

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Computación mediante magnones



GRADO EN FÍSICA

Facultad de Ciencias

Universidad de Valladolid

Autor: Alejandro Lorenzo Gómez

Tutor: Luis Sánchez-Tejerina San José, Óscar Alejos Ducal

Año: 2025

Ningún hombre se sumerge dos veces en el mismo río.

...

El Logos está siempre presente
pero los hombres no comprenden
ni cuando lo escuchan
ni antes de haberlo escuchado.

Heráclito

Índice

1. Introducción y objetivos	6
2. Fundamentos teóricos	8
2.1. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gillbert	8
2.2. Modelo micromagnético	9
2.3. Energía libre magnética	9
2.3.1. Energía de intercambio	10
2.3.2. Anisotropía magnetocristalina	12
2.3.3. Término desmagnetizante	13
2.4. Torque de Slonczewski	15
2.5. Ondas de espín	16
2.6. Relación de dispersión	17
3. Características del sistema e implementación en MuMax3	19
3.1. Resolución numérica	19
3.1.1. Término de intercambio	19
3.1.2. Término de anisotropía	20
3.1.3. Término desmagnetizante	20
3.2. Características generales	20
3.3. Lámina de prueba	21
3.4. Inversor	23
4. Resultados y discusión: Diagramas de dispersión	26
5. Resultados y discusión: Inversor	27
5.1. Inversor con término desmagnetizante desactivado	28
5.1.1. Caso 1: entradas sin diferencia de camino, con ondas de espín en contrafase.	28
5.1.2. Caso 2: Entradas sin diferencia de camino, señal de control.	29
5.1.3. Caso 3: Entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase	30
5.1.4. Caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control . . .	31
5.2. Inversor con simulación completa	32
5.2.1. Caso 1: entradas sin diferencia de camino con ondas de espín en con- trafase.	32
5.2.2. Caso 2: entradas sin diferencia de camino señal de control.	33
5.2.3. Caso 3: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$ con ondas de espín en fase.	34
5.2.4. Caso 4: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. . . .	35
5.3. Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida	35
5.3.1. Caso 3: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase	37
5.3.2. Caso 4: Entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control . . .	38
6. Conclusiones	38
7. Bibliografía	40

A. Listas de tablas y figuras	42
A.1. Lista de tablas	42
A.2. Lista de figuras	42
B. Vídeos. Códigos de MuMax3 Y MATLAB	44

Resumen — Abstract

Castellano

El objetivo de este trabajo es estudiar la viabilidad de la implementación de una puerta lógica NOT explotando el fenómeno de interferencias de ondas de espín (magnones). En concreto, estudiaremos este fenómeno en un dispositivo ultrafino compuesto del material ferromagnético $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. Dicho estudio se realizará mediante simulaciones micromagnéticas con el programa de código abierto Mumax3, desarrollado por el grupo DyNaMat de la Universidad de Ghent. En primer lugar, se obtendrán los diagramas de dispersión de los magnones para dos aproximaciones a la energía del sistema, y se compararán los resultados. Seguidamente, con esta información podremos diseñar dos dispositivos con las dimensiones adecuadas para implementar una puerta NOT, y verificar su tabla de verdad.

English

The goal of this work is to study the feasibility of the implementation of a NOT logic gate by exploiting the interference phenomena of spin waves (magnons). In particular, we will study this phenomena in an ultrathin device composed of the ferromagnetic material $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. This study will be carried out by micromagnetic simulations with the open source program MuMax3, developed by the group DyNaMat of the University of Ghent. In the first place, the dispersion relations of magnons will be obtained within two approximations of the energy of the system, and the results will be compared. Subsequently, with this information we will be able to design two devices with the appropriate dimensions to implement a NOT gate, and verify it's truth table.

1. Introducción y objetivos

Un material ferromagnético puede ser definido como aquel en el cual se produce un ordenamiento de los momentos magnéticos en la misma dirección y sentido. Los materiales ferromagnéticos tienen interés tanto fundamental [1]-[4] (histéresis, dominios magnéticos, magnónica...) como aplicado [5]-[7] (imanes permanentes, inductores, puertas lógicas, MRAM, transistores, transductores...). Existen diversas formas de enfocar su estudio, entre ellas, la descripción atomística, la descripción micromagnética y la descripción *bulk*.

En la descripción *bulk*, el sistema queda descrito por un único valor promediado de la magnetización. Esta es la primera descripción que surge históricamente, y que permite explicar algunos de los aspectos más relevantes de los ciclos de histéresis. Se basa en la suposición de que el material está dividido en dominios magnéticos. La magnetización es uniforme dentro de cada dominio [3], pero varía de dominio a dominio, siendo las regiones de unión denominadas paredes de dominio.

En la descripción atomística, se considera una red formada por los momentos magnéticos de cada átomo, y se introducen los términos pertinentes, como por ejemplo, el término de intercambio, la anisotropía o la agitación térmica. Esta descripción explica con detalle el comportamiento de sistemas de unos pocos nanómetros, sin embargo, el incremento de grados de libertad para sistemas mayores hace computacionalmente inviable el uso de estos modelos.

El micromagnetismo es una teoría de campos semiclásica. En esta descripción, se divide el cuerpo del material en volúmenes elementales pequeños en comparación a las longitudes características (que veremos más adelante). De esta manera podemos considerar que cada volumen tiene propiedades uniformes [3]-[4]. Al mismo tiempo, queremos que cada volumen sea lo suficientemente grande como para contener un número significativo de momentos magnéticos, de forma que las fluctuaciones de la magnetización en cada punto sea despreciable. Estas aproximaciones nos permiten definir la magnetización $\vec{M}$ como un campo vectorial continuo para describir el sistema. Como contraparte, con este modelo no podremos describir fenómenos a escala interatómica. Las dimensiones de los sistemas estudiados con este modelo van del rango de nanómetros a micrómetros. Ésta será la descripción que usaremos, dado que para dispositivos magnónicos y espintrónicos la descripción *bulk* no es lo suficientemente precisa, y el modelo atomístico es inviable. Además tendremos en cuenta tres densidades de energía: término de intercambio de Heisenberg, término de anisotropía magnetocristalina, y término de campo desmagnetizante. Por un lado, el modelo micromagnético permite encontrar configuraciones de magnetización que minimicen la energía total del sistema bajo las condiciones de contorno impuestas. Además de estos estados estables, existen mínimos locales con tiempos de relajación tan altos que los consideraremos estables; estos son los estados metaestables. Los estados uniformes son aquellos en los cuales la magnetización toma el mismo valor en el material y son típicos cuando el campo externo domina o la anisotropía es muy fuerte con respecto al campo desmagnetizante, y son siempre metaestables para muestras macroscópicas. Además, el modelo micromagnético nos permite describir la dinámica de la magnetización $\vec{M}$ mediante la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Entre las soluciones que predice la ecuación LLG están las ondas de espín o magnones.

Mediante el software MuMax3 [8] se resolverá la ecuación LLG de forma numérica

para los parámetros del material elegido: $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. En este trabajo nos centraremos en el estudio de láminas ultrafinas (2 nm de grosor) por su interés tecnológico [5]- [7]. Se abordará el estudio de las ondas de espín en una lámina con dos métodos de aproximación. En el primero se tendrán en cuenta los tres términos de densidad de energía que nombramos previamente, mientras que en el segundo se empleará la aproximación de lámina fina, en la cual el término de densidad de energía asociado al campo desmagnetizante quedará eliminado y se introducirá de forma aproximada como otra anisotropía uniaxial con eje fácil alineado con el de anisotropía magnetocristalina. Este eje es el que tomaremos como eje Z de nuestro sistema de coordenadas, y corresponderá a la dimensión más corta de la lámina. Se compararán entre sí las relaciones de dispersión obtenidas y su precisión a la hora de ajustarse a la relación de dispersión obtenida de forma teórica, así como el costo computacional de cada una.

Las ondas de espín son interesantes desde el punto de vista aplicado, porque, entre otras cosas, permiten la codificación de bits tanto en fase como en amplitud [5]. La posibilidad de hacer interferencias con ellas abre la puerta a hacer operaciones lógicas. El álgebra booleana es la base de la computación digital, siendo sus operaciones implementadas mediante dispositivos conocidos como puertas lógicas [9]. El objetivo final del trabajo será estudiar la viabilidad de un diseño para la puerta lógica NOT (inversor lógico) usando $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$.

Entrada (A)	Salida (Q)
0	1
1	0

Tabla 1: Tabla de verdad de la puerta NOT. [9]

Control (A)	Entrada (B)	Salida (Q)
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabla 2: Tabla de verdad de una puerta NOT controlada. [9]

Para obtener la tabla de verdad de una puerta NOT (Tab. 1), diseñaremos un dispositivo magnónico que actúe como puerta CNOT o NOT controlada¹, cuya tabla (Tab. 2) contiene la de NOT como indican los casos sombreados. Entonces, mediante simulaciones micromagnéticas, se obtendrá la evolución temporal de las componentes de la magnetización para el control, entrada, y salida de la puerta CNOT (Tab. 2). Diseñaremos dos tipos de dispositivos. Uno en el que la diferencia de fase necesaria para producir la interferencia venga dada por la diferencia de fase de la excitación, y otro en el que la diferencia de fase venga dada por la diferencia de camino entre las zonas de excitación.

¹Cabe mencionar que una puerta CNOT se puede ver como una puerta XOR donde una de las dos entradas pasa a ser el control.

2. Fundamentos teóricos

2.1. Ecuación de Landau-Lifshitz-Gillbert

La evolución dinámica de la magnetización en la aproximación micromagnética viene dada por la ecuación LLG [3]-[4]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (1)$$

donde $\vec{H}_{eff}$ es el campo efectivo, M_s es la magnetización de saturación, γ_0 es igual a $\mu_0 \gamma$, siendo μ_0 la permeabilidad magnética y γ el factor giromagnético, y α es el parámetro de amortiguamiento de Gilbert. El factor giromagnético viene dado por la expresión:

$$\gamma = \frac{g \mu_B}{\hbar}, \quad (2)$$

donde g es el factor de Landé, μ_B es el magnetón de Bohr y $\hbar$ es la constante de Planck, y representa la relación entre el momento magnético y el momento angular. El campo efectivo representa la suma de todos los campos debidos a las densidades de energía que influyen en el comportamiento del momento magnético del sistema². En nuestro caso, lo podemos descomponer tres términos:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{exch} + \vec{H}_{ani} + \vec{H}_{demag}, \quad (3)$$

donde $\vec{H}_{exch}$, $\vec{H}_{ani}$, $\vec{H}_{demag}$ son los campos auxiliares asociados al término de intercambio, anisotropía magnetocristalina y campo desmagnetizante, respectivamente.

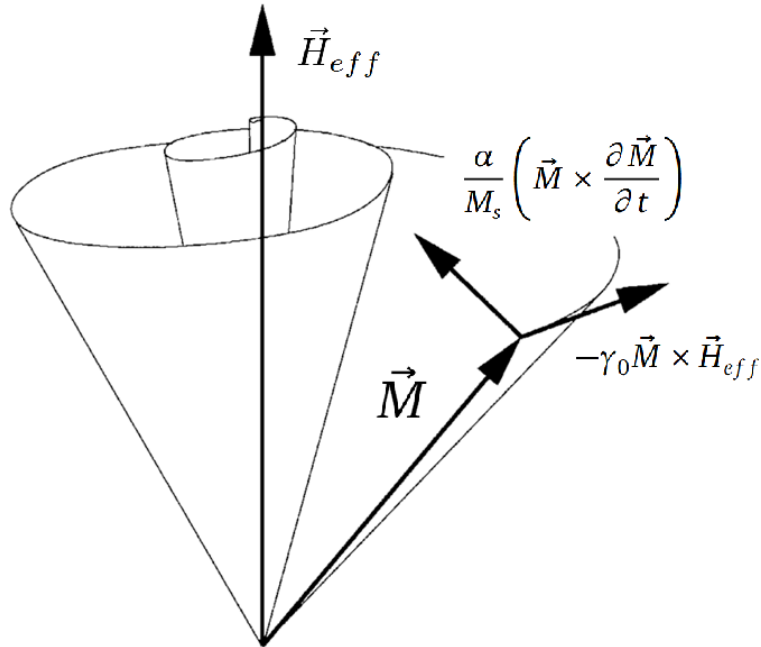


Figura 1: Trayectoria del vector magnetización en presencia de un término de amortiguamiento no nulo.

²En Sec. 2.4 veremos otro término que influye en la dinámica ajeno a estas densidades.

El primer término en la ecuación LLG Ec. 1, $-\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ es ortogonal a la magnetización y al campo magnético efectivo, generando una precesión entorno a $\vec{H}_{eff}$, con velocidad ω que depende de γ , μ_0 y $|\vec{H}_{eff}|$. Por tanto, para que el vector magnetización se reoriente, necesita disipar energía (en caso contrario estaría precesando eternamente). Incluimos esta disipación con el segundo término $\frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right)$, el cual es ortogonal a la magnetización y a su derivada temporal, convirtiendo la trayectoria en una espiral hasta que la magnetización obtiene el sentido y dirección del campo (Fig. 1). El parámetro disipativo del material ferromagnético α se obtiene normalmente de forma fenomenológica.

2.2. Modelo micromagnético

En el modelo micromagnético, el vector de magnetización $\vec{M}(\vec{r})$ describe el estado de magnetización de cada volumen elemental, y la magnetización de cada uno de esos volúmenes vendrá descrita por la ecuación de LLG. Su magnitud se supone constante siempre debido a que la interacción de intercambio domina sobre las fluctuaciones térmicas [3], lo cual será razonablemente cierto para temperaturas suficientemente por debajo de la temperatura de Curie, e igual a:

$$|\vec{M}(\vec{r})| = M_s(T), \quad (4)$$

donde $M_s(T)$ es la magnetización de saturación a temperatura T . De esta forma, el estado magnético de cada volumen elemental queda definido por el vector unitario:

$$\vec{m}(\vec{r}) = \frac{\vec{M}(\vec{r})}{M_s}, \quad (5)$$

Como el módulo del vector magnetización es constante, es apropiado dividir la ecuación Ec. 1 entre la magnetización de saturación M_s :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right). \quad (6)$$

La densidad de energía por volumen necesaria para describir el comportamiento de un material ferromagnético contiene al menos tres términos: intercambio de Heisenberg, anisotropía magnetocristalina y campo desmagnetizante:

$$u_v = \overbrace{A \|\nabla \vec{m}\|^2}^{\text{Intercambio}} - \overbrace{\left[K_1 (\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^2 \right]}^{\text{Anisotropía}} - \overbrace{\frac{\mu_0 M_s}{2} \vec{H}_d \cdot \vec{m}}^{\text{Desmagnetizante}}, \quad (7)$$

y cuyos detalles pasaremos a describir en Sec. 2.3.

2.3. Energía libre magnética

La ecuación LLG Ec. 6 predice la dinámica de la magnetización influenciada por el campo efectivo $\vec{H}_{eff}$ ³ definido como:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta u_v}{\delta \vec{m}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \left(\frac{\delta u_{exch}}{\delta \vec{m}} + \frac{\delta u_{ani}}{\delta \vec{m}} + \frac{\delta u_{demag}}{\delta \vec{m}} \right), \quad (8)$$

³Esta afirmación necesita ser matizada en presencia de torque espín-órbita como veremos en Sec. 2.4.

donde $\frac{\delta}{\delta \vec{m}}$ representa la derivada variacional con respecto de $\vec{m}$ definida como:

$$\frac{\delta}{\delta \vec{m}} = \frac{\partial}{\partial \vec{m}} - \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial}{\partial (\vec{\nabla} \vec{m})}, \quad (9)$$

y se define el gradiente del vector magnetización $\vec{\nabla} \vec{m}$ como la matriz jacobiana con componentes:

$$\frac{\partial m_i}{\partial x_j} = \frac{\partial (m_1, m_2, m_3)}{\partial (x_1, x_2, x_3)}. \quad (10)$$

La ecuación Ec. 6 para el campo auxiliar efectivo considerado Ec. 8 es no lineal debido al término de intercambio que veremos en Sec. 2.3.1. Debido a esto, su resolución analítica no será posible en la mayoría de los casos y requerirá de un método numérico, que veremos en Sec. 3.1. No obstante, el modelo micromagnético sí que permite resoluciones analíticas en algunos casos, como por ejemplo el cálculo de Landau-Lifshitz (véase [3], sección 2.4) para las paredes de dominio, el cual lleva a la aparición de funciones elípticas.

2.3.1. Energía de intercambio

Como expone Bertotti: “La energía de intercambio deriva de la combinación entre el acoplamiento electrostático de los orbitales de los electrones y la necesidad de satisfacer el principio de exclusión de Pauli” [4]. El resultado son interacciones espín-espín que dan lugar a ordenamientos magnéticos de gran tamaño.

La función de onda total de un conjunto de electrones debe ser antisimétrica (puesto que son fermiones). Si la parte de espín es antisimétrica, la parte orbital será simétrica y viceversa. La parte espacial está directamente relacionada con la energía electrostática. Para el sistema más simple de dos electrones con sus núcleos, el caso simétrico tendrá mayor energía debido a un mayor solapamiento entre las funciones de onda, y menor para el caso antisimétrico, puesto que el nodo de unión aleja los máximos de la función de onda, disminuyendo la probabilidad de que los electrones estén más cercanos (para sistemas más complejos, la energía del estado espacial antisimétrico podrá ser mayor o menor que la del estado simétrico). En cambio, la parte de espín de la función de onda está relacionada con la orientación de los dos espines, siendo los espines paralelos cuando esta es simétrica (ferromagnetismo) y antiparalelos cuando esta es antisimétrica (antiferromagnetismo). Tendremos pues, funciones de onda espaciales antisimétricas para materiales ferromagnéticos con espines paralelos y simétricas para materiales antiferromagnéticos con espines antiparalelos. Existen multitud de interacciones de intercambio (véase [10], capítulo 32): superintercambio, intercambio indirecto, intercambio itinerante... No obstante, no estamos interesados en describir el mecanismo concreto sino en reproducir el efecto que tiene a la hora de mantener los espines alineados. En muchos casos de interés el hamiltoniano que da cuenta del intercambio se conoce como hamiltoniano de Heisenberg [3] [4] [10]:

$$\hat{H}_{exch} = - \sum_{i,j} J_{ij} \hat{S}_i \hat{S}_j, \quad (11)$$

donde $\hat{S}_i$ y $\hat{S}_j$ son los operadores espín, que en el caso de magnetismo localizado corresponderían al espín de los iones colocados en las posiciones i -ésima y j -ésima de la red, y J_{ij} es la integral de intercambio. Trabajaremos con una aproximación semiclásica, por lo que sustituiremos dichos operadores por los vectores de espín $\vec{S}_k$. Cuando $J_{ij} > 0$, la configuración de mínima energía es tal que todos los espines están alineados paralelamente

(ferromagnetismo). La energía aumenta por encima del mínimo cuando se da cualquier desalineamiento entre espines.

Suponiendo que las variaciones angulares entre vectores magnetización contiguos son pequeñas, que es una de las aproximaciones del modelo micromagnético, podemos desarrollar la energía de intercambio como una expansión en serie de Taylor hasta segundo orden, obteniendo, para un cristal con simetría cúbica, la ecuación [3] [11]:

$$U_{exch} = \int_V A \|\nabla \vec{m}\|^2 dV. \quad (12)$$

Para la densidad volúmica de energía tendríamos:

$$u_{exch} = A \|\nabla \vec{m}\|^2, \quad (13)$$

donde $\|\nabla \vec{m}\|^2$ es el cuadrado de la norma de Frobenius del gradiente del vector magnetización normalizado, dada por: $\|\nabla \vec{m}\| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_j}\right)^2}$, y A (J/m) es un parámetro del material llamado constante de intercambio (pues contiene la información de la integral de intercambio y de la estructura cristalina). Para un cristal cúbico viene dado por la expresión:

$$A = \frac{JS^2c}{a}, \quad (14)$$

donde a es la longitud de la celda unidad, S es el módulo del vector espín y $c = 1, 2$ y 4 para una red cúbica, bcc y fcc respectivamente. El campo efectivo asociado a esta interacción se computa empleando la relación Ec. 8:

$$\vec{H}_{exch} = \frac{2A}{\mu_0 M_s} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{m}), \quad (15)$$

donde $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{m})$ denota el laplaciano del campo vectorial magnetización. El laplaciano de $\vec{m}$ nos da como resultado otro campo vectorial que trata de orientar al vector $\vec{m}$ en un punto concreto en la misma dirección que los vectores de los puntos colindantes. Es decir, el campo efectivo de intercambio tiende a alinear los espines en la misma dirección que sus vecinos, desfavoreciendo variaciones espaciales bruscas. Para el caso en el que la configuración del material es uniforme (espines alineados en la misma dirección) tenemos:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{m} = 0, \quad (16)$$

de forma que el campo efectivo $\vec{H}_{exch.}$ sería nulo.

El intercambio directo es una interacción a corta distancia, pudiéndonos limitar a primeros vecinos para el cálculo de la integral de intercambio, puesto que la función de onda de los electrones decae rápidamente. En contraposición, como veremos más adelante, el término desmagnetizante es de largo alcance y en vez de promover una magnetización uniforme, favorecerá la creación de dominios. Esta competición entre energías motiva la definición de longitudes en cuyo rango domina una interacción u otra. Se define la longitud de intercambio como la distancia por debajo de la cual la interacción de intercambio domina sobre la interacción desmagnetizante:

$$l_{exch} = \sqrt{\frac{A}{\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2}}, \quad (17)$$

siendo la longitud típica de unos pocos nanómetros.

2.3.2. Anisotropía magnetocristalina

El término de intercambio es isotrópico, como vemos en Fig. 2 para “exchange only”. En dicha figura, se representa la superficie formada por todos los puntos que distan del origen una longitud proporcional a la energía magnética del sistema cuando la magnetización está orientada en la dirección que une el origen con el punto. Por tanto, no hay una dirección preferencial para la magnetización. Sin embargo, sabemos, por datos experimentales, que los materiales ferromagnéticos exhiben direcciones preferenciales en la magnetización (como vemos en Fig. 2 para “easy axis”, la magnetización no genera una superficie invariante bajo rotaciones) y, por tanto, debemos explicar este mecanismo.

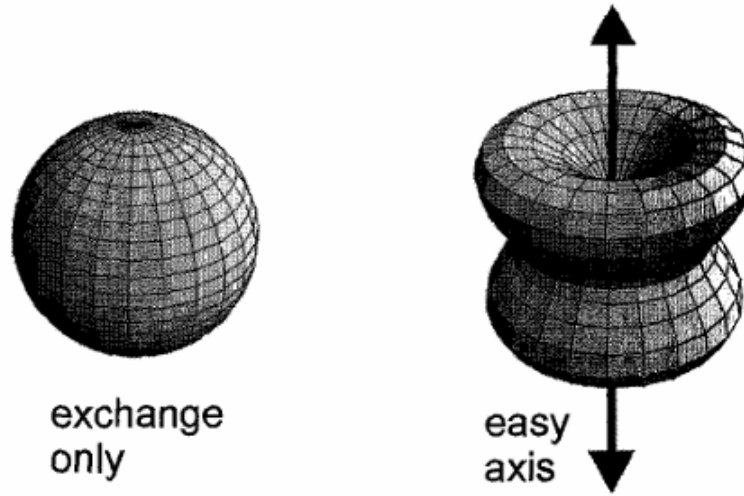


Figura 2: Ruptura de la simetría rotacional mediante un eje fácil de anisotropía. Imagen de [4].

La anisotropía magnetocristalina tiene su origen en el acoplamiento espín-órbita. Debido a este acoplamiento, los orbitales están ligados al espín y tienden a seguirlo de forma rígida cuando la magnetización cambia de orientación en el espacio [4]. Esto hace que sea más fácil magnetizar la muestra en unas direcciones y no en otras, siendo el caso más sencillo el de la anisotropía uniaxial.

Predecir cuantitativamente los valores de las constantes de anisotropía mediante cálculos mecano-cuánticos es dificultoso. Los cálculos ab initio en los que se obtienen las anisotropías magnéticas de un material, como la teoría del funcional de densidad o DFT [12], son computacionalmente complejos y costosos. No obstante, podemos dar cuenta de esta anisotropía de forma fenomenológica atendiendo a las simetrías de cristal, y obteniendo los coeficientes fenomenológicamente. En el $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, consideraremos anisotropía magnetocristalina uniaxial. Para este caso, en la descripción analítica de este término mediante serie de Taylor sólo pueden aparecer potencias pares de la magnetización, dado que es necesario preservar la invarianza temporal [13]. La expresión que satisface esta condición es [11]:

$$u_{ani} = K_0 - K_1(\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^2 - K_2(\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^4 - K_3(\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^6 + \dots \quad (18)$$

Por lo general, limitarnos al término de segundo orden es una aproximación válida:

$$u_{ani} = -K_1(\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^2, \quad (19)$$

donde para eliminar el término de orden 0 que no influye en los resultados hemos redefinido el origen de las energías. El coeficiente K_1 , cuyas unidades son J/m^3 , se puede obtener experimentalmente. El signo menos en Ec. 19 implica que valores de $K_1 > 0$ minimizan la energía, i.e., con ese criterio de signos el vector $\vec{u}_k$ determina un eje fácil de anisotropía.

Dado que el sistema evoluciona hacia la configuración de mínima energía, el término $K_1(\vec{m} \cdot \vec{u}_k)^2$ debe ser lo máximo posible, por tanto, siendo θ el ángulo entre la magnetización y el eje de anisotropía, el estado de equilibrio se da cuando $\theta = 0, \pi$, esto es, configuraciones paralelas y antiparalelas. No obstante, tomando $K_1 < 0$, tendríamos anisotropía de plano fácil, con el mínimo en $\theta = \frac{\pi}{2}$. En láminas finas tendremos una contribución adicional a la anisotropía debido a la interfaz entre el material magnético y las láminas contiguas. Esta anisotropía interfacial resulta en una anisotropía uniaxial con el eje fácil perpendicular a la lámina, por lo que el vector $\vec{u}_k$ coincidirá con el vector unitario $\hat{z}$. Aplicando la definición de campo efectivo Ec. 8, el campo generado por la anisotropía viene dado por:

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} (\vec{m} \cdot \vec{u}_k) \vec{u}_k. \quad (20)$$

Vemos que $\vec{H}_{eff}$ siempre está en la dirección marcada por $\vec{u}_k$, y no presenta variaciones con las derivadas espaciales (es un término local). Tendremos que $\vec{H}_{eff}$ será antiparalelo a $\vec{u}_k$ cuando $\theta = \pi$, y paralelo cuando $\theta = 0$. Para $\theta = \frac{\theta}{2}, \frac{3\pi}{2}$ el valor del campo efectivo será nulo, y tendremos un equilibrio inestable.

Se define la longitud característica l_k como la longitud para la cual la anisotropía magnética domina sobre el campo desmagnetizante, determinando el tamaño máximo de la partícula monodominio:

$$l_k = \sqrt{\frac{A}{K_1}}. \quad (21)$$

2.3.3. Término desmagnetizante

En ausencia de corrientes libres $\vec{J}$, campo eléctrico $\vec{E}$ y campo externo $\vec{H}_{ext}$, las ecuaciones de Maxwell en condiciones cuasiestáticas quedan reducidas a:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (22)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0. \quad (23)$$

Considerando la relación constitutiva $\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H})$:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}. \quad (24)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0. \quad (25)$$

La divergencias de $\vec{M}$ actúa como fuente de campo auxiliar. Por tanto, aparecerá un campo magnetostático dentro de la muestra y entorno a ella, conocidos como campo desmagnetizante y campo de dispersión (respectivamente). Incluso en un material con magnetización uniforme, la divergencia de la magnetización será distinta de cero en los bordes.

Podemos estudiar este campo a partir de sus fuentes, definidas como [14] [15]:

$$\rho_M(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r}), \quad (26)$$

$$\sigma_M(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r}) \cdot \hat{n}, \quad (27)$$

donde $\hat{n}$ es el vector normal a la superficie. Podemos reescribir la expresión del campo desmagnetizante incluyendo estas expresiones como:

$$\vec{H}_{dmg} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\rho_M(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV' + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma_M(\vec{r}')(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dS'. \quad (28)$$

Finalmente la densidad de energía magnetostática en ausencia de campo externo viene dada por:

$$u_{dmg} = -\frac{\mu_0 M_s}{2} \vec{H}_{dmg} \cdot \vec{m}. \quad (29)$$

El origen del campo desmagnetizante es la propia magnetización, la cual origina los polos magnéticos. La energía obtenida al integrar Ec. 29 a toda la muestra sería la de una energía de autointeracción [14]. Para cuerpos uniformemente magnetizados, el campo desmagnetizante viene dado por la expresión:

$$\vec{H}_{dmg} = -M_s \vec{\bar{N}} \cdot \vec{m}, \quad (30)$$

el cual presenta la misma dependencia funcional que un campo de anisotropía uniaxial por lo que también es conocido en la literatura como anisotropía de forma [4] [16], donde $\vec{\bar{N}}$ es el tensor desmagnetizante. Para un elipsoide de revolución con sus ejes principales orientados a los largo de los ejes X , Y y Z , tenemos:

$$\vec{\bar{N}} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Para un elipsoide de revolución magnetizado de forma uniforme en uno de sus ejes, el campo desmagnetizante apunta en sentido opuesto a la magnetización. Sin embargo, en general, una distribución de magnetización genera un campo desmagnetizante más complejo que no es uniforme o colineal a los vectores magnetización [11].

El campo desmagnetizante promueve bucles cerrados de magnetización, intentando eliminar los polos magnéticos para así minimizar la energía desmagnetizante produciendo una muestra completamente desmagnetizada. Dado que la configuración de energía mínima de cada uno de los tres términos que hemos tratado en esta sección difiere, como podemos ver en Fig. 3, es de esperar una competición entre los mismos. Esta competición es la explicación de la aparición de los dominios en los materiales ferromagnéticos y parte del comportamiento observado en el ciclo de histéresis.

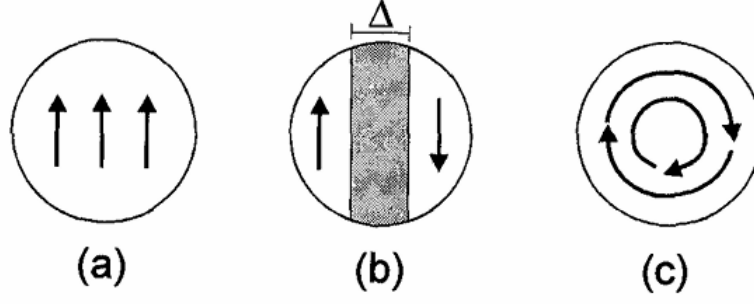


Figura 3: (a) Configuración de energía mínima para el término de intercambio, (b) configuración de mínima energía para dos dominios, (c) configuración de mínima energía para el campo desmagnetizante. Imagen de [4].

Como dijimos en la introducción, probaremos a hacer una aproximación de lámina fina, en la cual el término desmagnetizante se comporta como la anisotropía magnetocristalina perpendicular a la lámina pero en dirección opuesta, y podremos incluir ambos efectos en una anisotropía efectiva de la forma [11] [14]:

$$K_{eff} = K_1 - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2. \quad (32)$$

2.4. Torque de Slonczewski

Sabemos que podemos generar torque sobre la magnetización de la muestra usando un campo magnético externo $\vec{H}_{ext}$. Sin embargo, el efecto espín-Hall (SHE) resulta más conveniente, pues permite un control más preciso de la excitación y puede ser más eficiente energéticamente en el caso de láminas ultrafinas [17]. Gracias a este efecto podremos inyectar una corriente de espín que produzca un torque de tipo Slonczewski [18], el cual será añadido a la ecuación LLG Ec. 6:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \left(\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) + \vec{\tau}_{Slonczewski}. \quad (33)$$

Normalmente en una corriente eléctrica, los estados de espín up y down del electrón están degenerados y son equiprobables. En este caso hablamos de una corriente no polarizada. Hay diversas formas de romper esta simetría y generar una corriente de espín. En el efecto espín-Hall (SHE), la corriente eléctrica fluye a través de un metal pesado con una fuerte interacción espín-órbita sobre el cual se ha depositado un material ferromagnético. El acoplamiento espín-órbita produce un scattering asimétrico como función del espín del electrón, lo cual genera una corriente de espín neta perpendicular a la superficie de la capa de material ferromagnético adyacente que ejerce un torque compuesto por dos términos: el término tipo campo⁴, con una dependencia funcional de la forma: $\vec{m} \times \vec{H}$, y el término tipo Slonczewski, dado por la expresión [11] [17]:

$$\vec{\tau}_{Slonczewski} = -\frac{g_s \mu_B J}{2etM_s} \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{\theta}_{SH}), \quad (34)$$

donde $\vec{\theta}_{SH}$ es un vector que apunta en la dirección de polarización de los espines (siendo el módulo proporcional a la eficiencia de conversión de corriente eléctrica en corriente de

⁴Véase la ecuación (15) de [18].

momento angular de espín), g_s es el factor de Landé, μ_B es el magnetón de Bohr, J es el módulo de la corriente inyectada, e es la carga del electrón, t es el grosor de la lámina ferromagnética, M_s es la magnetización de saturación y $\vec{m}$ la magnetización normalizada del material. Esta expresión está formulada de manera que se conserve el módulo de la magnetización ($|\vec{m}| = 1$). Podemos observar que el módulo del torque será máximo cuando $\vec{m}$ y $\vec{\theta}$ estén en direcciones perpendiculares y mínimo cuando estén en direcciones paralelas.

En la implementación en MuMax3, se considerará sólo un torque de tipo Slonczewski, como suele ser habitual [17].

2.5. Ondas de espín

Como hemos dicho previamente, la evolución dinámica del sistema viene dada por la ecuación LLG Ec. 6. En equilibrio, la magnetización es paralela al eje de anisotropía. Sin embargo, como explicamos previamente, cuando la magnetización no es paralela al campo, esta precesa entorno al mismo. La precesión de un punto a otro puede estar sincronizada o estar desfasada. Cuando es uniforme hablamos de resonancia ferromagnética, y todos los momentos se orientan en la misma dirección en cada instante de tiempo. Siendo $\omega(k)$ la frecuencia de precesión para un número de onda de espín k , la frecuencia de precesión síncrona, conocida como frecuencia de resonancia magnética ω_{FMR} viene dada por el límite:

$$\lim_{k \rightarrow 0} \omega(k) = \omega_{FMR}, \quad (35)$$

esto es, el límite cuando la longitud de onda tiende a infinito.

Cuando la precesión no está sincronizada de punto a punto, la fase presenta una dependencia con la posición y aparecen excitaciones ondulatorias, llamadas ondas de espín o magnones. Su análogo cuántico serían los magnones, si bien el tratamiento mecano-cuántico de estas cuasipartículas va más allá de este trabajo. El ansatz o solución de prueba de una onda de espín para la ecuación Ec. 6 es:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_{eq} + \delta \vec{m} e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (36)$$

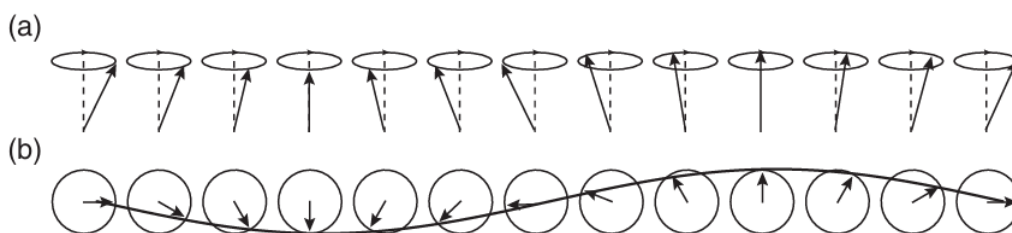


Figura 4: Onda de espín en una cadena de vectores magnetización vista (a) de lado, (b) desde arriba. Imagen de [19].

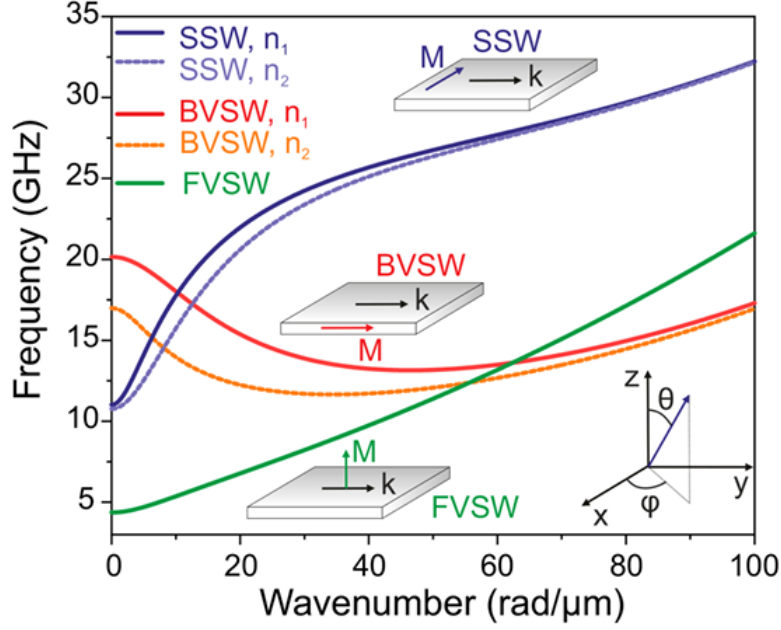


Figura 5: Relaciones de dispersión para las ondas de espín SSW y BVSW para los 2 primeros modos, y FVSW para el primer modo. Imagen de [5].

Dependiendo de la orientación relativa entre la magnetización, el número de onda y el vector normal a la superficie, hablaremos de diferentes tipos de ondas de espín: Backward Volume Spin Waves (BVSW), Surface Spin Waves (SSW) y Forward Volume Spin Waves (FVSW).

2.6. Relación de dispersión

Como primer paso para poder diseñar la puerta CNOT con las dimensiones adecuadas, conocer la relación entre ω y k , y tener una toma de contacto con la programación de las simulaciones, obtendremos la relación de dispersión de forma numérica para una tira de $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. En esta sección, haciendo uso de la teoría previa, derivaremos la relación de dispersión teórica para ondas de espín con vector de onda en la dirección $\hat{x}$ (contenido en el plano del material) y anisotropía uniaxial en $\hat{z}$, por lo que la magnetización en equilibrio estará orientada en $\hat{z}$, esto es, Forward Volume Spin Waves (FVSW). Dado que estudiamos láminas largas y estrechas, estudiaremos propagación únicamente a lo largo del eje x , siendo $k_y = k_z = 0$. Partimos de la expresión para el campo auxiliar efectivo:

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2A}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \vec{m} + \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} (\vec{m} \cdot \hat{z}) \hat{z} - M_s \vec{N} \cdot \vec{m}. \quad (37)$$

Supongamos una pequeña variación del vector magnetización en forma de onda armónica plana:

$$\vec{m} = \vec{m}_{eq} + \delta \vec{m} e^{-i(\omega t - kx)}, \quad (38)$$

con:

$$m_{eq,x} = m_{eq,y} = 0, \quad (39)$$

$$m_{eq,z} = 1, \quad (40)$$

tal que, en aproximación de pequeñas oscilaciones:

$$\delta m_z = 0. \quad (41)$$

Sustituyendo en la ecuación Ec. 6 el campo efectivo y la magnetización, llegamos a la expresión para las coordenadas m_x y m_y :

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\gamma_0(m_y \vec{H}_{\text{eff},z} - m_z \vec{H}_{\text{eff},y}) + \alpha(m_y \frac{\partial m_z}{\partial t} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial t}) + \tau_{\text{Slonczewski},x}. \quad (42)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\gamma_0(m_z \vec{H}_{\text{eff},x} - m_x \vec{H}_{\text{eff},z}) + \alpha(m_z \frac{\partial m_x}{\partial t} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial t}) + \tau_{\text{Slonczewski},y}. \quad (43)$$

Buscamos la expresión para el estado estacionario, en la cual los términos de damping y antidamping se compensan, esto es:

$$\tau_{\text{Slonczewski},x} = -\alpha(m_y \frac{\partial m_z}{\partial t} - m_z \frac{\partial m_y}{\partial t}), \quad (44)$$

$$\tau_{\text{Slonczewski},y} = -\alpha(m_z \frac{\partial m_x}{\partial t} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial t}), \quad (45)$$

llegamos a:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\gamma_0(m_y \vec{H}_{\text{eff},z} - m_z \vec{H}_{\text{eff},y}). \quad (46)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = -\gamma_0(m_z \vec{H}_{\text{eff},x} - m_x \vec{H}_{\text{eff},z}). \quad (47)$$

Sustituyendo el campo efectivo Ec. 37 y la magnetización Ec. 38, llegamos a una ecuación matricial de la forma:

$$\begin{bmatrix} i\omega & \gamma \left(\frac{2K_1}{M_s} + \frac{2A}{M_s} k^2 + \mu_0 M_s (N_y - N_z) \right) \\ \gamma \left(-\frac{2K_1}{M_s} - \frac{2A}{M_s} k^2 + \mu_0 M_s (N_z - N_x) \right) & i\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta m_x \\ \delta m_y \end{bmatrix} = 0. \quad (48)$$

Cuya solución nos da:

$$\omega = \gamma \sqrt{\left(\frac{2K_1}{M_s} + \frac{2A}{M_s} k^2 + \mu_0 M_s (N_y - N_z) \right) \left(\frac{2K_1}{M_s} + \frac{2A}{M_s} k^2 + \mu_0 M_s (N_x - N_z) \right)}. \quad (49)$$

Aunque para la aproximación de lámina fina en la literatura [2] se suele considerar $N_z = 1$ y $N_y, N_x = 0$, para un ajuste con mayor precisión elegiremos $N_x = 0$, $N_y \neq 0$, $N_z \approx 1$, como vemos en Tab. 3.

N_x	0
N_y	0,02
N_z	0,98

Tabla 3: Valores de la diagonal del tensor desmagnetizante. Abreviamos N_{ii} a N_i .

3. Características del sistema e implementación en MuMax3

3.1. Resolución numérica

En el modelo micromagnético, la magnetización es un campo continuo, con un valor de la magnetización asociado a cada punto del espacio. Sin embargo, para resolver numéricamente el problema, necesitamos discretizar el espacio. MuMax3 emplea una discretización por diferencias finitas. El espacio de simulación es un paralelepípedo recto centrado en el origen, dividido en una rejilla formada por celdas ortoédricas regulares, en las cuales el vector magnetización y el campo efectivo tienen un valor uniforme y están ubicados en su centro:

$$\vec{m}_{ijk} = \vec{m}(x_i, y_j, z_k), \quad (50)$$

$$\vec{B}_{eff,ijk} = \vec{B}_{eff}(x_i, y_j, z_k), \quad (51)$$

donde los índices i, j, k corresponden a la numeración de la celda en la rejilla, y las coordenadas x_i, y_j, z_k corresponden a la posición del centro de dicha celda en el espacio.

Numéricamente, todas las derivadas están calculadas como derivadas centrales:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial i} = \frac{\vec{m}_{i+1} - \vec{m}_{i-1}}{2\Delta i}, \quad (52)$$

donde i es una abreviación de la coordenada espacial discreta en uno de los ejes de la malla x_i , y Δi es igual a la diferencia x_i y x_{i-1} . Este método de cálculo es válido siempre que el ángulo entre las magnetizaciones vecinas no sea demasiado grande. Debido a esto, a mayor dimensión de las celdas, menor precisión de cálculo tendremos. Por otro lado, un sistema de mayor tamaño implicará un mayor número de celdas (puesto que no usar una malla fina nos sacaría de la aproximación de ángulo pequeño) y por tanto un mayor costo computacional. Debemos encontrar entonces un compromiso entre estas dos limitaciones para definir el mallado.

MuMax3 ejecuta con precisión simulaciones con escalas de tiempo que llegan al orden del picosegundo, y escalas de longitud de entre nanómetros y micrómetros (salirse de dichos rangos comprometerá la precisión de los cálculos). En Sec. 3.2 veremos las dimensiones de los sistemas simulados y las escalas de tiempo y paso temporal empleados.

Como vimos en Sec. 2.3, la resolución de la LLG no puede hacerse de forma analítica en la mayoría de los casos. Recurriremos a una resolución numérica. MuMax3 calcula el campo efectivo usando la definición de derivada funcional y seguidamente resuelve la ecuación Ec. 6 de forma numérica. El resultado es una actualización en cada paso temporal del campo vectorial $\vec{m}(\vec{r}, t)$. Cada uno de los términos del campo efectivo se resuelve de una forma concreta y conlleva diferentes dificultades [20].

3.1.1. Término de intercambio

El campo magnético de intercambio:

$$\vec{H}_{\text{exch}} = 2 \frac{A}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \vec{m}, \quad (53)$$

se evalúa como:

$$\vec{H}_{\text{exch}} = 2 \frac{A}{\mu_0 M_s} \sum_i \frac{(\vec{m}_i - \vec{m})}{\Delta i^2}, \quad (54)$$

donde el sumatorio tiene en cuenta los seis primeros vecinos de la celda central con magnetización $\vec{m}$, y Δi es la distancia entre la celda central y la celda i -ésima, con magnetización $\vec{m}_i$. Para calcular este término en las celdas de las fronteras del material, siempre faltarán algunas de las seis magnetizaciones $\vec{m}_i$ vecinas. En estos casos, MuMax3 emplea $\vec{m}$ como el sustituto de las $\vec{m}_i$ faltantes dado que las condiciones de contorno establecen que $\vec{\nabla} \cdot \vec{m} = 0$ [11].

3.1.2. Término de anisotropía

Puesto que se trata de un término local, para el término de anisotropía magneto-cristalina basta con tomar el valor de la magnetización asignado a la celda de cada malla:

$$\vec{H}_{\text{ani}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} (\vec{u}_k \cdot \vec{m}) \vec{u}_k. \quad (55)$$

Teniendo el campo un valor asignado a cada celda de la malla. Este término es menos costoso de implementar que el resto.

3.1.3. Término desmagnetizante

La discretización por diferencias finitas permite el cálculo del término desmagnetizante realizando una convolución discreta entre la magnetización y un núcleo desmagnetizante, según la expresión:

$$\vec{H}_{\text{dmg}} = \frac{M_s}{\mu_0} \hat{K} * \vec{m}. \quad (56)$$

Obtener la convolución directamente es costoso. El cálculo de este término se acelera mediante una transformada rápida de Fourier (FFT). Empleando el teorema de convolución, la FFT de la convolución se convierte en una multiplicación en el dominio de las frecuencias. Después de realizar la multiplicación, se retorna al espacio de las posiciones con la transformada inversa. El kernel $\hat{K}$ se construye gracias a la suposición de magnetización constante en cada celda, y se asigna un valor de $\vec{H}_{\text{dmg}}$ a cada celda [20]. El núcleo desmagnetizante ocupa mucha memoria, sobretudo en simulaciones grandes. A pesar de las optimizaciones implementadas en MuMax3, puede ser un desafío para GPUs con poca memoria. Este término es el más costoso de los tres.

3.2. Características generales

Para todas las simulaciones escogimos un paso temporal de 2,5 ps, y un tiempo de simulación de 25 ns. Los parámetros del material (Tab. 4) se obtuvieron de [6] y [7].

M_s	$1,1 \cdot 10^6 \text{ A/m}$
A	$18,5 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$
K_1	$8,3177 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$
α	$0,004$

Tabla 4: Parámetros del $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ empleados en la simulación.

La corriente alterna inyectada en todas las simulaciones tenía una amplitud de 1 TA/m^2 . Para generar variaciones del vector $\vec{m}$ en la dirección $\hat{x}$ según la ecuación Ec. 34 se tomó:

$$\vec{\theta}_{SH} = (-1, 0, 0). \quad (57)$$

Se realizó una primera simulación partiendo de un estado uniforme de la magnetización:

$$\vec{m}_0 = (0, 0, 1), \quad (58)$$

en la dirección del eje fácil de anisotropía magnetocristalina $\vec{u}_k = \hat{z}$, y se relajó dicho estado, es decir, se dejó evolucionar el estado en ausencia de excitaciones adicionales. Se guardó el estado final y, para el resto de simulaciones, se partió de ese estado relajado. Para garantizar una variación suave de la magnetización entre celdas contiguas, los lados de cada celda deben ser menores que la longitud de intercambio (Ec. 17). Sustituyendo los valores del $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, obtenemos una longitud de intercambio $l_{exch.} = 4,93 \text{ nm}$. Se eligieron, por tanto, celdas de dimensión $2 \times 2 \times 2 \text{ nm}^3$.

3.3. Lámina de prueba

En esta sección el diseño del sistema estaba enfocado a obtener la relación de dispersión del material registrando los valores de las tres componentes de $\vec{m}$ mediante zonas de promediado. Se diseñó una tira de dimensiones $16384 \times 256 \times 2 \text{ nm}^3$, representada en Fig. 6, con una zona de inyección de corriente con un ancho de 64 nm en el eje X , y 254 regiones de medida de la magnetización de dimensiones $4 \times 32 \times 2 \text{ nm}^3$, espaciadas por 8 nm cada una como queda esquematizado en Fig. 7. En Fig. 8 visualizamos el estado inicial de la tira, en ausencia de excitación, representando las flechas la dirección de la magnetización en cada celda. Para excitar ondas de espín con números de onda de $0 \text{ rad}/\mu\text{m}$ a $400 \text{ rad}/\mu\text{m}$, se hizo un barrido de frecuencia de 0 GHz a 155 GHz .

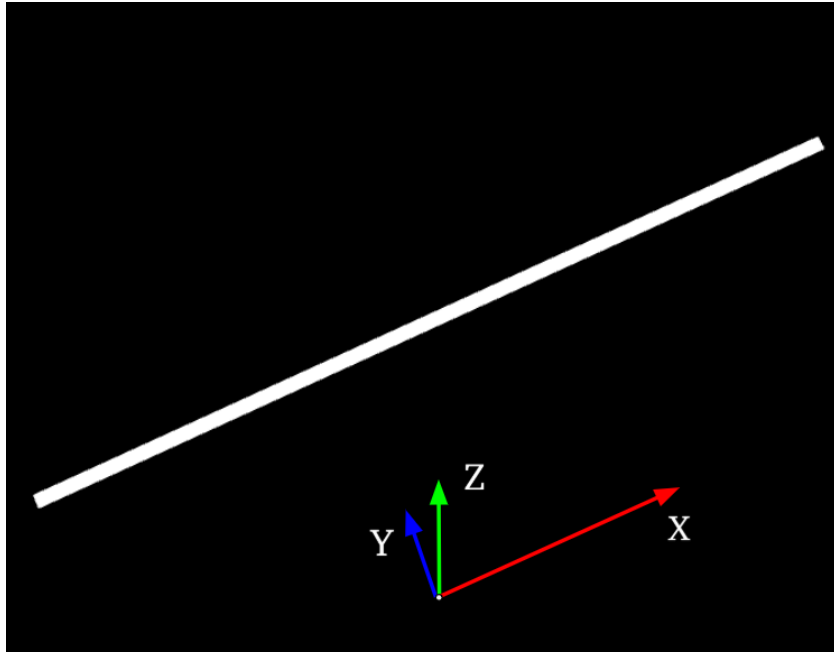


Figura 6: Visualización 3D de las celdas que conforman la tira (en blanco).

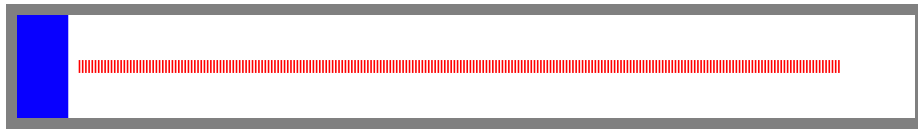


Figura 7: Diseño de la zona de inyección de corriente (azul) y las regiones de promediado (rojo) en el comienzo de la tira de prueba.

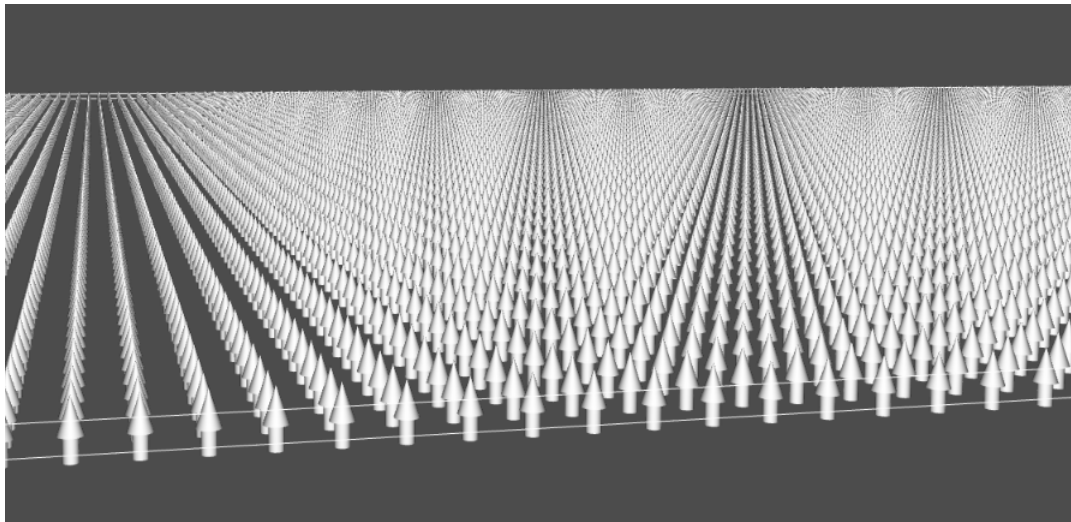


Figura 8: Visualización 3D de la configuración de la magnetización de la tira en $t = 0$.

Aunque MuMax3 calcula el campo desmagnetizante en cada celda, teniéndose por lo general valores distintos en cada una, para la relación de dispersión teórica consideraremos un campo desmagnetizante aproximado, suponiéndolo uniforme, es decir, tomaremos un

valor único para los valores de la diagonal del tensor desmagnetizante en toda la muestra tal como vimos en Sec. 2.6, Tab. 3.

Se simulará la tira para dos casos: simulación completa y simulación con el término desmagnetizante desactivado y anisotropía efectiva. El objetivo consiste en buscar el modelo con mejor relación entre el costo computacional y la precisión a la hora de ajustarse al cálculo teórico dado por Ec. 49. En el caso de la simulación completa, simularemos la lámina con el término desmagnetizante activado, y el valor de la anisotropía magnetocristalina del material (véase Tab. 4). En el caso del término desmagnetizante desactivado, tendremos una anisotropía efectiva dada por la ecuación Ec. 32:

$$K_{eff} = 7,1504 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3. \quad (59)$$

Si las dos simulaciones generan diagramas de dispersión idénticos, nos podremos quedar con la aproximación de lámina fina para simular el inversor, puesto que, como vimos en Sec. 3.1.3, el término desmagnetizante es el más pesado de todos, y al desactivarlo ahorraremos tiempo de cómputo. Asimismo, se deberá analizar el grado de ajuste a la predicción teórica, puesto que a la hora de hacer computación con magnones, generar ondas de espín con una longitud de onda concreta es de suma importancia.

3.4. Inversor

Cuando hacemos computación con magnones, podemos codificar la información tanto en la amplitud de la onda de espín, como en su fase. En nuestro caso lo haremos en amplitud. Por lo general se puede codificar 0 para señal nula y 1 para señal no nula (Fig. 9). En nuestro caso, codificaremos 0 para todas las ondas inferiores a cierta amplitud A_{inf} , y 1 para todas las ondas superiores a cierta amplitud A_{sup} . Veremos en Sec. 5 cuales serán las amplitudes adecuadas para hacer computación con las interferencias obtenidas.

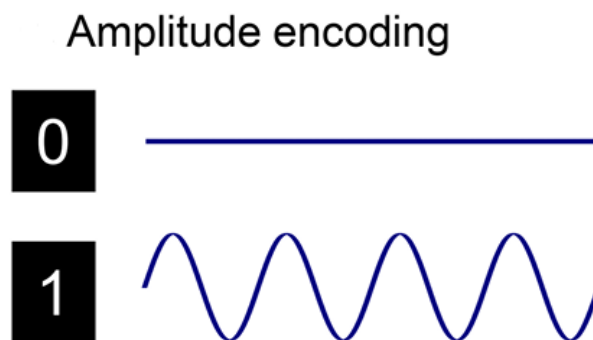


Figura 9: Codificación de los bits 0 y 1 en amplitud. Imagen de [5].

La computación digital está basada en el álgebra booleana, la cual es un sistema algebraico que define reglas sobre valores binarios [9]. Las operaciones binarias fundamentales son las operaciones NOT, AND y OR. Estas operaciones se implementan mediante dispositivos conocidos como puertas lógicas. Se dice que un conjunto de puertas lógicas es completo cuando con él se puede implementar cualquier función basada en álgebra booleana. Los conjuntos de compuertas AND, OR Y NOT; AND y NOT; OR y NOT son conjuntos completos. Siendo la puerta NOT la que implementa la operación lógica de negación:

$$Q = \neg A,$$

devolviendo 1 si la entrada es 0 y viceversa (Tab. 5)

Entrada (A)	Salida (Q)
0	1
1	0

Tabla 5: Tabla de verdad de la puerta NOT [9].

Un inversor o puerta CNOT cuenta con una señal de control, una entrada y una salida. La señal de control determina si se aplicará la operación de inversión sobre el bit de entrada. Si tenemos 0, el bit de entrada quedará inalterado. Si tenemos 1, habrá inversión del bit de entrada (Tab. 6).

Control (A)	Entrada (B)	Salida (Q)
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabla 6: Tabla de verdad de una puerta NOT controlada [9].

Cada uno de los puertos del dispositivo lo compondrá una tira similar a la del apartado anterior, pero ahora tendremos una región de unión formando un dispositivo en forma de Y como se observa en Fig. 10, cuyas dimensiones son de $16384 \times 768 \times 2 \text{ nm}^3$. Para comprobar las componentes de la magnetización en cada uno de los puertos usaremos una estrategia análoga al caso anterior, situando 45 regiones de medida para A (Control), B (Entrada) y Q (Salida), como se esquematiza en Fig. 11. En Fig. 12 visualizamos el estado inicial de la tira, en ausencia de excitación, representando las flechas la dirección de la magnetización en cada celda.

El número de onda elegido para las ondas de espín generadas fue de $30 \text{ rad}/\mu\text{m}$, correspondiente, según la relación dada por Ec. 49, a una frecuencia de $f = 5,067 \text{ GHz}$.

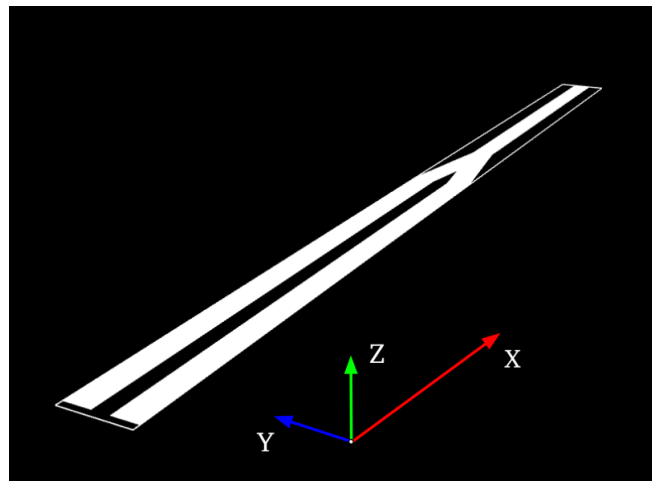


Figura 10: Visualización 3D de las celdas del inversor simulado.

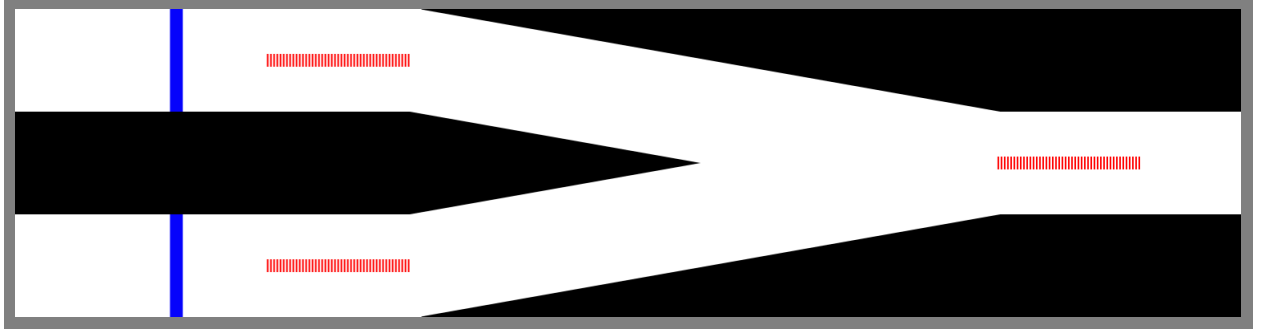


Figura 11: Diseño de las zonas de inyección de corriente (azul) y las regiones de promediado (rojo) en el inversor.

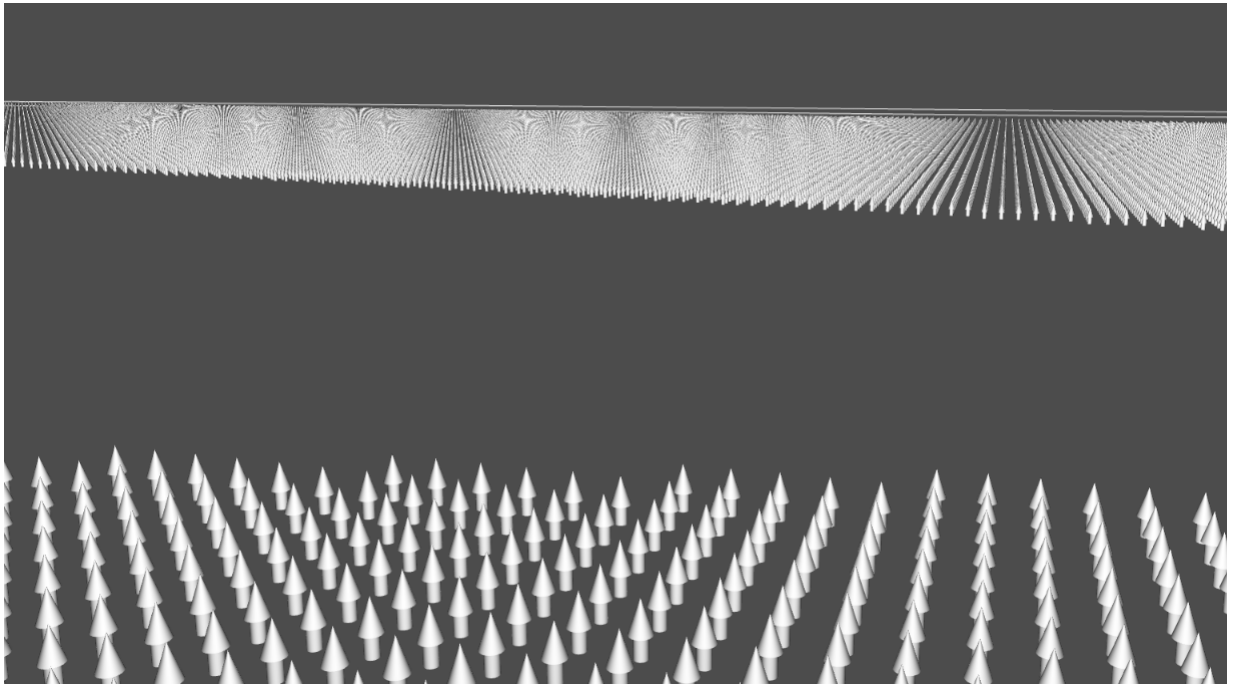


Figura 12: Visualización 3D de la configuración de la magnetización del inversor en $t = 0$.

Como dijimos en la introducción, el carácter ondulatorio de los magnones posibilita el fenómeno de la interferencia. Nos serviremos de dicho fenómeno para hacer computación. Las interferencias se harán bien mediante un desfase entre las corrientes inyectadas, o bien por diferencias de camino entre las zonas de inyección. En el caso de inyectar señales desfasadas, tendremos interferencia constructiva cuando ambas corrientes estén en fase, es decir:

$$\Delta\phi = 2n\pi, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (60)$$

e interferencia destructiva cuando ambas corrientes estén en oposición de fase, es decir:

$$\Delta\phi = (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (61)$$

En el caso de introducir una diferencia de caminos entre las zonas de inyección excitando de forma sincrónica, tendremos interferencia constructiva cuando la diferencia de caminos sea un número entero de la longitud de onda de ambas señales, es decir:

$$\Delta L = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (62)$$

y para tener interferencia destructiva, la diferencia de caminos deberá ser un número semientero de la longitud de onda de ambas señales, es decir:

$$\Delta L = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (63)$$

Se simularon cuatro casos para cada configuración del inversor:

- **En el caso 1**, tenemos entradas sin diferencia de camino, con ondas de espín en contrafase (diferencia de π). Tenemos interferencia destructiva en la salida (0 lógico).
- **En el caso 2**, tenemos entradas sin diferencia de camino, y sólo tendremos la señal de control (señal sólo en una rama). De esta manera obtenemos señal a la salida (1 lógico).
- **En el caso 3**, tenemos entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase. Tenemos interferencia destructiva en la salida (0 lógico).
- **En el caso 4**, tenemos entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, y sólo tendremos la señal de control (señal sólo en una rama). De esta manera obtenemos señal a la salida (1 lógico).

Cada uno de estos casos fue ejecutado para dos configuraciones diferentes: simulación completa y término desmagnetizante desactivado.

4. Resultados y discusión: Diagramas de dispersión

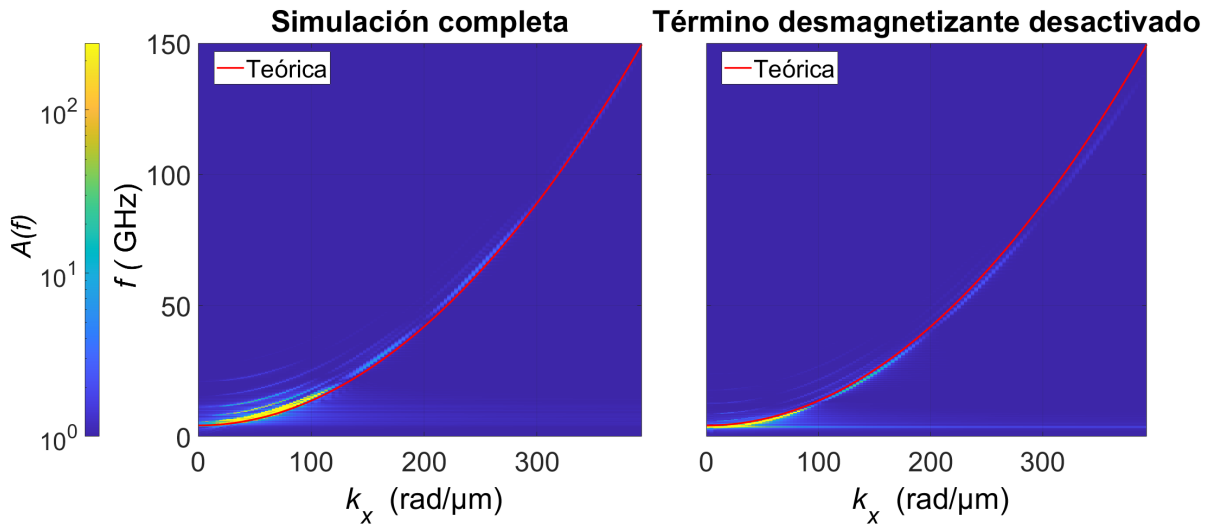


Figura 13: Relaciones de dispersión considerando el campo desmagnetizante y mediante anisotropía efectiva obtenidas procesando los datos de las simulaciones micromagnéticas con MATLAB (escala de color) junto con el ajuste teórico dado por Ec. 49 (línea sólida roja).

Para estudiar el ajuste a la expresión analítica, se analizaron las zonas de baja y alta frecuencia. La diferencia entre el ajuste teórico y la expresión analítica se obtuvo mediante un código de MATLAB (véase Sec. B), para los números de onda $100 \text{ rad}/\mu\text{m}$ (baja frecuencia) y $300 \text{ rad}/\mu\text{m}$ (alta frecuencia). El ajuste para la simulación completa presenta una desviación de unos $6,50 \text{ GHz}$ a baja frecuencia, y de unos $0,39 \text{ GHz}$ a alta frecuencia. Como se puede apreciar en Fig. 13, el ajuste es mejor a alta frecuencia para la simulación completa. En cambio, para la simulación con el término desmagnetizante desactivado, se obtuvo un diagrama de dispersión con una diferencia de unos $7,74 \text{ GHz}$ a baja frecuencia, y de unos $4,49 \text{ GHz}$ a alta. Tenemos por tanto variaciones grandes en el número de onda para cambios pequeños en la frecuencia en el intervalo de baja frecuencia, y un aumento progresivo de la diferencia entre el ajuste teórico y los resultados numéricos a medida que aumenta k_x .

Como vimos previamente, el término Ec. 56 es el más costoso computacionalmente, siendo el que más efecto tiene sobre los tiempos de simulación. Se registró de forma aproximada el tiempo de simulación como la diferencia de la hora de creación de los documentos de la simulación y de última modificación. Para la simulación completa el tiempo total fue de 54 minutos, mientras que para la simulación con el campo desmagnetizante desactivado la duración fue de 48 minutos. Por tanto, la aproximación de lámina fina nos ahorró solo 6 minutos de cómputo. Dada la diferencia de tiempos entre ambas simulaciones, y al empeoramiento del ajuste al cálculo analítico en el caso del término desmagnetizante desactivado, no parece justificado el uso de la aproximación de lámina fina en este caso. Sin embargo, el estudio del inversor supone triplicar el número de celdas computacionales a evaluar con el consiguiente aumento del tiempo de cómputo del tensor desmagnetizante. Los efectos de estas diferencias en el comportamiento del inversor se discuten en la sección a continuación.

5. Resultados y discusión: Inversor

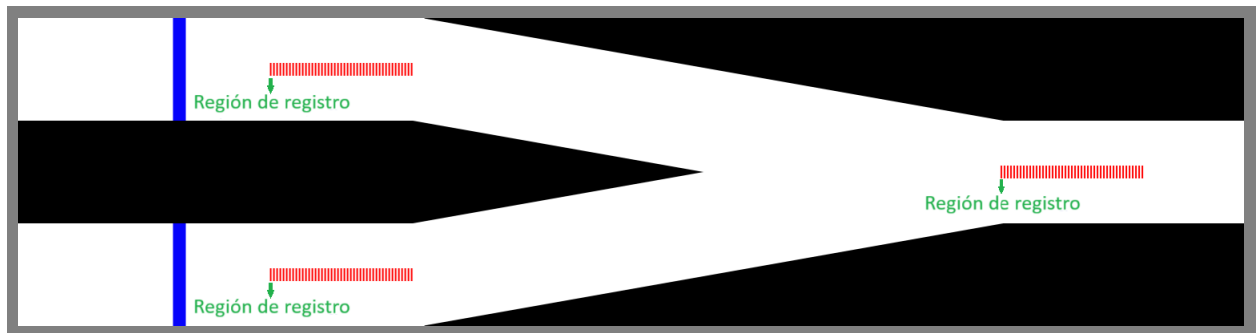


Figura 14: Zonas de registro del valor de m_x .

El sistema entra en estado estacionario aproximadamente a partir del instante de tiempo 15 ns . Mediante un código de MATLAB, se registró el valor máximo de m_x en la primera región de cada rama del inversor (Fig. 14) entre los instantes de tiempo 15 ns y 20 ns en cada caso y se obtuvo el cociente de las amplitudes entre los casos 1 y 2 y los casos 3 y 4 mediante la fórmula:

$$s = \frac{A_n}{A_d}, \quad (64)$$

donde A_n es la amplitud no destructiva (casos 2 y 4) y A_d es la amplitud destructiva (casos 1 y 3). Para $s = 1$ no hay fenómeno de interferencia y será imposible hacer computación. Tendremos en cambio interferencia destructiva perfecta cuando $A_d = 0 \implies s = \infty$. Para valores de $s > 1$ comenzaremos a tener interferencia destructiva con diferentes grados de aniquilación. Como criterio propio, para considerar las amplitudes lo suficientemente distinguibles como para codificar la información, fijaremos $s > 3$. Siendo todas las simulaciones con un valor de $s < 3$ consideradas inadecuadas para hacer computación con magnones. Para $s > 3$, podremos definir un GAP entre dos amplitudes A_{inf} y A_{sup} que establezca la separación entre los valores 0 y 1.

Al igual que en la lámina de prueba, se registró de forma aproximada el tiempo de simulación para cada caso como la diferencia de la hora de modificación del archivo gui y el table.txt. Empezaremos analizando los casos más sencillos y rápidos, con el término desmagnetizante desactivado, y procederemos después a analizar las simulaciones completas.

5.1. Inversor con término desmagnetizante desactivado

5.1.1. Caso 1: entradas sin diferencia de camino, con ondas de espín en contrafase.

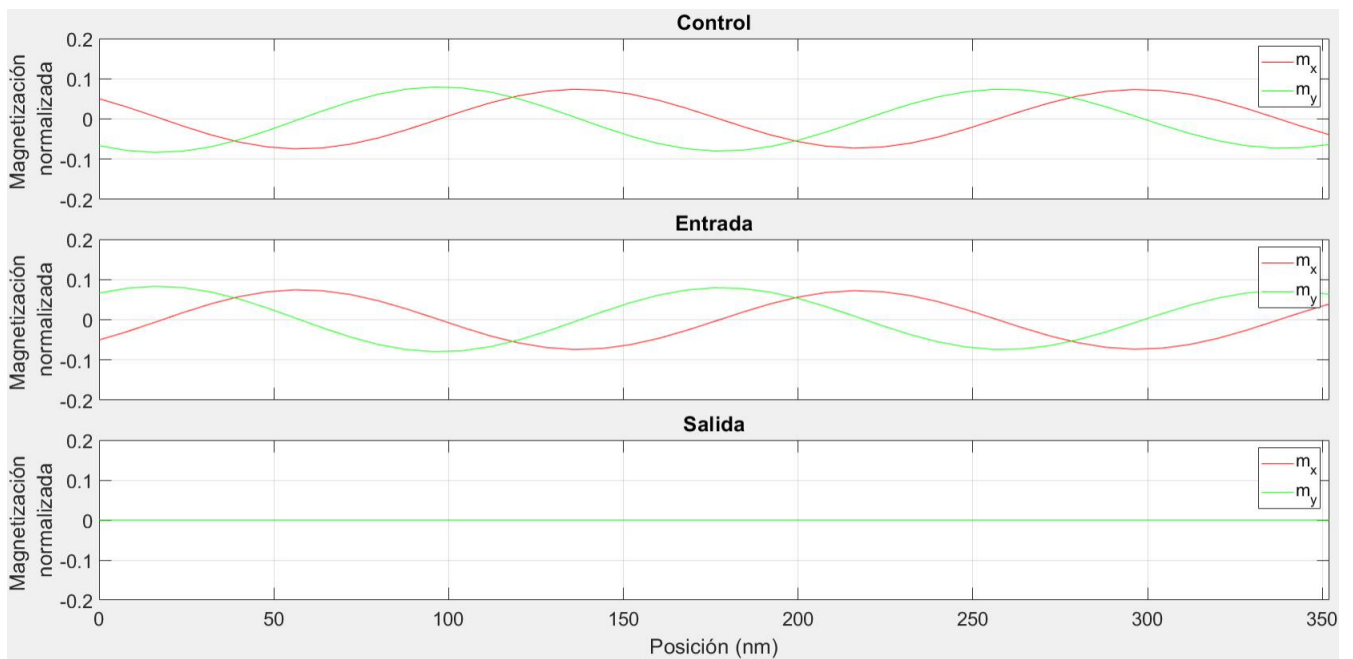


Figura 15: Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 1, entradas sin diferencia de camino, con ondas de espín en contrafase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso estamos tratando con interferencia por diferencia de fase entre las señales inyectadas y una simulación con el término desmagnetizante incluido como anisotropía efectiva. Como vemos en Fig. 15, tenemos 1 en control y 0 en la salida. A diferencia de lo que veremos en Fig. 19, en este caso la interferencia es perfecta. Esto puede ser debido a que, en el caso del diagrama de dispersión para la simulación con término desmagnetizante desactivado, el peine de frecuencias es mucho más tenue (Fig. 13. Término desmagnetizante desactivado), y no habrá modos adicionales excitados. El tiempo de ejecución fue de 1h 37min.

5.1.2. Caso 2: Entradas sin diferencia de camino, señal de control.

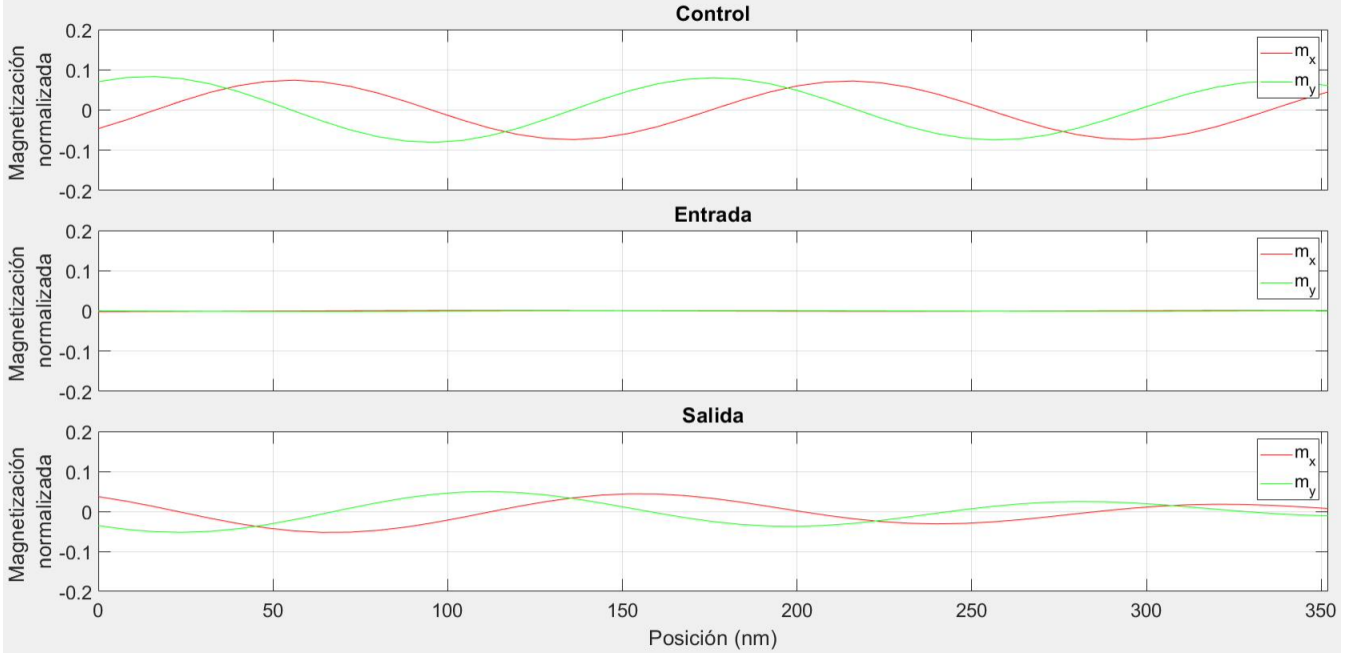


Figura 16: Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 2, entradas sin diferencia de camino, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso estamos tratando con interferencia por diferencia de fase entre las señales inyectadas y una simulación con el término desmagnetizante incluido como anisotropía efectiva. Como vemos en Fig. 16, tenemos una señal tenue en la entrada (transmitida desde el control) correspondiente a 0 lógico, y amplitud significativa en el control, lo cual corresponde a 1 lógico. El damping nos da una señal atenuada pero significativa en la salida, correspondiente a 1 lógico. El tiempo de ejecución fue de 1h y 37min como era de esperar puesto que tenemos el mismo dispositivo y tiempo de simulación. El cociente de las amplitudes obtenidas para Fig. 15 y Fig. 16 dió un resultado de:

$$s = \frac{0,052775}{0} \rightarrow \infty > 3. \quad (65)$$

Por tanto, el inversor con término desmagnetizante desactivado para los casos 1 y 2 parece apto para la computación mediante magnones, y tendremos gran flexibilidad a la hora de seleccionar el GAP, tomando por ejemplo, $A_{inf} = 0,01$ y $A_{sup} = 0,04$. Este resultado es muy prometedor puesto que anticipa que podríamos tener distinguibilidad del 0 y 1 lógico con un grado de flexibilidad máximo. No obstante, es de esperar que en un dispositivo real no tengamos una interferencia perfecta, repercutiendo negativamente en el funcionamiento de la puerta CNOT. Comprobaremos en Sec. 5.2 qué ocurre cuando tenemos en cuenta el campo desmagnetizante completo en lugar de la aproximación con anisotropía efectiva.

5.1.3. Caso 3: Entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase

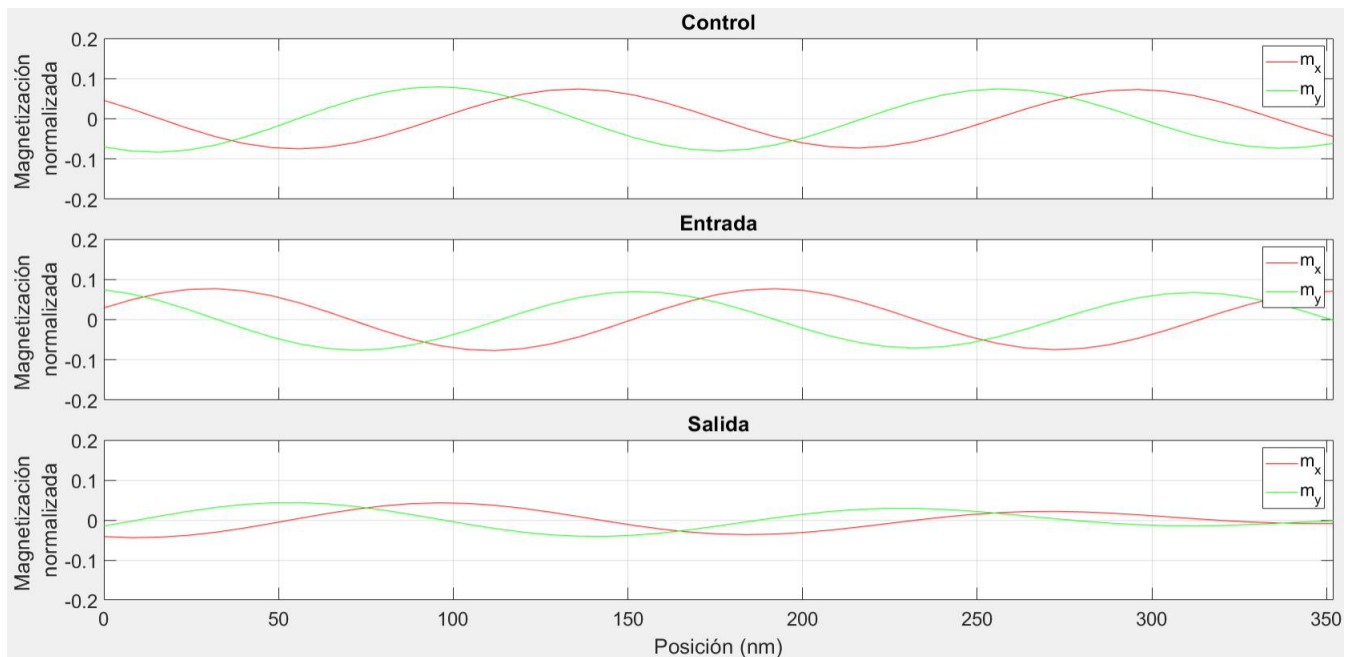


Figura 17: Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase, captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso, a diferencia de los anteriores, estamos tratando con interferencia por diferencia de camino entre las zonas de inyección y una simulación con el término desmagnetizante incluido como anisotropía efectiva. Como vemos en Fig. 17, tenemos señales de gran amplitud en control y entrada lo cual corresponde a 1. La salida corresponde a 0 según la tabla de verdad Tab. 6, sin embargo, no parece que la interferencia sea suficiente como para codificar dicho valor, siendo su amplitud 0,046641. El tiempo de ejecución fue de 1h y 38min al igual que en los casos previos.

5.1.4. Caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control

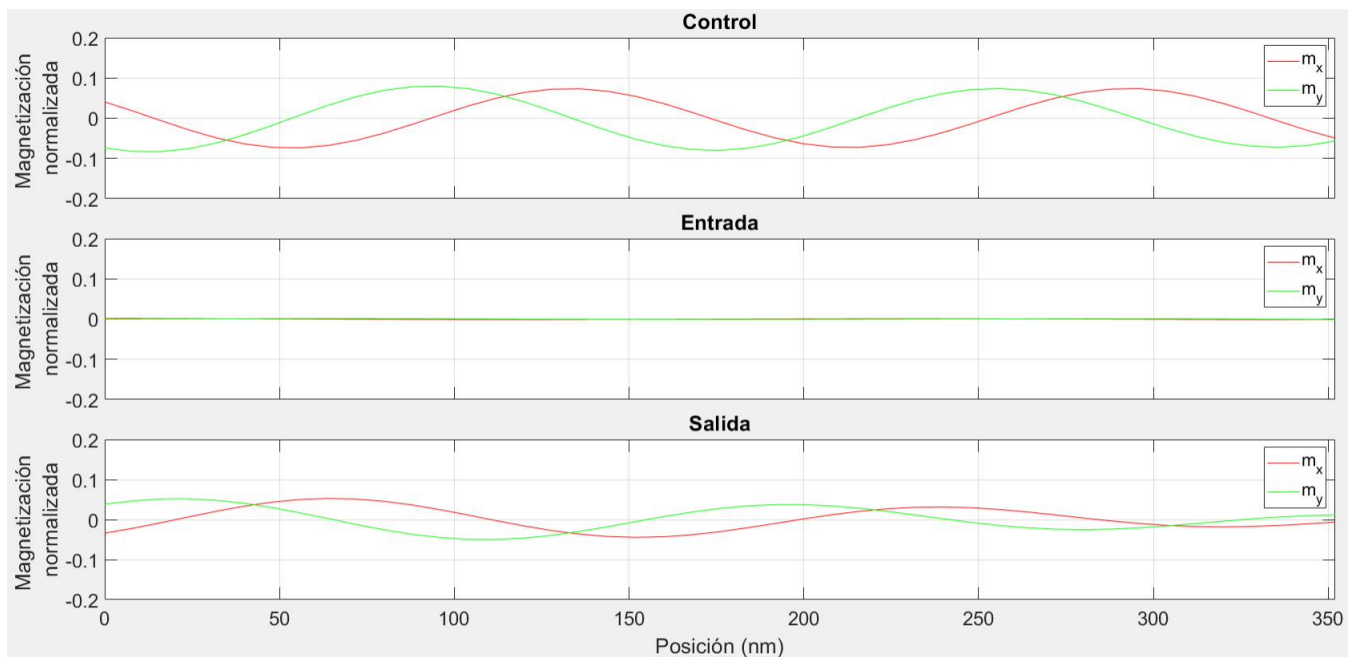


Figura 18: Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso al igual que antes estamos tratando con interferencia por diferencia de camino entre las zonas de inyección y el término desmagnetizante incluido como anisotropía efectiva. Como vemos en Fig. 18, tenemos señal de gran amplitud para el control y casi nula para la entrada, lo cual corresponde a 1 y 0 lógicos respectivamente. En la salida la señal está atenuada pero es significativa, correspondiendo a 1 lógico según la tabla de verdad Tab. 6. El tiempo de ejecución fue de 1h y 38min. El cociente de las amplitudes obtenidas para Fig. 17 y Fig. 18 dió un resultado de:

$$s = \frac{0,051519}{0,046641} = 1,11 < 3. \quad (66)$$

Los casos 3 y 4 son los de mayor interés práctico puesto que son los que menos dificultades de implementación presentan. No obstante, dado el valor de s obtenido, no parece viable hacer computación con magnones con este inversor. No obstante, hemos analizado el caso de forma simplificada considerando una anisotropía efectiva. Volveremos a comprobar el funcionamiento de este inversor cuando se tiene en cuenta el campo desmagnetizante completo.

5.2. Inversor con simulación completa

5.2.1. Caso 1: entradas sin diferencia de camino con ondas de espín en contrafase.

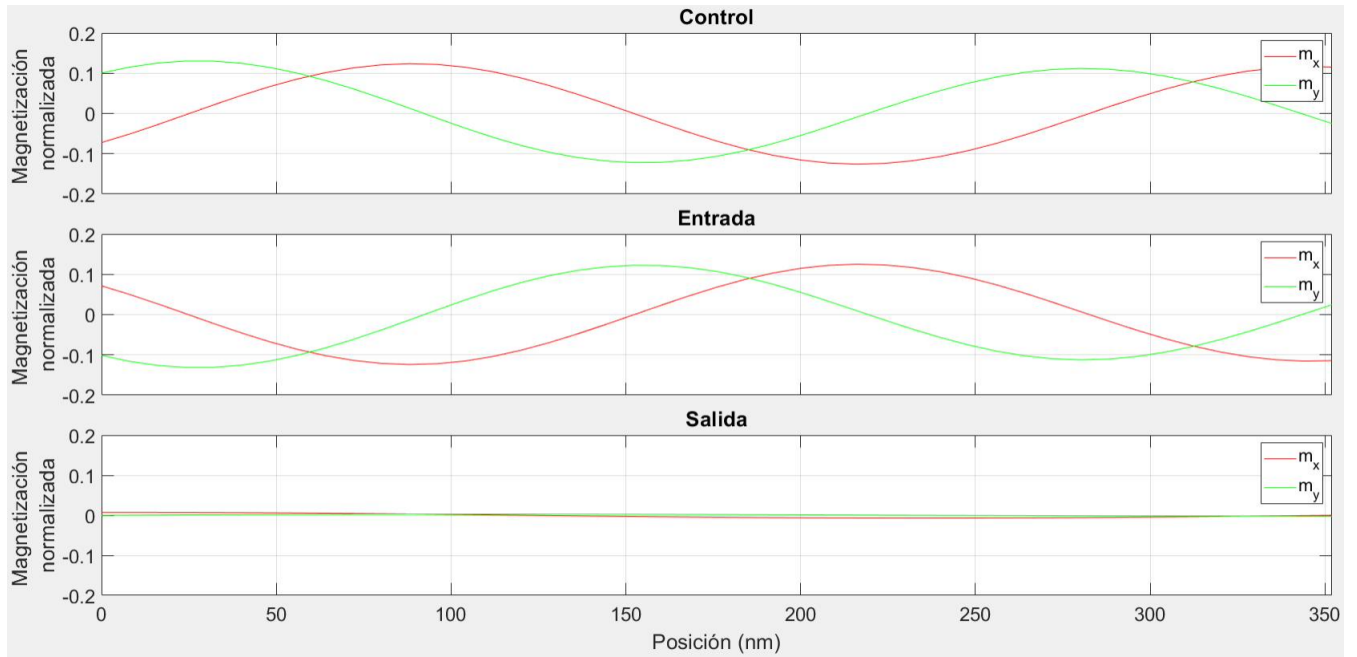


Figura 19: Inversor con simulación completa, caso 1, entradas sin diferencia de camino con ondas de espín en contrafase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso estamos tratando con interferencia por diferencia de fase entre las corrientes inyectadas y una simulación completa. Como vemos en Fig. 19, tenemos 1 lógico en control y entrada al tener señales de gran amplitud. Por su parte, la señal de salida es significativamente más pequeña, siendo su amplitud de 0,007233, al menos un orden de magnitud menor que en la entrada, correspondiendo a un 0 lógico. No obstante, cabe destacar que, a diferencia de las simulaciones con anisotropía efectiva, ahora no observamos aniquilación perfecta. Esto podría ser debido a que, a frecuencias bajas, podrían excitarse levemente longitudes de onda pertenecientes al peine de frecuencias que se observa en Fig. 13. Simulación completa, pudiendo transmitirse parte de la señal como modos que no interfieren destructivamente en esa diferencia de distancias. El tiempo de ejecución fue de 1h y 48min, por lo que con las simulaciones con término desmagnetizante desactivado sólo ahorramos 11 min. Como era de esperar, la diferencia de tiempos ha aumentado en comparación con las simulaciones realizadas para la obtención de los diagramas de dispersión. Sin embargo, esta diferencia sigue siendo poco significativa, y al mismo tiempo observamos diferencias reseñables en los resultados de las simulaciones. Es decir, no parece que la aproximación de lámina fina sea adecuada para el estudio de dispositivos magnónicos, a diferencia de lo que ocurre para la simulación completa.

5.2.2. Caso 2: entradas sin diferencia de camino señal de control.

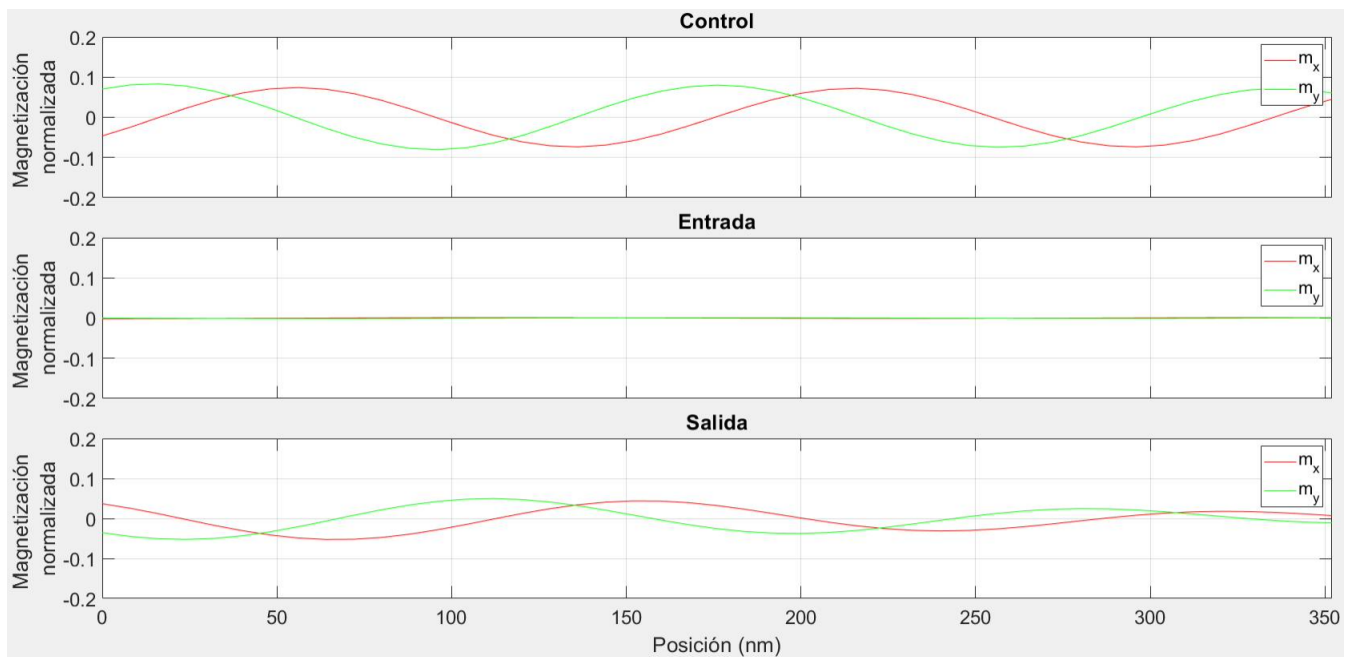


Figura 20: Inversor con simulación completa, caso 2, entradas sin diferencia de camino señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso estamos tratando con interferencia por diferencia de fase entre las corrientes inyectadas y una simulación completa al igual que en el caso anterior. Como vemos en Fig. 20, tenemos un 0 lógico en la entrada al ser la señal virtualmente nula (si bien se aprecia una leve perturbación debida a la señal filtrada desde el control) y un 1 lógico en el control. En ausencia de corriente inyectada en la entrada, no tendremos interferencia y veremos en la salida amplitud suficiente como para codificar 1 lógico. En este caso dicha amplitud es de 0,036192. Como era de esperar el tiempo de ejecución fue de 1h y 48 min, ya que la configuración del dispositivo es esencialmente la misma que antes. El cociente de las amplitudes obtenidas para Fig. 19 y Fig. 20 dió un resultado de:

$$s = \frac{0,036192}{0,007233} = 5,00 > 3. \quad (67)$$

Este resultado resulta prometedor ya que aunque indica que el resultado arrojado por las simulaciones simplificadas era demasiado optimista, la diferencia de amplitudes de los dos estados lógicos sigue siendo suficiente para permitir la viabilidad del dispositivo. Para estos dos casos, consideraremos 0 toda señal inferior a $A_{inf} = 0,01$ y 1 a toda señal superior a $A_{sup} = 0,03$.

5.2.3. Caso 3: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$ con ondas de espín en fase.

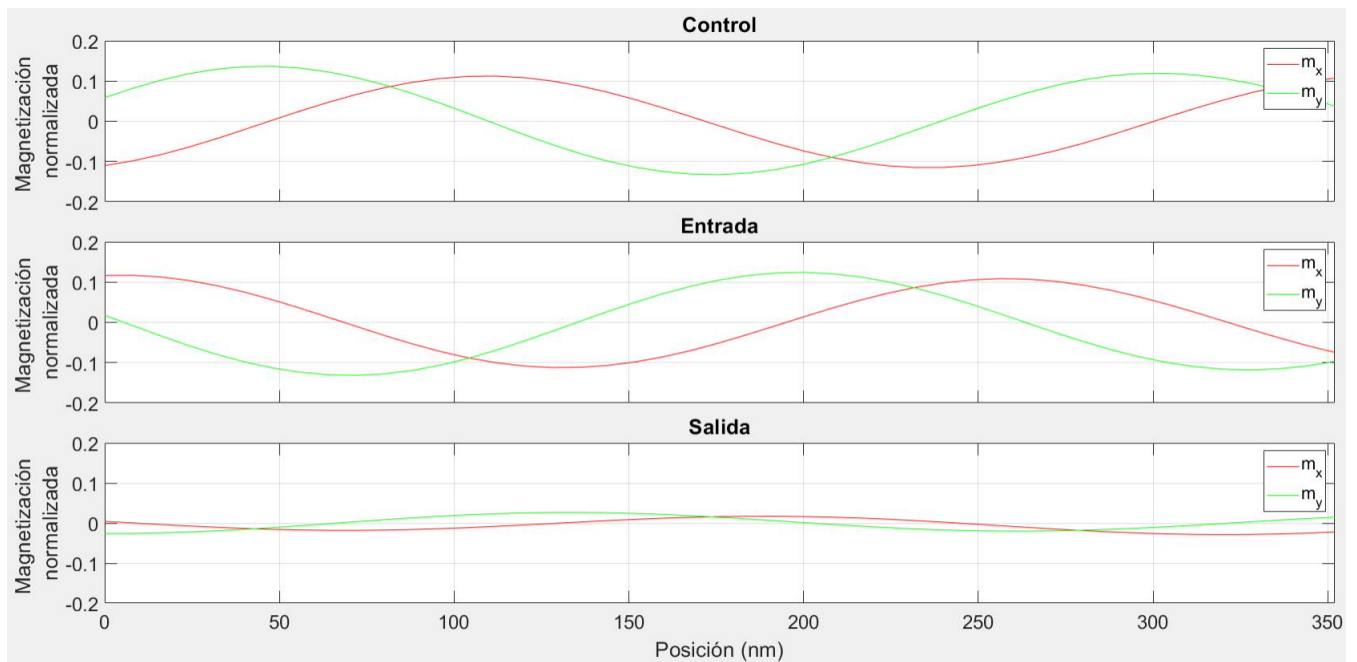


Figura 21: Inversor con simulación completa, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$ con ondas de espín en fase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

En este caso, tratamos con interferencia por diferencia de camino entre las zonas de inyección y una simulación completa con término desmagnetizante más realista. Como vemos en Fig. 21, para control y entrada tenemos señales de gran amplitud lo cual equivale a codificar 1 lógico, siendo la señal de la salida mucho menor debido a la interferencia y correspondiendo a 0 lógico. No obstante, observaremos en este caso que esa interferencia es peor, obteniendo una amplitud de 0,021363. En este caso, siendo la diferencia de caminos distinta de 0, y teniendo la atenuación, la señal por el camino más largo se atenuará más, siendo su amplitud menor que la señal que viaja por el camino más corto, resultando en una interferencia no nula. Esto podría justificar, en parte, este resultado. El tiempo de ejecución fue de 1h y 48min como era de esperar ya que el inversor y el tiempo de simulación son los mismos que antes.

5.2.4. Caso 4: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control.

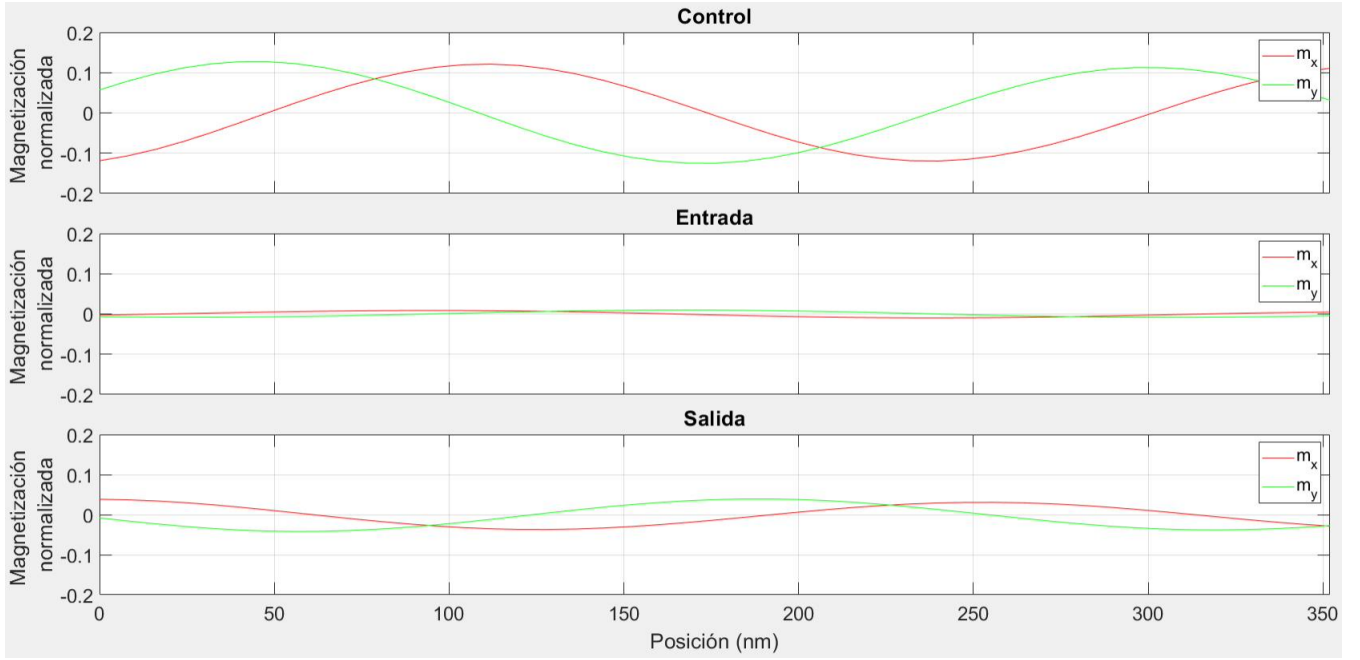


Figura 22: Inversor con simulación completa, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

Finalmente, llegamos al último caso en el que tenemos interferencia por diferencia de camino entre las zonas de inyección y una simulación completa. Como vemos en Fig. 22, tenemos una amplitud grande en el control, la cual corresponde a 1 lógico, y una señal casi nula en el control la cual corresponde a 0 lógico. Al igual que antes, parece que parte de la señal de control se transmite a la entrada. De nuevo, el tiempo de ejecución fue de 1h y 48min. El cociente de las amplitudes obtenidas para Fig. 21 y Fig. 22 dió un resultado de:

$$s = \frac{0,035149}{0,021363} = 1,65 < 3. \quad (68)$$

Este caso, que es el que más interesaría en principio para una implementación realista, arroja un resultado poco propicio, pues no permite establecer un GAP adecuado. Si bien implementar experimentalmente los casos 1 y 2 es más dificultoso que implementar los casos 3 y 4, se trata de la configuración más factible para hacer computación con magnones para el inversor con simulación completa, pudiendo satisfacer un criterio de distinguibilidad más estricto.

En cualquier caso, dados los resultados obtenidos hasta ahora, no parece que la aproximación de lámina fina sea adecuada para predecir el número de onda k_x con la precisión suficiente como para realizar operaciones basadas en interferencias con ondas de espín.

5.3. Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida

Como hemos visto en las secciones anteriores, la implementación experimental más sencilla (casos 3 y 4) presenta problemas de viabilidad. Sin embargo, hay que tener en cuenta que hemos utilizado una longitud de onda obtenida a partir del k_x teórico del diagrama de

dispersión. Aunque la diferencia de ajuste en Fig. 13. Simulación completa parecía pequeña, la zona de baja frecuencia es de gran sensibilidad en k_x para pequeñas variaciones de f , lo cual genera una diferencia significativa entre el k_x teórico y el k_x de la onda generada en la simulación. En este apartado emplearemos un k_x obtenido directamente de la relación de dispersión, no el valor teórico correspondiente a la frecuencia de la señal inyectada.

La diferencia de caminos se corrigió empleando el número de onda obtenido en la simulación para la frecuencia de 5,067 GHz mediante un código de MATLAB (véase Sec. B), con un valor de 26,39 rad/ μm , lo cual corresponde a $\frac{\lambda}{2} = 119,06 \text{ nm}$.

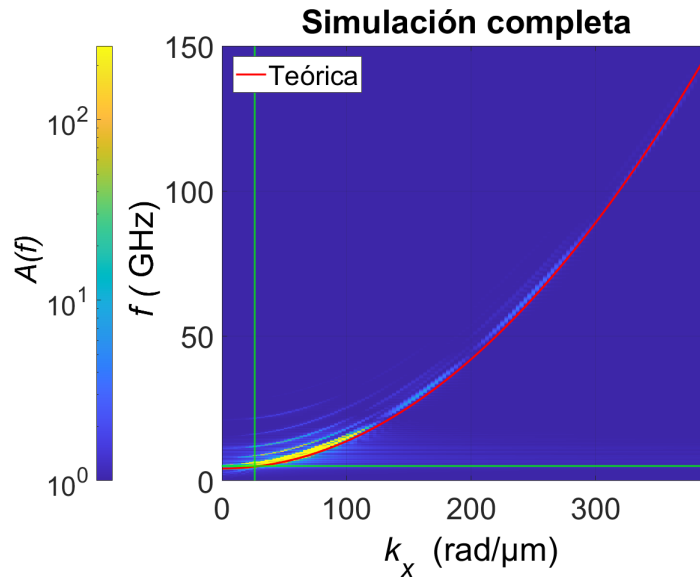


Figura 23: Relación de dispersión para la simulación completa, con el punto de número de onda 26,39 rad/ μm , y frecuencia 5,067 GHz marcado con una cruz verde.

De esta forma, el cambio en el número de onda usado e indicado en Fig. 23 con una cruz verde nos permitió ajustar la geometría del dispositivo y así obtener una interferencia más cercana a la destrucción completa.

5.3.1. Caso 3: entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase

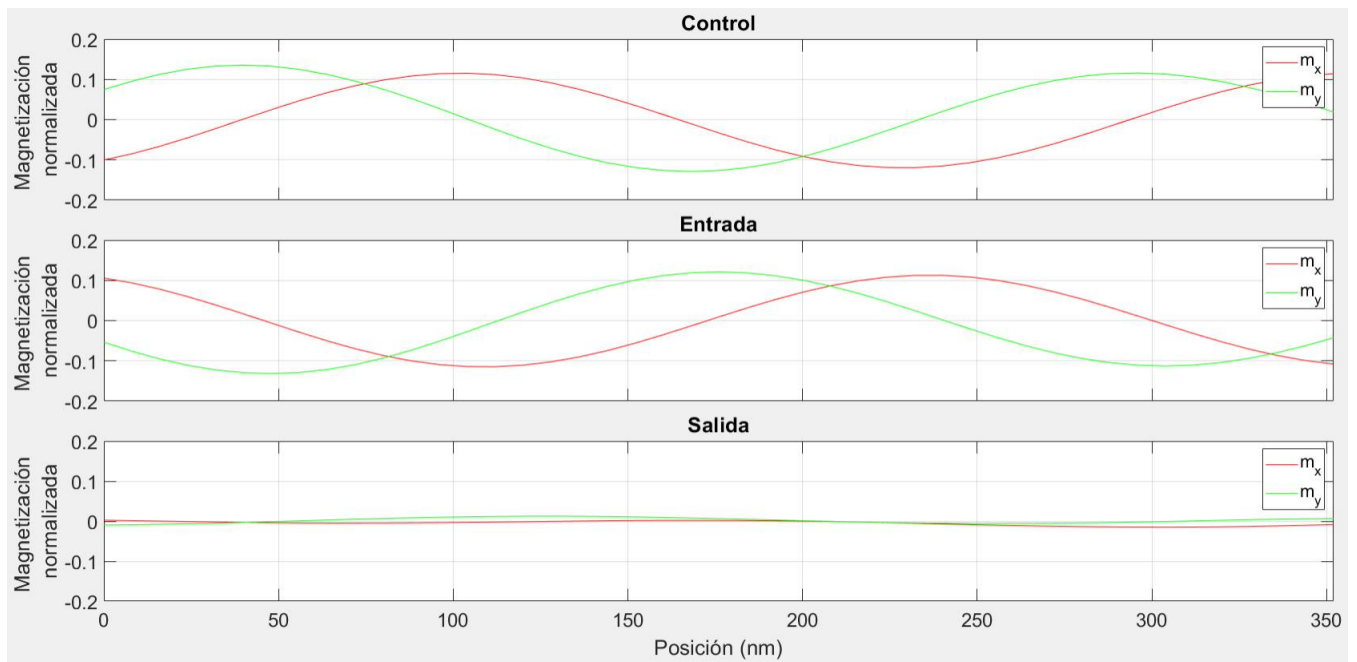


Figura 24: Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

Una vez más, tenemos un caso con interferencia por diferencia de caminos simulado con el término desmagnetizante realista. Como vemos en Fig. 24, tenemos señal inyectada en el control y entrada lo cual corresponde a 1 y 1 lógicos respectivamente. En la salida la amplitud es casi nula, de 0,010259, correspondiendo a 0 lógico según la tabla de verdad Tab. 6. El tiempo de ejecución fue de 1h y 48min de la misma manera que en los casos anteriores de simulación completa puesto que realmente no hay diferencias en la configuración del dispositivo.

5.3.2. Caso 4: Entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control

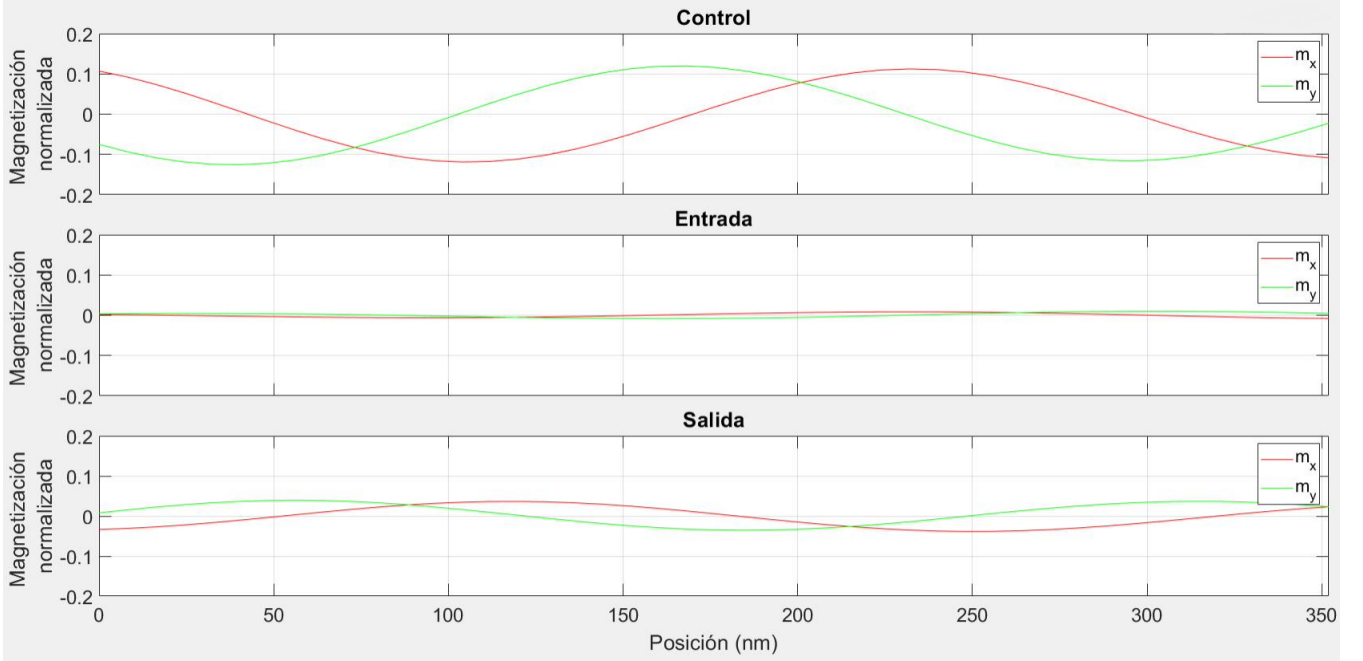


Figura 25: Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.

Finalmente, llegamos al último caso de la memoria. Tenemos interferencia por diferencia de caminos simulada con el término desmagnetizante realista. Como vemos en Fig. 25 tenemos señal inyectada en el control (1 lógico) y onda transmitida en la entrada desde el control. En la salida tenemos señal de 0,034980, una amplitud significativa, correspondiente a un 1 lógico. El tiempo de ejecución fue de 1h y 48min al igual que antes. El cociente de las amplitudes obtenidas para Fig. 24 y Fig. 25 dió un resultado de:

$$s = \frac{0,034980}{0,010259} = 3,41 > 3. \quad (69)$$

Por tanto el inversor con simulación completa con k_x corregido para los casos 3 y 4, los cuales eran los más desfavorables, es apto para la computación mediante magnones según el criterio empleado. Para el GAP de separación podemos tomar, por ejemplo, $A_{inf} = 0,015$ y $A_{sup} = 0,025$. No obstante, estamos muy cerca del límite que habíamos definido, y parece conveniente tratar de plantear mejoras en el diseño, elección de materiales o principio de funcionamiento para mejorar el principio del funcionamiento del dispositivo.

6. Conclusiones

Este trabajo ha servido para analizar de forma teórica la viabilidad de la operación lógica de la puerta NOT mediada por una puerta CNOT implementada en un dispositivo ultrafino compuesto de $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ mediante simulaciones de la teoría micromagnética con el software MuMax3. Se ha hecho una somera introducción de la teoría micromagnética,

introduciendo de forma concisa los términos más relevantes de la energía del sistema, estudiados dentro del marco de la aproximación micromagnética. Además, se han introducido los conceptos fundamentales de las ondas de espín con un tratamiento semiclásico, y se ha presentado el término de torque de Slonczewski, con el cual se generan dichas excitaciones.

Seguidamente, se ha calculado la relación de dispersión del sistema a excitar haciendo uso de los conceptos explicados, y se ha estudiado el error cometido al considerar la aproximación de lámina fina. A partir de los resultados tanto de ajuste a la relación teórica como de consumo de tiempo al ejecutar las simulaciones concluimos que aproximar el término de campo desmagnetizante mediante la aproximación de lámina fina no tenía ningún tipo de ventaja significativa sobre la simulación completa, puesto que la diferencia de tiempos es sólo del orden del 10%, y además arroja resultados sensiblemente distintos a la simulación completa.

Tomando como base el estudio inicial del comportamiento de los magnones, se ha estudiado la viabilidad de la implementación de la puerta lógica NOT mediante interferencias de ondas de espín con información codificada en amplitud en un dispositivo ultrafino con forma de Y que se comporta como una puerta CNOT o NOT controlada. Se ha evaluado la viabilidad de la puerta mediante un parámetro $s = \frac{A_n}{A_d}$ que nos indica el corte entre las configuraciones viables e inviables. De esta forma, bajo criterio personal, y con el objetivo de realizar un ejercicio puramente académico, se ha considerado no apto cualquier caso con $s < 3$. Se ha evaluado la posibilidad de realizar la operación lógica NOT tanto para la simulación con término desmagnetizante desactivado como para la simulación completa. Además, se han tenido en cuenta dos tipos de interferencia, los cuales difieren en facilidad para su implementación técnica: interferencia por diferencia de fase e interferencia por diferencia de caminos. Las simulaciones tanto completa como con término desmagnetizante desactivado arrojaron valores de s que satisfacían nuestro criterio para los casos de interferencia mediante diferencia de fase. Sin embargo, para ambos tipos de simulación, la interferencia mediante diferencia de caminos no fue suficiente. No obstante, observamos que el diagrama de dispersión de la simulación completa predecía con un margen de error excesivo como para realizar interferencias por diferencia de caminos, por lo que reajustamos la k_x empleada para el caso de la simulación completa empleando el valor real del diagrama de dispersión en vez del teórico. Dicho cambio mejoró el funcionamiento de la simulación completa con interferencia por diferencia de caminos.

En conclusión, podemos constatar que la computación mediante magnones parece viable. Es posible generar las ondas de espín deseadas en una lámina ultrafina de $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, y predecir su relación de dispersión $\omega(k)$ a partir de un modelo micromagnético con tres términos de densidad de energía, así como cuantificar la calidad de interferencia para un inversor o puerta CNOT, pudiendo definir un GAP de separación que establece la diferencia entre 0 y 1. La necesidad de tener que desechar la predicción teórica e introducir manualmente el número de onda real para los casos de interferencia por diferencia de caminos muestra que la aproximación de lámina fina, tan utilizada en el estudio de texturas de la magnetización como paredes o skyrmiones, es demasiado burda para el estudio de ondas de espín. El uso de un término de campo desmagnetizante más realista proporciona una relación de dispersión con mayor exactitud, reduciendo la problemática de la interferencia por diferencia de caminos.

Por último, y como cierre del Grado en Física de la Universidad de Valladolid, este TFG

me ha hecho ver una vez más que, en física, decir que “sabes” o que “entiendes” un concepto, o un conjunto de teorías y formulaciones, es, en realidad, una afirmación muy fuerte, y que no se debe tomar a la ligera. Cuando estás estudiando el grado, te falta una visión global. Das cada rama por separado: mecánica clásica, termodinámica, electromagnetismo, mecánica cuántica, física estadística, física del estado sólido... y la relación entre ellas no es tan obvia. Sin embargo, a medida que vas acabando, todo te empieza a encajar, empiezas a ver una escala de grises cuando antes todo te parecía blanco y negro, y los contenidos se empiezan a integrar en tu cabeza de una forma más armoniosa. La dificultad de las sutilezas con las que hay que estar familiarizado aumenta constantemente a medida que profundizas en un problema a resolver, y el número de aproximaciones y enfoques que te proporciona cada rama que se ha formulado hasta ahora parece que en realidad, no tiene fin. Por eso, para los estoicos del mundo grecorromano, la virtud consistía en actuar de acorde a la lógica de la naturaleza o *Logos*: un conjunto de relaciones causa-efecto que, en última instancia, son impenetrables para la mente humana.

7. Bibliografía

- [1] **A.G. Gurevich, G.A. Melkov.** Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, 1996.
- [2] **Daniel D. Stancil Anil Prabhakar.** Spin Waves Theory and Applications. Springer Science+Business Media, 2009.
- [3] **William Fuller Brown Jr.** Micromagnetics. INTERSCIENCE PUBLISHERS, 1963.
- [4] **Giorgio Bertotti.** Hysteresis in magnetism. For physicists, material scientists and engineers. Academic Press, 1998.
- [5] **Abdulqader Mahmoud, Florin Ciubotaru, Frederic Vanderveken, et al.** Introduction to spin wave computing. *J. Appl. Phys.* 128, 161101 2020; <https://doi.org/10.1063/5.0019328>
- [6] **Abdulqader Mahmoud, Frederic Vanderveken, Christoph Adelmann, Florin Ciubotaru, Sorin Cotofana, and Said Hamdioui.** 2-output Spin Wave Programmable Logic Gate. *2020 IEEE Computer Society Annual Symposium on VLSI (ISVLSI)*, 2020, pp. 60-65 <https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.05228>
- [7] **Abdulqader Mahmoud, Frederic Vanderveken, Florin Ciubotaru, Christoph Adelmann, Sorin Cotofana, and Said Hamdioui.** n-bit Data Parallel Spin Wave Logic Gate. *2020 Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE)*, 2020 <https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.05229>
- [8] **Dynamics of Functional Nano Materials (DyNaMat).** MuMax3 Tutorial. <https://www.ugent.be/we/solidstatesciences/dynamat/en/mumax>.
- [9] **RICHARD C. JAEGER • TRAVIS N. BLALOCK.** MICROELECTRONIC CIRCUIT DESIGN. McGraw-Hill Education, 2016.
- [10] **Neil W. Ashcroft, N. David Mermin.** Solid State Physics. *Harcourt College Publishers*, 1996.

- [11] **Luis Sánchez-Tejerina San José.** TESIS DOCTORAL: Modelización de nanodispositivos magnéticos con especial énfasis en los fenómenos de acoplamiento espín-órbita. *Dirigida por: Óscar Alejos Ducal y Eduardo Martínez Vecino, 2018.* <https://doi.org/10.35376/10324/32027>
- [12] **Richard M. Martin.** Electronic Structure Basic Theory and Practical Methods. Cambridge University Press, 2012.
- [13] **L. D. Landau.** Electrodynamics of Continuous Media: Volume 8. *Butterworth-Heinemann; N.º 2 edición, 1984.*
- [14] **J. M. D. COEY.** MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 2010.
- [15] **John David Jackson** Classical Electrodynamics. *John Wiley & Sons, 1998.*
- [16] **ANDREW & NEWELL, WYN WILLIAMS, DAVID J. DUNLOP** A Generalization of the Demagnetizing Tensor for Nonuniform Magnetization.
- [17] **Eduardo Martinez, Satoru Emori, and Geoffrey S. D. Beach.** Current-driven domain wall motion along high perpendicular anisotropy multilayers: The role of the Rashba field, the spin Hall effect, and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *Applied Physics Letters 103, 072406 (2013).* <http://dx.doi.org/10.1063/1.4818723>
- [18] **J.C. Slonczewski.** Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials 159 (1996) L1 -L7.*
- [19] **Sadamichi Maekawa, Sergio O. Valenzuela, Eiji Saitoh and Takashi Kimura.** Spin Current, Second Edition. SERIES ON SEMICONDUCTOR SCIENCE AND TECHNOLOGY, Oxford University Press, 2017.
- [20] **Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, and Bartel Van Waeyenberge.** The design and verification of MuMax3. 2014. *AIP Publishing.* <http://dx.doi.org/10.1063/1.4899186>
JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 98, NO. B6, PAGES 9551-9555, 1993
<https://doi.org/10.1029/93JB00694>

A. Listas de tablas y figuras

A.1. Lista de tablas

Nº	Nombre	Fuente
1	Tabla de verdad de la puerta NOT [9].	—
2	Tabla de verdad de una puerta NOT controlada [9].	—
3	Parámetros del $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ empleados en la simulación.	—
4	Valores de la diagonal del tensor desmagnetizante. Abreviamos N_{ii} a N_i .	—
5	Tabla de verdad de la puerta NOT [9].	—
6	Tabla de verdad de una puerta NOT controlada [9].	—

A.2. Lista de figuras

Si la fuente no está especificada, es porque la figura es original de este trabajo.

Nº	Nombre	Fuente
1	Trayectoria del vector magnetización en presencia de un término de amortiguamiento no nulo.	—
2	Ruptura de la simetría rotacional mediante un eje fácil de anisotropía. Imagen de [4].	[4]
3	(a) Configuración de energía mínima para el término de intercambio, (b) configuración de mínima energía para dos dominios, (c) configuración de mínima energía para el campo desmagnetizante. Imagen de [4].	[4]
4	Onda de espín en una cadena de vectores magnetización vista (a) de lado, (b) desde arriba. Imagen de [2].	[2]
5	Relaciones de dispersión para las ondas de espín SSW y BVSW para los 2 primeros modos, y FVSW para el primer modo. Imagen de [5].	[5]
6	Visualización 3D de las celdas que conforman la tira (en blanco).	—

Nº	Nombre	Fuente
7	Diseño de la zona de inyección de corriente (azul) y las regiones de promediado (rojo) en el comienzo de la tira de prueba.	
8	Visualización 3D de la configuración de la magnetización de la tira en $t = 0$.	
9	Codificación de los bits 0 y 1 en amplitud. Imagen de [5].	[5]
10	Visualización 3D de las celdas del inversor simulado.	—
11	Diseño de las zonas de inyección de corriente (azul) y las regiones de promediado (rojo) en el inversor.	—
12	Visualización 3D de la configuración de la magnetización del inversor en $t = 0$.	—
13	Relaciones de dispersión considerando el campo desmagnetizante y mediante anisotropía efectiva obtenidas procesando los datos de las simulaciones micromagnéticas con MATLAB (escala de color) junto con el ajuste teórico dado por Ec. 49 (línea sólida roja).	—
14	Zonas de registro del valor de m_x .	—
15	Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 1, entradas sin diferencia de camino, con ondas de espín en contrafase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
16	Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 2, entradas sin diferencia de camino, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
17	Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase, captura en el instante de tiempo 15 ns.	—

Nº	Nombre	Fuente
18	Inversor con término desmagnetizante desactivado, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
19	Inversor con simulación completa, caso 1, entradas sin diferencia de camino con ondas de espín en contrafase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
20	Inversor con simulación completa, caso 2, entradas sin diferencia de camino señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
21	Inversor con simulación completa, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$ con ondas de espín en fase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
22	Inversor con simulación completa, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
23	Relación de dispersión para la simulación completa, con el punto de número de onda 26,39 rad μm , y frecuencia 5,067 GHz marcado con una cruz verde.	—
24	Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida, caso 3, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, con ondas de espín en fase. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—
25	Inversor con simulación completa y diferencia de caminos corregida, caso 4, entradas con diferencia de camino $\lambda/2$, señal de control. Captura en el instante de tiempo 15 ns.	—

B. Vídeos. Códigos de MuMax3 Y MATLAB

Los códigos de MuMax3 de todas las simulaciones, junto con los códigos de MATLAB empleados para procesar los datos y las animaciones del inversor están subidos en la carpeta:

https://uvaes-my.sharepoint.com/:f:/g/personal/alejandro_lorenzo_gomez_estudiantes_uva_es/EtNVUpEOzthHjNk6jMznwKsBgKJyAUumHzIXOUvvK0JoGw?e=EyXHUP