

**UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE**  
**FACULTAD DE CIENCIA**  
**Departamento de Física**



**Propiedades magnéticas de pseudo válvulas de espín con anisotropía perpendicular moduladas por un arreglo hexagonal de domos en función de su diámetro.**

**Sebastián Eduardo Tapia Flores**

**Profesores Guía: Sebastián Michea  
Simón Oyarzún**

**Tesis para optar al Título Profesional de  
Ingeniero Físico.**

**Santiago – Chile**

**2018**



**Propiedades magnéticas de pseudo válvulas de espín con anisotropía perpendicular moduladas por un arreglo hexagonal de domos en función de su diámetro.**

**Sebastian Eduardo Tapia Flores**

Este trabajo de Graduación fue preparado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Simón Oyarzún del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile y del profesor Dr. Sebastián Michea de la Universidad Autónoma de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora

Dr. 1 .....  
Dr. 2 .....  
Dr. 3 .....  
Dr. 4 .....  
Dr. 5 .....

.....  
Dr. Daniel Serafini  
Jefe de Carrera

# Resumen

En este trabajo de tesis, se estudiaron las propiedades magnéticas de pseudo válvulas de espín (PVE) con anisotropía perpendicular, en un arreglo de domos con simetría hexagonal en función del diámetro de estos últimos. El estudio se realizó mediante simulaciones micromagnéticas a través del programa Mumax3. El sistema de PVE con arreglo de domos está compuesto de dos películas magnéticas de Co con distintas constantes de anisotropía, cuyo diámetro de los domos es  $d=0, 25, 50, 75$  y  $100$  nm, mientras que la separación entre sus centros se mantuvo constante con un valor de  $100$  nm. Los parámetros utilizados en la simulación corresponden al Pd/Co, y la anisotropía del sistema se obtuvo mediante el ajuste con un resultado experimental de una multicapa de  $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$ . A partir de las curvas de magnetización obtenidas de los sistemas de PVE con arreglo de domos, al aplicar un campo magnético en el eje z, se concluye que a medida que se incrementa el diámetro del domo aumenta el campo coercitivo de los sistemas. Los sistemas de PVE con arreglo de domos tienen mayor cantidad de reversiones que una PVE plana, lo que le otorga un potencial uso en el mecanismo de almacenamiento de información, en particular de las memorias MRAM.

**Palabras clave:** Pseudo válvula de espín (PVE), curva de magnetización, arreglos, energía, anisotropía.

Mi tesis la dedico con todo mi amor y cariño a mis padres Juan Carlos Tapia y Lidia Flores, por su sacrificio y esfuerzo en darme un futuro mejor.

# Agradecimientos

Gracias a Dios por la salud y por la vida de mis seres queridos.

A mis padres por confiar y creer en mí y mis expectativas, por el apoyo constante que me dieron a lo largo de mi formación en la universidad, gracias a mi madre por estar dispuesta a acompañarme cada noche a sobrellevar las agotadoras jornadas de estudio.

A mis amigos Alonso, Mario, Sebastián y Andrea con los que compartí dentro y fuera de la universidad, contando con todo su amistad y apoyo.

Agradezco a todos mis profesores por la entrega del conocimiento y apoyo que me motivaron a desarrollarme como persona y profesional, en particular al profesor Juan Palma por su ayuda en Paraview, profesor Juan Escrig por abrirme las puertas a Cedenna, a la profesora Dora Altbir, por sus consejos y ayuda, al profesor Juliano por guiarme y darme este tema de tesis, a profesor Simón Oyarzún por apoyarme en el desarrollo de la tesis y en especial al Profesor Sebastián Michea por sus consejos, correcciones y paciencia, que me han ayudado a culminar este trabajo.

Gracias a mi universidad, por la formación profesional que me entrego y por contar con los beneficios económicos que me permitieron estudiar.

Gracias al programa Penta UC, por haberme inspirado en mis sueños y mostrarme en un primer momento la belleza de la ciencia.

# Tabla de Contenido

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1 Fundamentos físicos</b>	<b>4</b>
1.1 Válvula de espín . . . . .	5
1.2 Pseudo válvula de espín . . . . .	7
1.3 Anisotropía magnética . . . . .	8
1.3.1 Anisotropía magnetocristalina . . . . .	9
1.3.1.1 Anisotropía Uniaxial . . . . .	10
1.3.2 Anisotropía perpendicular en películas delgadas . . . . .	10
<b>2 Metodología</b>	<b>12</b>
2.1 Ecuación de Landau-Lifshitz . . . . .	12
2.1.1 Campo externo . . . . .	13
2.1.2 Campo desmagnetizante . . . . .	13
2.1.3 Campo de intercambio de Heisenberg . . . . .	14
2.1.4 Campo de anisotropía magnetocristalina . . . . .	14
<b>3 Sistema de estudio</b>	<b>15</b>
3.1 Construcción de la geometría . . . . .	15
3.2 Parámetros utilizados . . . . .	17
<b>4 Resultados y análisis</b>	<b>19</b>
4.1 Pseudo-válvulas de espín plana . . . . .	21
4.2 Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 25 nm. . . . .	23
4.3 Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 50 nm . . . . .	25
4.4 Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 75 nm . . . . .	27

4.5 Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 100 nm . . . . .	29
4.6 Discusión . . . . .	31
<b>Conclusión</b>	<b>32</b>
<b>Referencias Bibliográficas</b>	<b>33</b>

# Índice de Tabla

3.1	Parámetros utilizados en la simulación. (Pollard et al., 2017) . . . . .	17
-----	--	----

# Índice de Ilustraciones

1.1	Esquema de una curva de magnetización en un eje fácil (Cullity and Graham, 2009). . . . .	5
1.2	Esquema de una válvula de espín. b) Curva de magnetización característica de una válvula de espín (Dieny et al., 2017). . . . .	6
1.3	Esquema de los estados: antiparalelo (izquierda) y paralelo (derecha) de una válvula de espín (Spaldin, 2011) . . . . .	7
1.4	a) Esquema de una pseudo válvula de espín b) Curva de magnetización característica de una PVE (Coey, 2010) . . . . .	8
1.5	Esquema de una celda de una PVE MRAM. (Heinrich and Bland, 2005)	8
1.6	Curvas de magnetización de un cristal de Ni, según sus ejes cristalográficos fácil, medio y difícil. (Cullity and Graham, 2009) . . . . .	9
1.7	Gráfico de $K_{\text{eff}} * t$ vs $t$ para multicapas de Co/Pd (Fang, 2013) . . . . .	11
3.1	a) Perspectiva isométrica del sistema de PVE con arreglo de domos, donde $d$ es el diámetro del domo y $D$ es la distancia entre centro de los domos, en un área de $500 \times 500 \text{ nm}^2$ b) Corte frontal de un domo. c) Código de la geometría de un sistema PVE con arreglo de domos de 75 nm utilizada en el programa Mumax3. . . . .	16
3.2	Resultados de la curva de magnetización de una PVE de Co/Pd emulada y una multicapa experimental $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$ (Araneda, 2016). . . . .	17
4.1	Curvas de <b>MxH</b> magnéticas de las PVE; en café la PVE plana, en azul la PVE con arreglo de domos de 25 nm, en verde la PVE con arreglo de domos de 50 nm, en naranja la PVE con arreglo de domos de 75 nm y en rojo la PVE con arreglo de domos de 100 nm. . . . .	20
4.2	Curvas de <b>MxH</b> magnética de la PVE plana sometida a un campo magnético externo en z. . . . .	21

4.3	a) Puntos característicos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación <i>up</i> , el punto 2 a la primera reversión y el punto 3 a la saturación <i>down</i> . b) Imagen de magnetización en z de la PVE plana con una vista superior (arriba) y una vista frontal (abajo) para la saturación <i>up</i> . c) y d) lo mismo que b), para la primera reversión y para la saturación <i>down</i> respectivamente. . . . .	22
4.4	Curva de <b>MxH</b> magnética de la PVE con arreglo de domos de 25 nm sometida a un campo magnético externo en z. . . . .	23
4.5	a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación <i>up</i> , el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión y el punto 5 a la saturación <i>down</i> . b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 25 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación <i>up</i> , c), d), e) y f) lo mismo que b), pero para la primera, segunda, y tercera reversión y para la saturación <i>down</i> respectivamente. . . . .	24
4.6	Curva de <b>MxH</b> magnética de la PVE con arreglo de domos de 50 nm sometida a un campo magnético externo en z. . . . .	25
4.7	a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación <i>up</i> , el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión, el punto 5 a la cuarta reversión y el punto 6 la saturación <i>down</i> . b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 50 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación <i>up</i> . c), d), e), f) y g) lo mismo que b), pero para la primera, segunda, tercera y cuarta reversión y para la saturación <i>down</i> respectivamente. . . . .	26
4.8	Curva de <b>MxH</b> magnética de la PVE con arreglo de domos de 75 nm sometida a un campo magnético externo en z. . . . .	27
4.9	a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación <i>up</i> , el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión y el punto 5 a la saturación <i>down</i> . b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 50 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para saturación <i>up</i> . c), d), e) y f) los mismo que b), pero para la primera, segunda y tercera reversión y para la saturación <i>down</i> respectivamente. . . . .	28

4.10	Curva de <b>MxH</b> magnética de la PVE con arreglo de domos de 100 nm sometida a un campo magnético externo en z. . . . .	29
4.11	a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación <i>up</i> , el punto 2 a la primera reversión, y el punto 3 a la saturación <i>down</i> . b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 100 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación <i>up</i> . c) y d) los mismo que b), pero para la primera reversión y la saturación <i>down</i> respectivamente. . . . .	30
4.12	a) Curvas de <b>MxH</b> magnéticas, en color azul el sistema simulado de PVE de domos de 50 nm y en color rojo el resultado experimental de domos de 50 nm. b) Curvas de <b>MxH</b> magnéticas, en color azul el sistema simulado de PVE de domos de 75 nm y en color rojo el resultado experimental de domos de 50 nm. . . . .	31

# Introducción

El interés de la industria de la computación en reducir el tamaño de las memorias de almacenamiento se debe a que el mercado cada vez requiere de mayor capacidad ocupando un menor espacio. (Jacob et al., 2008) Una solución a este problema ha sido el uso de nanomateriales para la fabricación de este tipo de dispositivos. Los nanomateriales son aquellos que tienen al menos una de sus dimensiones más pequeña que 100 nanómetros. Estos han tomado importancia en estos últimos años, debido a las características que no poseen los materiales a escala microscopía (Khalaf et al., 2012), tales como una mayor proporción de átomos en la superficie y un tamaño comparable a las longitudes fundamentales, por ejemplo, el ancho de la pared de dominio magnético y la longitud de intercambio (Guimaraes, 2009). Los nanomateriales magnéticos, ya sea como nanoestructuras o nanopartículas están presentes en la vida cotidiana, en áreas como el almacenamiento de datos en la fabricación de memorias magnéticas (MRAM), discos duros, biomedicina en el sistema de administración de medicamentos (*drug-delivery*), en imágenes de resonancias magnéticas (Cunningham et al., 2005) y en el tratamiento de la hipertermia magnética (Nasirpouri and Nogaret, 2011; Guimaraes, 2009). Una característica importante de algunos nanomateriales magnéticos presentes en películas delgadas, es la magneto-resistencia gigante (GMR) que fue descubierta por los grupos de investigación liderados por Peter Grünberg y Albert Fert (premio nobel del año 2007), este hito provocó el inicio de un área de investigación denominada espintrónica, que se basa en la manipulación de las corrientes de electrones polarizadas por su espín, es decir, las corrientes eléctricas en las que el número de electrones con espín *up* es distinto a la cantidad de electrones con espín *down*. Debido a que esta polarización en materiales magnéticos se modifica o se pierde en muy corto alcance (por sobre algunas decenas de nanómetros), los dispositivos espintrónicos también utilizan dimensiones nanométricas. (Guimaraes, 2009).

De forma particular, y con el objetivo de aumentar la capacidad de almacenamiento de discos duros (Burstein et al., 2006), se han logrado fabricar sistemas de películas delgadas de multicapas que, bajo condiciones extremas crecen con aniso-

tropía magnética perpendicular (Sbiaa et al., 2010), donde además de tener potencial uso para elementos de memoria, forman parte esencial en los dispositivos asociados a los sensores magnéticos modernos. (Coey, 2010).

Otro sistema magnético de multicapas es la pseudo-válvulas de espín, este se compone de dos capas ferromagnéticas separadas por un espaciador no magnético, este separador permite que ambas películas estén desacopladas de la interacción de intercambio. Además, las capas poseen distintas coercitividades, por lo que estas revierten de forma individual a distintos campos magnéticos aplicados. Para cambiar la coercitividad de una capa magnética respecto a otra, estas pueden tener distinto espesor, forma, composición química o diferentes valores de anisotropía, de esta manera se puede controlar los diferentes campos en que cada capa revierte, según el uso que se desea dar al sistema, unos de los usos de las pseudo-válvula de espín es el diseño de memorias MRAM. Además, este sistema es estable ante fluctuaciones térmicas que pueden provocar cambios en los estados de magnetización (Liu et al., 2011; Tahmasebi et al., 2012; Sbiaa et al., 2011) y al tener anisotropía perpendicular al plano de la capa, permite reducir el tamaño de las memorias.

El objetivo de este trabajo de tesis es estudiar las propiedades magnéticas y los mecanismos de reversión de un sistema de pseudo válvula de espín con anisotropía magnética perpendicular moduladas en su superficie con geometría de arreglos hexagonales de domos mediante simulación micromagnética. Al hacer un cambio en la geometría superficial de este sistema, se produce un cambio en su anisotropía, que a su vez conlleva a una modificación a los mecanismos de reversión, lo que permitirá mejorar la capacidad de almacenamiento de la MRAM.

Los temas a desarrollar en este trabajo de tesis son los siguientes: En el primer capítulo se describirá la pseudo válvula de espín y la anisotropía magnética, detallando las contribuciones de anisotropía presentes en el sistema, y la razón del porqué las películas ultradelgadas de cobalto tienen una anisotropía fuera del plano. Además, se presentará en el segundo capítulo, la descripción de la metodología de trabajo utilizada mediante el uso del programa libre Mumax3 y la ecuación de Landau-Lifshitz, que resuelve el programa y cada uno de los términos que componen esta ecuación en término de campo efectivo. También, se describirá en el tercer capítulo, la construcción de la geometría y los parámetros utilizados en la simulación de los sistemas de PVE con arreglo de domos y PVE plana. En el cuarto capítulo, se presentarán y analizarán los resultados a través de las curvas e imágenes de magnetización de los sistemas para el campo aplicado en el eje z. Finalmente, se presentará la conclusión del trabajo y sus proyecciones.

# Objetivos

## Objetivo general

- Estudiar las propiedades magnéticas y mecanismos de reversión de un sistema de pseudo-válvula de espín con anisotropía magnética perpendicular moduladas en su superficie con geometría de arreglos hexagonales de domos mediante simulaciones micromagnéticas.

## Objetivos específicos

- Estudiar las propiedades magnéticas y mecanismo de reversión de PVE con anisotropía perpendicular en función del diámetro de los domos, sometiendo el sistema a un campo magnético externo en el eje z (perpendicular a la muestra)

# Capítulo 1

## Fundamentos físicos

Una pseudo válvula de espín es un dispositivo similar a la válvula de espín, que posee dos estados de magnetización ya sea paralelo o antiparalelo. La diferencia entre ambos dispositivos es que la PVE no tiene una de sus capas ferromagnéticas fija con una capa antiferromagnética, lo que hace que ambas capas puedan revertir ante un campo magnético diferente. Sin embargo, es necesario que ambas capas reviertan a campos magnéticos distintos, es decir, que su coercitividad sea distinta. Esto se puede lograr con capas que posean diferentes anisotropías magnéticas. Además, las dos configuraciones de la PVE (paralela y antiparalela) pueden estar asociados a los dos estados del código binario 0 y 1 de una memoria magnética. Una de las principales repercusiones que tiene la anisotropía magnética, es que la magnetización de un material no es igual en todas las direcciones en que es medida, ya que existen ejes fáciles y difíciles de magnetización.

Una forma de caracterizar un material ferromagnético, es a través de la curva de magnetización que presenta el comportamiento de la magnetización  $M$ , al someterlo a un campo magnético  $\vec{H}$ . Debido a que este proceso no es reversible, entonces el gráfico de  $M$  vs  $\vec{H}$  es un ciclo, tal como lo indica la siguiente figura:

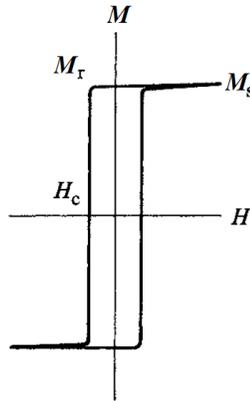


Figura 1.1: Esquema de una curva de magnetización en un eje fácil (Cullity and Graham, 2009).

En la curva de magnetización en función del campo aplicado en un eje fácil de anisotropía presentada en la figura 1.1, donde  $M_s$  es la magnetización de saturación, que corresponde a todos los momentos alineados con el campo magnético externo aplicado,  $M_r$  es la magnetización remanente, que corresponde a la magnetización que queda en el material al retirar por completo el campo magnético, y  $H_c$  es el campo coercitivo que corresponde al campo magnético necesario para que el sistema no tenga una magnetización neta. La diferencia entre los caminos de la curva de magnetización de la figura 1.1, se debe a que las murallas de dominio necesitan energía para moverse a través del material. Además, puede haber factores geométricos como zonas más estrechas en el material, que actúan como un potencial de anclaje (*pinning*) en las paredes de dominio, lo que provoca un aumento en la coercitividad proporcional a la estrechez de la geometría (Himeno et al., 2003).

## 1.1. Válvula de espín

El sistema denominado válvula de espín (VE) es un dispositivo compuesto por dos capas ferromagnéticas, una de ellas fijada por una capa antiferromagnética y separadas por una capa no magnética, tal como se muestra en la figura 1.2a.

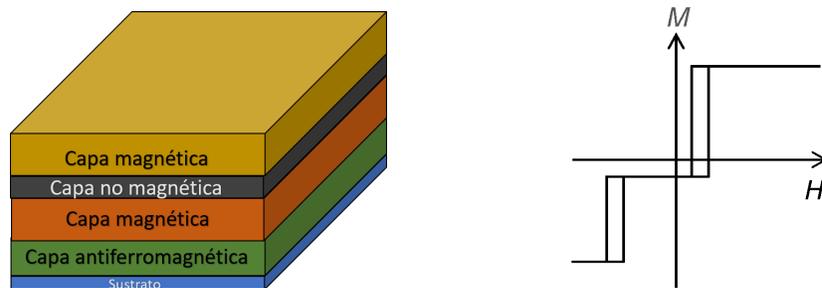


Figura 1.2: Esquema de una válvula de espín. b) Curva de magnetización característica de una válvula de espín (Dieny et al., 2017).

La principal característica de la VE es que posee dos estados de reversión; el primer estado es cuando las dos capas tienen los momentos magnéticos paralelos entre sí, y el segundo estado es cuando los momentos magnéticos son antiparalelos (Coey, 2010). Dado que los materiales ferromagnéticos como el Co, Fe y Ni, a diferencia de otros metales que tienen igual número de espines *up* y *down* para el nivel de Fermi, poseen diferente cantidad de estados entre las direcciones de espín. Debido a esto, los materiales ferromagnéticos pueden actuar como polarizadores de espín, ya que si una corriente pasa a través de una VE, los electrones que atraviesan la primera capa ferromagnética se polarizan en la dirección de la magnetización de esa capa, de esta manera la resistencia total del sistema dependerá del estado de reversión en el que está la VE. Si la magnetización de ambas capas es paralela, la mayoría de los electrones podrán pasar fácilmente a través de la segunda capa magnética, mientras que los electrones restantes lo harán con dificultad. Por el contrario, cuando ambas capas ferromagnéticas están orientadas de forma antiparalela, la mayoría de los electrones polarizados por la primera capa pasarán con dificultad la segunda capa (debido a su espín), mientras los electrones restantes lo harán fácilmente, por lo que este estado de la VE posee mayor resistencia que el estado anterior. (Figura 1.3) (Wang et al., 2000; Mallinston, 2002). Esta característica se debe a que las capas de la VE están desacopladas entre sí, por el espaciador no magnético.

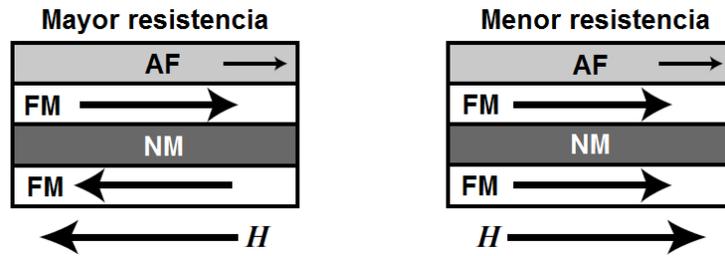


Figura 1.3: Esquema de los estados: antiparalelo (izquierda) y paralelo (derecha) de una válvula de espín (Spaldin, 2011)

Una de las aplicaciones de la VE, es ser utilizada como una memoria magnética de acceso aleatorio (MRAM), en el que los dos estados estables de la VE (ver figura 1.3) pueden definir los dos estados diferentes del código binario 0 y 1, ya que estos tienen distintas resistencias (Coey, 2010).

## 1.2. Pseudo válvula de espín

La pseudo válvula de espín es un dispositivo cuyo origen es la válvula de espín, además, posee su mismo comportamiento magnético y está compuesta en dos capas ferromagnéticas, separadas por un espaciador no magnético que las desacopla de interacciones de corto alcance (figura 1.4 a), sin embargo, a diferencia de la VE, no tiene una capa antiferromagnética que ancle algunas de las capas ferromagnéticas, lo que les permite rotar libres ante un campo magnético. Estas capas deben revertir en campos magnéticos diferentes, lo que requiere que tengan coercitividades distintas. Para que dos capas ferromagnéticas posean distinta coercitividad, se puede utilizar diferentes materiales ferromagnéticos, distintos espesores, diversas formas en la capa (Coey, 2010) o diferentes anisotropías magnéticas en cada capa. La reversión de las capas en distintos campos magnéticos, puede ser visualizado en la curva de magnetización donde se pueden reconocer dos cambios de estado en la magnetización debido a las reversiones individuales, la capa de mayor coercitividad corresponde a la capa dura y la de menor coercitividad corresponde a la capa blanda (Thiyagarajah and Bae, 2008). Las principales características de la PVE son el tener dos estados estables de magnetización, en que las capas puedan tener una magnetización paralela y otra antiparalelas entre ellas, sin necesidad de tener una capa anclada como ocurre con la VE y tener una estabilidad ante fluctuaciones térmicas que pueden provocar cambios en los estados de magnetización (Liu et al., 2011; Tahmasebi et al., 2012).

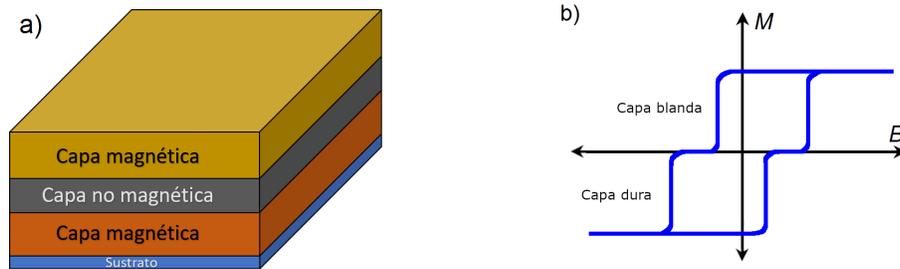


Figura 1.4: a) Esquema de una pseudo válvula de espín b) Curva de magnetización característica de una PVE (Coe, 2010)

Una de las aplicaciones de la pseudo válvula de espín, es la memoria magnética de acceso aleatorio (MRAM), que es un dispositivo de almacenamiento no volátil. En particular la PVE MRAM, se compone de celdas PVE que poseen capas ferromagnéticas de distintos espesores (o distintos materiales) que pueden rotar de forma independiente a un campo magnético, por lo que poseen 4 estados posibles de memoria: dos estados paralelos y dos estados antiparalelos. ( figura 1.5).(Heinrich and Bland, 2005)

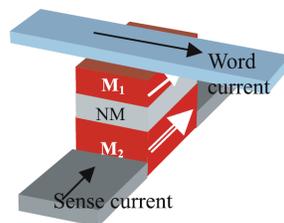


Figura 1.5: Esquema de una celda de una PVE MRAM. (Heinrich and Bland, 2005)

### 1.3. Anisotropía magnética

La anisotropía magnética se refiere a la dependencia de la magnetización de un material respecto a la dirección en que es medida (Spaldin, 2011).

El campo de anisotropía  $H_K$  se define como el campo necesario para saturar un material con anisotropía uniaxial en una dirección dura. Este se puede expresar como:

$$H_K = \frac{2K_1}{\mu_0 M_{sat}} \quad (1.1)$$

Donde  $K_1$  es una constante de anisotropía,  $\mu_0$  es la permeabilidad en el vacío, que aparece por usar el sistema internacional de unidades (SI) y  $M_{\text{sat}}$  es la magnetización de saturación. (Cullity and Graham, 2009)

La anisotropía determina también la utilidad de un material para el uso de dispositivos de almacenamiento, sensores, MRAM, entre otros (Park et al., 2012). En un material la anisotropía puede ser intrínseca, producida por la forma del material o por la composición química del cristal, o inducida que es mediante métodos de procesamiento (Spaldin, 2011).

A continuación, se describen las contribuciones de anisotropía consideradas determinantes en el desarrollo de este estudio:

### 1.3.1. Anisotropía magnetocristalina

La anisotropía magnetocristalina es la tendencia de los materiales ferromagnéticos a alinearse con el eje cristalográfico fácil. (Cullity and Graham, 2009). La energía requerida para rotar los momentos magnéticos del sistema fuera del eje fácil (que es la dirección energéticamente favorable), es la diferencia de energía por unidad de volumen, entre la magnetización de un eje fácil y uno difícil. (Spaldin, 2011). Sin embargo, el valor de magnetización de saturación alcanzada, es el mismo para cualquier eje, pero cambiará el campo magnético aplicado necesario para alcanzar dicha magnetización de saturación. La simetría de la anisotropía magnetocristalina es la misma que en la estructura cristalina. (Spaldin, 2011).

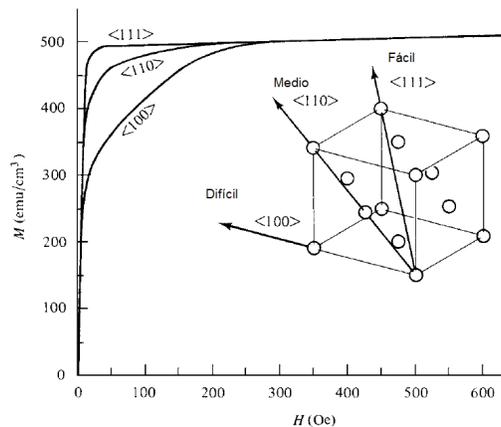


Figura 1.6: Curvas de magnetización de un cristal de Ni, según sus ejes cristalográficos fácil, medio y difícil. (Cullity and Graham, 2009)

### 1.3.1.1. Anisotropía Uniaxial

Es posible suponer para algunos materiales, que la anisotropía magnetocristalina solo tiene un eje fácil y que su función solamente depende del ángulo  $\theta$  entre un eje dado y la dirección de la magnetización (Guimaraes, 2009). La energía puede ser escrita como una serie de potencias como:

$$E_A = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) \quad (1.2)$$

Donde  $K_1$  y  $K_2$  son constantes de anisotropía obtenidas experimentalmente y dependen de la temperatura, estas constantes tienen dimensiones de energía por unidad de longitud ( $J/m^{-1}$ ). Usualmente  $K_2$  es despreciable, o con un valor mucho menor a  $K_1$  (Park et al., 2009; Guimaraes, 2009; Cullity and Graham, 2009). En la ecuación 1.2, la energía aumenta respecto al ángulo formado entre la magnetización y el eje fácil. Tomando un valor máximo cuando la magnetización es perpendicular al eje fácil, y mínima cuando son paralelos o antiparalelos, es decir, los momentos magnéticos estarán energéticamente favorecidos, cuando estén alineados al eje cristalográfico.

### 1.3.2. Anisotropía perpendicular en películas delgadas

En las multicapas de Co/Pd, la energía por efecto de la anisotropía en cada capa magnética, debido a estar fuera del eje fácil se escribe como la siguiente ecuación:

$$E_A = K_u \sin^2(\theta) \quad (1.3)$$

Donde  $K_u$  es la constante de anisotropía uniaxial cuya expresión es  $K_u = -\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$  y  $\theta$ , es el ángulo entre el eje de magnetización y la superficie normal. En el caso de capas magnéticas delgadas, la constante se puede escribir dependiente su volumen y interfaz (Coey, 2010). Reescribiendo la ecuación 1.3, queda:

$$E_A = K_{\text{eff}} \sin^2(\theta) \quad (1.4)$$

Donde la constante de anisotropía efectiva ( $K_{\text{eff}}$ ) se puede escribir como:

$$K_{\text{eff}} = K_v + \frac{2K_s}{t} \quad (1.5)$$

Donde  $t$  es el espesor de una capa magnética individual,  $K_v$  es la constante de anisotropía macroscópica de la película debido a la contribución de volumen,  $K_s$  la constante de anisotropía de la interfaz. Mediante el gráfico de  $t * K_{\text{eff}}$   $v/s$   $t$ , se pueden obtener las constantes  $K_v$  y  $K_s$

En la figura 1.7, la anisotropía  $K_{\text{eff}}$  toma valores negativos, cuando el espesor de cobalto en la capa es superior a 1.2 nm, debido a que predomina la contribución del volumen  $K_v$  lo que favorece que la anisotropía de la multicapa esté en el plano. Además, la intersección en cero ( $t_{\perp}$ ) la contribución de la interfaz  $K_s$  comienza a predominar lo que favorece la anisotropía perpendicular al plano de las multicapas. En consecuencia, para espesores menores a  $t_{\perp}$ , la anisotropía de la multicapa será perpendicular al plano de esta. (Fang, 2013).

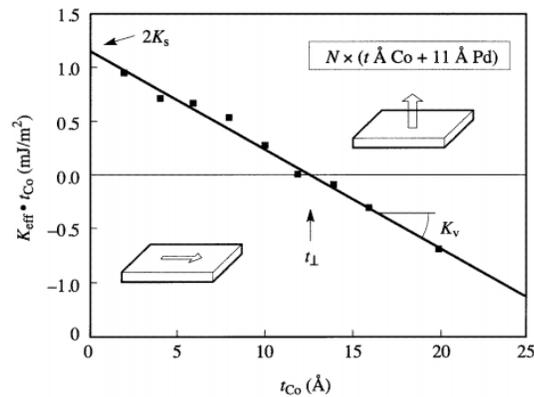


Figura 1.7: Gráfico de  $K_{\text{eff}} * t$  vs  $t$  para multicapas de Co/Pd (Fang, 2013)

Las simulaciones realizadas en este trabajo de tesis del sistema pseudo válvula espín, son el equivalente en Mumax3 al sistema de multicapas  $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$ . Donde, el espesor del cobalto en una capa de la multicapa es menor a 1.2 nm ( $t_{\perp}$ ), por lo que, el  $K_{\text{eff}}$  es positivo (ver figura 1.7), lo que significa que el sistema de válvula de espín tiene una anisotropía perpendicular debido a que constante de interfaz ( $K_s$ ) predomina en el sistema.

# Capítulo 2

## Metodología

Para desarrollar la simulación de un sistema de pseudo válvulas de espín con arreglos hexagonales de domos, se utilizó el programa Mumax3. Este es un programa de simulación micromagnética escrito en lenguaje Go de licencia libre, que utiliza la unidad de procesamiento gráfico (GPU) (Vansteenkiste et al., 2014). Mumax3 resuelve la ecuación de Landau-Lifshitz, usando discretización de diferencias finitas en una malla tridimensional por medio de celdas ortoédricas, las que pueden ser modificadas en cualquiera de sus dimensiones. En estas celdas, Mumax3 calcula las cantidades volumétricas como la magnetización en el centro de la celda y las cantidades de acoplamiento en la cara de las celdas. Los parámetros de los materiales asociados a la geometría, que son la magnetización de saturación ( $M_{\text{sat}}$ ), la constante de *stiffness* ( $A_{\text{ex}}$ ) y la anisotropía (En el caso de anisotropía uniaxial  $K_{u1}$ ) pueden ser ingresados de forma global en el sistema o en zonas establecidas llamadas regiones, que se definen mediante una forma similar a la descripción de la geometría. (Vansteenkiste et al., 2014)

A continuación, se describirá cada uno de los términos que resuelve el programa Mumax3 en la simulación:

### 2.1. Ecuación de Landau-Lifshitz

La ecuación de Landau-Lifshitz puede ser expresada como la derivada parcial de la magnetización respecto al tiempo.

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \gamma_{LL} \frac{\mu_0}{1 + \alpha^2} (\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \alpha (\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}))) \quad (2.1)$$

Donde  $\vec{m}$  es la magnetización reducida,  $t$  es el tiempo,  $\gamma_{LL}$  es el radio giromagnético del sistema,  $\alpha$  es el parámetro de amortiguamiento y  $\vec{H}_{\text{eff}}$ , es el campo efectivo en el sistema. El campo efectivo se puede escribir como la contribución de los campos presentes en el sistema:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_{\text{demag}} + \vec{H}_{\text{exch}} + \vec{H}_{\text{anis}} \quad (2.2)$$

Donde  $\vec{H}_{\text{ext}}$  es el campo magnético externo aplicado,  $\vec{H}_{\text{demag}}$  es el campo desmagnetizante,  $\vec{H}_{\text{exch}}$  es el campo de intercambio de Heisenberg y  $\vec{H}_{\text{anis}}$  es el campo de anisotropía magnetocristalina.

### 2.1.1. Campo externo

Es el campo aplicado a un sistema cuya magnitud esta expresada en Teslas (siguiendo el sistema internacional de unidades), y es el responsable de que los momentos magnéticos del material se alineen en su dirección. La magnitud del campo magnético externo aplicado es lo suficientemente grande para alinear todos los momentos magnéticos del material en su dirección; lo que se llama estado de saturación. Una vez llegado a este punto, no importa cuánto incremente el campo magnético externo, la magnetización del material no aumentará. Este efecto del campo magnético externo sobre los momentos magnéticos, se explica a través de la energía de Zeeman ( $\epsilon_z$ ):

$$\epsilon_z = -\mu_0 \vec{m} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} \quad (2.3)$$

Donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío,  $\vec{m}$  es el momento magnético y  $\vec{H}_{\text{ext}}$  es el campo magnético externo. Por lo tanto, la energía de Zeeman, presentada en la ecuación 2.3 se minimiza cuando el momento magnético es paralelo al campo magnético externo.

### 2.1.2. Campo desmagnetizante

El campo desmagnetizante está presente en un material magnético como consecuencia del cierre de las líneas de campo, este cierre ocurre cuando la magnetización entre dos celdas no son completamente paralelas lo que disminuye este campo en el sistema. El campo desmagnetizante se puede expresar en términos de un kernel de desmagnetización (Hillebrands and Ounadjela, 2003; Guimaraes, 2009) para cada celda en cada una de las direcciones (i,j,k) y usando una discretización de diferencias finitas en un producto convolución, se tiene (Vansteenkiste et al., 2014) :

$$\vec{H}_{\text{demag}} = \sum_j \sum_i \hat{K}_{ij} * \vec{M}_j \quad (2.4)$$

Donde  $\hat{K}_{ij}$  es el kernel desmagnetizante, que es construido por Mumax3 asumiendo que la magnetización es constante para cada celda en la diferencia finita y  $\vec{M}_j$  es la magnetización no normalizada en el eje de la celda vecina (Vansteenkiste et al., 2014). Esta magnetización se puede escribir como un factor de la magnetización reducida  $\vec{m}$ .

$$\vec{M} = M_{\text{sat}} \vec{m} \quad (2.5)$$

### 2.1.3. Campo de intercambio de Heisenberg

La interacción de intercambio es un fenómeno de corto alcance, que se produce debido a la interacción de los momentos magnéticos vecinos, y favorece que los momentos magnéticos entre ellos sean paralelos. Este campo se puede escribir para cada celda como: (Hubert and Schafer, 2009; Vansteenkiste et al., 2014)

$$\vec{H}_{\text{exch}} = \frac{2}{\mu_0} \frac{A_{\text{ex}}}{M_{\text{sat}}} \Delta \vec{m} \quad (2.6)$$

Mumax3 hace el cálculo usando la aproximación de ángulos pequeños para 6 vecinos, de lo cual se obtiene:

$$\vec{H}_{\text{exch}} = \frac{2}{\mu_0} \frac{A_{\text{ex}}}{M_{\text{sat}}} \sum_i \frac{(\vec{m}_i - \vec{m})}{\Delta_i^2} \quad (2.7)$$

Donde  $i$  toma los valores de los 6 primeros vecinos y  $\Delta_i$  es el tamaño de la celda en la dirección del vecino  $i$ -ésimo. En el caso de los bordes, Mumax3 ocupa el valor de  $\vec{m}$  como el valor de  $\vec{m}_i$ , que es equivalente a usar las condiciones de borde de Neumann. (Vansteenkiste et al., 2014)

### 2.1.4. Campo de anisotropía magnetocristalina

El campo de anisotropía magnetocristalina depende de los ejes cristalográficos fáciles de un cristal ferromagnético, este puede escribirse en términos de un campo efectivo para un primer orden y usando la ecuación 1.1 queda: (Vansteenkiste et al., 2014)

$$\vec{H}_{\text{anis}} = \frac{2}{\mu_0} \frac{K_{u1}}{M_{\text{sat}}} (\vec{u} \cdot \vec{m}) \vec{u} \quad (2.8)$$

Donde  $\vec{u}$  es el vector unitario que indica la dirección de la anisotropía,  $M_{\text{sat}}$  es el campo magnético de saturación y  $K_{u1}$  es la constante de anisotropía uniaxial de primer orden (Vansteenkiste et al., 2014).

# Capítulo 3

## Sistema de estudio

La construcción de una pseudo válvula de espín modulada en un arreglo de domos hexagonales, se hizo mediante operaciones booleanas de las geometrías básicas de la librería Mumax3. La magnetización de saturación y la constante de *stiffness* asociados a esta geometría se obtuvieron del artículo de S. Pollard (Pollard et al., 2017), las constantes de anisotropía fueron extraídas a partir de un ajuste gráfico con un sistema multicapa  $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$  y se eligió una constante de amortiguamiento de 0.5 en la simulación del programa.

### 3.1. Construcción de la geometría

Para la fabricación de un sistema de pseudo válvulas de espín moduladas con un arreglo de domos en su superficie, se debió primero diseñar un domo, para esto se construyó un esferoide, con diámetro  $d$  y una altura de 33 nm. A continuación, se construyó otro esferoide concéntrico de menor tamaño, luego se restaron ambos esferoides para dejar un cascarón hueco. Se repitió el proceso, diseñando otro cascarón concéntrico, dentro de la figura anterior. Posteriormente se restó la zona inferior de ambos cascarones, con el fin de formar un domo igual al presentado en la figura 3.1b.

El domo fue duplicado y se ordenaron los resultantes para formar un patrón hexagonal. Se agregaron dos películas de base cuadrada de 3 nm de espesor a la altura de la base de los domos, y la otra 2 nm más arriba que la anterior (según el eje  $z$ ). El sistema PVE con arreglo de domos queda entonces, como se muestra en la figura 3.1a.

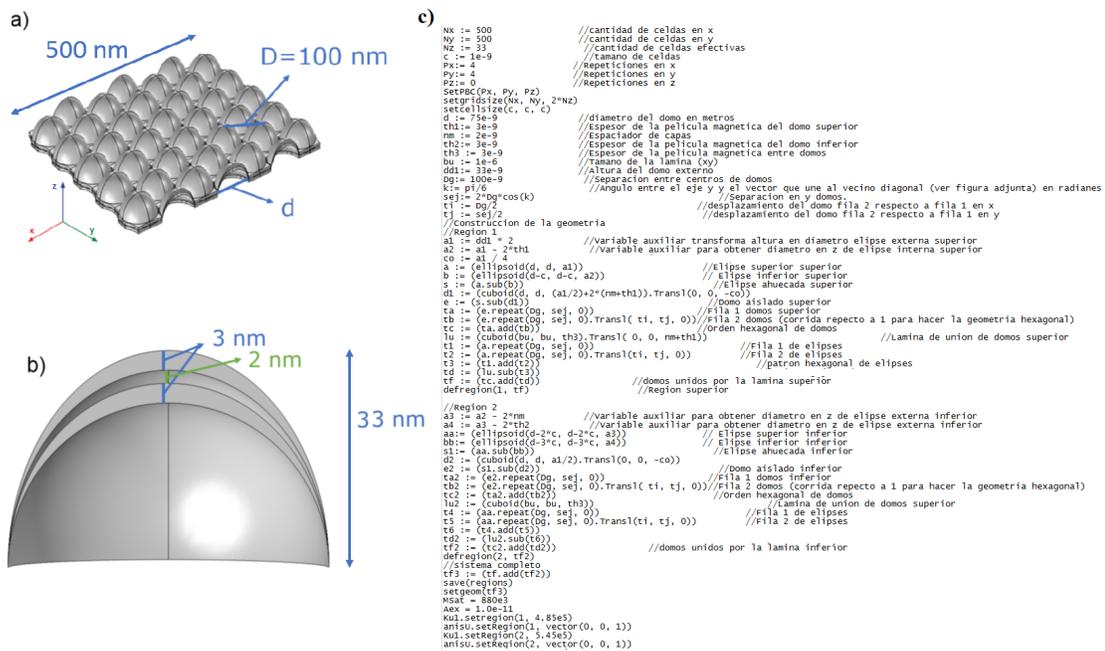


Figura 3.1: a) Perspectiva isométrica del sistema de PVE con arreglo de domos, donde  $d$  es el diámetro del domo y  $D$  es la distancia entre centro de los domos, en un área de  $500 \times 500 \text{ nm}^2$  b) Corte frontal de un domo. c) Código de la geometría de un sistema PVE con arreglo de domos de 75 nm utilizada en el programa Mumax3.

Finalmente, se usaron condiciones de borde periódicas, de modo que el programa copie este sistema de PVE con arreglo de domos en el plano x-y, 8 veces en cada dirección.

Este procedimiento se realizó, para domos con diámetros de 25, 50, 75 y 100 nm.

### 3.2. Parámetros utilizados

Los parámetros utilizados para la simulación micromagnética corresponden al sistema de películas delgadas de Pd/Co, cuyas constantes son  $M_{\text{sat}}$  y  $A_{\text{ex}}$ . La constante de amortiguamiento fue utilizada por ser un valor apropiado según publicaciones científicas (Burn and Atkinson, 2016). Las constantes ocupadas para todos los sistemas realizados, están presentadas en la siguiente tabla:

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Magnetización de saturación	$M_{\text{sat}}$	$880 \times 10^3$	[A/m]
Constante de stiffness	$A_{\text{ex}}$	$10^{-11}$	[J/m]
Constante de amortiguamiento	$\alpha$	0.5	Adimensional

Tabla 3.1: Parámetros utilizados en la simulación. (Pollard et al., 2017)

Como el valor de la constante de anisotropía depende del mecanismo de fabricación, este parámetro fue ajustado a partir de un resultado experimental previo, que es un sistema multicapa de  $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$  y la PVE plana de capas de 3 nm de espesor (que corresponden al espesor del cobalto de la multicapa, ya que el paladio no es un material ferromagnético) y un área de  $1 \times 1 \text{ nm}^2$ .

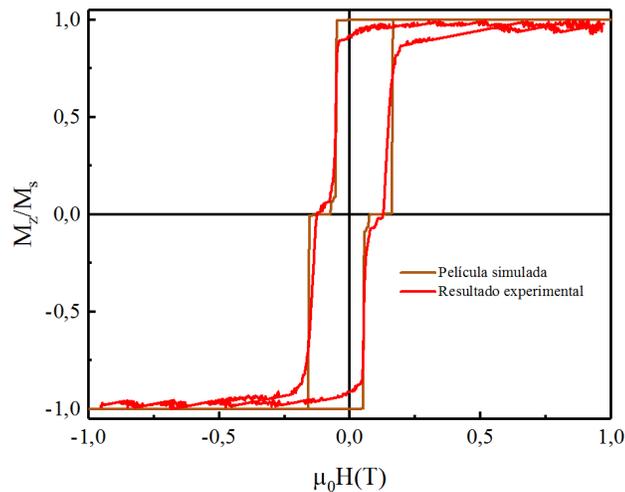


Figura 3.2: Resultados de la curva de magnetización de una PVE de Co/Pd emulada y una multicapa experimental  $[\text{Pd}(1,5\text{nm})\text{Co}(0,3\text{nm})]_{\times 10}$  (Araneda, 2016).

A partir del ajuste, la constante de anisotropía orientada en el eje z es de  $K_{u1} = 4,85 \times 10^{-5} [J/m^3]$  para la capa blanda y  $K_{u1} = 5,45 \times 10^{-5} [J/m^3]$  para la capa dura. En el sistema PVE con arreglo de domos descrito anteriormente, la capa superior del domo corresponde a la capa blanda y la inferior a la capa dura. También se utilizaron condiciones de borde periódicas (PBC) cuyo valor es (4,4,0), donde el programa agrega 4 copias del sistema en cada sentido en la dirección x e y, dando un total de 8 copias por dirección, lo que hace que el arreglo hexagonal de domos tenga un área total de  $4 \times 4 [\mu m^2]$ . Se estudió la curva de magnetización del sistema de PVE con arreglo de domos, para la configuración de campo magnético aplicado en la dirección del eje z.

# Capítulo 4

## Resultados y análisis

En el siguiente capítulo, se muestran los resultados obtenidos de las simulaciones micromagnéticas de los sistemas de pseudo válvulas de espín con domos de diámetro 25, 50, 75 y 100 nm, y una PVE plana con un campo magnético externo aplicado en la dirección del eje z. Por medio de curvas de magnetización y mecanismos de reversión en sitios característicos, para los cuales se presentaron imágenes de magnetización del sistema, también se compararon los resultados del campo magnético y se analizaron.

Se presentan las curvas de magnetización en función del campo aplicado de los sistemas de pseudo válvulas de espín con arreglos de domos de diámetro 25, 50, 75 y 100 nm y la PVE plana, que fueron sometidas a un campo magnético en el eje z (figura 4.1). Se observa que a medida que aumenta el diámetro de los domos de la PVE, la curva de magnetización tiene mayor coercitividad.

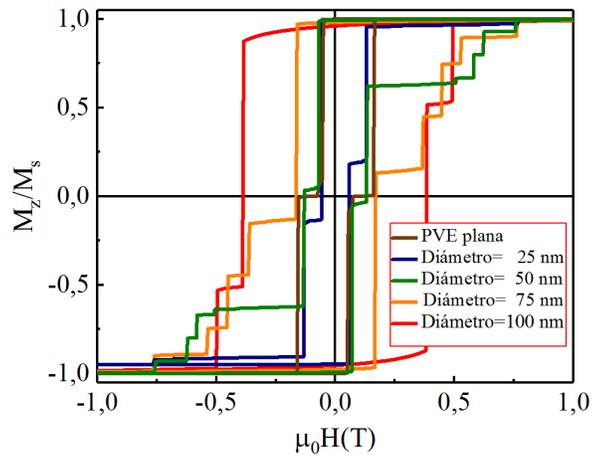


Figura 4.1: Curvas de  $M \times H$  magnéticas de las PVE; en café la PVE plana, en azul la PVE con arreglo de domos de 25 nm, en verde la PVE con arreglo de domos de 50 nm, en naranja la PVE con arreglo de domos de 75 nm y en rojo la PVE con arreglo de domos de 100 nm.

A continuación, se presenta el estudio en detalle de los procesos de reversión para cada una de las configuraciones estudiadas.

## 4.1. Pseudo-válvulas de espín plana

La curva de magnetización expuesta a un campo magnético aplicado al eje z, se presenta en la figura 4.2. Este resultado es igual al ejemplo de la figura 1.2 b, en el cual se observan dos reversiones.

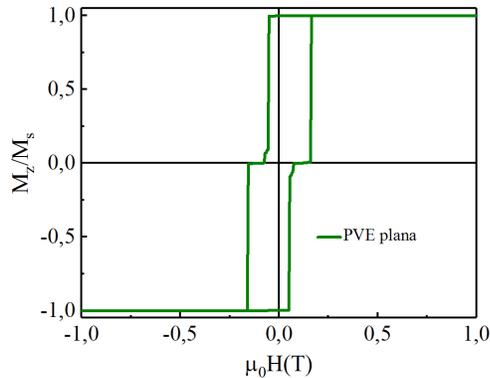


Figura 4.2: Curvas de  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$  magnética de la PVE plana sometida a un campo magnético externo en z.

Los puntos que se presentan en la curva de magnetización de la figura 4.3a , donde el punto 1 corresponde a la magnetización de saturación *up*, el punto 2 es la primera reversión de la PVE plana y el punto 3 corresponde a la magnetización de saturación *down*. Las figuras 4.3b, 4.3c y 4.3d presentan imágenes de la magnetización de la PVE plana en los puntos presentados en la figura 4.3a, donde se muestra una vista del plano superior y una vista frontal del sistema. Además, se presentan los dos estados de reversión, donde la magnetización de ambas capas es paralela en los puntos de saturación *up* y *down* (puntos 1 y 3) y es antiparalela en la primera reversión (punto 2). Este estado corresponde a la saturación de la capa blanda de la PVE, mientras que la capa dura aun no comienza el proceso de reversión. Esto ocurre debido a que la capa superior está desacoplada de la inferior, por lo que el campo magnético del punto 2, no tiene la energía suficiente para revertir esa capa. Este es un comportamiento característico de una PVE plana (Coey, 2010).

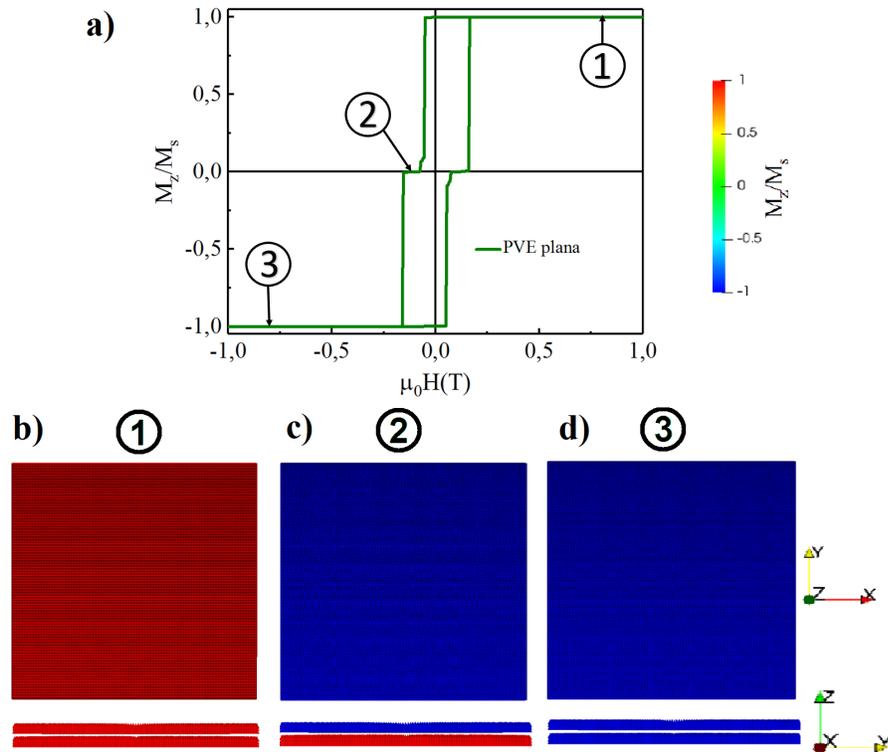


Figura 4.3: a) Puntos característicos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación *up*, el punto 2 a la primera reversión y el punto 3 a la saturación *down*. b) Imagen de magnetización en z de la PVE plana con una vista superior (arriba) y una vista frontal (abajo) para la saturación *up*. c) y d) lo mismo que b), para la primera reversión y para la saturación *down* respectivamente.

## 4.2. Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 25 nm.

La figura 4.4 muestra la curva de magnetización resultante de una pseudo válvula de espín modulada en un arreglo de domos de 25 nm de diámetro, para la configuración de campo magnético aplicado en el eje z. En esta figura es posible observar una respuesta diferente respecto a una PVE plana, debido al arreglo de domos.

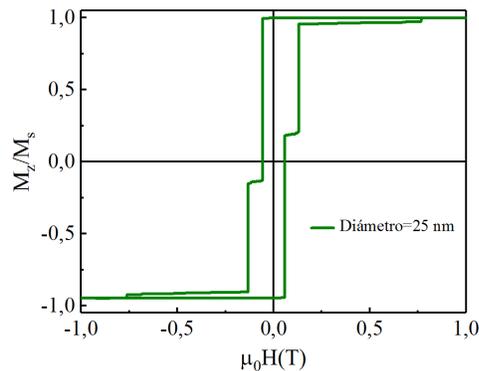


Figura 4.4: Curva de  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$  magnética de la PVE con arreglo de domos de 25 nm sometida a un campo magnético externo en z.

Los puntos que se muestran en la figura 4.5a correspondientes a la curva de magnetización (figura 4.4) son: el punto 1 es la magnetización de saturación *up*, los puntos 2,3 y 4 son la primera, segunda y tercera reversión del sistema respectivamente y el punto 5 corresponde a la magnetización de saturación *down*. Las figuras 4.5b, 4.5c, 4.5d, 4.5e y 4.5f presentan imágenes de la magnetización de la PVE modulada en un arreglo de domos de 25 nm en los puntos indicados en la curva de magnetización de la figura 4.5a, con una vista del plano superior del sistema y una vista de un corte vertical de tres domos señalados arriba para cada punto. Además, en los puntos 1, 2 y 3 la reversión de las capas intersticiales presentan un comportamiento igual a la PVE plana, es decir, la capa intersticial blanda revierte antes que la capa dura (punto 2), pero con una coercitividad un poco mayor, debido a que se produce una estrechez en la base de los domos que provoca un anclaje en la reversión de las paredes de dominio. También, se agrega un estado en el que los domos revierten, desde la base a la cúspide (ver puntos 2, 3, 4 y 5).

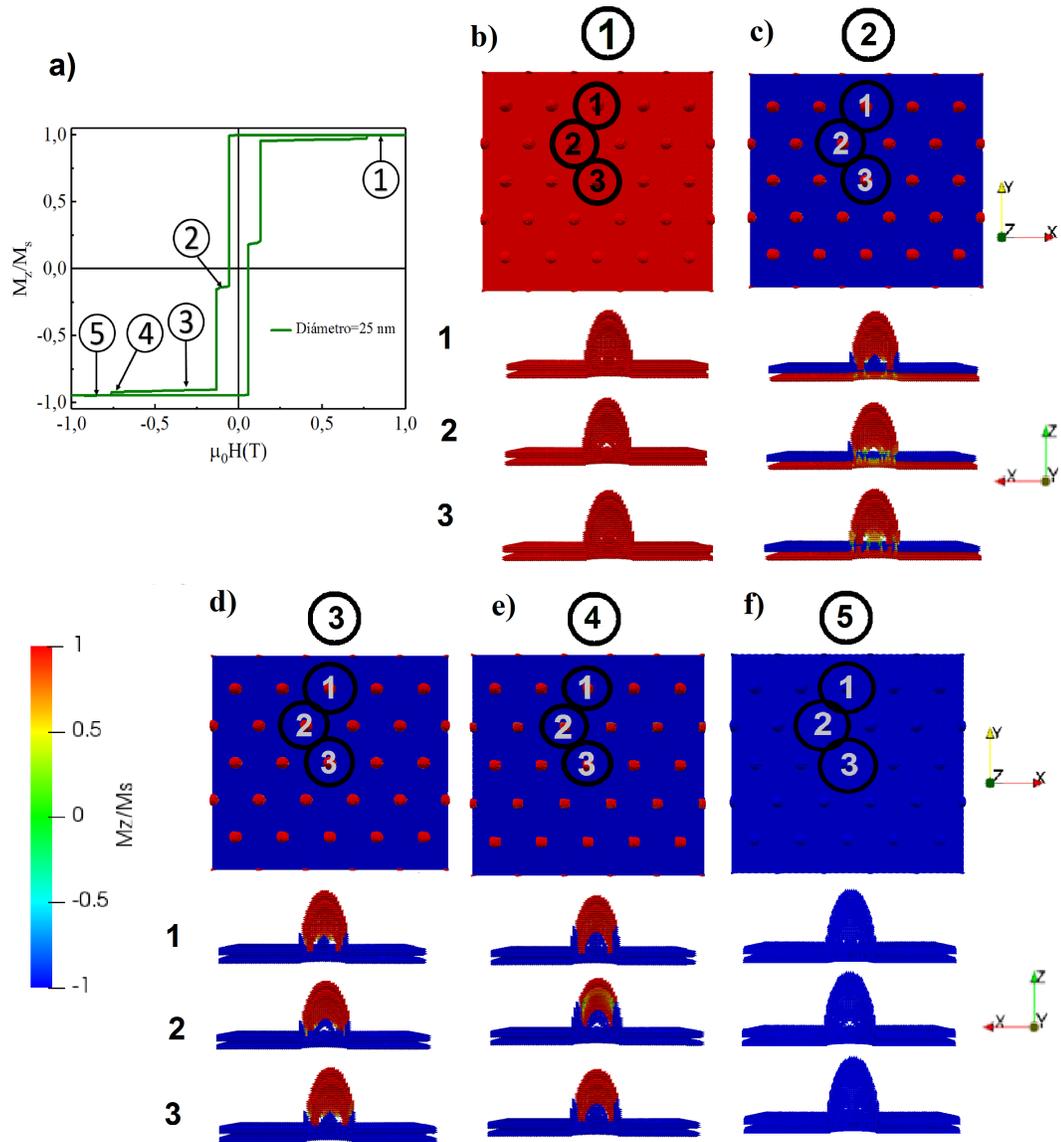


Figura 4.5: a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación *up*, el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión y el punto 5 a la saturación *down*. b) Imagen de magnetización en *z* de la PVE con arreglo de domos de 25 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación *up*, c), d), e) y f) lo mismo que b), para la primera, segunda, y tercera reversión y para la saturación *down* respectivamente.

### 4.3. Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 50 nm

La curva magnetización resultante para la configuración de un campo magnético aplicado en el eje z (ver figura 4.6), de una pseudo válvula de espín modulada en un arreglo de domos de 50 nm de diámetro sometido a un campo magnético.

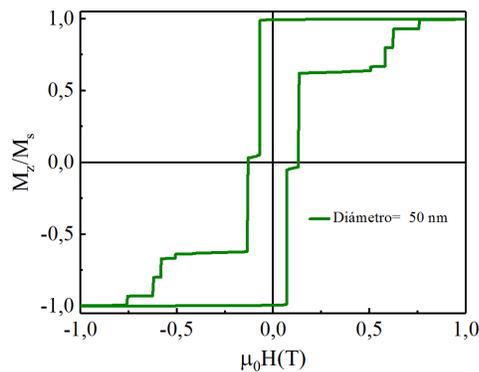


Figura 4.6: Curva de **MxH** magnética de la PVE con arreglo de domos de 50 nm sometida a un campo magnético externo en z.

Los puntos presentados en la figura 4.7a en la curva de magnetización (figura 4.6), donde el punto 1 corresponde a la magnetización de saturación *up*, los puntos 2, 3, 4 y 5 son la primera, segunda, tercera y cuarta reversión del sistema respectivamente, y el punto 6 es la magnetización de saturación *down*. Las figuras 4.7b, 4.7c, 4.7d, 4.7e, 4.7f y 4.7g presentan imágenes de la magnetización de la PVE con un arreglo de domos de 50 nm en los puntos indicados en la curva de magnetización de la figura 4.7a, con una vista de un corte vertical de tres domos señalados para cada punto. Además, se presentan los dos estados de reversión, en que la magnetización de las capas intersticiales presentan un comportamiento igual a la PVE plana, es decir, la capa intersticial blanda revierte antes que la capa dura (punto 2 y 3), pero con una coercitividad mayor, debido al anclaje que ocurre en la capa intersticial entre los domos. Al igual que el resultado para los domos de 25 nm, los domos revierten posterior a las capas intersticiales y no revierten al mismo tiempo, sino que, en las filas este es un proceso aleatorio que no tiene explicación física. La reversión de los domos en los puntos 4, 5 y 6, se pueden visualizar en los cortes, unas pequeñas zonas que no revierten fácilmente a un campo magnético, debido a la estrechez de esa zona, cuyo espesor es

de 1 nm. Esto provoca un aumento en la coercitividad, por la energía necesaria para desanclar el sistema.

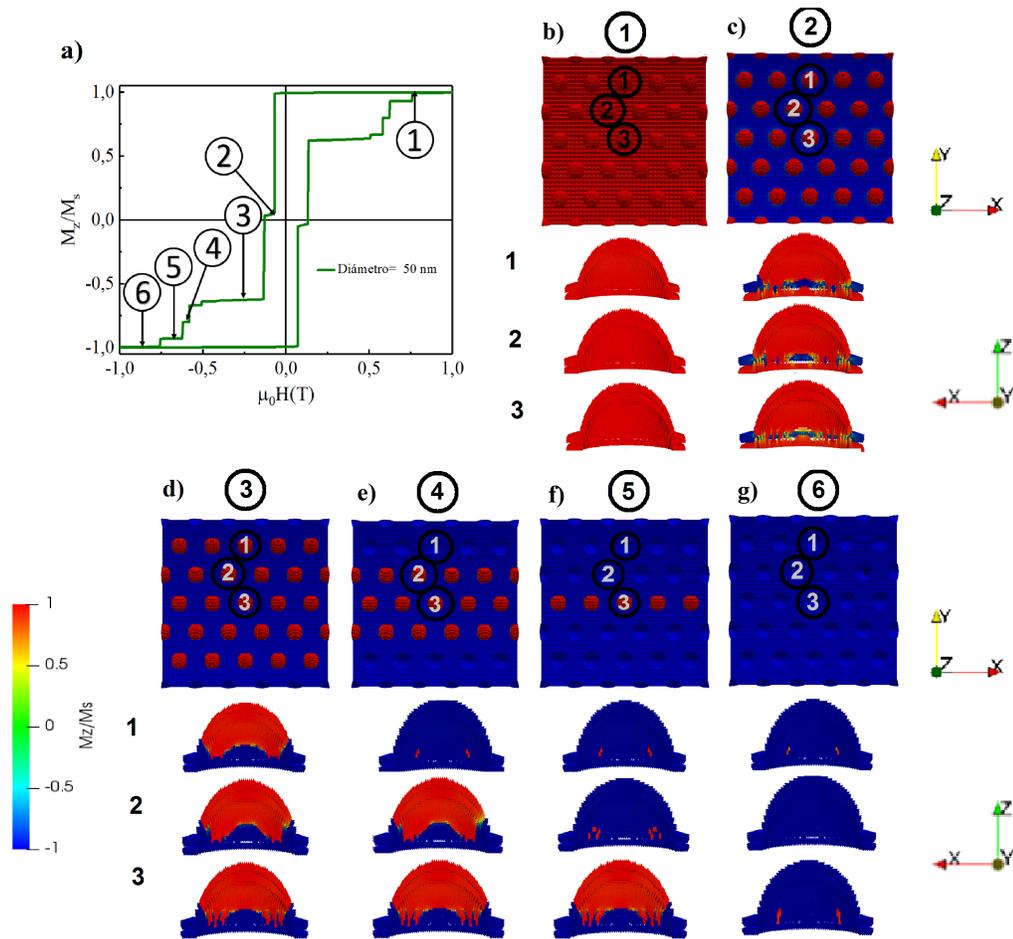


Figura 4.7: a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación *up*, el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión, el punto 5 a la cuarta reversión y el punto 6 la saturación *down*. b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 50 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación *up*. c), d), e), f) y g) lo mismo que b), para la primera, segunda, tercera y cuarta reversión y para la saturación *down* respectivamente.

#### 4.4. Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 75 nm

De los resultados de una pseudo válvula de espín modulada en un arreglo de domos de 75 nm, para la configuración de campo magnético aplicado en el eje z, se presenta la curva de magnetización de la figura 4.8.

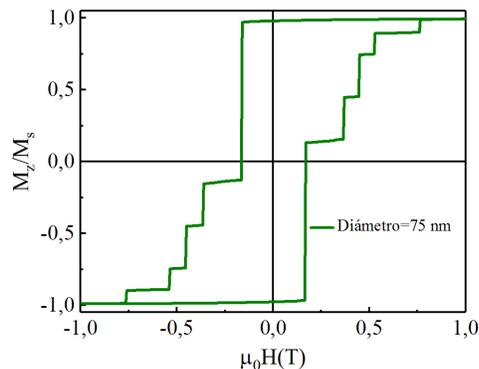


Figura 4.8: Curva de  $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$  magnética de la PVE con arreglo de domos de 75 nm sometida a un campo magnético externo en z.

Para analizar de mejor manera los estados de reversión se eligieron puntos característicos de la curva de magnetización, estos momentos se muestran en la figura 4.9a, donde el punto 1 es la magnetización de saturación *up*, los puntos 2, 3 y 4 son la primera, segunda y tercera reversión en el material respectivamente y el punto 5 es la magnetización de saturación *down*. Las figuras 4.9b, 4.9c, 4.9d, 4.9e y 4.9f muestran imágenes de la magnetización de la PVE con un arreglo de domos de 75 nm en los puntos indicados en la curva de magnetización de la figura 4.9a, con una vista superior y una vista de un corte vertical de tres domos señalados para cada punto. Además, en los puntos 1 y 2, se visualiza que las capas intersticiales revierten juntas, por esto no es posible diferenciar la capa intersticial blanda de la dura. Debido a que ambas capas tienen zonas estrechas de paso entre los domos (25 nm), que produce un anclaje en la reversión de las capas intersticiales. Similar a lo ocurrido en la reversión, en el arreglo de domos de 50 nm de diámetro, los domos revierten posteriormente a la capa intersticial y no al mismo tiempo. También, aparecen zonas ancladas en la parte de la base del domo, ya que es la zona de menos espesor en el sistema.

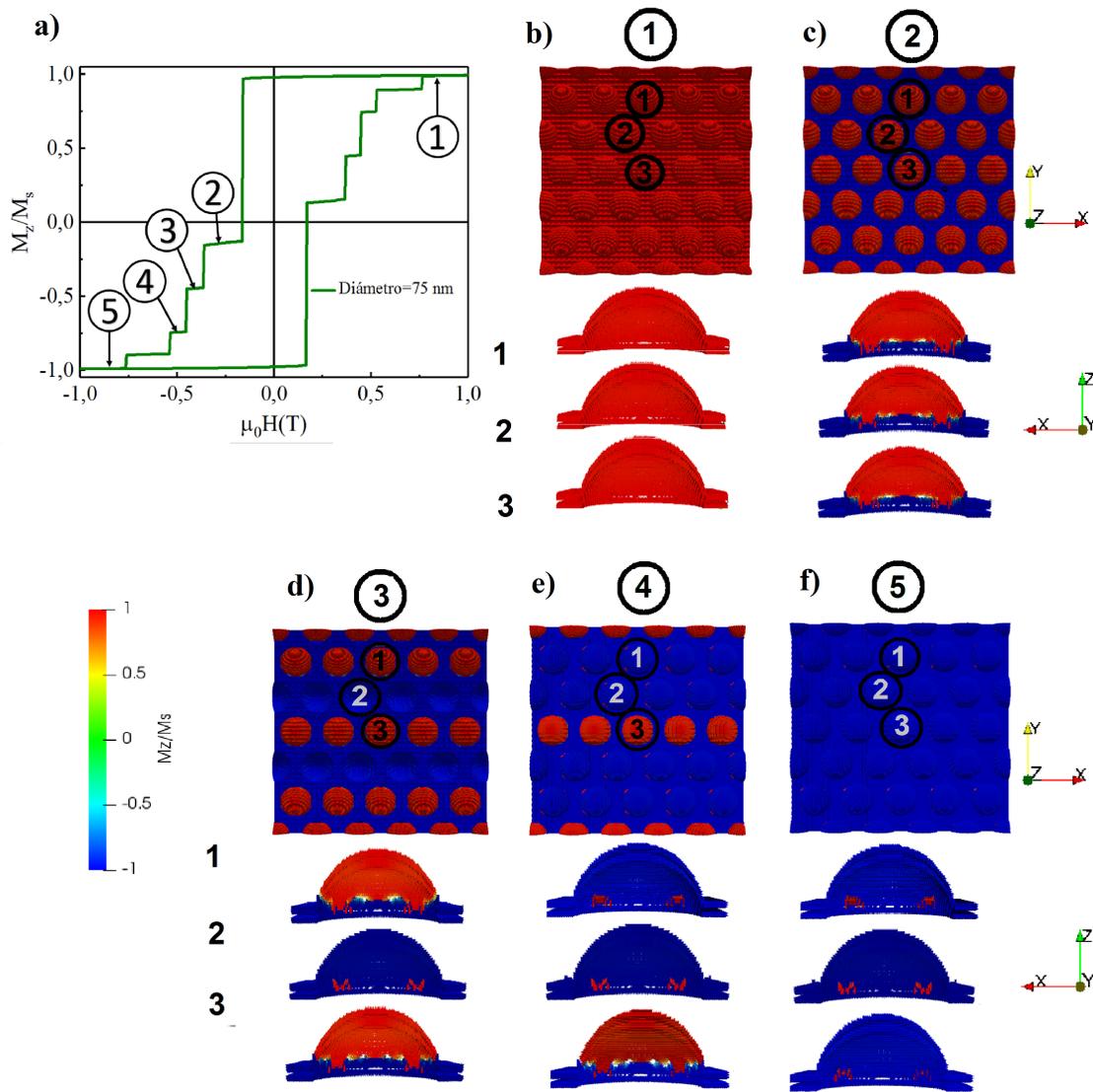


Figura 4.9: a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación *up*, el punto 2 a la primera reversión, el punto 3 a la segunda reversión, el punto 4 a la tercera reversión y el punto 5 a la saturación *down*. b) Imagen de magnetización en z de la PVE con arreglo de domos de 50 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para saturación *up*. c), d), e) y f) los mismo que b), para la primera, segunda y tercera reversión y para la saturación *down* respectivamente.

## 4.5. Pseudo-válvula de espín en un arreglo hexagonal de domos de diámetro de 100 nm

La figura 4.10 muestra la curva de magnetización resultante de una pseudo válvula de espín modulada en un arreglo de domos de 100 nm de diámetro, para la configuración de campo magnético aplicado en el eje z. La curva de magnetización presenta una curvatura antes de la reversión, debido a la interacción que ocurre entre los domos, al estar pegados.

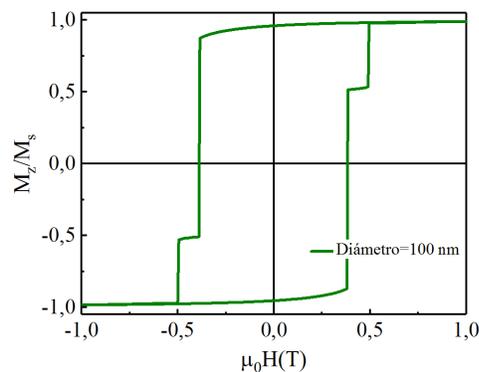


Figura 4.10: Curva de **MxH** magnética de la PVE con arreglo de domos de 100 nm sometida a un campo magnético externo en z.

La figura 4.11b muestra los puntos en la curva de magnetización, en el que el punto 1 es la magnetización de saturación *up*, el punto 2 es la primera reversión y el punto 3 corresponde a la magnetización de saturación *down*. La figura 4.11a presenta imágenes de la magnetización de la PVE con un arreglo de domos de 100 nm en los puntos indicados en la curva de magnetización de la figura 4.11b, con una vista de un corte vertical de tres domos señalados para cada punto. Además, el sistema no tiene capas intersticiales continuas, si no que zonas intersticiales unidas por los domos. Esto es debido a que la separación entre ellos es 100 nm en todos los sistemas y tienen un diámetro de 100 nm, lo que conlleva a estar en un arreglo compacto, los cuales quedan juntos a los domos vecinos. Esta geometría hace que las zonas intersticiales queden unidas solo por la base de los domos, que revierten junto a ellos. La gran coercitividad de esta reversión se debe al potencial de anclaje por las zonas delgadas que hay en la base de los domos.

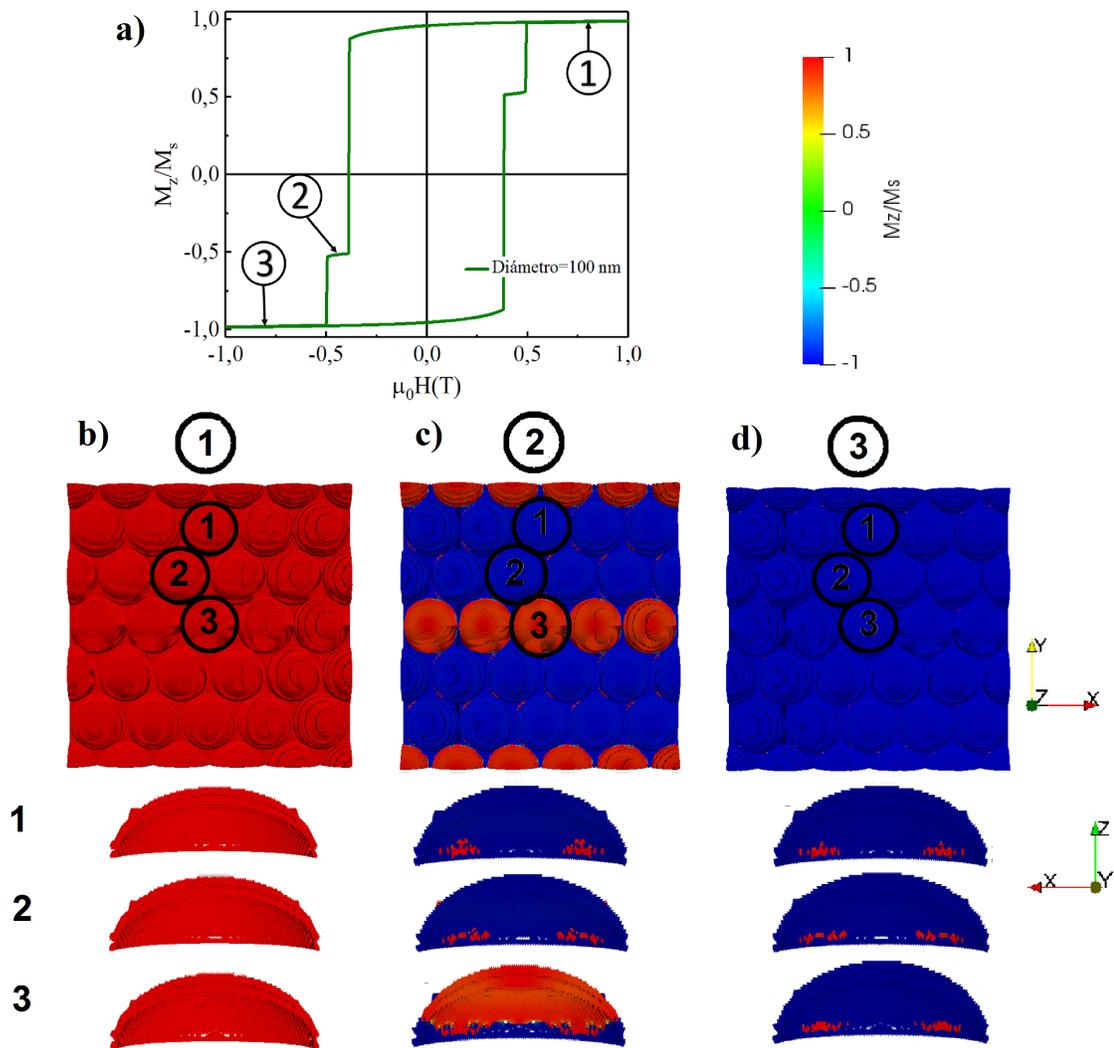


Figura 4.11: a) Puntos presentados en la curva de magnetización, donde el punto 1 corresponde a la saturación *up*, el punto 2 a la primera reversión, y el punto 3 a la saturación *down*. b) Imagen de magnetización en *z* de la PVE con arreglo de domos de 100 nm, con una vista superior y abajo un corte vertical de tres domos señalados para la saturación *up*. c) y d) los mismo que b), para la primera reversión y la saturación *down* respectivamente.

## 4.6. Discusión

A partir de los resultados obtenidos en este estudio, es posible verificar que al comparar las curvas de magnetización de los sistemas de pseudo válvulas de espín con arreglo de domos estudiados, el cambio de la geometría superficial tiene importantes repercusiones en propiedades magnéticas, como el aumento en la cantidad de puntos de reversión y la coercitividad. Esto supone una ventaja respecto a una pseudo válvula de espín, porque las reversiones pueden ser utilizadas en almacenamiento de información, en particular en las memorias MRAM.

También, se compararon los resultados de simulaciones de los sistemas de domos con arreglo hexagonal de 50 y 75 nm, con el resultado experimental de domos con arreglo hexagonal de 50 nm. Donde se visualiza en la figura 4.12a la similitud en la coercitividad en la capa blanda respecto al sistema simulado de domos de 50 nm. Además, al comparar el sistema simulado de 75 nm, que se observa en la figura 4.12b en la que presenta un comportamiento similar a la curva de magnetización escalonada, que correspondería a las reversiones de la simulación.

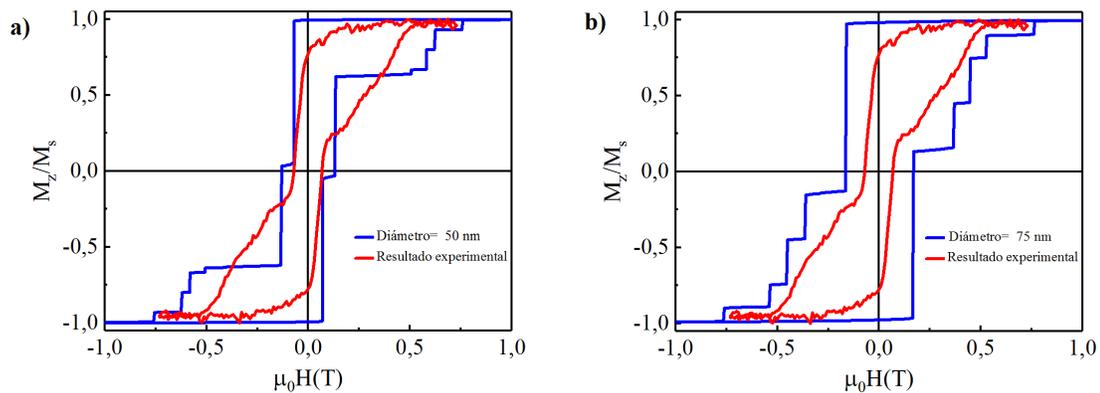


Figura 4.12: a) Curvas de **MxH** magnéticas, en color azul el sistema simulado de PVE de domos de 50 nm y en color rojo el resultado experimental de domos de 50 nm. b) Curvas de **MxH** magnéticas, en color azul el sistema simulado de PVE de domos de 75 nm y en color rojo el resultado experimental de domos de 50 nm.

Sin embargo, el sistema experimental presenta una diferencia en la distancia entre los centros de los domos, respecto a la distancia que estos tienen entre sí en las simulaciones, cuyas distancias son 50 y 100 nm respectivamente.

# Conclusión

Se logró estudiar las propiedades magnéticas del sistema de válvulas de espín, y a partir de los resultados obtenidos en las curvas de magnetización del sistema sometido a un campo magnético en el eje  $z$ , se observa un incremento en el valor del campo coercitivo a medida que aumenta el diámetro del domo. Además, es posible observar que en las imágenes obtenidas mediante las simulaciones micromagnéticas, que el sistema deja de comportarse como una PVE simple, teniendo distintos procesos de reversión no categorizables como capas blandas o duras, debido a que el sistema tiene más puntos de reversión dada la complejidad de la geometría y el anclaje de las paredes de dominio. Finalmente, dado que las pseudo válvulas de espín con un arreglo hexagonal de domos tienen una mayor cantidad de puntos de reversión que la pseudo válvula de espín planas, estas tienen el potencial de ser utilizadas en el almacenamiento de información, en particular en las memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM).

# Referencias Bibliográficas

- Araneda, F. (2016). Síntesis y caracterización magnetoeléctrica de pseudo válvula de espín de pd/co con anisotropía magnética perpendicular.
- Burn, D. and Atkinson, D. (2016). *Springer Nature Publishing AG*.
- Burstein, E., Cohen, M., Mills, D., and Stiles, P. (2006). *Contemporary Concepts of Condensed Matter Science*. Elsevier, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, UK.
- Coey, J. (2010). *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, United Kingdom.
- Cullity, B. and Graham, C. (2009). *Introduction to magnetic materials Second Edition*. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey.
- Cunningham, C., Aria, T., Yang, P., MacConnell, M., Pauly, J., and Conolly, S. (2005). *Magnetic Resonance in Medicine*.
- Dieny, B., Goldfarb, R., and Lee, K.-J. (2017). *Introduction to Magnetic Random-Access Memory*. John Wiley and Sons, Inc., 111 River Street, Hoboken, New Jersey.
- Fang, Y. (2013). *Magnetic Thin Films with Graded or Tilted Anisotropy for Spintronic Devices*. PhD thesis, Department of Physics. University of Gothenburg.
- Guimaraes, A. (2009). *Principles of Nanomagnetism*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Springer Heidelberg Dordrecht London New York.
- Heinrich, B. and Bland, J. (2005). *Ultrathin Magnetic Structures IV Applications of Nanomagnetism*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Tiergartenstraße 17, 69121 Heidelberg, Alemania.

- Hillebrands, B. and Ounadjela, K. (2003). *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Springer Heidelberg Dordrecht London New York.
- Himeno, A., Ono, T., Nasu, S., Shigeto, K., Mibu, K., and Shinjo, T. (2003). *Journal OF Applied Physics*.
- Hubert, A. and Schafer, R. (2009). *Magnetic Domains The Analysis of MAgnetic Structures*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Springer Heidelberg Dordrecht London New York.
- Jacob, B., NG., S., and Wang, D. (2008). *Memory System Cache, DRAM, Disk*. Elsevier, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, UK.
- Khalaf, M., Ibrahimov, H., and Ismailov, E. (2012). *Chemistry Journal*, 02:118–125.
- Liu, X., Jain, S., and Adeyeye, A. (2011). *IEEE Transactions on Magnetics*, 47:2628.
- Mallinston, J. C. (2002). *Magneto-Resistive and Spin Valve Heads Fundamentals and Applications Second Edition*. Academic Press, 525 B Street, Suite 1900, San Diego, CA 92101-4495, USA.
- Nasirpouri, F. and Nogaret, A. (2011). *Nanomagnetism and Spintronic Fabrication, Materials, Characterization and Applications*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 5 Toh Tuck Link, Singapore 596224.
- Park, E., Jang, S.-U., Kim, J.-H., and Kwon, S.-J. (2012). *Elsevier*.
- Park, J.-H., Moneck, M., Park, C., and Zhu, J.-G. (2009). *Journal of Applied Physics*.
- Pollard, S., Garlow, J., Yu, J., Wang, Z., and Yang, H. (2017). *Nature Publishing Group*.
- Sbiaa, R., Bilin, Z., Ranjbar, M., Tan, S., Wong, S., Piramanayagam, N., and Chong, T. (2010). *Journal of Applied Physics*.
- Sbiaa, R., Meng, H., and Piramanayagam, S. (2011). *rapid research letters*.
- Spaldin, N. A. (2011). *Magnetic Materials Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, United Kingdom.
- Tahmasebi, T., Piramanayagam, S., Sbiaa, R., and Chong, T. (2012). *IEEE Transactions on Magnetics*, 48:3434.

Thiyagarajah, N. and Bae, S. (2008). *Journal of Applied Physics*.

Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia-Sanchez, F., and Van Waeyenberge, B. (2014). *AIP Advance*.

Wang, J.-Q., Malkinski, L. M., Hao, Y., Ross, C., Wiemann, J. A., and O'Connor, C. J. (2000). *Elsevier*.