(1 + \alpha^2)} [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha\gamma_e}{(1 + \alpha^2) M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] \quad (22)$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma' [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha'}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] \quad (23)$$

Donde:

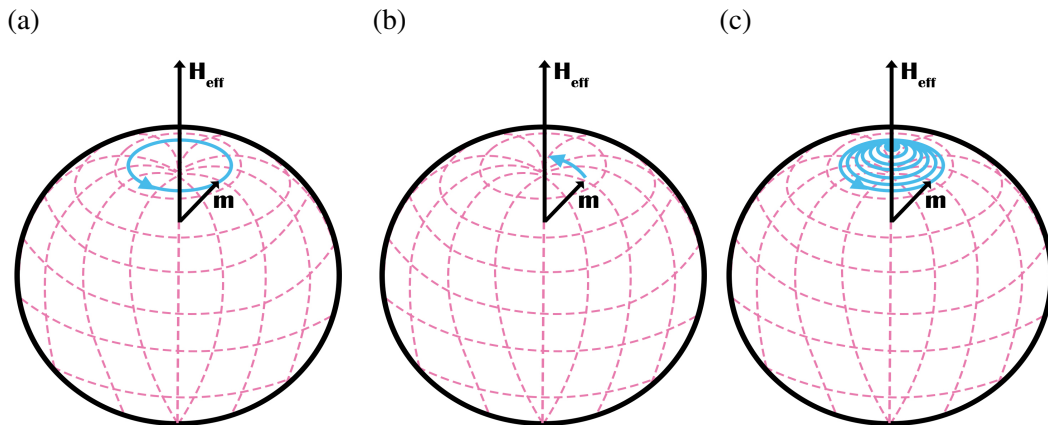
$$\gamma' = \frac{\gamma_e}{1 + \alpha^2} \quad (24)$$

$$\alpha' = \frac{\alpha \gamma_e}{1 + \alpha^2} \quad (25)$$

Siendo \mathbf{M} la magnetización, $\gamma_e = 1,76 \times 10^{11} \text{T}^{-1} \text{s}^{-1}$ la relación giromagnética y α la constante de amortiguación de Gilbert (de Assis, Mertig, y Göbel, 2024; Göbel *et al.*, 2019). El campo magnético efectivo \mathbf{H}_{eff} es calculado como: $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\mu_0}{M_s} \frac{\delta w}{\delta \mathbf{m}}$, donde w es la densidad de energía total, la cual incluye todos los términos de energía presentes en la Ecuación 14.

Figura 8

Dinámica de la magnetización descrita por la ecuación LLG. (a) Término precesional. (b) Término disipativo. (c) Consideración de ambos movimientos.

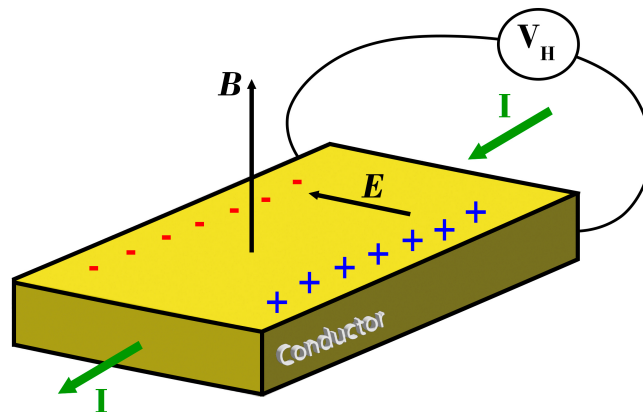


2.3. Efecto Hall del espín (SHE)

El efecto Hall a niveles macroscópicos, deriva de la diferencia de concentración de electrones, transportados por una corriente eléctrica I , en los extremos de un material conductor (metal) al aplicar un campo magnético B perpendicular a la superficie. Un campo eléctrico E es generado dentro del material, induciendo un voltaje, denominado voltaje Hall (V_H), tal como se muestra en la Figura 9 (Nair et al., 2012).

Figura 9

Representación esquemática del efecto Hall.



Análogamente, el efecto Hall del espín (SHE) genera una corriente de espín J_s debido a la presencia de una corriente eléctrica J_c (Figura 10 a). El proceso de conversión de una corriente J_c a J_s , comienza con la aplicación de un corriente eléctrica en el material no magnético (NM) con fuerte acoplamiento espín-órbita (SOC), polarizando las cargas con espines “up” y “down”, induciendo una corriente de espín (Cheng, Li, Zhao, y Chia, 2021; Kim y Lee, 2014; Tang, Liu, Li, Pan, y Zeng, 2021), esta relación puede ser expresada mediante la siguiente ecuación (Guimarães, 2017):

$$J_s = \theta_{\text{SH}} (\mathbf{s} \times J_c) \quad (26)$$

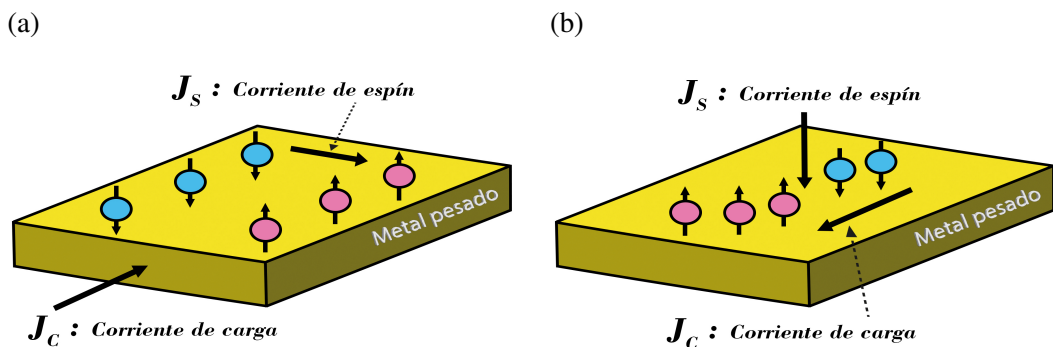
Aquí, θ_{SH} representa el ángulo de espín Hall, característico del sistema estudiado, y \mathbf{s} es la polarización del espín.

El efecto inverso del SHE, es decir, la conversión de una corriente espín en una corriente de carga, es denominado efecto Hall del espín inverso (iSHE) (Figura 10 b). Y es expresado como (Guimarães, 2017):

$$J_c = \theta_{\text{SH}} (\mathbf{s} \times J_s) \quad (27)$$

Figura 10

Conversión de: (a) Corriente de carga a corriente de espín, y (b) Corriente de espín a corriente de carga.



2.4. Torque espín-órbita (SOT)

Una vez generada la corriente de espín debido al SHE, esta ejerce un torque sobre los átomos de la capa magnética (SOT), excitando los momentos magnéticos en el material FM (C. Song *et al.*, 2021; Tang *et al.*, 2021). El torque espín-órbita (Figura 11), puede ser expresado como (Ohki y Mochizuki, 2024; X. Zhang *et al.*,

2016):

$$\tau_{\text{SOT}} = \frac{\gamma_e \hbar |\theta_{\text{SH}}| J_c}{2eM_s} \cdot \frac{1}{d_z} [\mathbf{M} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{M})] \quad (28)$$

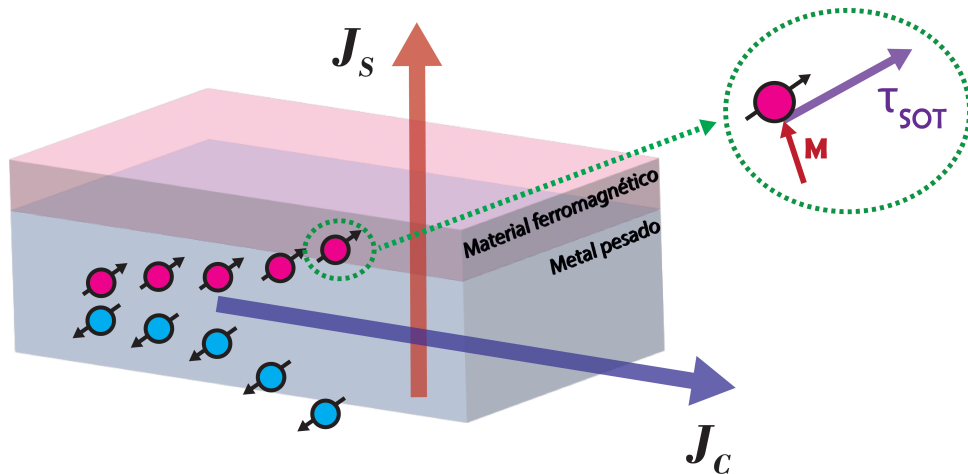
El torque τ_{SOT} dado por la Ecuación 28 se adiciona a la Ecuación 17 para considerar los efectos de una corriente polarizada de espín J_s aplicada en el sistema (de Assis *et al.*, 2024; Göbel *et al.*, 2019; Vansteenkiste *et al.*, 2014).

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_e \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{\gamma_e \hbar |\theta_{\text{SH}}| J_c}{2eM_s} \cdot \frac{1}{d_z} [\mathbf{M} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{M})] \quad (29)$$

Donde d_z es el espesor del material ferromagnético, \hbar es la constante de Planck y e es la carga del electrón.

Figura 11

Ilustración del torque espín-órbita.

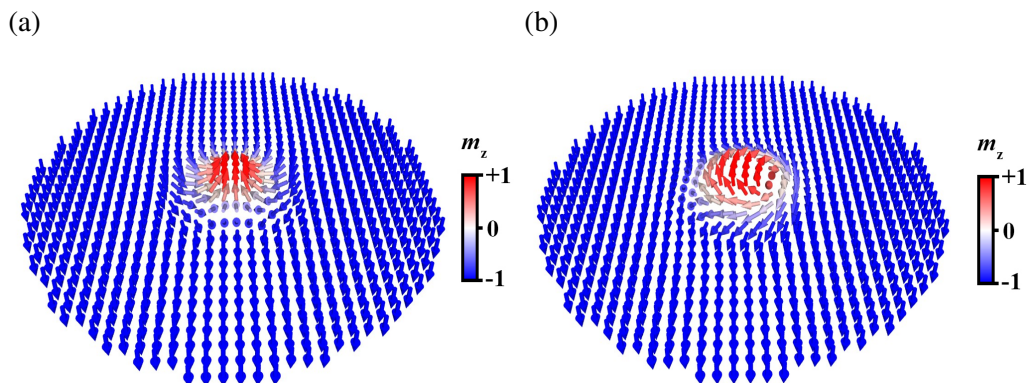


2.5. Skyrmions

Un skyrmion es considerado como una textura de espín exótica, la cual posee un núcleo donde los momentos magnéticos pueden apuntar hacia arriba o abajo. El sentido en el cual apuntan los momentos magnéticos define la propiedad llamada polaridad (p); siendo $p = +1$ cuando la magnetización apunta en dirección del eje $+z$, y $p = -1$ cuando la magnetización apunta en dirección del eje $-z$. El núcleo del skyrmion está rodeado por una región externa, donde la magnetización apunta en dirección opuesta al núcleo. Por otro lado, entre el núcleo y la región externa, se forma una pared de dominio donde los momentos magnéticos apuntan a lo largo del plano. Dependiendo de la disposición de los momentos en el plano, los skyrmions se pueden clasificar en 2 tipos: Skyrmion tipo Néel y skyrmion tipo Bloch (Figura 12). En un skyrmion tipo Néel, los momentos magnéticos entre el núcleo y la región externa tienen dirección radial, mientras que en un skyrmion tipo Bloch tienen una orientación de vórtice (Fert, Reyren, y Cros, 2017; Kézsmárki *et al.*, 2015; X. Zhang *et al.*, 2020).

Figura 12

Ilustración de un skyrmion (a) Néel y (b) Bloch.



Este tipo de configuraciones magnéticas se caracterizan por tener una carga topológica o número de skyrmion, igual a ± 1 (el signo depende de la polaridad). La carga topológica (Q) se define por:

$$Q = \frac{1}{4\pi} \iint \mathbf{m} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) dx dy = \pm 1 \quad (30)$$

La carga topológica de una configuración magnética puede definirse como el número de veces donde el vector de magnetización se envuelve alrededor de una esfera unitaria (G. Chen, 2017; Dai *et al.*, 2013; Pfleiderer, 2011).

2.5.1. Nucleación y estabilización de un skyrmion

Como se indicó previamente, es posible nuclear skyrmions en sistemas interfaciales, debido a la ruptura de la simetría en la interfaz por DMI. Usando simulación computacional, este tipo de configuraciones han sido creadas en nanoestructuras ferromagnéticas de diferentes geometrías, como: triangulares (Pepper *et al.*, 2018; Schäffer, Rózsa, Berakdar, Vedmedenko, y Wiesendanger, 2019), circulares (Tejo, Riveros, Escrig, Guslienko, y Chubykalo-Fesenko, 2018; Vigo-Cotrina y Guimarães, 2020), anulares (de Assis *et al.*, 2024; Ponsudana, Amuda, Madhumathi, Brinda, y Kanimozhi, 2021) y rectangulares (Sampaio, Cros, Rohart, Thiaville, y Fert, 2013; X. Zhang *et al.*, 2016). Un skyrmion puede ser nucleado bajo la influencia de agentes externos, como: campos magnéticos (Dong, Fu, Duan, y Chang, 2024), corrientes de espín (Göbel *et al.*, 2019; X. Zhang *et al.*, 2016), esfuerzos mecánicos (Mehmood *et al.*, 2019).

Las superficies curvas pueden inducir efectos similares a la interacción Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), dando lugar a la formación de diversas configuraciones magnéticas, como: vórtices (Sloika, Kravchuk, Sheka, y Gaididei, 2014), dominios (Carvalho-Santos, Corona, Altbir, y Castillo-Sepúlveda, 2020) y skyrmions

(Carvalho-Santos *et al.*, 2020; Dugato *et al.*, 2025). Carvalho-Santos *et al.* (2020) utilizaron un sistema interfacial curvo FM/NM. Sus resultados indicaron un incremento en la magnitud del DMI asociado a un aumento en el arco proyectado. Por otro lado, J. Yang, Abert, Suess, y Kim (2021) reportaron la nucleación de un skyrmion en ausencia de DMI intrínseco, atribuida a la compensación entre el efecto tipo DMI inducido por la curvatura de la estructura y la anisotropía magnética perpendicular (PMA).

Además, skyrmions magnéticos tipo Néel han sido observados experimentalmente en sistemas interfaciales con DMI: Pd/Fe/Ir (Romming, Kubetzka, Hanneken, von Bergmann, y Wiesendanger, 2015), Ir/Co/Pt (Moreau-Luchaire *et al.*, 2016), Pt/Co/Au (Zelent *et al.*, 2021), Pt/Co/Ta (Woo *et al.*, 2016), Fe/Ni/Cu/Ni/Cu (G. Chen, Mascarague, Schmid, y others, 2015) y Pt/Co/MgO (Boulle *et al.*, 2016). Estos pueden estabilizarse a temperatura ambiente mediante la aplicación de campos magnéticos pequeños, por ejemplo, 2 mT o 68 mT (Moreau-Luchaire *et al.*, 2016; Woo *et al.*, 2016), e incluso mantenerse estables en ausencia de un campo externo (Boulle *et al.*, 2016; G. Chen *et al.*, 2015). Por otro lado, skyrmions de tamaño muy reducido, con diámetros inferiores a 2 nm, han sido observados en multicapas Pd/Fe/Ir (Romming *et al.*, 2015); sin embargo, su nucleación requiere de temperaturas extremadamente bajas ($T < 5$ K) y la aplicación de campos magnéticos intensos (1-3) T.

Adicionalmente, skyrmions tipo Bloch han sido creados en sistemas Bulk de FeGe (Kovács *et al.*, 2017; Twitchett-Harrison *et al.*, 2022; Zhao *et al.*, 2016). Muhlbauer *et al.* (2009) obtuvieron la primera evidencia experimental de skyrmions magnéticos (tipo Bloch) en MnSi (Monosiliciuro de manganeso) de estructura cristalina tipo B20. Los autores usaron el método “dispersión de neutrones” a una temperatura $T = 29,5$ K.

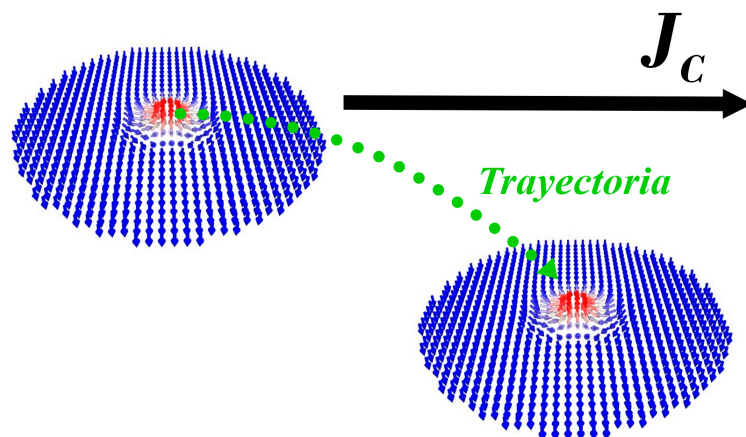
2.5.2. Dinámica de un skyrmion

2.5.2.1. Efecto Hall del skyrmion (SkHE). Los skyrmions pueden ser usados en dispositivos de almacenamiento magnético, por lo que estos tienen que ser desplazados a lo largo de una cinta magnética mediante estímulos externos como: corrientes de espín (Jin *et al.*, 2016; X. Zhang *et al.*, 2016), gradientes de campo magnético (Komineas y Papanicolaou, 2015), esfuerzos mecánicos (Yanes *et al.*, 2019). Sin embargo, estos son desviados con un ángulo θ_{sk} hacia los bordes de la cinta, debido a una fuerza transversal de origen topológico llamada fuerza Magnus (G. Chen, 2017).

Esta desviación del skyrmion de naturaleza topológica, se le denomina como efecto Hall del skyrmion (G. Chen, 2017) (Figura 13).

Figura 13

Efecto Hall del skyrmion.



Una forma analítica de estudiar la dinámica de un skyrmion, es a través de la ecuación de Thiele (Göbel *et al.*, 2021; Thiele, 1973)

$$b\mathbf{G} \times \mathbf{v}_s - bD\alpha\mathbf{v}_s - B\mathbf{J}I_s = \mathbf{F} \quad (31)$$

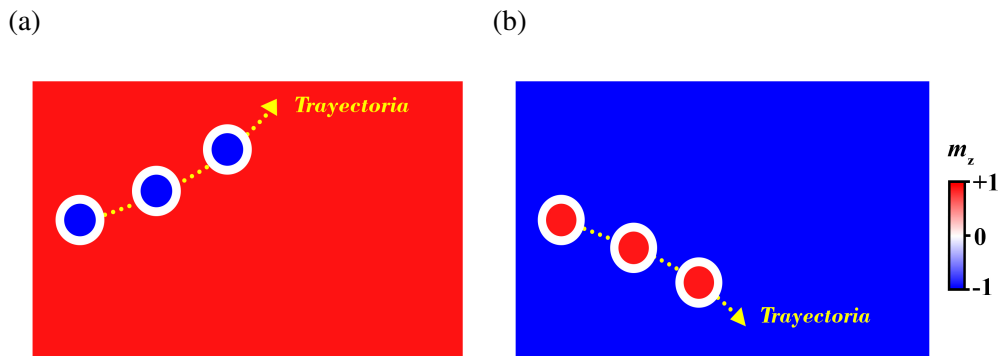
Las constantes b y B son calculadas mediante las propiedades inherentes del material de estudio por medio de las siguientes expresiones: $b = M_s d_z / \gamma_e$, y $B = \hbar \theta_{\text{SH}} / 2e$.

Comenzando con el primer término de la Ecuación 31, v_s representa la velocidad del skyrmion, \mathbf{G} es el vector de acoplamiento giromagnético, el cual puede ser calculado como: $\mathbf{G} = \pm 4\pi Q$. El segundo término representa un factor disipativo, donde \mathcal{D} es un tensor de disipación. El tercer término está relacionado a la aplicación de una corriente \mathbf{J} , donde \mathcal{I} es un tensor de torque y s es la polarización del espín. El cuarto término representa un gradiente de potencial generado por el entorno el cual alberga al skyrmion, como lo podrían ser: otros skyrmions, bordes de la cinta magnética, o defectos magnéticos (de Assis *et al.*, 2024).

Como podemos notar de la Ecuación 31, la presencia de la fuerza Magnus, derivada del primer término, es propia al desplazamiento de un skyrmion con carga topológica $Q = \pm 1$, la dirección de desvío de esta fuerza dependerá del valor de la polaridad p del skyrmion (Figura 14).

Figura 14

Representación esquemática del desplazamiento de un skyrmion con carga topológica (a) $Q = -1$ y (b) $Q = +1$ sobre una cinta magnética.



La componente longitudinal \mathbf{v}_x puede ser expresada en función de la componente transversal \mathbf{v}_y de \mathbf{v}_s , mediante la siguiente ecuación (Göbel *et al.*, 2019):

$$\mathbf{v}_x = \frac{B}{b} \frac{\mathcal{I}_{xy}}{\mathcal{D}_{xx}} \frac{1}{\alpha} J_c - \tan(\theta_{\text{Sk}}) \mathbf{v}_y \quad (32)$$

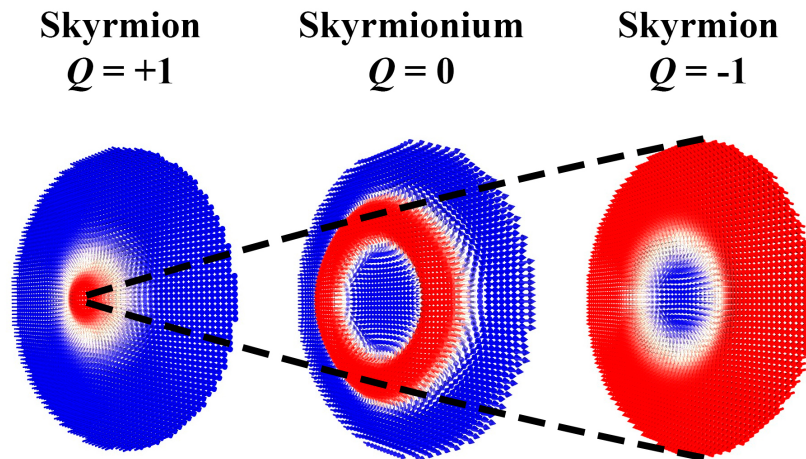
El primer término de la derecha representa el estado estacionario del skyrmion, indicando el desplazamiento del skyrmion después del desvío a lo largo de la cinta magnética, donde \mathbf{v}_x es constante dado que $\theta_{\text{Sk}} = 0$. Mientras que el segundo término está relacionado a la velocidad del skyrmion durante el SkHE.

2.6. Skyrmioniums

Un skyrmionium, también conocido como “ 2π skyrmion” (Zheng *et al.*, 2017), es una textura de espín con una carga topológica trivial ($Q = 0$) que posee un núcleo cuya polaridad puede ser positiva o negativa (X. Zhang *et al.*, 2016). A diferencia de un skyrmion, el núcleo de un skyrmionium está rodeado de dos regiones: interna y externa. Los momentos del núcleo y la región externa son paralelos, formando un ángulo de 2π . Esta configuración implica la existencia de dos paredes de dominio (o dos “anillos”). Asimismo, un skyrmionium puede ser visto como el acoplamiento de dos skyrmions con diferente carga topológica $Q = +1$ y $Q = -1$, uno dentro de otro, llevando a una carga topológica resultante $Q = 0$ (Figura 15).

Figura 15

Ilustración de un skyrmionium magnético.



2.6.1. Nucleación y estabilidad

Estas configuraciones magnéticas han sido obtenidas de forma experimental en sistemas: GeFe (Zheng *et al.*, 2017), Ta/[Pt/Co]/Ru/[Co/Pt]/Ta (S. Yang *et al.*, 2023), NiFe/Cr:Sb₂Te₃ (S. Zhang, Kronast, van der Laan, y Hesjedal, 2018), Si₃N₄/Tb₂₂Fe₆₉Co₉/Si₃N₄/AlTi (Finazzi *et al.*, 2013). Por otro lado, mediante simulaciones micromagnéticas, diversos trabajos muestran que es posible nuclear un skyrmionium usando corrientes de espín (R. Chen, Li, Pavlidis, y Moutafis, 2020; Göbel *et al.*, 2019; X. Zhang *et al.*, 2016) y campos magnéticos (Ishida y Kondo, 2020; Vigo-Cotrina y Guimarães, 2020).

Una vez nucleado, es fundamental asegurar la estabilidad temporal del skyrmionium, ya que estas configuraciones pueden ser susceptibles a fluctuaciones térmicas (A. Jiang, Zhou, Zhang, y Mochizuki, 2024) y a perturbaciones externas, como campos magnéticos (X. Zhang *et al.*, 2016) o corrientes de espín (C. Song, Ma, *et al.*, 2019). Por ello, se han desarrollado diversos estudios que exploran su

estabilización mediante la variación de parámetros magnéticos, como la constante de interacción Dzyaloshinskii-Moriya (D_{int}), la anisotropía magnética perpendicular (K_z), así como la temperatura.

Sarmiento y Guimarães (2024) estudiaron la estabilidad de un skyrmion y skyrmionium, variando las constantes D_{int} y K_z a temperatura ambiente. Los autores consideraron un nanodisco Co/Pt de 150 nm de diámetro y 1 nm del espesor del material FM. Sus resultados mostraron que, para estabilizar un skyrmion o skyrmionium considerando un D_{int} alto, es necesario incrementar K_z , esto debido a la compensación entre el alineamiento perpendicular al plano de los espines para formar configuraciones tipo dominio (K_z), y el alineamiento curvo de los momentos magnéticos (D_{int}). Caso contrario se observa para valores bajos de D_{int} , los cuales requieren de baja K_z para estabilizar skyrmions y skyrmioniums. Resultados similares para $T = 0$ K han sido reportados previamente (Kolesnikov *et al.*, 2018; C. Song, Jin, *et al.*, 2019).

2.6.2. *Dinámica de un skyrmionium*

La ecuación de Thiele (Ecuación 31) también puede ser usada para estudiar la dinámica de un skyrmionium. Dado que este tiene una carga topológica $Q = 0$ y $\mathbf{G} \propto Q$, el skyrmionium no se verá afectado por la fuerza Magnus (Göbel *et al.*, 2019; Kolesnikov *et al.*, 2018; X. Zhang *et al.*, 2016), tal como se ilustra en la Figura 16.

Por ende, podemos expresar la velocidad longitudinal de un skyrmionium considerando $\theta_{\text{Sk}} = 0$, como:

$$\mathbf{v}_x = \frac{B}{b} \frac{\mathcal{I}_{\text{xy}}}{\mathcal{D}_{\text{xx}}} \frac{1}{\alpha} J_c \quad (33)$$

Esta relación indica que la velocidad de un skyrmionium es mayor a la velocidad del skyrmion durante el SkHE.

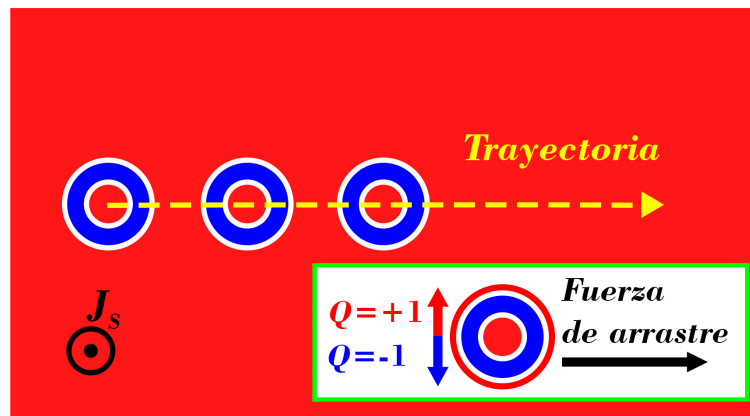
Kolesnikov *et al.* (2018) indujeron el movimiento de un skyrmion y un skyrmionium vía SOT, aplicando una corriente de espín polarizada perpendicular J_s . Los autores trabajaron sobre un sistema Co/Pt, considerando los siguientes parámetros magnéticos: Magnetización de saturación $M_s = 580$ kA/m, constante de rigidez $A_{ex} = 15$ pJ/m, constante DMI $D_{int} = 5$ mJ/m², constante de anisotropía uniaxial perpendicular $K_z = 1,5$ MJ/m³ y constante de amortiguamiento $\alpha = 0,3$.

Se reportaron valores límites de velocidad longitudinal V_x entre ≈ 25 m/s (para $J_s = 1$ MA/cm²) y ≥ 150 m/s (para $J_s = 10$ MA/cm²). Estos valores llegaron a ser 5,5 veces mayores a las velocidades relacionadas al skyrmion.

Tanto los parámetros magnéticos como la geometría del material juegan un rol muy importante en la dinámica del skyrmionium. Por ejemplo, Ishida y Kondo (2020) variaron la constante de amortiguamiento α para estudiar las velocidades de skyrmioniums y skyrmions. Al reducir α , desde 0,2 a 0,02 se obtuvo un aumento de ≈ 61 m/s a ≈ 153 m/s, representando un incremento porcentual por encima del 60 % respecto al valor máximo para las velocidades del skyrmionium, los cuales son mayores a los registrados para el skyrmion con $Q = +1$ (2 %) y $Q = -1$ (10 %).

Figura 16

Representación esquemática del desplazamiento de un skyrmionium sobre una cinta magnética.



III. Metodología

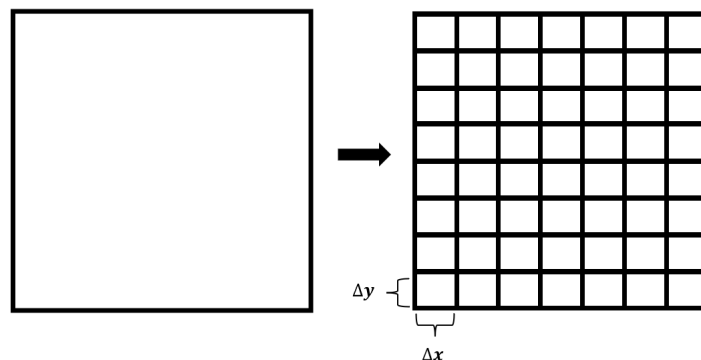
3.1. Diseño de investigación

3.1.1. Simulación micromagnética

Se usó Mumax3 para realizar las simulaciones micromagnéticas. Mumax3 es un programa de código libre acelerado por unidad de tarjeta gráfica NVidia (Vansteenkiste *et al.*, 2014). Este software resuelve numéricamente la ecuación LLG (Ecuación 23) usando el método de diferencias finitas. La muestra es discretizada en celdas como se muestra en la Figura 17.

Figura 17

Esquema de la discretización del sistema.



El funcionamiento de Mumax3 es presentado en la Figura 19. Este proceso inicia con la introducción de los parámetros de entrada, los cuales son tomados por el software para resolver la Ecuación 23. El proceso iterativo finaliza al momento que $|\tau| < 10^{-5} M_s$ (condición de equilibrio), resultando en una configuración magnética final.

En este trabajo, se ejecutó Mumax3 en una computadora con tarjeta gráfica NVIDIA RTX 4060 Ti 16 GB, procesador Intel Core i5-11400F, memoria RAM DDR4 de 16 GB. Se usó el sistema operativo Windows.

Figura 18

Captura de pantalla de Mumax3 ejecutándose a través del centro de comando de Windows.

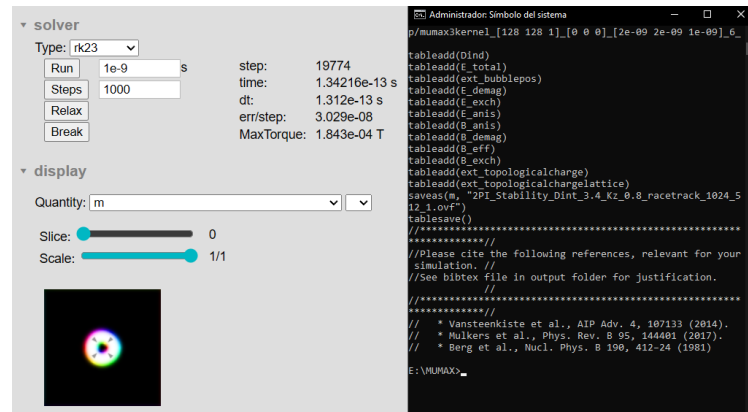
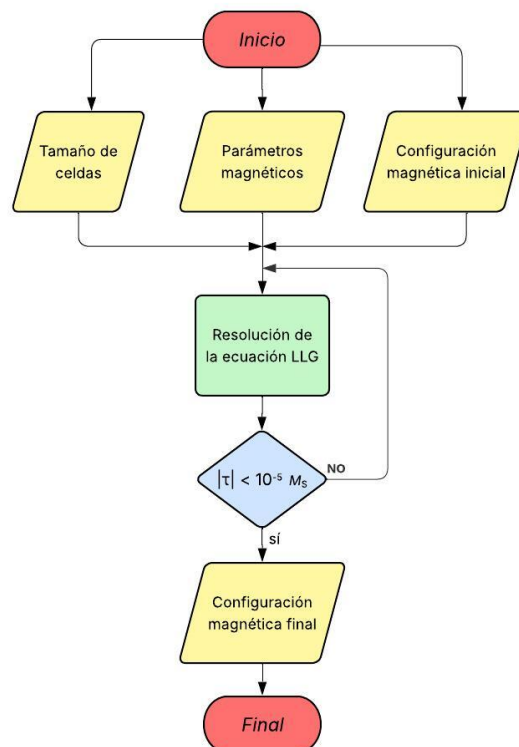


Figura 19

Diagrama de flujo de Mumax3.



Se usaron una serie de rutinas para diferentes operaciones dentro de la investigación: área de estabilización, energía de interacción, dinámica del skyrmionium y operaciones lógicas.

Dentro de los códigos se utilizaron funciones definidas de Mumax3 relacionadas a parámetros magnéticos y geométricos, como:

- **setgridsize**: Número de celdas en los ejes X,Y,Z.
- **setcellsize**: Tamaño de celda (X,Y,Z) en nanómetros.
- **Msat**: Magnetización de saturación en A/m.
- **Aex**: Constante de rigidez de intercambio en J/m.
- **Dind**: Constante de DMI en J/m².
- **Ku1**: Constante de anisotropía perpendicular uniaxial en J/m³.
- **AnisU**: Dirección de la anisotropía uniaxial.
- **alpha**: Constante de amortiguamiento.
- **m**: Configuración magnética inicial.

Los parámetros magnéticos correspondientes al sistema Co/NM son: Magnetización de saturación: $M_s = 580$ kA/m, constante de rigidez: $A_{ex} = 15$ pJ/m, constante DMI: D_{int} de 2,5 mJ/m² a 6,5 mJ/m², constante de anisotropía uniaxial perpendicular: K_z de 0,5 MJ/m³ a 2 MJ/m³, y constante de amortiguamiento $\alpha = 0,3$. Estos valores pueden ser encontrados en las siguientes referencias (Göbel et al., 2019; Kolesnikov et al., 2018; Sampaio et al., 2013; X. Zhang et al., 2016).

3.1.2. Herramientas para el análisis de los resultados

- OriginPro 2024 (64-bit).
- Matlab R2023b Update 7 (64-bit).
- Muview V.3.11.

IV. Resultados y discusión

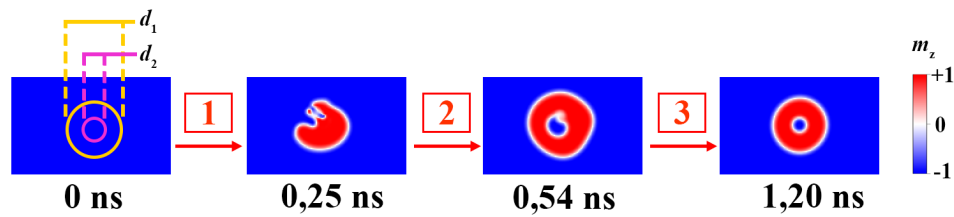
4.1. Nucleación de un skyrmionium

Como primer paso, se llevó a cabo el proceso de nucleación de un skyrmionium mediante la aplicación de dos densidades de corriente $J_1 = -4 \text{ GA/cm}^2$ y $J_2 = 3 \text{ GA/cm}^2$. Las corrientes son aplicados a lo largo del eje z, por las secciones circulares de diámetros $d_1 = 60 \text{ nm}$ y $d_2 = 20 \text{ nm}$ (Figura 20 a,b).

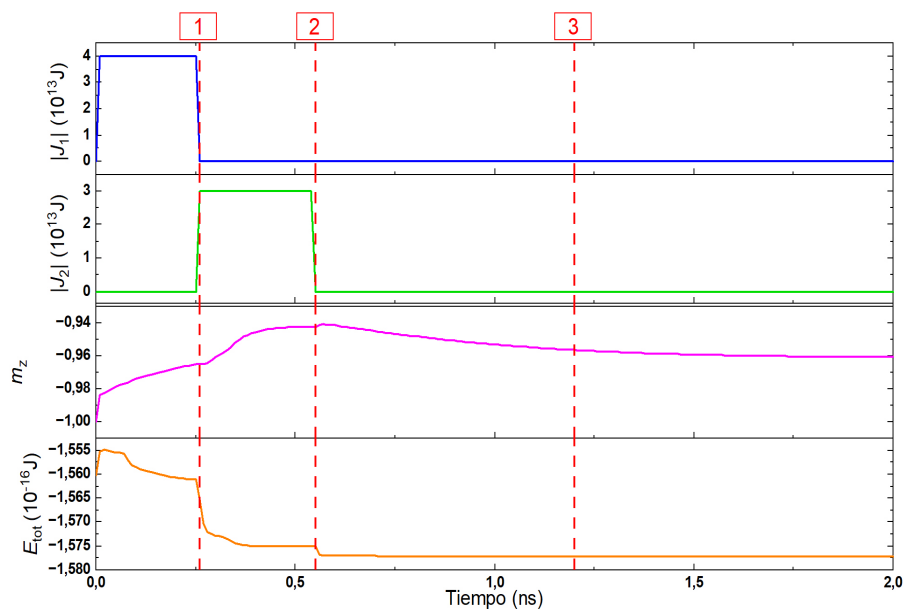
Figura 20

(a) Nucleación de un skyrmionium mediante la aplicación de pulsos de corriente. (b) Densidades de corriente (J_1 y J_2), m_z (magnetización reducida en z) y energía total del sistema en función del tiempo.

(a)



(b)



El proceso de nucleación se inició considerando un estado de dominio a lo largo de $-z$ como magnetización inicial. Se aplicó un pulso de corriente J_1 en la sección circular de diámetro d_1 durante 250 ps, de tal manera que el valor de m_z (magnetización reducida en z) va incrementando (Figura 20 b), favoreciendo la formación de una pared de dominio tipo Néel (Transición 1). Inmediatamente después, el segundo pulso J_2 fue aplicado en la región circular d_2 durante 300 ps, aumentando aún más m_z , formándose finalmente un skyrmionium (Transición 2). Luego, el sistema se deja relajar en ausencia de J_1 y J_2 , las paredes de dominio disminuyen, de tal forma que el skyrmionium se va estabilizando hasta alcanzar su forma circular, estabilizando la energía del sistema (Transición 3), como se muestra en la Figura 20 b.

4.2. Área de estabilidad

Para el estudio de la estabilización del skyrmionium se consideraron valores de la constante de anisotropía uniaxial perpendicular K_z desde $0,5 \text{ MJ/m}^3$ a 2 MJ/m^3 con incrementos de 25 kJ/m^3 , y D_{int} desde $2,5 \text{ mJ/m}^2$ a $6,5 \text{ mJ/m}^2$ con incrementos de $0,25 \text{ mJ/m}^2$ sobre una cinta magnética de dimensiones $1024 \times 128 \times 1 \text{ nm}^3$ (Figura 21).

Para obtener las regiones donde es posible obtener un skyrmionium, se procedió de la siguiente manera: un skyrmionium es localizado en el centro de la cinta magnética y luego se deja relajar. Este procedimiento se repite para cada combinación de valores K_z y D_{int} considerados en esta etapa. Las regiones donde es posible estabilizar un skyrmionium son mostradas en el diagrama de fase (Figura 22).

La Figura 22 muestra que conforme el valor de K_z incrementa, es necesario un mayor de D_{int} para estabilizar un skyrmionium. Esto se debe a que el aumento de

K_z favorece la formación de dominios magnéticos; por tanto, es necesario un mayor valor de D_{int} para favorecer el alineamiento curvo de los momentos (Kolesnikov et al., 2018; Novak, Garcia, Novais, Sinnecker, y Guimarães, 2018). Por ejemplo, para $K_z = 0,5 \text{ MJ/m}^3$ es necesario un valor mínimo de D_{int} de $2,5 \text{ mJ/m}^2$ y cuando $K_z = 1 \text{ MJ/m}^3$, el valor mínimo de D_{int} incrementa a 4 mJ/m^2 .

Figura 21

Representación esquemática de la cinta magnética albergando un skyrmionium.

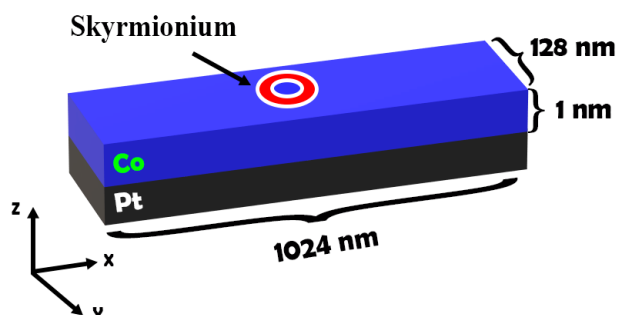
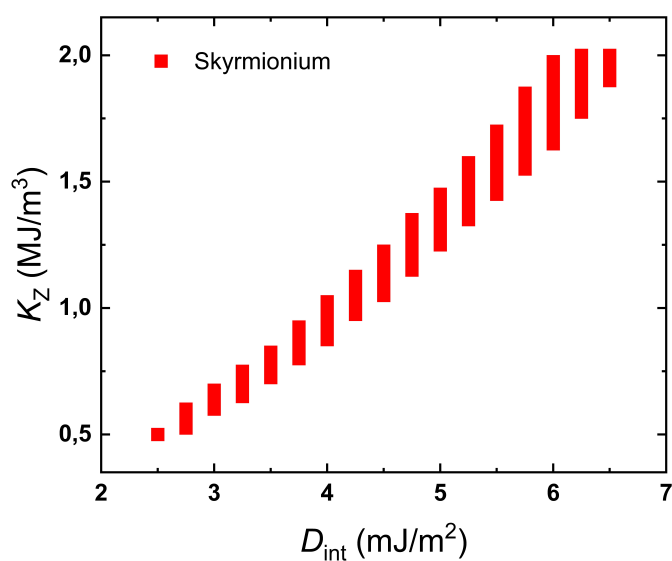


Figura 22

Diagrama de fase mostrando las regiones donde es posible estabilizar un skyrmionium.



4.3. Influencia de la constante D_{int} en el tamaño del skyrmionium

En esta sección, se estudió la influencia de la constante D_{int} . Para una mayor visibilidad de la variación del tamaño del skyrmionium en función de la DMI, se aumentó el ancho de la cinta magnética a 256 nm (Figura 23).

Se consideró una configuración inicial de skyrmionium en el centro de la nanoestructura y se varió el valor de D_{int} desde 3 mJ/m² a 3,8 mJ/m² con incrementos de 0,1 mJ/m², fijando un valor de $K_z = 0,8 \text{ MJ/m}^3$. El sistema es relajado durante 2 ns hasta llegar a una configuración magnética final.

La región de estabilización es mostrada en la Figura 24. En esta figura podemos ver que para valores $D_{\text{int}} < 3,4 \text{ mJ/m}^2$, el sistema no es estable en una configuración de skyrmionium, colapsando en un skyrmion ($Q = 0 \rightarrow Q = +1$). En el rango de $D_{\text{int}} > 3,4 \text{ mJ/m}^2$, se puede observar un incremento del dominio en +z entre la región de las paredes anulares, notando un incremento en el diámetro interno y externo del skyrmionium a medida que D_{int} aumenta.

Los diámetros del skyrmionium (Figura 25 a), se obtuvieron midiendo el ancho entre la mitad de los picos máximos delimitados por la región m_z (Figura 25 b). Dentro de la región de estabilización, de $D_{\text{int}} = 3,4 \text{ mJ/m}^2$ a 3,8 mJ/m². El diámetro interno incrementa en un 88,3 % (de 13 nm a 111 nm), mientras que el diámetro externo incrementa un 76,3 % con respecto al valor máximo (de 63,6 nm a 268,4 nm) (Figura 25 c).

Es importante resaltar que para valores $D_{\text{int}} \geq 3,8 \text{ mJ/m}^2$, el skyrmionium es deformado, extendiéndose las paredes de dominio a lo largo del eje x debido al ancho de la cinta magnética ($W = 128 \text{ nm}$), formando una elipse.

Figura 23

Representación esquemática transversal de la cinta magnética albergando un skyrmionium.

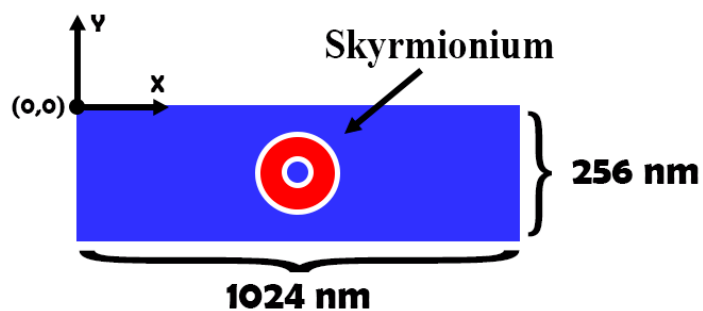


Figura 24

Variación del tamaño de un skyrmionium en función de D_{int} .

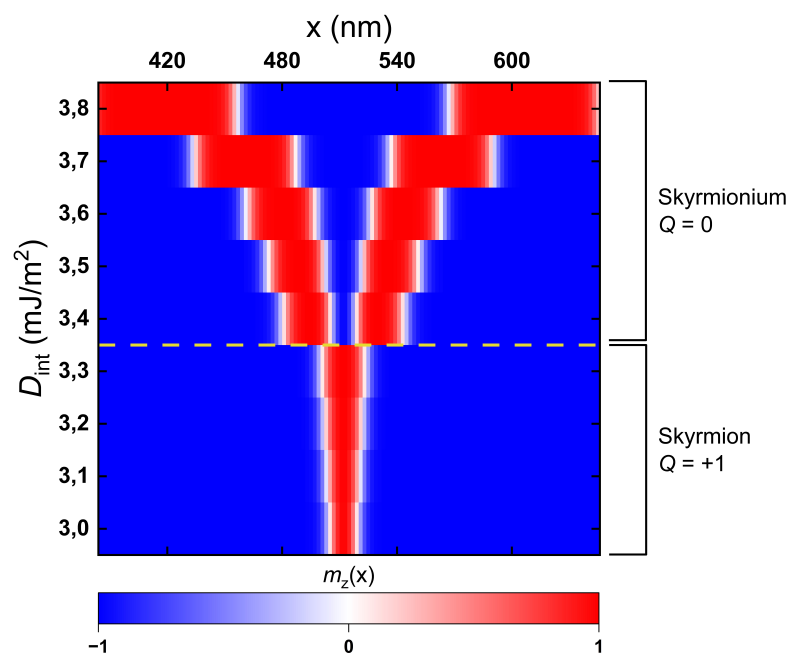
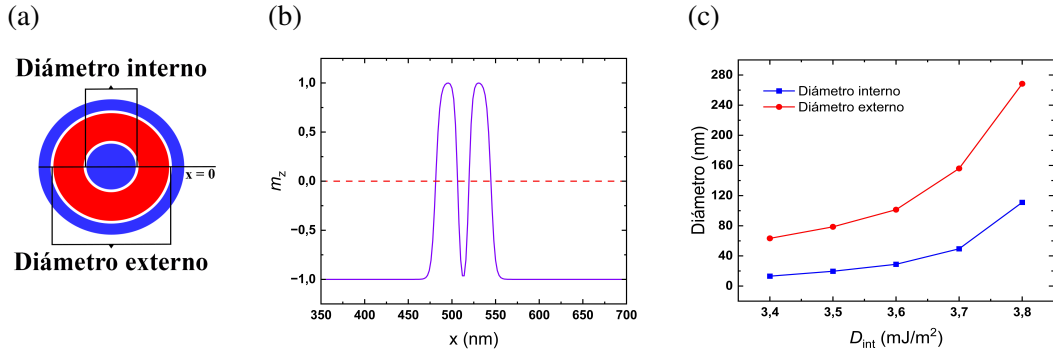


Figura 25

(a) Ilustración de los diámetros de un skyrmionium. (b) Perfil de m_z a lo largo del eje x . (c) Diámetro interno y externo de un skyrmionium en función de D_{int} .



4.4. Interacción skyrmionium-defecto

La energía de interacción (E_{int}) entre un skyrmionium y un defecto, fue estudiada en función de la posición del defecto (Figura 26 a) (Toscano *et al.*, 2019):

$$E_{\text{int}}(x) = E(x) - E(x \rightarrow \infty) \quad (34)$$

El primer término de la derecha de la Ecuación 34 representa la energía del sistema en presencia del skyrmionium y el defecto, separados a una distancia x , mientras que el segundo término representa la energía de interacción cuando la influencia del defecto sobre el skyrmionium es mínima.

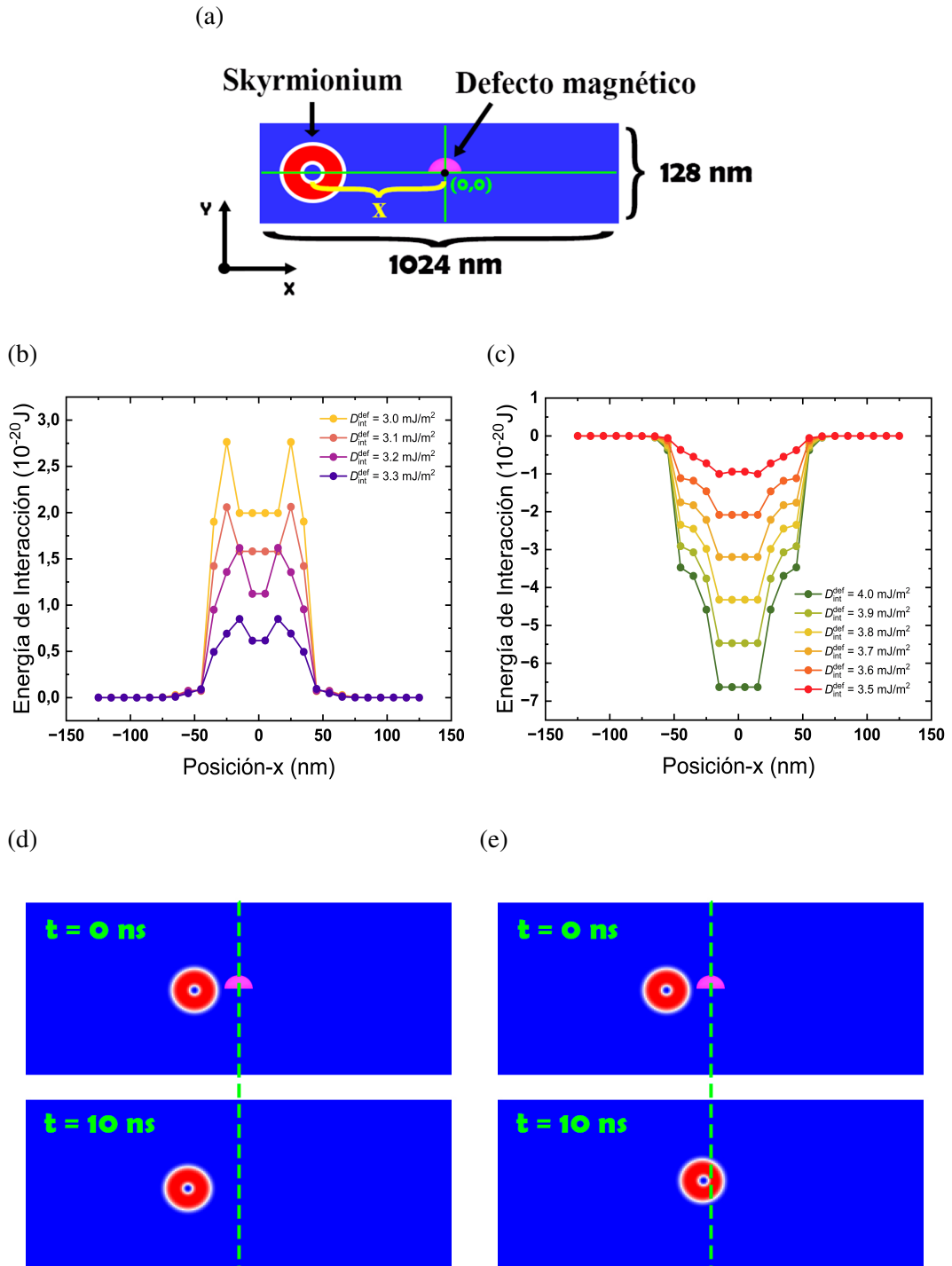
La Figura 26 b muestra que la interacción skyrmionium-defecto es repulsiva para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, descrita por barreras de potencial. Sin embargo, para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$, la interacción es atractiva, representada por pozos de potencial (Figura 26 c). Estos resultados nos indican que el skyrmionium tiende a ser atraído a la región magnética en la cual aumenta su tamaño (Figura 24), minimizando la energía del sistema, asegurando su supervivencia.

Las gráficas (Figura 26 c,d) difieren de las energías de interacción skyrmion-defecto reportadas en la literatura (Toscano *et al.*, 2019). Por ejemplo, para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$, se observan dos picos máximos (barreras), lo cual podría deberse a que el skyrmionium está compuesto por dos regiones anulares; así, al acercarse al defecto por la izquierda o la derecha, la región externa tiende a ser la primera en deformarse. Asimismo, este comportamiento también podría estar influenciado por la falta de simetría del defecto considerado (semicircular).

Además, podemos obtener una visión gráfica de los comportamientos mencionados anteriormente. Para ello, se simuló la interacción skyrmionium-defecto, colocando el defecto en el centro de la cinta magnética, y se posicionó al skyrmionium en el lado izquierdo de la cinta a una distancia centro-centro de 45 nm. Se estableció un tiempo inicial de 0 ns y un tiempo final de 10 ns. El defecto actúa como un foco de dispersión para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, como puede ser visto en la Figura 26 d. Por otro lado, para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$, el defecto actúa como un centro de fijación (Figura 26 e). Este comportamiento corrobora los resultados presentados previamente (Figura 26 b,c).

Figura 26

Energía de interacción skyrmionium-defecto para valores (a) $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$. (b) $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$. Efectos de dispersión y fijación debido a la interacción entre el skyrmionium y el defecto para (c) $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,0 \text{ mJ/m}^2$ y (d) $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,8 \text{ mJ/m}^2$.

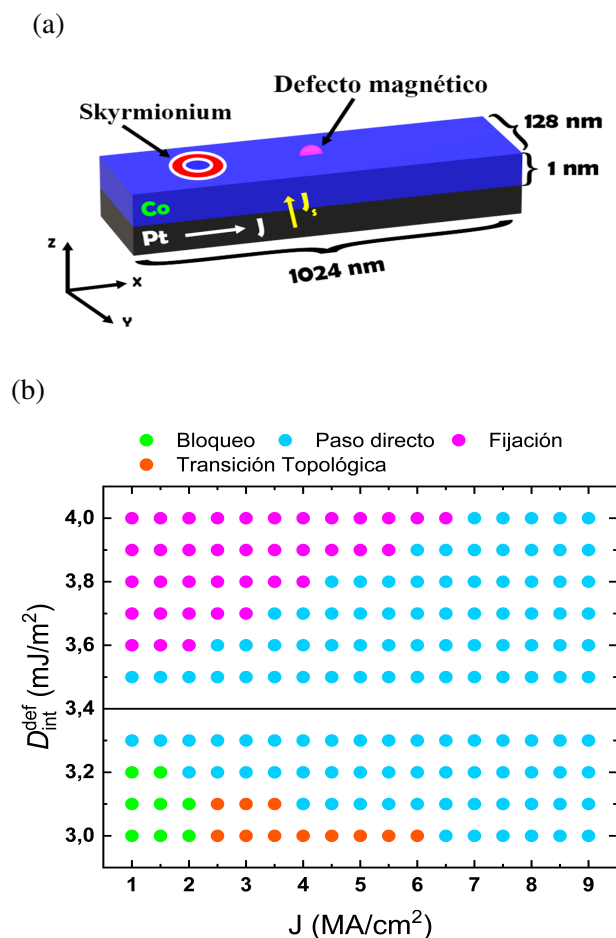


4.5. Dinámica del skyrmionium en presencia de un defecto magnético

Para el estudio de la dinámica del skyrmionium en presencia de un defecto magnético, se consideró la posición inicial del defecto en el centro de la cinta magnética, y ubicó al skyrmionium en la parte izquierda de la cinta. Las dimensiones de la cinta magnética son: $1024 \times 128 \times 1 \text{ nm}^3$. Se aplicaron densidades de corriente J a lo largo de la cinta magnética desde 1 a 9 MA/cm^2 con incrementos de $0,5 \text{ MA/cm}^2$. El rango considerado de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ fue 3 - 4 mJ/m^2 con pasos de $0,1 \text{ mJ/m}^2$ (Figura 27).

Figura 27

(a) Representación esquemática de la dinámica de un skyrmionium. (b) Estados dinámicos obtenidos de la interacción skyrmionium-defecto.



A medida que incrementamos $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ de $3,6 \text{ mJ/m}^2$ a 4 mJ/m^2 también lo hace el número de estados de fijación, en los cuales el skyrmionium queda atrapado por el defecto debido a la interacción atractiva (Figura 28 a). La densidad de corriente mínima $J_{\text{mín}}$, la cual es el valor mínimo de J necesario para pasar a través del defecto, también experimenta un aumento al incrementar la fuerza de interacción atractiva. A medida que aumentamos J por encima de $J_{\text{mín}}$, el skyrmionium pasará a través del defecto independientemente del valor de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ (Figura 28 b).

Para valores de 3 mJ/m^2 a $3,2 \text{ mJ/m}^2$, donde la interacción entre skyrmionium y defecto es repulsiva, el skyrmionium será repelido por el defecto. Por ejemplo, para $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3 \text{ mJ/m}^2$ y $J < 2,5 \text{ MA/cm}^2$, la fuerza de arrastre ejercida por la corriente J no es lo suficientemente grande para vencer las barreras de potencial, donde el defecto bloquea el paso del skyrmionium (Figura 28 c). Sin embargo, a medida que J aumenta de $2,5 \text{ MA/cm}^2$ a 6 MA/cm^2 , el skyrmionium experimenta una transición topológica irreversible de skyrmionium a skyrmion ($Q = 0 \rightarrow Q = +1$), debido a la gran intensidad de la fuerza total que este experimenta por parte del defecto y la corriente. Luego de ello, el skyrmion es deflectado hacia los bordes de la cinta magnética por SkHE (Figura 28 d). Mismo comportamiento es visto para $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,1 \text{ mJ/m}^2$. Para $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,2 \text{ mJ/m}^2$ la influencia de la fuerza de arrastre es mayor a la fuerza repulsiva ejercida por el defecto para valores de $J \geq 2 \text{ MA/cm}^2$, donde el skyrmionium logra superar las barreras de potencial, atravesando el defecto. Por otra parte, en tanto que reduzcamos el valor de J por debajo de 2 MA/cm^2 , la fuerza repulsiva predomina sobre la fuerza de arrastre, conllevando a un estado de bloqueo.

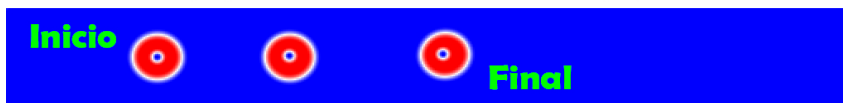
Por último, para valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,3 \text{ mJ/m}^2$ y $3,5 \text{ mJ/m}^2$, el skyrmionium logra vencer los pozos y barreras de potencial para cualquier valor de J .

Figura 28

Estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto usando diferentes valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J : (a) Bloqueo, (b) Paso directo, (c) Fijación y (d) Transición topológica.

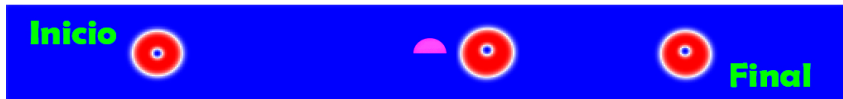
(a)

$$D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,8 \text{ mJ/m}^2 ; J = 3,5 \text{ MA/cm}^2$$



(b)

$$D_{\text{int}}^{\text{def}} = 4 \text{ mJ/m}^2 ; J = 8 \text{ MA/cm}^2$$



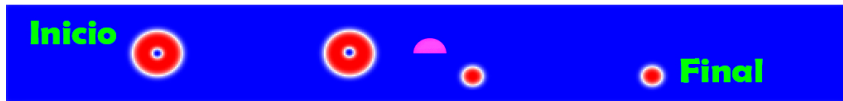
(c)

$$D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3 \text{ mJ/m}^2 ; J = 2 \text{ MA/cm}^2$$



(d)

$$D_{\text{int}}^{\text{def}} = 3,1 \text{ mJ/m}^2 ; J = 3 \text{ MA/cm}^2$$

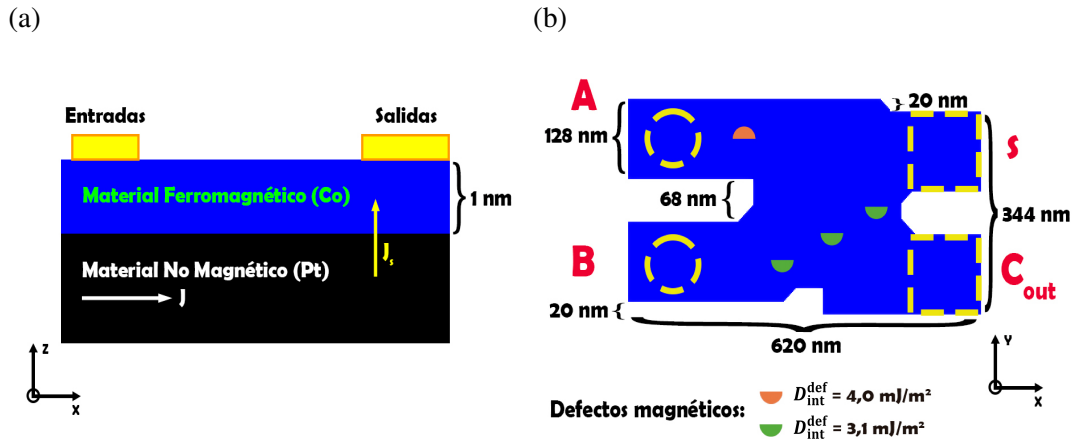


4.6. Implementación de sistemas lógicos

Es esta sección, se propone la implementación de un semisumador usando skyrmioniums y defectos, en un sistema Co/Pt (Figura 29 a). La estructura de un semisumador consta de dos entradas (A y B) y dos salidas (S y C_{out}) (Figura 29 b).

Figura 29

(a) Vista lateral del sistema Co/Pt. (b) Vista superior de un semisumador con dimensiones $620 \times 344 \text{ nm}^2$. Los defectos magnéticos están distribuidos a lo largo de la cinta magnética y tienen diferentes valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$.



Todas las operaciones lógicas de un semisumador son mostradas en la Tabla 2. Para la entrada ($A = 1, B = 0$), se obtiene una salida ($S = 1, C = 0$). En este caso se aplicó una densidad de corriente de $J = 7,5 \text{ MA/cm}^2$, que mueve al skyrmionium A directamente hacia la salida S, atravesando el defecto magnético del canal A debido a la gran influencia de la fuerza de arrastre ejercida por la corriente (Figura 30 a).

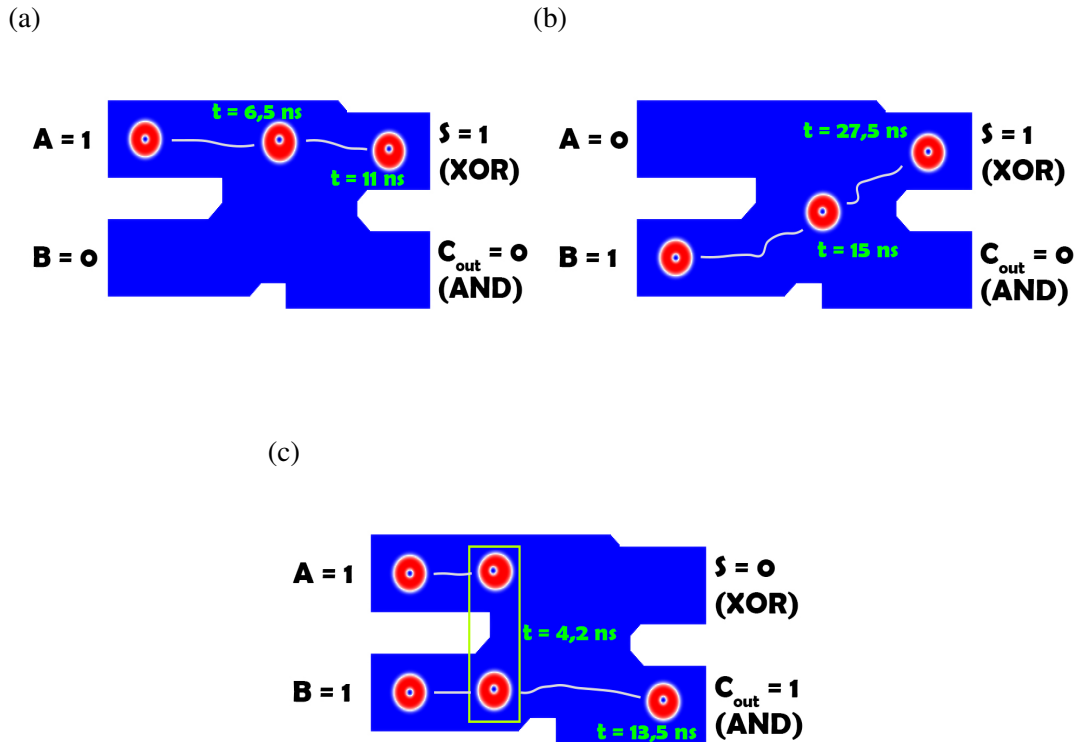
Tabla 2

Tabla de verdad de las operaciones lógicas para un semisumador.

Entradas		Salidas	
A	B	S	C _{out}
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	1	0
1	1	0	1

Figura 30

Implementación de operaciones lógicas de un semisumador con diferentes valores de J : (a) $7,5 \text{ MA/cm}^2$, (b) $3,5 \text{ MA/cm}^2$ y (c) $6,0 \text{ MA/cm}^2$.



En casos donde las entradas son ($A = 0, B = 1$), aplicamos una densidad de corriente $J = 3,5 \text{ MA/cm}^2$ para desplazar al skyrmionium B hacia la derecha, al llegar a la zona central de la cinta magnética, el skyrmionium B será desviado por los defectos magnéticos en diagonal debido a la baja competencia de la fuerza de arrastre en comparación con la fuerza repulsiva ejercida por los defectos, obteniendo en la salida ($S = 1, C = 0$) (Figura 30 b).

Por último, para el caso donde las entradas son ($A = 1, B = 1$), usamos $J = 6 \text{ MA/cm}^2$. De este modo, el skyrmionium B pasará a través de los defectos puestos en diagonal, venciendo las barreras de potencial, y logrando registrar una salida C_{out}

= 1. Por otro lado, el skyrmionium A quedará atrapado por el defecto de su canal, debido a que la fuerza de arrastre no es lo suficientemente grande para vencer la interacción atractiva entre el skyrmionium y el defecto del canal A, obteniendo una salida $S = 0$ (Figura 30 c).

Conclusiones

- Las energías de interacción skyrmionium-defecto, fueron cruciales para el análisis de la dinámica del skyrmionium en presencia de un defecto magnético. En casos donde $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, las energías de interacción entre el skyrmionium y el defecto, representan barreras de potencial, indicando una interacción repulsiva entre ellos. En contraste, cuando $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$, su interacción descrita por pozos de potencial, es atractiva.
- Variando el valor de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J , se obtuvieron cuatro estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto: bloqueo, transición topológica, fijación y paso directo. Para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} > D_{\text{int}}$ aparecieron estados de fijación dada la interacción atractiva entre el skyrmionium y el defecto. Mientras que para valores $D_{\text{int}}^{\text{def}} < D_{\text{int}}$, aparecieron los estados de bloqueo, donde el defecto obstruye la trayectoria del skyrmionium, sin embargo, estados de transición topológica también fueron observados en este rango de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$, debido al ancho de la cinta magnética usada $W = 128$ nm. Los estados de paso directo surgen cuando se aplica un valor de J apropiado, donde la fuerza de arrastre logra vencer las barreras o pozos de potencial.
- Semisumadores lógicos reversibles fueron llevados a cabo con éxito utilizando simples geometrías en su diseño, variando únicamente el valor de J .
- Los resultados obtenidos en este trabajo contribuye al estudio y desarrollo de dispositivos espintrónicos con potenciales aplicaciones lógicas basados en skyrmioniums y defectos magnéticos.

Recomendaciones

- Implementar otros sistemas lógicos usando skyrmioniums y defectos magnéticos, como: sumadores completos en cascada, puertas lógicas Toffoli, Fredkilm, Peres, Hadamard, etc.
- Usar el estado dinámico de transición topológica, conversión skyrmionium a skyrmion o viceversa, para crear dispositivos lógicos skyrmiónicos.
- Impulsar el estudio de micromagnetismo en la escuela de física aplicada de la Universidad Nacional Jorge Basadre Grohmann, para otorgar a los estudiantes de pregrado un panorama más amplio de todas las líneas de investigación que ofrece la física.

Referencias

- Abert, C. (2020). Spintronics in micromagnetics. *Handbook of Materials Modeling: Methods: Theory and Modeling*, 985–1008. doi: 10.1007/978-3-319-44677-6_76
- Andreas, C. (2014). *Multiscale multimodel simulation of micromagnetic singularities* (Vol. 88). Forschungszentrum Jülich.
- Bar'yakhtar, V., y Ivanov, B. (2015). The landau-lifshitz equation: 80 years of history, advances, and prospects. *Low Temperature Physics*, 41(9), 663–669. doi: 10.1063/1.4931649
- Belrhazi, H., y El Hafidi, M. (2022). Nucleation and manipulation of single skyrmions using spin-polarized currents in antiferromagnetic skyrmion-based racetrack memories. *Scientific Reports*, 12(1), 15225. doi: 10.1038/s41598-022-19587-6
- Bohlens, S., Krüger, B., Drews, A., Bolte, M., Meier, G., y Pfannkuche, D. (2008). Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness. *Applied Physics Letters*, 93(14). doi: 10.1063/1.2998584
- Boulle, O., Vogel, J., Yang, H., Pizzini, S., de Souza Chaves, D., Locatelli, A., . . . others (2016). Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures. *Nature nanotechnology*, 11(5), 449–454. doi: 10.1038/nnano.2015.315
- Brown Jr, W. F. (1963). Micromagnetics. *Interscience Publisher*.
- Callister, W. D., y Rethwisch, D. G. (2020). *Callister's materials science and engineering*. John Wiley & Sons.
- Callister, W. D., y Rethwisch, D. G. (2022). *Fundamentals of materials science and engineering*. John Wiley & Sons.

- Camley, R. E., y Livesey, K. L. (2023). Consequences of the dzyaloshinskii-moriya interaction. *Surface Science Reports*, 78(3), 100605. doi: 10.1016/j.surfrep.2023.100605
- Can Önel, A., Çimen, M., Yarimbiyik, A. E., Arikan, M., y Rameev, B. (2023). Interaction of a magnetic skyrmionium with an engineered defect. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 36(6), 1533–1539. doi: 10.1007/s10948-023-06603-7
- Carvalho-Santos, V. L., Corona, R. M., Altbir, D., y Castillo-Sepúlveda, S. (2020). Shifts in the skyrmion stabilization due to curvature effects in dome-and antidome-shaped surfaces. *Physical Review B*, 102(2), 024444. doi: 10.1103/PhysRevB.102.024444
- Chauwin, M., Hu, X., Garcia-Sanchez, F., Betrabet, N., Paler, A., Moutafis, C., y Friedman, J. S. (2019). Skyrmion logic system for large-scale reversible computation. *Physical Review Applied*, 12(6), 064053. doi: 10.1103/PhysRevApplied.12.064053
- Chen, G. (2017). Skyrmion hall effect. *Nature Physics*, 13(2), 112–113. doi: 10.1038/nphys4030
- Chen, G., Mascaraque, A., Schmid, A. K., y others. (2015). Room temperature skyrmion ground state stabilized through interlayer exchange coupling. *Applied Physics Letters*, 106(24). doi: 10.1063/1.4922726
- Chen, R., Li, Y., Pavlidis, V. F., y Moutafis, C. (2020). Skyrmionic interconnect device. *Physical Review Research*, 2(4), 043312. doi: 10.1103/PhysRevResearch.2.043312
- Cheng, L., Li, Z., Zhao, D., y Chia, E. E. (2021). Studying spin–charge conversion using terahertz pulses. *Apl Materials*, 9(7). doi: 10.1063/5.0051217
- Costilla, J., Alegre, J., Talledo, A., y Pujada, B. (2023). Implementation of the toffoli

- and peres reversible logic gates using magnetic skyrmions in operational gates. *Journal of Applied Physics*, 134(1). doi: 10.1063/5.0151875
- Dai, Y., Wang, H., Tao, P., Yang, T., Ren, W., y Zhang, Z. (2013). Skyrmion ground state and gyration of skyrmions in magnetic nanodisks without the dzyaloshinsky-moriya interaction. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, 88(5), 054403. doi: 10.1103/PhysRevB.88.054403
- de Assis, I. R., Mertig, I., y Göbel, B. (2024). Circular motion of noncollinear spin textures in corbino disks: Dynamics of néel-versus bloch-type skyrmions and skyrmioniums. *Physical Review B*, 110(6), 064404. doi: 10.1103/PhysRevB.110.064404
- Donahue, M. J., y Porter, D. G. (1999). *Oommf user's guide: Version 1.0*. National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD.
- Donahue, M. J., y Porter, D. G. (2004). Exchange energy formulations for 3d micromagnetics. *Physica B: Condensed Matter*, 343(1-4), 177–183. doi: 10.1016/j.physb.2003.08.090
- Dong, H., Fu, P., Duan, Y., y Chang, K. (2024). Ultrafast manipulations of nanoscale skyrmioniums. *Journal of Applied Physics*, 136(11). doi: 10.1063/5.0227996
- Dugato, D. A., Jalil, W. B., Cardias, R., Albuquerque, M., Costa, M., Almeida, T. P., ... others (2025). Curved nanomagnets: An archetype for the skyrmionic states at ambient conditions. *Nano Letters*. doi: 10.1021/acs.nanolett.5c00773
- Fert, A., Reyren, N., y Cros, V. (2017). Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, 2(7), 1–15. doi: 10.1038/natrevmats.2017.31
- Finazzi, M., Savoini, M., Khorsand, A., Tsukamoto, A., Itoh, A., Duo, L., ... Ezawa, M. (2013). Laser-induced magnetic nanostructures with tunable topological properties. *Physical review letters*, 110(17), 177205. doi: 10.1103/PhysRevLett

.110.177205

- Fruchart, O. (2011). *Lecture notes on nanomagnetism*. URL <http://archive.org/details>
- Gilbert, T. L. (2004). A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE transactions on magnetics*, 40(6), 3443–3449. doi: 10.1109/TMAG.2004.836740
- Gliga, S. (2010). *Ultrafast vortex core dynamics investigated by finite-element micromagnetic simulations* (Vol. 79). Forschungszentrum Jülich.
- Göbel, B., Mertig, I., y Tretiakov, O. A. (2021). Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles. *Physics Reports*, 895, 1–28. doi: 10.1016/j.physrep.2020.10.001
- Göbel, B., Schäffer, A. F., Berakdar, J., Mertig, I., y Parkin, S. S. (2019). Electrical writing, deleting, reading, and moving of magnetic skyrmioniums in a racetrack device. *Scientific reports*, 9(1), 12119. doi: 10.1038/s41598-019-48617-z
- Goiriena-Goikoetxea, M., Muñoz, D., Orue, I., Fernández-Gubieda, M., Bokor, J., Muela, A., y García-Arribas, A. (2020). Disk-shaped magnetic particles for cancer therapy. *Applied Physics Reviews*, 7(1). doi: 10.1063/1.5123716
- Guimarães, A. (2017). *Principles of nanomagnetism* (n.º 2). Springer. doi: 10.1007/978-3-319-59409-5
- Ishida, Y., y Kondo, K. (2020). Theoretical comparison between skyrmion and skyrmionium motions for spintronics applications. *Japanese Journal of Applied Physics*, 59(SG), SGGI04. doi: 10.7567/1347-4065/ab5b6b
- Jiang, A., Zhou, Y., Zhang, X., y Mochizuki, M. (2024). Transformation of a skyrmionium to a skyrmion through the thermal annihilation of the inner skyrmion. *Physical Review Research*, 6(1), 013229. doi: 10.1103/PhysRevResearch.6.013229

- Jiang, W., Zhang, X., Yu, G., Zhang, W., Wang, X., Benjamin Jungfleisch, M., . . . others (2017). Direct observation of the skyrmion hall effect. *Nature Physics*, *13*(2), 162–169. doi: 10.1038/nphys3883
- Jin, C., Song, C., Wang, J., y Liu, Q. (2016). Dynamics of antiferromagnetic skyrmion driven by the spin hall effect. *Applied Physics Letters*, *109*(18). doi: 10.1063/1.4967006
- Kézsmárki, I., Bordács, S., Milde, P., Neuber, E., Eng, L. M., White, J. S., . . . others (2015). Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV_4S_8 . *Nature materials*, *14*(11), 1116–1122. doi: 10.1038/nmat4402
- Kim, K.-W., y Lee, H.-W. (2014). She's electric. *Nature Physics*, *10*(8), 549–550. doi: 10.1038/nphys3046
- Kittel, C., y McEuen, P. (2018). *Introduction to solid state physics*. John Wiley & Sons.
- Kolesnikov, A. G., Steblyi, M. E., Samardak, A. S., y Ognev, A. V. (2018). Skyrmionium–high velocity without the skyrmion hall effect. *Scientific reports*, *8*(1), 16966. doi: 10.1038/s41598-018-34934-2
- Komineas, S., y Papanicolaou, N. (2015). Skyrmion dynamics in chiral ferromagnets. *Physical Review B*, *92*(6), 064412. doi: 10.1103/PhysRevB.92.064412
- Kovács, A., Caron, J., Savchenko, A. S., Kiselev, N. S., Shibata, K., Li, Z.-A., . . . Dunin-Borkowski, R. E. (2017). Mapping the magnetization fine structure of a lattice of bloch-type skyrmions in an fege thin film. *Applied Physics Letters*, *111*(19). doi: 10.1063/1.5004394
- Kronmüller, H. (2007). Handbook of magnetism and advanced magnetic materials. (*No Title*), *1*, 879. doi: 10.1002/9780470022184
- Landau, L., y Lifshitz, E. (1935). On the theory of the dispersion of magnetic

- permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8(153), 101–114.
- Li, L., Luo, J., Xia, J., Zhou, Y., Liu, X., y Zhao, G. (2023). Skyrmion-based logic gates controlled by electric currents in synthetic antiferromagnet. *Chinese Physics B*, 32(1), 017506. doi: 10.1088/1674-1056/ac9b01
- Mehmood, N., Song, X., Tian, G., Hou, Z., Chen, D., Fan, Z., . . . Liu, J.-M. (2019). Strain-mediated electric manipulation of magnetic skyrmion and other topological states in geometric confined nanodiscs. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 53(1), 014007. doi: 10.1088/1361-6463/ab47bd
- Moreau-Luchaire, C., Moutafis, C., Reyren, N., Sampaio, J., Vaz, C., Van Horne, N., . . . others (2016). Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature. *Nature nanotechnology*, 11(5), 444–448. doi: 10.1038/nnano.2015.313
- Muhlbauer, S., Binz, B., Jonietz, F., Pfleiderer, C., Rosch, A., Neubauer, A., . . . Boni, P. (2009). Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, 323(5916), 915–919. doi: 10.1126/science.1166767
- Nair, S., Wirth, S., Friedemann, S., Steglich, F., Si, Q., y Schofield, A. (2012). Hall effect in heavy fermion metals. *Advances in physics*, 61(5), 583–664. doi: 10.1080/00018732.2012.730223
- Novak, R., Garcia, F., Novais, E., Sinnecker, J., y Guimarães, A. (2018). Micro-magnetic study of skyrmion stability in confined magnetic structures with perpendicular anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 451, 749–760.
- Ohki, Y., y Mochizuki, M. (2024). Fundamental theory of current-induced motion of magnetic skyrmions. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 37(2), 023003. doi: 10.1088/1361-648X/ad861b
- Paikaray, B., Kuchibhotla, M., Haldar, A., y Murapaka, C. (2023). Skyrmion

- based majority logic gate by voltage controlled magnetic anisotropy in a nanomagnetic device. *Nanotechnology*, 34(22), 225202. doi: 10.1088/1361-6528/acbeb3
- Pepper, R. A., Beg, M., Cortés-Ortuño, D., Kluyver, T., Bisotti, M.-A., Carey, R., ... others (2018). Skyrmion states in thin confined polygonal nanostructures. *Journal of Applied Physics*, 123(9). doi: 10.1063/1.5022567
- Pfleiderer, C. (2011). Surfaces get hairy. *Nature Physics*, 7(9), 673–674. doi: 10.1038/nphys2081
- Ponsudana, M., Amuda, R., Madhumathi, R., Brinda, A., y Kanimozhi, N. (2021). Confinement of stable skyrmionium and skyrmion state in ultrathin nano-ring. *Physica B: Condensed Matter*, 618, 413144. doi: 10.1016/j.physb.2021.413144
- Romming, N., Kubetzka, A., Hanneken, C., von Bergmann, K., y Wiesendanger, R. (2015). Field-dependent size and shape of single magnetic skyrmions. *Physical review letters*, 114(17), 177203. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.177203
- Sampaio, J., Cros, V., Rohart, S., Thiaville, A., y Fert, A. (2013). Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature nanotechnology*, 8(11), 839–844. doi: 10.1038/nnano.2013.210
- Sarmiento, C. V., y Guimarães, A. (2024). Analysis of stability and transition dynamics of skyrmions and skyrmioniums in ferromagnetic nanodisks: A micromagnetic study at finite temperature. *Physical Review B*, 110(6), 064437. doi: 10.1103/PhysRevB.110.064437
- Schäffer, A. F., Rózsa, L., Berakdar, J., Vedmedenko, E. Y., y Wiesendanger, R. (2019). Stochastic dynamics and pattern formation of geometrically confined skyrmions. *Communications Physics*, 2(1), 72. doi: 10.1038/s42005-019-0176-y

- Sloika, M. I., Kravchuk, V. P., Sheka, D. D., y Gaididei, Y. (2014). Curvature induced chirality symmetry breaking in vortex core switching phenomena. *Applied Physics Letters*, *104*(25). doi: 10.1063/1.4884957
- Song, C., Jin, C., Wang, J., Ma, Y., Xia, H., Wang, J., ... Liu, Q. (2019). Dynamics of a magnetic skyrmionium in an anisotropy gradient. *Applied Physics Express*, *12*(8), 083003. doi: 10.7567/1882-0786/ab30d8
- Song, C., Ma, Y., Jin, C., Wang, J., Xia, H., Wang, J., y Liu, Q. (2019). Field-tuned spin excitation spectrum of $k\pi$ skyrmion. *New Journal of Physics*, *21*(8), 083006. doi: 10.1088/1367-2630/ab348e
- Song, C., Zhang, R., Liao, L., Zhou, Y., Zhou, X., Chen, R., ... Pan, F. (2021). Spin-orbit torques: Materials, mechanisms, performances, and potential applications. *Progress in Materials Science*, *118*, 100761. doi: 10.1016/j.pmatsci.2020.100761
- Song, M., Park, M. G., Ko, S., Jang, S. K., Je, M., y Kim, K.-J. (2021). Logic device based on skyrmion annihilation. *IEEE Transactions on Electron Devices*, *68*(4), 1939–1943. doi: 10.1109/TED.2021.3055157
- Tang, W., Liu, H., Li, Z., Pan, A., y Zeng, Y.-J. (2021). Spin-orbit torque in van der waals-layered materials and heterostructures. *Advanced Science*, *8*(18), 2100847. doi: 10.1002/advs.202100847
- Tejo, F., Riveros, A., Escrig, J., Guslienko, K., y Chubykalo-Fesenko, O. (2018). Distinct magnetic field dependence of néel skyrmion sizes in ultrathin nanodots. *Scientific reports*, *8*(1), 6280. doi: 10.1038/s41598-018-24582-x
- Thiele, A. (1973). Steady-state motion of magnetic domains. *Physical Review Letters*, *30*(6), 230. doi: 10.1103/PhysRevLett.30.230
- Toscano, D., Leonel, S., Coura, P., y Sato, F. (2019). Building traps for skyrmions by the incorporation of magnetic defects into nanomagnets: Pinning and scattering

- traps by magnetic properties engineering. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 480, 171–185. doi: 10.1016/j.jmmm.2019.02.075
- Toscano, D., Mendonça, J., Miranda, A., de Araujo, C., Sato, F., Coura, P., y Leonel, S. (2020). Suppression of the skyrmion hall effect in planar nanomagnets by the magnetic properties engineering: Skyrmion transport on nanotracks with magnetic strips. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 504, 166655. doi: 10.1016/j.jmmm.2020.166655
- Twitchett-Harrison, A. C., Loudon, J. C., Pepper, R. A., Birch, M. T., Fangohr, H., Midgley, P. A., ... Hatton, P. D. (2022). Confinement of skyrmions in nanoscale fege device-like structures. *ACS Applied Electronic Materials*, 4(9), 4427–4437. doi: 10.1021/acsaelm.2c00692
- Urrestarazu Larranaga, J., Sisodia, N., Guedas, R., Pham, V. T., Di Manici, I., Masseboeuf, A., ... others (2024). Electrical detection and nucleation of a magnetic skyrmion in a magnetic tunnel junction observed via operando magnetic microscopy. *Nano Letters*, 24(12), 3557–3565. doi: 10.1021/acs.nanolett.4c00316
- Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia-Sanchez, F., y Van Waeyenberge, B. (2014). The design and verification of mumax3. *AIP advances*, 4(10). doi: 10.1063/1.4899186
- Vigo-Cotrina, H., y Guimarães, A. (2020). Creating skyrmions and skyrmioniums using oscillating perpendicular magnetic fields. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 507, 166848. doi: 10.1016/j.jmmm.2020.166848
- Walker, B. W., Cui, C., Garcia-Sanchez, F., Incorvia, J. A. C., Hu, X., y Friedman, J. S. (2021). Skyrmion logic clocked via voltage-controlled magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 118(19). doi: 10.1063/5.0049024
- Woo, S., Litzius, K., Krüger, B., Im, M.-Y., Caretta, L., Richter, K., ... others (2016).

- Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets. *Nature materials*, *15*(5), 501–506. doi: 10.1038/nmat4593
- Yanes, R., Garcia-Sanchez, F., Luis, R., Martinez, E., Raposo, V., Torres, L., y Lopez-Diaz, L. (2019). Skyrmion motion induced by voltage-controlled in-plane strain gradients. *Applied Physics Letters*, *115*(13). doi: 10.1063/1.5119085
- Yang, H., Thiaville, A., Rohart, S., Fert, A., y Chshiev, M. (2015). Anatomy of dzyaloshinskii-moriya interaction at *co/pt* interfaces. *Physical review letters*, *115*(26), 267210. doi: 10.1103/PhysRevLett.115.267210
- Yang, J., Abert, C., Suess, D., y Kim, S.-K. (2021). Intrinsic dmi-free skyrmion formation and robust dynamic behaviors in magnetic hemispherical shells. *Scientific Reports*, *11*(1), 3886. doi: 10.1038/s41598-021-81624-7
- Yang, S., Zhao, Y., Wu, K., Chu, Z., Xu, X., Li, X., ... Zhou, Y. (2023). Reversible conversion between skyrmions and skyrmioniums. *Nature Communications*, *14*(1), 3406. doi: 10.1038/s41467-023-39007-1
- Zelent, M., Vetrova, I. V., Šoltys, J., Li, X., Zhou, Y., Gubanov, V. A., ... others (2021). Skyrmion formation in nanodisks using magnetic force microscopy tip. *Nanomaterials*, *11*(10), 2627. doi: 10.3390/nano11102627
- Zhang, J., Xu, M., Zhang, Z., Jiang, G., y Meng, D. (2022). Generation and steady motion of skyrmionium in racetracks under successive pulsed currents and magnetic fields. *Physics Letters A*, *451*, 128433. doi: 10.1016/j.physleta.2022.128433
- Zhang, S., Kronast, F., van der Laan, G., y Hesjedal, T. (2018). Real-space observation of skyrmionium in a ferromagnet-magnetic topological insulator heterostructure. *Nano letters*, *18*(2), 1057–1063. doi: 10.1021/acs.nanolett.7b04537
- Zhang, X., Ezawa, M., y Zhou, Y. (2015). Magnetic skyrmion logic gates: conversion,

- duplication and merging of skyrmions. *Scientific reports*, 5(1), 1–8. doi: 10.1038/srep09400
- Zhang, X., Xia, J., Zhou, Y., Wang, D., Liu, X., Zhao, W., y Ezawa, M. (2016). Control and manipulation of a magnetic skyrmionium in nanostructures. *Physical Review B*, 94(9), 094420. doi: 10.1103/PhysRevB.94.094420
- Zhang, X., Zhao, G., Fangohr, H., Liu, J. P., Xia, W., Xia, J., y Morvan, F. (2015). Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based race-track memory. *Scientific reports*, 5(1), 7643. doi: 10.1038/srep07643
- Zhang, X., Zhou, Y., Song, K. M., Park, T.-E., Xia, J., Ezawa, M., ... Woo, S. (2020). Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 32(14), 143001. doi: 10.1088/1361-648X/ab5488
- Zhang, Z., Zhu, Y., Zhang, Y., Zhang, K., Nan, J., Zheng, Z., ... Zhao, W. (2019). Skyrmion-based ultra-low power electric-field-controlled reconfigurable (super) logic gate. *IEEE Electron Device Letters*, 40(12), 1984–1987. doi: 10.1109/LED.2019.2946863
- Zhao, X., Jin, C., Wang, C., Du, H., Zang, J., Tian, M., ... Zhang, Y. (2016). Direct imaging of magnetic field-driven transitions of skyrmion cluster states in fege nanodisks. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 113(18), 4918–4923. doi: 10.1073/pnas.1600197113
- Zheng, F., Li, H., Wang, S., Song, D., Jin, C., Wei, W., ... others (2017). Direct imaging of a zero-field target skyrmion and its polarity switch in a chiral magnetic nanodisk. *Physical review letters*, 119(19), 197205. doi: 10.1103/PhysRevLett.119.197205
- Zhou, Y., y Ezawa, M. (2014). A reversible conversion between a skyrmion and a domain-wall pair in a junction geometry. *Nature communications*, 5(1), 4652.

doi: 10.1038/ncomms5652

Anexos

Tabla A1

Operacionalización de variables.

Variable	Tipo	Definición conceptual	Definición operacional	Indicadores	Unidad
Trayectoria del skyrmionium	Dependiente	Desplazamiento del skyrmionium al interactuar con el defecto	Trayectoria del skyrmionium resultante al interactuar con el defecto	Estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto	-
Interacción Dzyaloshinskii-Moriya del defecto	Independiente	Propiedad antisimétrica que contribuye a la curvatura de los momentos magnéticos (espines)	Magnitud de la interacción Dzyaloshinskii-Moriya (DMI)	Intensidad de D_{int}^{def}	J/m ²
Densidad de corriente		Corriente eléctrica aplicada por unidad de área	Valor numérico de la densidad de corriente durante la simulación	Intensidad de J	A/m ²

Tabla A2

Matriz de consistencia.

FORMULACIÓN DEL PROBLEMA	OBJETIVOS	HIPÓTESIS	VARIABLES	METODOLOGÍA
¿Influye la interacción Dzyaloshinskii-Moriya de un defecto semicircular ($D_{\text{int}}^{\text{def}}$) y la densidad de corriente (J) sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos?	Objetivo general Controlar la trayectoria de un skyrmionium, transportado vía torque espín-órbita (SOT), sobre una cinta magnética con defectos magnéticos	Hipótesis general Los valores de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ y J influyen en la trayectoria de un skyrmionium, transportado vía torque espín-órbita (SOT) sobre una cinta magnética	Variable dependiente Trayectoria del skyrmionium	Simulación micro-magnética
	Objetivos específicos <ul style="list-style-type: none"> · Determinar la influencia de la constante $D_{\text{int}}^{\text{def}}$ sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos usando simulación micromagnética · Determinar la influencia de J sobre la trayectoria de un skyrmionium en una cinta magnética con defectos magnéticos usando simulación micromagnética · Implementar sistemas lógicos usando skyrmioniums y defectos magnéticos 	Hipótesis específicas <ul style="list-style-type: none"> · La intensidad de la interacción skyrmionium-defecto dependerá del valor de $D_{\text{int}}^{\text{def}}$, llevando a un posible estado de fijación conforme aumente la fuerza de atracción ejercida por el defecto, o a un posible estado de evasión a medida que incrementa la fuerza repulsiva · El paso directo del skyrmionium dependerá de la fuerza de arrastre ejercida por la corriente para superar la interacción atractiva o repulsiva entre el skyrmionium y el defecto · Los posibles estados dinámicos resultantes de la interacción skyrmionium-defecto nos permitirá implementar sistemas lógicos 	Variable independiente <ul style="list-style-type: none"> · Interacción Dzyaloshinskii-Moriya del defecto · Densidad de corriente 	