

Trabajo de Fin de Grado

Grado en Física

**Estudio de corrientes de espín en
heteroestructuras híbridas
ferromagnético/superconductor**

Autor

Pedro Alonso Sánchez

Directora

Irene Lucas del Pozo

Facultad de Ciencias

2021

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Corrientes de espín	1
1.2. Efecto Seebeck de espín (SSE) e inyección de espín	3
1.3. Efecto Hall de espín inverso (ISHE) y otros efectos termoespintrónicos	5
1.4. Breve introducción a la superconductividad	7
1.5. Materiales utilizados	7
2. Técnicas experimentales	9
2.1. Crecimiento de las muestras	9
2.1.1. Deposición por láser pulsado	9
2.1.2. Pulverización catódica o <i>sputtering</i>	10
2.2. Caracterización estructural	10
2.2.1. Difracción de rayos X	11
2.2.2. Reflectividad de rayos X	11
2.3. Caracterización magnética. Magnetometría SQUID	12
2.4. Medidas de transporte	12
2.4.1. Medidas de resistividad eléctrica	13
2.4.2. Medidas de SSE longitudinal (LSSE)	14
3. Presentación de resultados	15
3.1. Optimización del crecimiento	15
3.2. Caracterización de las bicapas	17
3.2.1. Caracterización estructural	17
3.2.2. Caracterización magnética	18
3.2.3. Caracterización eléctrica	19
3.3. Medidas de SSE	20
4. Conclusiones y trabajo futuro	23

Capítulo 1

Introducción

Desde el siglo pasado, la preocupación acerca del problema energético y medioambiental presente en nuestra sociedad no para de crecer, y son muchas las ramas de la ciencia que están aportando soluciones y alternativas para conseguir tanto fuentes de energía limpias, como dispositivos de alta eficiencia energética. Una de estas disciplinas nacidas en el siglo XX, que pretende contribuir a la solución de este problema, es la espintrónica. Mientras la electrónica convencional se encarga del estudio y aprovechamiento del movimiento de cargas libres, la espintrónica incorpora el grado de libertad de espín de los electrones.

Las corrientes de espín, que son objeto de estudio en la espintrónica, podrían llegar a ser de gran utilidad para la fabricación de dispositivos de alta eficiencia energética, pues algunas de estas corrientes no llevan asociada ninguna corriente de carga y, por tanto, se puede llegar a conseguir la propagación del espín sin pérdidas por efecto Joule. En concreto, las corrientes puras de espín transportadas por magnones presentes en materiales aislantes con orden magnético de largo alcance, son un buen ejemplo de esta potencial aplicación.

Dentro de la espintrónica, está cobrando cada vez más importancia una subdisciplina llamada caloritrónica de espín (del inglés, *spin caloritronics*) que aborda la relación entre el calor y las corrientes de espín. Como se ha demostrado recientemente, es posible generar corrientes de espín en materiales con orden magnético de largo alcance por efecto Seebeck de espín (o espín-Seebeck) a partir de un gradiente de temperatura. Dicho fenómeno se sigue estudiando hoy en día con el objetivo de generar energía eléctrica a partir del calor, para mejorar en gran medida la eficiencia energética de los dispositivos termoeléctricos.

En este trabajo, todo esto se combina con otro amplio campo de la materia condensada que sigue siendo fuente de un intenso debate en la comunidad científica: la superconductividad. La combinación de un material superconductor (SC) con un material ferromagnético (FM) permite explorar novedosas aplicaciones relacionadas con dispositivos para operación lógica con nulas pérdidas por efecto Joule.

1.1. Corrientes de espín

Antes de abordar el estudio de la inyección de corrientes de espín en un material superconductor conviene ver algunos fundamentos relacionados con las corrientes de espín. El término corriente eléctrica habla de un transporte neto de carga (\mathbf{J}_q). Pues bien, la magnitud análoga relacionada con el espín (corriente de espín) hace referencia a un transporte neto de momento angular de espín (\mathbf{J}_s).

Pensemos en un flujo de electrones moviéndose todos en una misma dirección. Puede darse el caso de que exista una asimetría entre las poblaciones de electrones con espín *up* y espín *down*. De esta manera, existiría un transporte neto de carga y, a la vez, un transporte neto de espín

en la misma dirección por lo que ambas corrientes, J_q y J_s , se presentarían simultáneamente como se muestra en la figura 1.1(a). Este tipo de corriente es fácilmente detectable con una diferencia de potencial pues, como se ha dicho, lleva asociada una corriente eléctrica. En este caso, la densidad de corriente de espín (corriente con polarización de espín) puede definirse como [1]:

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar}{2e}(\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow) \quad (1.1)$$

Por el contrario, si no existiese corriente de carga asociada se estaría hablando de una corriente de espín pura. De manera general se puede definir una corriente de este tipo como sigue:

$$\mathbf{J}_s = \sum_{\mathbf{k}} s_{\mathbf{k}}^z v_{\mathbf{k}} \quad (1.2)$$

donde $s_{\mathbf{k}}^z$ es la tercera componente z de la densidad de espín y $v_{\mathbf{k}}$ es la velocidad de las excitaciones que propagan la densidad de espín.

La primera manera de obtener este tipo de corriente pura de espín involucra a los electrones de conducción de un material metálico y; por tanto, se podrá dar en materiales conductores ya sean magnéticos o no. En este caso, se puede definir la tercera componente de espín $s_{\mathbf{k}}^z = c_{\mathbf{k},up}^\dagger c_{\mathbf{k},up} - c_{\mathbf{k},down}^\dagger c_{\mathbf{k},down}$ donde $c_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger$ es el operador creación de electrones de conducción con espín $\sigma = up/down$ y con momento \mathbf{k} . Así, se define la densidad de corriente [2]:

$$\mathbf{J}_s^{\text{el}} = \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} (\langle c_{\mathbf{k},up}^\dagger c_{\mathbf{k},up} \rangle - \langle c_{\mathbf{k},down}^\dagger c_{\mathbf{k},down} \rangle) \quad (1.3)$$

donde $v_{\mathbf{k}}$ ahora es la velocidad de los electrones de conducción. Es fácil comprobar que para que esta corriente sea no nula debe existir una asimetría entre las poblaciones de electrones con espín *up* y *down* (ver figura 1.1(b)).

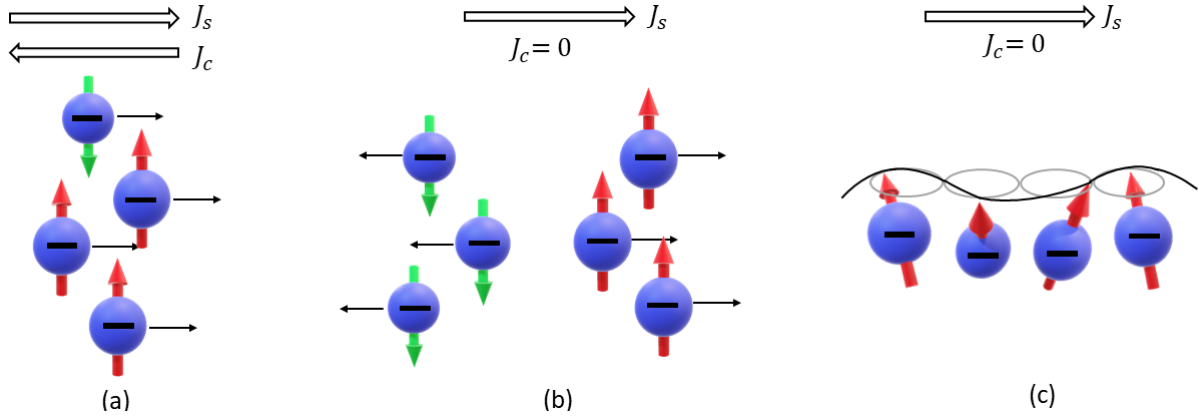


Figura 1.1: (a) Corriente con polarización de espín. (b) Corriente de espín pura de electrones de conducción. (c) Corriente de espín pura de magnones.

Sin embargo, la existencia de corrientes de espín en materiales aislantes pone de manifiesto que los electrones móviles no son los únicos portadores de espín. Pensemos en el estado fundamental de un sólido ferromagnético en el cual todos sus espines están alineados en la dirección del eje z (ver figura 1.2(a)). Si uno de los espines cambia de sentido, el espín total del sistema disminuye en una unidad y el estado pasaría a ser un estado excitado (ver figura 1.2(b)). Pues bien, existe otra manera de alcanzar dicho estado excitado con el mismo cambio en la magnetización del sistema si se permite que los espines se orienten como en la figura 1.2(c) y que, además, requiere una energía mucho menor [3].

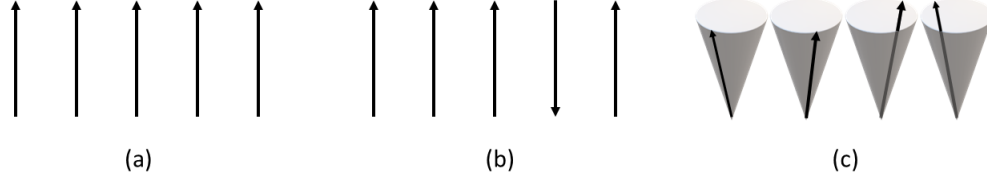


Figura 1.2: Nivel fundamental y excitado de una cadena de espines (a) y (b). Excitación de un magnón (c).

Estas excitaciones, que son las fundamentales de un sistema con orden magnético de largo alcance, se conocen como ondas de espín o magnones (realmente el magnón es el cuanto de estas excitaciones). Se trata de las excitaciones de menor energía que se pueden presentar en un sólido magnético ¹ y son la magnitud análoga a las vibraciones en una red y los fonones salvo que en este caso, son las orientaciones relativas de los espines las que oscilan (y no las posiciones de los átomos de la red). Es importante recalcar que las ondas de espín se comportan como bosones (el espín que transportan es $\pm\hbar$) y se encargan siempre de disminuir el orden magnético del sistema.

Por tanto, los magnones también pueden dar origen a una corriente de espín pura como indica la figura 1.1(c). En este caso, la densidad de espín corresponde a la del estado fundamental (S_0) menos la contribución de cada magnón que ha aparecido. Es decir, $s_{\mathbf{k}}^z = S_0 - b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}$ donde $b_{\mathbf{k}}^\dagger$ es el operador de creación de magnones con momento \mathbf{k} . Matemáticamente la corriente magnónica se describe como sigue [2]:

$$\mathbf{J}_s^{\text{mag}} = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} (\langle b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \rangle - \langle b_{-\mathbf{k}}^\dagger b_{-\mathbf{k}} \rangle) \quad (1.4)$$

Como se ha explicado, esta corriente no lleva asociada el movimiento de ningún tipo de partícula cargada por lo que puede existir en cualquier elemento, metálico o aislante, que tenga un comportamiento ferromagnético. Además, cabe destacar que mientras el orden de penetración de las corrientes basadas en electrones es de 100 - 1500 nm en elementos metálicos, las corrientes de magnones pueden recorrer longitudes macroscópicas del orden del milímetro [2].

1.2. Efecto Seebeck de espín (SSE) e inyección de espín

En 1821 el físico Thomas Seebeck observó por primera vez la aparición de una corriente eléctrica al aplicar un gradiente de temperatura a la unión de dos materiales conductores o semiconductores. Este fenómeno, que recibió el nombre de efecto Seebeck, puede trasladarse al ámbito de la espintrónica.

El efecto Seebeck de espín (SSE) hace referencia a la aparición de una corriente de espín en un material magnético sometido a un gradiente de temperatura. En un principio, se podría pensar que los electrones de conducción son los causantes de este efecto termoespintrónico pues es lo que ocurre en el efecto Seebeck. Sin embargo, la existencia de SSE en materiales magnéticos aislantes hace que se pueda atribuir este fenómeno a las corrientes de magnones [4]. A pesar de que el origen, a día de hoy, parece estar claro, no se ha conseguido desarrollar un marco teórico que explique completamente este fenómeno.

Para medir SSE se pueden implementar dos configuraciones distintas: transversal (TSSE, del inglés *transversal spin Seebeck*) o longitudinal (LSSE, del inglés *longitudinal spin Seebeck*)[5].

¹Entiéndase por “magnético”, cualquier comportamiento magnético de largo alcance (ferromagnético, antiferromagnético y ferrimagnético).

En la configuración transversal, el gradiente se aplica en el plano de la capa magnética y la corriente de espín generada es perpendicular a dicho gradiente como muestra la figura 1.3(a). Fue precisamente esta configuración la utilizada por Uchida *et al.* en 2008 en el primer experimento que dio cuenta de la existencia de SSE [6].

En el caso de LSSE, el gradiente de temperatura es aplicado fuera del plano, es decir, perpendicular a la intercara FM/NM. En este caso, la corriente de espín se inyecta en el material no magnético en dirección paralela al gradiente. Por simplicidad experimental será esta la configuración utilizada en este trabajo (ver figura 1.3(b)). Aunque, como se discute en el siguiente apartado, en esta geometría pueden aparecer otros fenómenos termoespintrónicos como el efecto Nernst anómalo que contaminen la señal SSE que se detecte. Esto será algo que se deberá tener en cuenta a la hora de tratar los datos obtenidos.

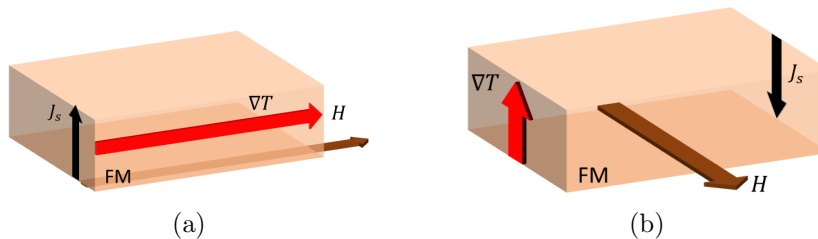


Figura 1.3: (a) Configuración TSSE. (b) Configuración LSSE.

En algunas de las bicapas fabricadas en este trabajo será necesario que las corrientes de espín presentes en el material magnético, que además es aislante eléctrico, al llegar a la intercara, penetren y se propaguen en el interior del superconductor (que será un material no magnético²); para lo cual, se hace necesario explicar el fenómeno de inyección de espín (*spin pumping*). Durante este proceso, el momento magnético de espín que es transportado por los magnones en el FI³ se transfiere a los electrones móviles presentes en el material NM [7]. Así se produce una acumulación de espín en la intercara y, por tanto, se inyecta una corriente de espín en el material conductor. Existen varias maneras de estimular esta inyección de espín en estructuras híbridas FI/NM pero en este trabajo se va a hablar de la que se puede conseguir mediante un gradiente de temperatura.

En la intercara FI/NM los electrones de conducción, presentes en el material NM, interactúan con el momento magnético de los electrones localizados del FI a través de la llamada interacción de intercambio s-d. Debido a esta interacción, los electrones de conducción son sometidos a un proceso de *scattering* en el cual sufren un cambio de sentido (*flip*) en su espín. Como se muestra en la imagen 1.4, en este proceso en el cual el electrón del NM cambia su espín, un magnón es absorbido o emitido a través del FI algo que, por otra parte, tiene sentido ya que las ondas de espín transportan un cambio en el momento magnético equivalente al *flip* de un espín (ver sección 1.1). Pues bien, en un estado de equilibrio térmico la probabilidad de los dos procesos mostrados en la figura 1.4 será la misma y no existirá ningún flujo de corriente de espín. Sin embargo, en presencia de un gradiente de temperatura (fuera del equilibrio) uno de los procesos será más probable que el otro por lo que la corriente de espín fluirá a través de la intercara [7].

²El término "no magnético" (NM) por un abuso de notación se refiere a cualquier material no ferromagnético, ferrimagnético o antiferromagnético, es decir, paramagnético o diamagnético.

³Ferromagnético y aislante.

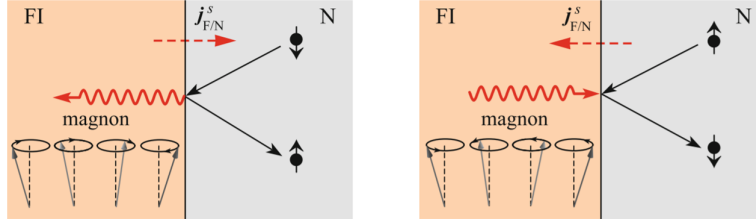


Figura 1.4: Inyección de espín en una unión FI/NM (Figura extraída de [7])

1.3. Efecto Hall de espín inverso (ISHE) y otros efectos termo-espíntrónicos

Como se ha mencionado en la sección 1.1, las corrientes de carga se pueden detectar fácilmente con una diferencia de potencial, pero hay que tener en cuenta que la corriente excitada por SSE se trata de una corriente de espín magnónica. Entonces, ¿cómo se puede detectar esa corriente de espín? Para transformar una corriente pura de espín en una corriente eléctrica medible una de las técnicas más utilizadas es la detección no local mediante efecto Hall de espín inverso (ISHE). Será esta la que se utilizará en este trabajo.

El efecto Hall de espín (SHE, del inglés *spin Hall effect*) hace referencia a la creación de una corriente de espín perpendicular a una corriente eléctrica presente en un material metálico. Se trata de un fenómeno cuyo origen se encuentra en la dispersión de electrones en el seno de una interacción espín-órbita. Se pueden distinguir situaciones distintas en función del magnetismo del material:

- Si el material, además de conductor, presenta un comportamiento magnético existirá una diferencia en las poblaciones de electrones con espín *up* y espín *down*. Como consecuencia de esta polarización de espín habrá más electrones dispersados en un sentido que en otro, lo que da lugar a una corriente de espín con carga. Esto recibe el nombre de efecto Hall anómalo (AHE).
- Si se trata de un material metálico no magnético, ambas poblaciones serán iguales y la corriente que se generará será una corriente de espín pura.

Por tanto, se puede entender el AHE como un caso particular de SHE pues en ambos casos el origen es el mismo, el acoplamiento espín-órbita en la dispersión de electrones [8]. Con estos dos fenómenos es posible generar una corriente de espín partiendo de una corriente eléctrica.

Sin embargo, lo interesante para este trabajo es el fenómeno contrario: el efecto Hall de espín inverso (ISHE). En este caso, originalmente existe una corriente de espín pura en la cual los electrones con espines opuestos se mueven en sentidos contrarios y, como consecuencia de los procesos de dispersión o *scattering* presentes en un material con espín-órbita alto, todos ellos acaban moviéndose en la misma dirección (que a la vez será perpendicular a la dirección de la corriente inicial de espín). Así se consigue generar una corriente de carga a partir de una corriente de espín. Un esquema de la detección de LSSE mediante ISHE se muestra en la figura 1.5(a). Macroscópicamente el SHE y el ISHE pueden expresarse así [8]:

$$SHE : \mathbf{J}_s = \theta_{SH} \frac{\hbar}{2e} \mathbf{J}_q \times \mathbf{s} \quad (1.5)$$

$$ISHE : \mathbf{J}_q = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \mathbf{J}_s \times \mathbf{s} \quad (1.6)$$

donde \mathbf{s} es la orientación del espín, \mathbf{J}_q es la corriente eléctrica y \mathbf{J}_s la espín. El coeficiente ángulo de spin-Hall (θ_{SH}) cuantifica la eficiencia de ambos procesos. En este punto, es importante

recalcar que dicha eficiencia es la misma para ambos procesos algo, por otro lado esperable, ya que el origen de ambos fenómenos es el mismo (el *scattering* dependiente de espín). Por tanto, en estas condiciones de medida y teniendo en cuenta la conocida ley de Ohm $\mathbf{E} = \sigma \mathbf{J}_c \leftrightarrow V = IR$, el voltaje debido a este fenómeno es:

$$\mathbf{E}_{ISHE} = \frac{\theta_{SH}\rho}{L_x L_y} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \mathbf{J}_s \times \sigma \leftrightarrow V_{ISHE} = \frac{\theta_{SH}\rho}{L_x} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) I_s \quad (1.7)$$

donde ρ , L_x y L_y son la resistividad eléctrica y las dimensiones de la muestra respectivamente.

Como se ha mencionado en la sección anterior existen otros efectos que pueden presentarse a la vez que el LSSE: el efecto Seebeck dependiente de espín (SDSE) y el efecto Nernst anómalo (ANE).

El SDSE puede entenderse fácilmente a partir del efecto Seebeck clásico. Al aplicar un gradiente en un metal magnético, por efecto Seebeck se genera una corriente eléctrica. Dicha corriente irá acompañada de una polarización de espín y, por tanto, también será una corriente de espín (ver sección 1.1) que se añadirá a la de magnones del LSSE.

Por otro lado, el ANE consiste en la creación, en un metal magnético, de un voltaje transversal a un gradiente de temperatura ∇T y perpendicular a su magnetización M . Entonces, el campo eléctrico por efecto ANE viene dado por [9]:

$$\mathbf{E}_{ANE} = -Q_s \mu_0 (\mathbf{M} \times \nabla T) \quad (1.8)$$

donde Q_s y μ_0 es el coeficiente ANE y la permeabilidad magnética del vacío respectivamente.

El principio físico detrás del ANE sigue siendo, hoy en día, fuente de debate en la comunidad científica; aunque se ha demostrado una cierta relación con el SHE explicado anteriormente [10]. Recientemente, en 2016, Fang *et al.* propusieron que fenomenológicamente el ANE sigue el siguiente esquema: un ∇T genera una corriente con polarización de espín mediante efecto SDSE en un material magnético conductor y, en materiales con suficiente interacción espín-órbita, esta corriente eléctrica es transformada en corriente de espín vía SHE. Como en un metal magnético existe una diferencia entre las poblaciones de electrones *up* y *down*, dicha corriente de espín irá acompañada por una corriente de carga responsable del ΔV_{ANE} que se detecta mediante ISHE [10]. Este proceso queda representado en la figura 1.5(b).

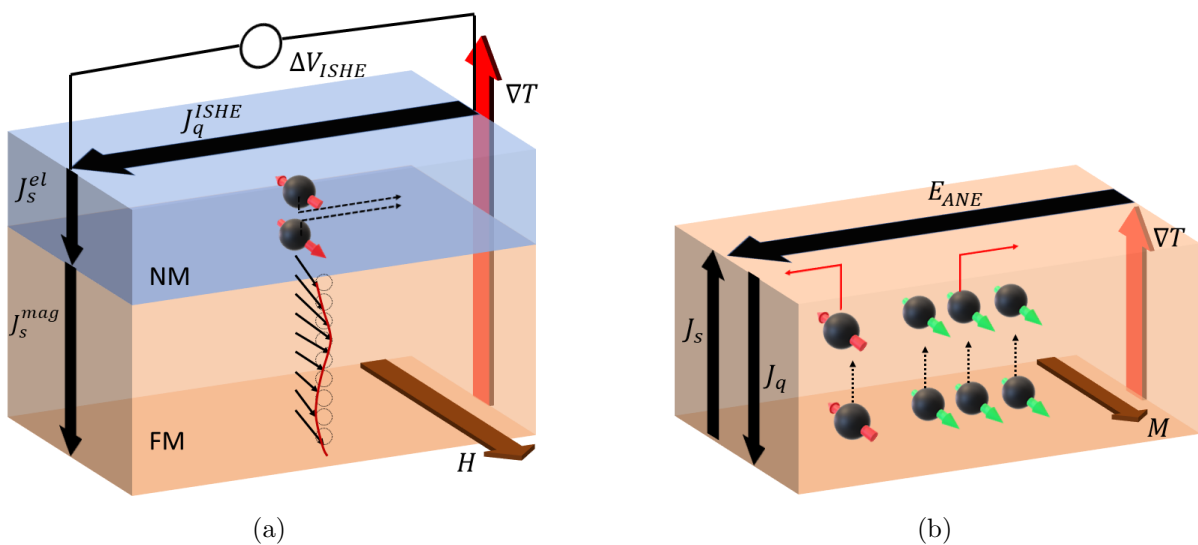


Figura 1.5: (a) Esquema utilizado para la medida de LSSE mediante ISHE. (b) Esquema del fenómeno ANE.

1.4. Breve introducción a la superconductividad

A principios del siglo XX, se descubrió que ciertos materiales al ser enfriados a temperaturas muy bajas (cercanas a la del He líquido) dejaban de presentar, de manera mas o menos brusca, resistencia al paso de la corriente eléctrica [11]. Este histórico hito supuso el comienzo de un amplio campo de la física: la superconductividad. Aunque posiblemente se trate de una de las ramas más estudiadas de la ciencia, las distintas teorías que han sido desarrolladas hasta la actualidad no son capaces de explicar toda la fenomenología relacionada con estos materiales superconductores. Sin embargo, este trabajo no pretende abordar en profundidad las diferentes teorías que pueden explicar este fenómeno y bastará con conocer, únicamente, un par de conceptos básicos.

Además de la ya mencionada propiedad de resistividad nula que presentan este tipo de materiales a partir de una cierta temperatura crítica, otra característica más que interesante tiene que ver con el conocido efecto Meissner [11]. Este efecto consiste en la expulsión de todo flujo magnético al acercarse el material al estado superconductor convirtiéndose así en un material diamagnético perfecto ($\chi = -1$). La expulsión del flujo magnético se logra vía formación de unas supercorrientes que provocan que el campo total sea nulo en el interior del material. Es en este momento donde merece la pena comentar que la temperatura no es la única magnitud capaz de destruir el estado superconductor de un sistema, pues por encima de una corriente crítica y de un campo magnético crítico propio de cada material la superconductividad también desaparece.

Es necesario distinguir entre dos tipos de superconductores. Por un lado, en los superconductores tipo I el paso del estado conductor al estado superconductor se da de manera brusca sin pasar por un estado en el que haya penetración de flujo magnético en el material. Por otro lado, en los superconductores tipo II el paso al estado superconductor no se realiza directamente sino que existe un estado intermedio en el que el flujo magnético penetra de manera cuantizada en el material presentándose un efecto Meissner parcial. En este estado, conocido como estado vórtice, el material se encuentra penetrado por tubos de flujo magnético que están rodeados de vórtices de corriente.

Aunque es cierto que ninguna teoría consigue explicar el fenómeno de la superconductividad de manera completa, casi en cualquier texto que hable de este fenómeno, se hace necesario mencionar brevemente la teoría microscópica más completa que ha sido desarrollada hasta la actualidad. Se trata de la teoría BCS que fue elaborada en 1957 por *Bardeen, Cooper y Schrieffer*[11]. Según esta, la superconductividad es causada por la formación de pares de *Cooper*, que consisten en la unión de dos electrones con el mismo momento \vec{k} pero con espines opuestos lo que permite que esta partícula avance a través del material sin resistencia.

En este trabajo el material superconductor utilizado será un superconductor tipo II descrito en la siguiente sección.

1.5. Materiales utilizados

Para la fabricación de las bicapas de este trabajo y su posterior estudio, es necesario elegir un material con orden magnético de largo alcance y un material superconductor. Como material magnético se utilizará el granate de hierro e itrio (YIG^4). Se trata de un material ferrimagnético cuya temperatura de Curie es $T_C = 560K$ lo que permite trabajar con él a temperatura ambiente. Este material presenta valores de campo coercitivo típicamente menores a $H_c \approx 10 Oe$ y una imanación de saturación cercana a $M_s \approx 150 emu/cm^2$. Además de que este material ha sido ampliamente estudiado en el campo de la espintrónica y ha resultado ser un excelente inyector

⁴ $Y_3Fe_5O_{12}$

de corrientes de espín, lo más interesante de todo y lo que, sin duda, justifica su elección es que se trata de un material eléctricamente aislante. Como se ha discutido en la sección 1.3, uno de los efectos que puede contaminar las medidas de LSSE es el ANE. Por lo tanto, con la elección del YIG, al ser aislante, la contribución debida al ANE desaparece.

Este material tiene una estructura cristalina relativamente compleja con celda unidad en forma de *bcc* cúbica y con un parámetro de red cercano a $a \approx 12,376 \text{ \AA}$. En el interior de cada celda unidad se repite cuatro veces la composición química $Y_3Fe_2^{+3}Fe_3^{+3}O_{12}^{-2}$ (ver figura 1.6(a)). Estos iones de Fe son los únicos causantes del momento magnético del YIG. Para realizar el crecimiento de las láminas delgadas de YIG se utilizará un sustrato de granate de gadolinio y galio (GGG⁵), pues presenta una estructura cristalina muy similar a la del YIG con un parámetro de red de $a \approx 12,383 \text{ \AA}$ [12]. La semejanza entre la estructura cristalina del YIG y del GGG permite obtener un crecimiento epitaxial sobre dicho sustrato.

El material superconductor que se ha elegido para el desarrollo del trabajo es el YBCO⁶. Se trata de un superconductor tipo II perteneciente a los superconductores de alta temperatura crítica. La transición al estado superconductor se produce a una temperatura crítica de $T_c \approx 95 \text{ K}$ para el YBCO masivo. Su estructura cristalina es del tipo Perovskita con celda unidad ortorrómbica (ver figura 1.6(b)) de parámetros de red: $a \approx 3,887 \text{ \AA}$, $b \approx 3,820 \text{ \AA}$ y $c \approx 11,687 \text{ \AA}$ [11]. Aunque existen diversos estudios de la propagación de corrientes de espín en bicapas FM/SC [13][14] utilizando, por ejemplo, el Nb como material superconductor; no es así con el YBCO. La razón de utilizarlo es la sencillez relativa en su fabricación según la técnica utilizada y su alto valor de temperatura crítica. Para realizar el crecimiento, esta vez se utilizará un sustrato de óxido de magnesio (MgO) que posee una estructura cúbica con parámetro de red $a \approx 4,213 \text{ \AA}$.

Por último, como material para la detección del LSSE a través del ISHE, se utilizará una fina capa de platino (Pt) de unos 7 nm de espesor pues tiene un elevado θ_{HS} y la conversión es ciertamente eficiente. Por otro lado, la magnetización del YIG puede inducir cierto ferromagnetismo en el Pt y, al estar igualmente sometido a un gradiente de temperatura, podrá presentar ANE. No obstante, está completamente demostrado que dicha contribución del ANE es significativamente inferior a la de ISHE y, por tanto, será despreciable [5].

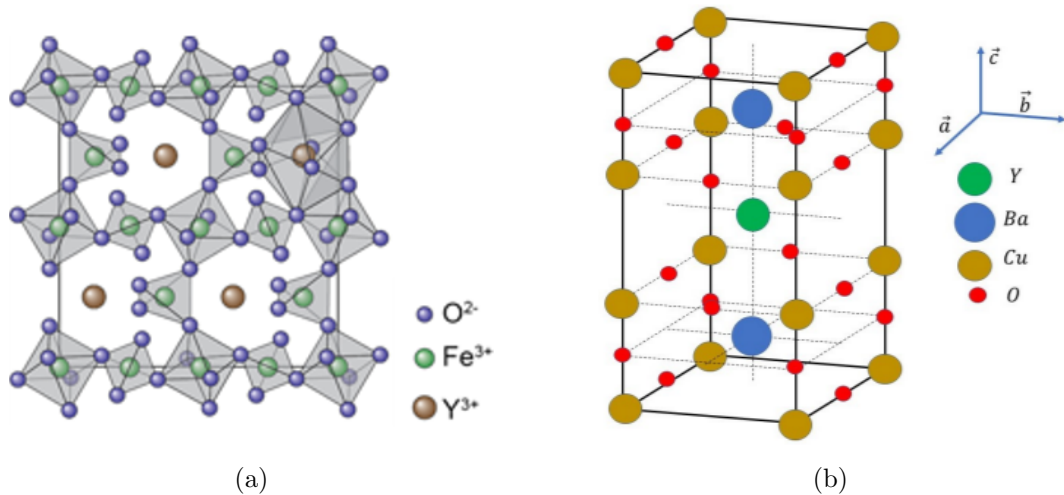


Figura 1.6: Celda unidad de los materiales utilizados: YIG (a) e YBCO (b).

⁵ $Gd_3Ga_5O_{12}$

⁶ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Capítulo 2

Técnicas experimentales

2.1. Crecimiento de las muestras

Para la fabricación de las muestras se han utilizado dos técnicas de crecimiento distintas: deposición por láser pulsado para el crecimiento de las capas de YIG e YBCO y pulverización catódica o *sputtering* para la deposición de platino.

2.1.1. Deposición por láser pulsado

La técnica de PLD (del inglés, *pulsed laser deposition*) es de las más exitosas al conseguir obtener películas delgadas de óxidos complejos con una alta calidad cristalina. El procedimiento que se lleva a cabo en el crecimiento es el siguiente: un haz láser de alta energía es dirigido por medio de un sistema óptico formado por lentes y espejos hasta incidir sobre un blanco (o *target*). Este blanco, que está compuesto por el material que se quiere depositar, se encuentra en una cámara de alto vacío y directamente enfrente al sustrato sobre el cual se va a realizar el crecimiento. Cuando los pulsos del láser inciden sobre él, los átomos del material son evaporados (ablación) y se forma un plasma en forma de pluma perpendicular al sustrato donde finalmente se depositan. Un esquema de este proceso se muestra en la figura 2.1.

La cámara donde se lleva a cabo el crecimiento se encuentra en alto vacío lo que elimina la posibilidad de contaminar la muestra durante el proceso. Para conseguirlo se hace uso de una bomba rotatoria (que elimina las moléculas de mayor tamaño) y una bomba turbomolecular con la que se alcanza un alto vacío base (hasta 10^{-8} Torr). Además, tanto el sustrato como el blanco giran durante todo el proceso para conseguir una deposición homogénea.

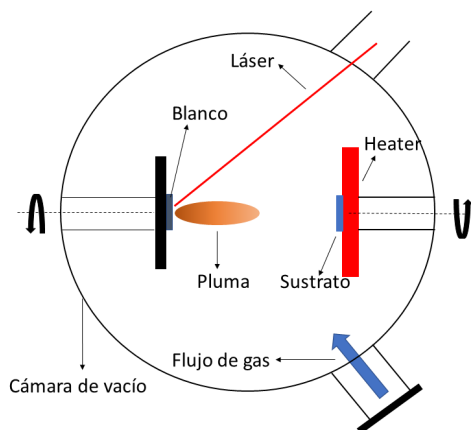


Figura 2.1: Esquema de la técnica PLD.

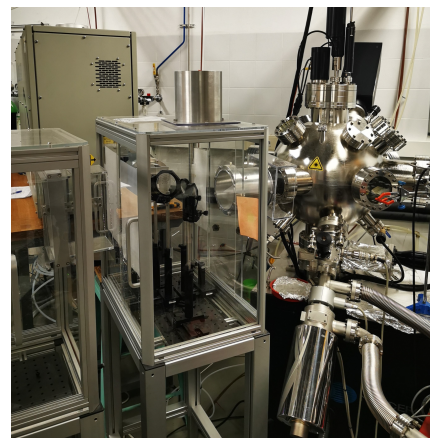


Figura 2.2: Equipo PLD utilizado.

Entre las ventajas del PLD frente a otras formas de fabricación destaca la conservación de la estequiometría del material del blanco durante el crecimiento, lo que la convierte en una técnica ideal para el crecimiento de materiales complejos. Además, también se consigue una alta reproducibilidad del material crecido siempre en las mismas condiciones.

Por otro lado, esta técnica permite modificar muchas de las condiciones del crecimiento para optimizarlo: tipo de sustrato, energía y frecuencia del láser, presión de la cámara, atmósfera (para nuestras muestras será oxígeno), temperatura del sustrato, etc. En lo que se refiere a este trabajo se combina el crecimiento de las dos capas sin exponer la muestra al ambiente, con el fin de conseguir una intercara lo mas limpia posible.

Como principal desventaja cabe mencionar que, debido a la alta direccionalidad de la pluma, la deposición del material solo será uniforme en una pequeña zona central del sustrato (en nuestro caso tan solo será de $12 \times 12 \text{ mm}^2$). Además, puede producirse un fenómeno conocido como "splashing" en el cual pequeñas partículas pueden saltar desde el blanco hacia el sustrato contaminando así la muestra. Para asegurar que el crecimiento se produce de manera homogénea, antes de la ablación, realizaremos un proceso de limpieza del blanco: la preablación.

Para el crecimiento de las películas delgadas de este trabajo se ha utilizado un PLD de la casa *Neocera* situado en el Instituto de Nanociencia y Materiales de Aragón (INMA), equipado con un láser de KrF del fabricante *Lightmachinery* que emite con una longitud de onda de $\lambda = 248 \text{ nm}$.

2.1.2. Pulverización catódica o *sputtering*

Otra técnica comúnmente utilizada para el crecimiento de películas delgadas es la pulverización catódica o *sputtering*. En este caso los átomos de un gas noble (argón) son ionizados por electrones e^- , inmediatamente después, son acelerados mediante un campo eléctrico hasta bombardear un blanco que contiene el material que se quiere depositar. Con una energía suficiente estos iones intercambian el momento lineal con los átomos del blanco y estos son liberados para depositarse en el sustrato que se encuentra justo enfrente.

Algunos equipos de *sputtering* (como el utilizado en este trabajo) cuentan con un magnetrón que ayuda a optimizar el crecimiento. El funcionamiento es sencillo: se crea un campo magnético perpendicular al campo eléctrico para confinar los electrones cerca del blanco. Con esto se aumenta la eficacia de la ionización. Igual que en el PLD, todo el proceso que se muestra en la figura 2.3 se lleva a cabo en una cámara de vacío.

Para el crecimiento de platino se ha utilizado un equipo de *sputtering* incorporado a otro equipo PLD también de la casa *Neocera*.

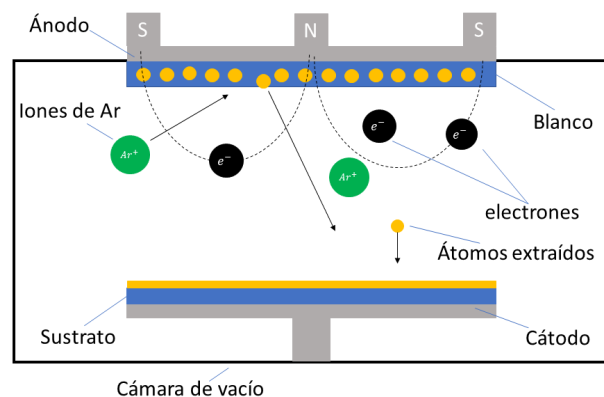


Figura 2.3: Esquema de la técnica de *sputtering*

2.2. Caracterización estructural

La caracterización de las películas delgadas se ha llevado a cabo mediante difracción de rayos X de alta resolución y reflectividad de rayos X. Ambas se enmarcan en la lista de técnicas de caracterización no destructivas.

2.2.1. Difracción de rayos X

La difracción de rayos X o XRD (*X-Ray diffraction*) es muy útil a la hora de obtener información de la composición química del material, de su estructura cristalina (si hay orientación preferencial o no), de si existe algún tipo de deformación en la celda cristalina a través del valor del parámetro de red de las distintas capas y de la presencia de fases espurias.

Con esta técnica se hace incidir un haz colimado de rayos X sobre la muestra y se recogen los rayos difractados por una familia de planos determinada. La interferencia constructiva producida por dicha familia de planos estará gobernada por la bien conocida Ley de *Bragg*:

$$2d_{hkl}\text{sen}\theta = n\lambda \quad (2.1)$$

donde d es la distancia entre planos, λ la longitud de onda de los rayos X y θ el ángulo que forma el haz con la familia de planos (h k l) (ver figura 2.4). En nuestro caso, el haz estará fijo formando un ángulo θ con la muestra mientras que el detector formará un ángulo 2θ como se muestra en la figura 2.5. Con esta configuración se consigue estudiar la difracción de planos paralelos a la superficie.

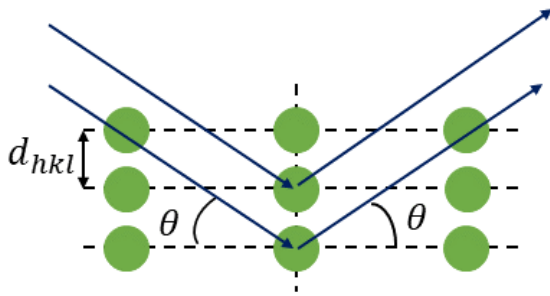


Figura 2.4: Ley de Bragg

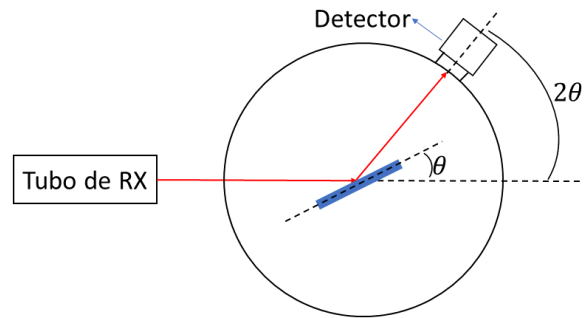


Figura 2.5: Configuración de XRD

A la hora de llevar a cabo el crecimiento epitaxial de un material, la red cristalina ha de adaptarse a la red del sustrato y mientras lo hace, puede sufrir alguna deformación. Con XRD se puede comparar el parámetro de red entre las distintas capas presentes en nuestras láminas para comprobar cómo se han ido adaptando las estructuras a lo largo del crecimiento.

Para este trabajo se ha utilizado un modelo de alta resolución HRXRD (*High Resolution X-Ray Diffraction*) llamado *Brukers D8 advance* situado en el INMA. Se utiliza como radiación la línea $K_{\alpha 1}$ del cobre con una longitud de onda $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$.

2.2.2. Reflectividad de rayos X

Existen una serie de parámetros que no es posible determinar con precisión a partir de XRD como son: el espesor de las capas, la rugosidad y la densidad. Para obtener esta información se utiliza la reflectividad de rayos X o XRR (*X-Ray Reflectivity*).

Durante este proceso se hace incidir sobre la muestra un haz de rayos X con ángulo muy bajo (de forma que no se produzca difracción *Bragg*). Existirá un ángulo crítico por debajo del cual dicho haz será reflejado y que dependerá de los distintos índices de refracción presentes en las muestras (en el caso del presente trabajo siempre habrá que considerar al menos dos materiales distintos).

Al detectar la interferencia de los rayos reflejados obtendremos un perfil con forma de decaimiento exponencial, donde se observan las conocidas Oscilaciones de *Kiessig*, a partir del cual se puede obtener mucha información. El ángulo donde comienza dicho decaimiento proporciona

la densidad del material y la forma del decaimiento está relacionada con la rugosidad mientras que las oscilaciones proporcionan el valor del espesor de las distintas capas crecidas.

Para la medida de XRR se ha utilizado el mismo equipo que en el apartado anterior, mientras que para obtener el valor de los parámetros de interés (espesor, densidad y rugosidad) se ha ajustado el perfil medido con simulaciones teóricas utilizando el programa *Leptos* del que se dispone en el laboratorio.

2.3. Caracterización magnética. Magnetometría SQUID

Para estudiar las propiedades magnéticas de las películas delgadas fabricadas en este trabajo se ha hecho uso de la magnetometría SQUID. Se trata, probablemente, de una de las técnicas de caracterización magnéticas más sensibles desarrolladas hasta la actualidad. Su éxito radica en el uso de un sensor SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) que es capaz de medir campos magnéticos extremadamente pequeños. Por tanto, conviene hablar brevemente del funcionamiento de dicho sensor.

El elemento básico del sensor SQUID es un anillo de material superconductor con dos uniones Josephson y su funcionamiento está basado en la cuantización del flujo magnético que atraviesa ese anillo. Cuando el flujo magnético en el interior del anillo varía se induce una corriente en el superconductor y ésta es la magnitud que se puede medir. Por tanto, cualquier señal presente en el sensor en forma de flujo magnético será susceptible de ser medida.

De manera esquemática, para medir la imanación de las muestras, se cuenta con cuatro bobinas superconductoras en las cuales se inducirá una corriente eléctrica al moverse la muestra. Dicha corriente será trasladada al sensor en forma de flujo magnético y así podrá ser detectada. Un esquema sencillo del funcionamiento del magnetómetro SQUID se muestra en la figura 2.6.

La principal ventaja de esta técnica, sin lugar a dudas, es la alta sensibilidad que presenta. Además, ya que el material superconductor tiene que encontrarse a muy baja temperatura (por debajo de su T_c), pueden tomarse medidas a muy baja temperatura. Por otro lado, hay que tener en cuenta que en el interior del SQUID siempre existirá un campo magnético remanente lo que dificulta enormemente la interpretación y tratamiento de las medidas obtenidas (sobre todo para materiales magnéticos muy débiles).

Para este trabajo se ha utilizado un magnetómetro MPMS-XL (*Magnetic Property Measurement System*) de la compañía *Quantum Design* que se encuentra situado en el servicio de medidas físicas de la Universidad de Zaragoza.

2.4. Medidas de transporte

La caracterización eléctrica y las medidas de LSSE de las películas delgadas de nuestro trabajo se han llevado a cabo con un sistema situado en el INMA compuesto por varios dispositivos (ver figura 2.7(a)):

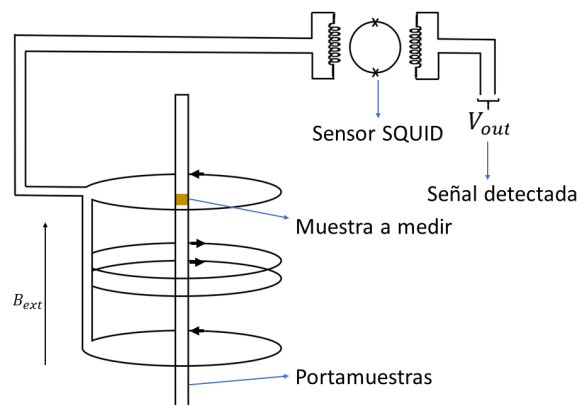


Figura 2.6: Esquema del magnetómetro SQUID

- Un *Keithley 236* que puede actuar como fuente-medidor. En nuestro caso se utilizará como fuente de corriente.
- Un multímetro *Keithley 2000*.
- Un nanovoltímetro *Keithley 2182a* que tiene una resolución inferior a unos pocos nanovolts con el que se pueden tomar medidas de voltaje muy pequeñas.
- Un criostato *Oxford* de flujo continuo. Con helio líquido se podrá variar la temperatura entre 4 y 400 K.
- Un electroimán alimentado con una fuente *TDK-Lambda* con el se que pueden alcanzar campos magnéticos de hasta 1 T. La muestra se situará entre los polos de este electroimán.

Como todos estos dispositivos pueden ser controlados mediante *LabVIEW*, es posible realizar distintos tipos de medidas con ellos. Además se disponen de distintos portamuestras para hacerlo.

2.4.1. Medidas de resistividad eléctrica

Para estudiar la resistencia de las películas delgadas se utilizan unos portamuestras cuadrados (como el de la figura 2.8(a)) en el cual, cada una de las películas delgadas, se contacta con cuatro hilos de Al de $25\ \mu\text{m}$ de espesor utilizando pintura de plata. El otro extremo del hilo se soldará con Sn a cada uno de los cuatro pines del portamuestras.

Además, en función de la forma y tamaño de la muestra los contactos se llevan a cabo en dos geometrías distintas. Para muestras cuadradas se utiliza la geometría de Van der Pauw (figura 2.7(b)) con contactos en las esquinas. Aquí, la corriente se inyecta entre esquinas opuestas y se mide entre las otras dos esquinas.

En cambio, para muestras alargadas y estrechas se utiliza una geometría lineal en la cual, como se muestra en la imagen 2.7(c), los hilos se contactan equiespaciados. Se inyecta corriente entre los contactos de los extremos y se mide la caída de tensión entre los centrales. En ambos casos, se utiliza el *Keithley 236* como fuente de corriente y el *Keithley 2000* para medir la caída de tensión.

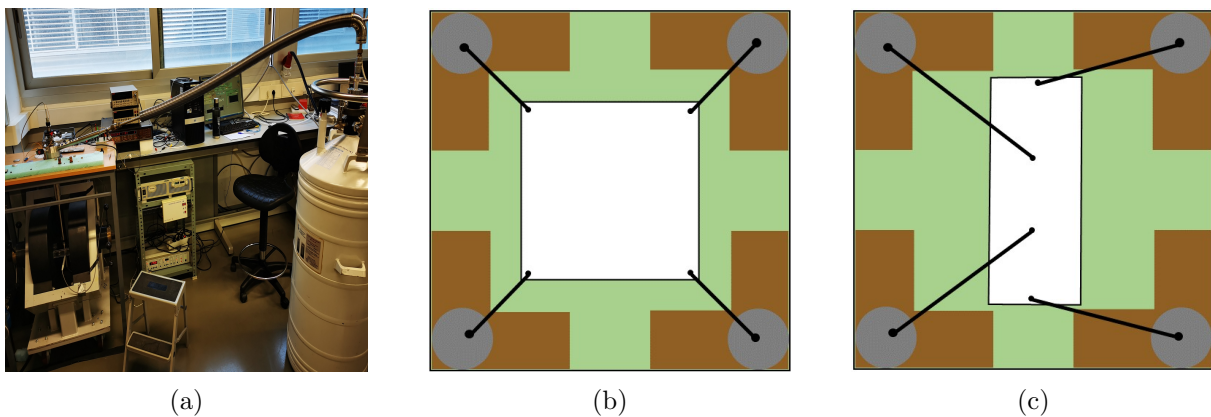


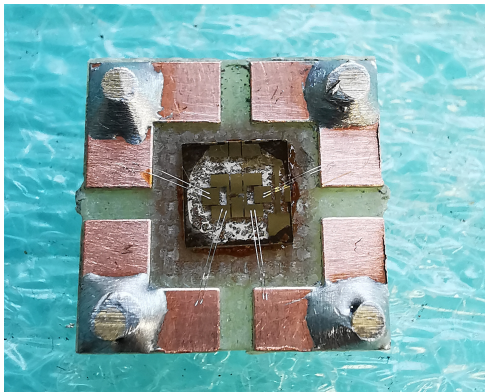
Figura 2.7: (a) Equipo utilizado para las medidas de transporte. (b) Geometría de Van der Pauw. (c) Geometría lineal.

2.4.2. Medidas de SSE longitudinal (LSSE)

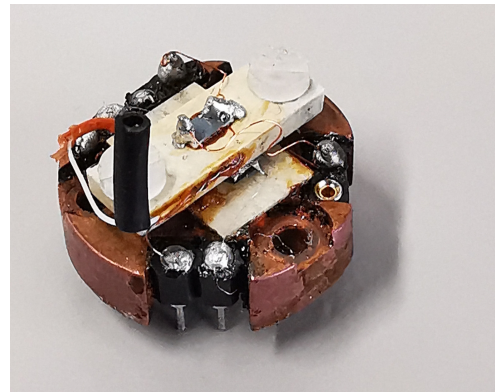
Para llevar a cabo las medidas de LSSE es necesario crear un gradiente de temperatura sobre la película y medir la caída de tensión en la superficie. Para ello, se puede fabricar un dispositivo como el de la figura 2.8(b).

La muestra se coloca entre dos placas de nitruro de aluminio (AlN), un excelente conductor térmico y aislante eléctrico. Como es de vital importancia asegurar el gradiente térmico, la pieza de AlN superior puede ajustarse con dos tornillos de teflón. En la pieza superior de AlN se pega con *GE-varnish* una resistencia (de 1 o 2 K Ω) que actúa a modo de *heater*. Además, para medir el gradiente térmico se utilizan dos termopares tipo T conectados de manera diferencial y que proporcionan la diferencia de temperatura ΔT entre las dos piezas de AlN. Para medir la caída de tensión a lo largo de la superficie de la muestra se realizan dos contactos con hilos de Al en los extremos.

En este caso, el *Keithley 236* inyecta la corriente al heater para que genere el gradiente; el *Keithley 2000* devuelve la señal de ΔT y, por último, el nanovoltímetro *Keithley 2182a* se encarga de proporcionar la señal de voltaje transversal ΔV .



(a)



(b)

Figura 2.8: Portamuestras utilizado para las medidas de resistividad (a) y LSSE (b).

Capítulo 3

Presentación de resultados

3.1. Optimización del crecimiento

Para estudiar las corrientes de espín en las bicapas de este trabajo es necesario asegurar la presencia de propiedades ferromagnéticas en el YIG y superconductoras en el YBCO. Como el material magnético es el que actúa como inyector de corriente de espín en el superconductor, será imprescindible la presencia de magnones en esta capa. Para asegurarla, en la mayor parte de las muestras, se depositará el YIG sobre un sustrato de GGG por ser un sustrato que asegura las propiedades buscadas en dicho material magnético. Por otro lado, mantener las propiedades superconductoras del YBCO al depositarlo sobre YIG no es tarea fácil y, para tener al menos una muestra con propiedades superconductoras, en la última de ellas se depositará el YBCO sobre un sustrato de MgO. En resumen, en este trabajo se contará con muestras del tipo NM/FM/SC y NM/SC/FM como se muestra en la figura 3.1.

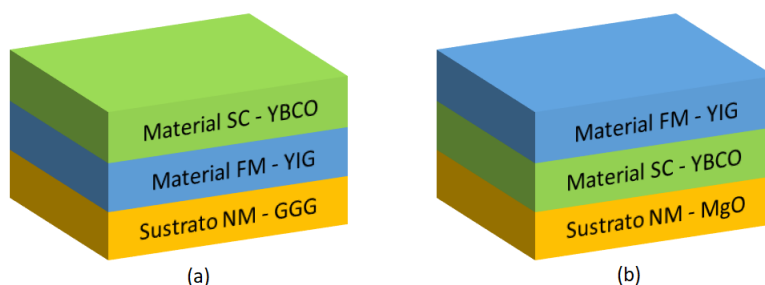


Figura 3.1: Tipos de bicapas fabricadas: (a) FS y (b) SF.

Antes de proceder con la fabricación de las bicapas mediante PLD, es necesario optimizar el crecimiento de YIG e YBCO sobre sus respectivos sustratos (GGG y MgO respectivamente). Con el objetivo de fabricar muestras de distintos espesores de manera controlada y con la calidad cristalina requerida, nos fijaremos en el ritmo de crecimiento que se puede obtener con medidas de XRR y en los picos de difracción del espectro de XRD.

Comenzando por el material magnético, se analiza su estructura cristalina a través del espectro de XRD en torno a un valor de $2\theta \approx 51^\circ$, posición donde se encuentra un pico de difracción del sustrato GGG, para distintas condiciones de crecimiento. En particular, se busca la energía del haz láser para la cual la red cristalina del YIG se adapta mejor a la de su sustrato GGG. Como muestran las gráficas 2.5(a) y 2.5(b), al variar la energía del láser, el pico de difracción del YIG se desplaza acercándose al pico del sustrato. En la figura 2.5(b), cuyo crecimiento se ha realizado a una energía de 72 mJ, ambos picos se encuentran prácticamente en la misma posición y; por tanto, será esa la energía que se utilizará para el crecimiento de las bicapas.

Un proceso similar se lleva a cabo con el YBCO sobre MgO. Esta vez, la presencia de los picos de difracción de los planos (00*l*) (ver figura 2.5(c)) indica que el crecimiento del material se ha producido en la misma dirección que se encontraba el sustrato que era precisamente lo que se estaba buscando.

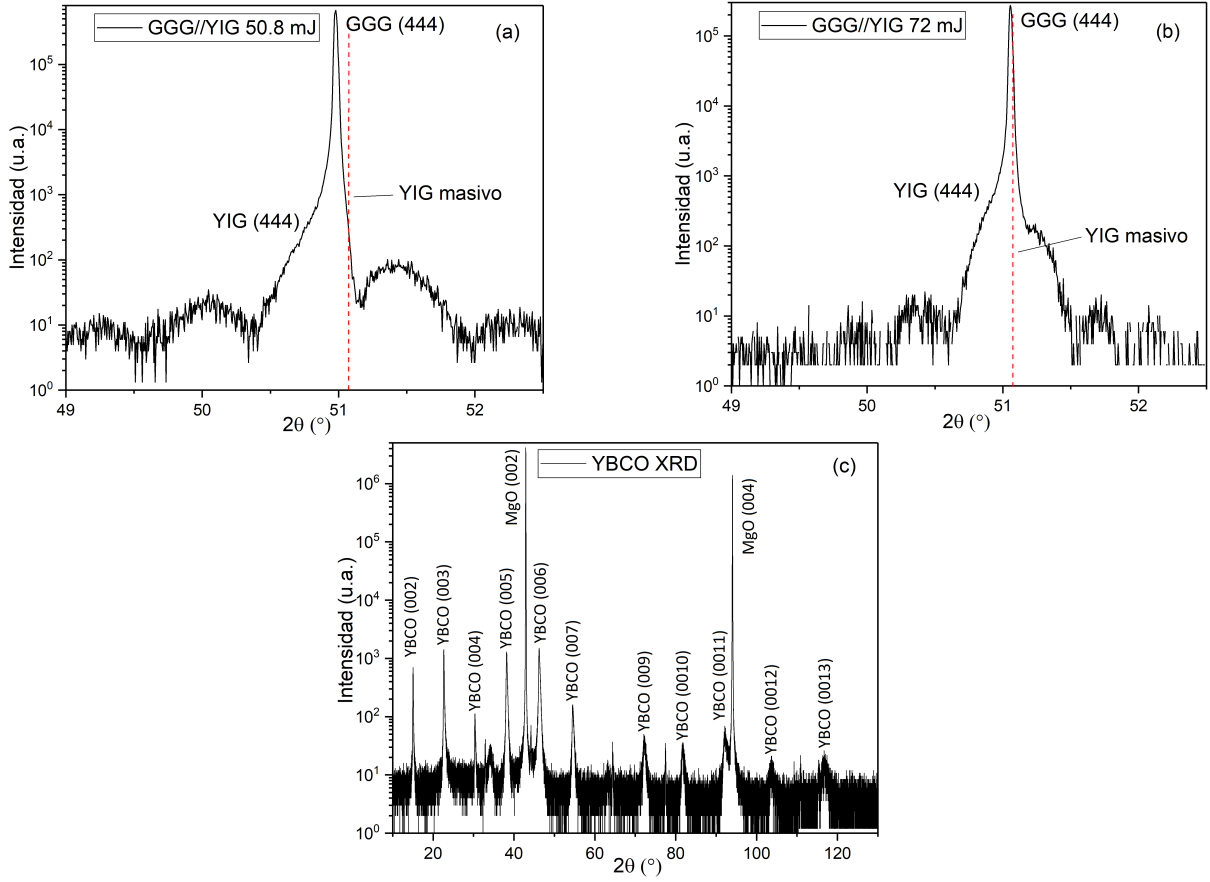


Figura 3.2: Espectros representativos de monocapas de XRD del YIG depositado a 50.8 mJ (a), 72 mJ (b) y del YBCO (c). En rojo se presenta la posición del pico de YIG masivo.

A la hora de examinar la propagación de corrientes de espín en las bicapas es interesante estudiar cómo cambia su comportamiento en función del espesor. Se estudiarán por tanto varias bicapas con diferentes espesores y se utilizarán las medidas de XRR para controlar el espesor mediante el ritmo de crecimiento del YIG e YBCO. La figura 3.3 muestra la medida de XRR y la estimación llevada a cabo sobre una muestra representativa YIG.

Una vez finalizado este proceso de optimización del crecimiento se procede a la fabricación de cinco bicapas de distintos espesores con las condiciones que se recogen en la tabla 3.1. Estas bicapas son las que se estudiarán a lo largo del resto del capítulo.

	Descripción	Pulsos 1	Energía 1 (mJ)	Pulsos 2	Energía 2 (mJ)
FS_1	GGG/YIG/YBCO	18000 (5Hz)	72.6	1500 (10Hz)	55.2
FS_2	GGG/YIG/YBCO	36000 (5Hz)	76.2	1500 (10Hz)	55.2
FS_3	GGG/YIG/YBCO	18000 (5Hz)	73.8	1500 (10Hz)	55.6
FS_4	GGG/YIG/YBCO	18000 (5Hz)	72.5	1500 (5Hz)	54.2
SF_1	MgO/YBCO/YIG	1500 (5Hz)	53.8	18000 (5Hz)	71.9

Tabla 3.1: Resumen del crecimiento de las bicapas.

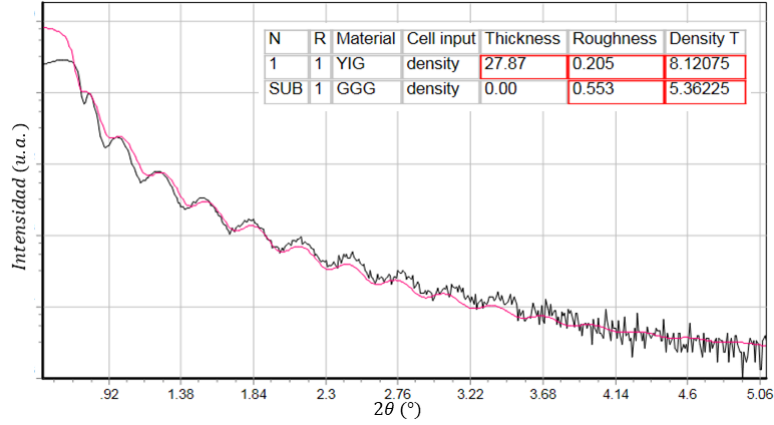


Figura 3.3: Medida de XRR. En negro se presentan las medidas experimentales y en rojo la simulación.

3.2. Caracterización de las bicapas

Antes de proceder al estudio de las corrientes de espín en las muestras, es necesario caracterizarlas estructuralmente y comprobar la presencia de las propiedades magnéticas buscadas en el YIG y superconductoras en el YBCO. Por tanto, una vez que se ha realizado el crecimiento de las cinco muestras se procede a caracterizarlas estructural, magnética y eléctricamente.

3.2.1. Caracterización estructural

Para llevar a cabo la caracterización estructural de las películas delgadas se han realizado medidas de XRR y XRD similares a las explicadas en la sección 3.1. pero teniendo en cuenta que en cada muestra coexistirán tres materiales distintos: sustrato (Mgo o GGG), YIG e YBCO. Esta vez, además del espesor de cada capa, tomará importancia la rugosidad en las intercaras de los materiales; pues para que las corrientes de espín puedan propagarse a través de ella es necesario que dicha rugosidad sea la mínima posible ya que eso favorecerá la propagación de la corriente de espín. En la tabla¹ 3.2 se muestran los espesores estimados.

	PLDIII1482_1	PLDIII1482_2	PLDIII1483	PLDIII1485	PLDIII1489
Espesor 2 (nm)	33.87	40.61	24.51+2.77	26.87+0.79	13.37+2.70
Espesor 1 (nm)	28.11	58.38	16.87	24.19	22.49

Tabla 3.2: Espesores estimados para las 5 bicapas. El *Espesor 1* corresponde al material depositado encima del sustrato por lo que, para las cuatro primeras muestras será YIG y para la última YBCO. En cambio, el *Espesor 2* es el que se deposita en segundo lugar.

Al realizar el crecimiento del YIG y del YBCO sobre el sustrato seleccionado (GGG y MgO respectivamente) se espera un crecimiento uniforme en el que los átomos se van acomodando a la red del mismo. Sin embargo, el crecimiento de la segunda capa no tiene por qué acomodarse al material de la primera, pudiendo dar lugar a capas policristalinas no texturadas que, como consecuencia, puedan presentar propiedades distintas a las buscadas para este trabajo. Esto queda representado en la figura 3.4 en la cual se observa que en la bicapa SF_1 se ha formado una de estas capas no texturadas que se acaban de mencionar posiblemente debidas a la alta rugosidad y al desajuste del parámetro de red.

¹El espesor del sustrato no se toma como variable en el ajuste de XRR pues es viene proporcionado por el fabricante. En todas las muestras es de 0.5 mm.

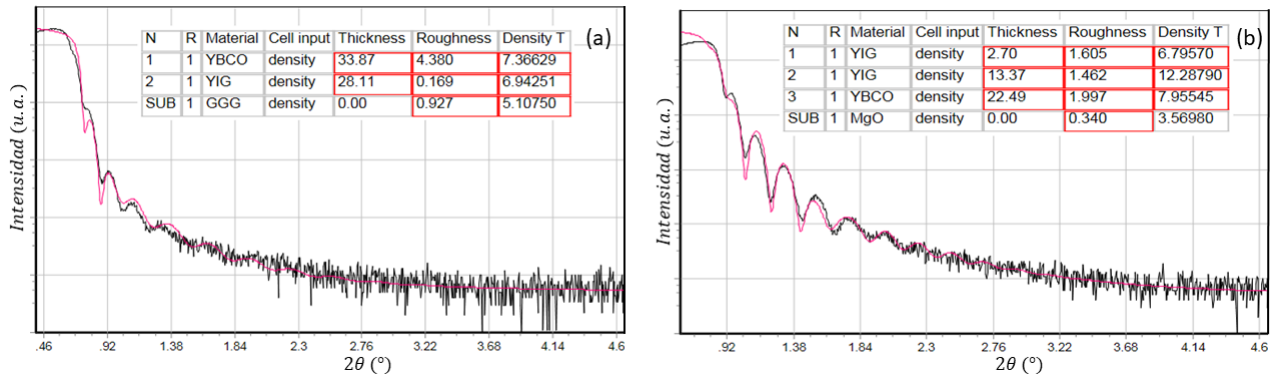


Figura 3.4: Medidas de XRR de las bicapas FS_1 (a) y SF_1 (b).

Para finalizar con la caracterización de la estructura cristalina de las cinco muestras, es necesario fijarse en los espectros de XRD obtenidos. En todos ellos (ver figura 3.5) se puede observar que la primera capa depositada ha crecido de manera uniforme pues en el espectro XRD aparecen también los picos correspondientes a las monocapas de dicho material. Esto no ocurre con el material depositado en segundo lugar, lo que indica que dicho material ha crecido de manera policristalina, algo que por otro lado era lo esperable dada la posible rugosidad en la superficie y el desajuste del parámetro de red (5.6%).

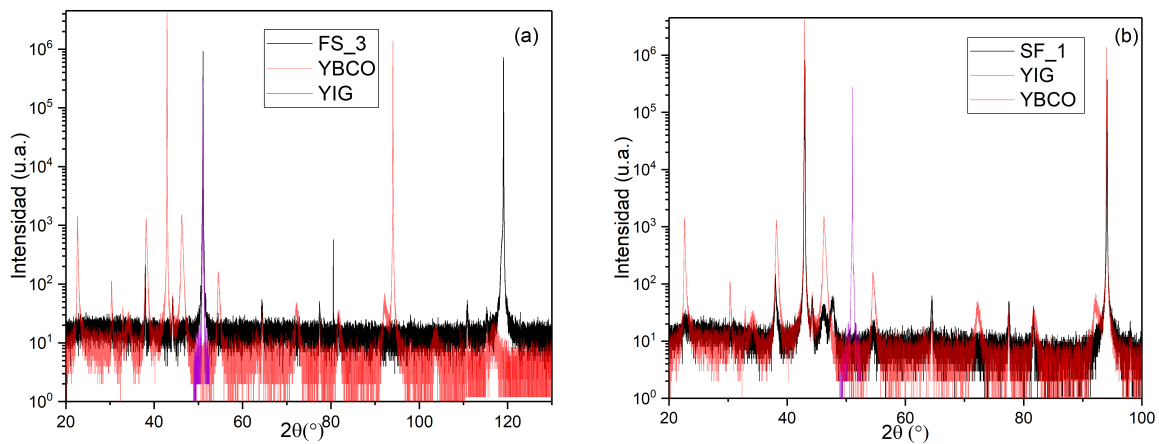


Figura 3.5: Espectros XRD representativos de las bicapas. En concreto de la FS_3 (a) y la SF_1 (b). Se muestran también los espectros de las monocapas de YIG e YBCO para la comparación.

3.2.2. Caracterización magnética

Una vez llevada a cabo la caracterización estructural de las muestras, el siguiente paso es estudiar sus propiedades magnéticas. Para lograrlo se ha hecho uso de un magnetómetro SQUID y se han medido las curvas de imanación en función del campo magnético aplicado ($M(H)$) a temperatura ambiente para las cinco bicapas fabricadas.

Es conocido que la imanación de todo material magnético tiene una respuesta a un campo magnético aplicado en forma de histéresis. Sin embargo, el GGG y el MgO, que son paramagnético y diamagnético respectivamente, presentes en las bicapas de este trabajo, también contribuirán a la imanación por lo que deberá tenerse en cuenta a la hora de tratar los datos.

Al realizar las medidas de $M(H)$ usando el magnetómetro SQUID, habrá que tener en cuenta la existencia de un campo magnético remanente. De hecho, como muestra la figura 3.6(a) si esto no se tiene en cuenta la gráfica de la imanación se encuentra lejos de ser una histéresis.

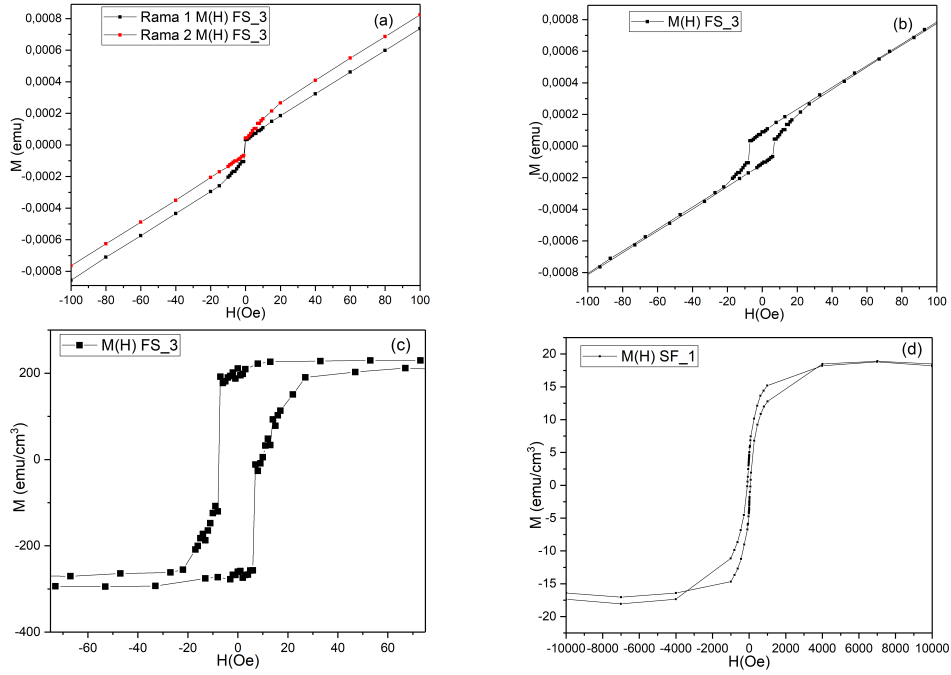


Figura 3.6: Tratamiento de medidas de $M(H)$. Se presenta una curva de imanación para una muestra representativa del tipo FS sin tratar (a), restando el campo remanente del SQUID (b) y el efecto de los materiales no magnéticos (c). La curva de histéresis de la muestra SF se muestra en la figura (d).

Al restarle la contribución de remanencia del SQUID (ver figura 3.6(b)) es posible apreciar la presencia de histéresis magnética en muestras bicapas, aunque no se observa una imanación de saturación. Es después de quitar las componentes de todo material no magnético cuando se recupera la imanación de saturación y se obtienen figuras en forma de histéresis como queda representado en las figuras 3.6(c) y 3.6(d).

Para todas las bicapas del tipo FS-* el campo coercitivo (punto del ciclo para el cual la imanación se hace nula) tiene un valor de $H_c \approx 9$ Oe y la imanación de saturación de $M_s \approx 150 \sim 200$ emu * cm⁻³ valores que se acercan a los esperables del YIG de alta calidad cristalina. Sin embargo, para la muestra SF_1, la coercitividad aumenta a valores de $H_c \approx 90$ Oe y la imanación de saturación se ve reducida hasta valores de $M_s \approx 17$ emu * cm⁻³ signo inequívoco de un deterioro de las propiedades magnéticas del YIG. Esta comparación queda reflejada en las figuras 3.6(c) y 3.6(d).

3.2.3. Caracterización eléctrica

Por último queda comprobar las propiedades superconductoras del YBCO en las bicapas, siempre teniendo en cuenta que las capas nanométricas de YBCO monocristalino presentan una transición superconductoras en torno a $T_c \approx 90K$. Dado que en la mayoría de las muestras de este trabajo el YBCO se ha depositado sobre el material ferrimagnético, es probable que la transición superconductoras, en caso de existir, se produzca para una temperatura menor a la esperada. No obstante, como la finalidad de este trabajo es estudiar la influencia del material superconductor en la propagación de las corrientes de espín en la intercara de un superconductor, se podrá considerar válido que la transición aparezca a una temperatura mas baja.

Para visualizar la transición se han llevado a cabo medidas de la resistencia en función de la temperatura hasta valores próximos a la temperatura del helio líquido.² Como se puede observar en la figura 3.7, en el caso de las muestras FS_* la resistencia disminuye con la temperatura pero en ningún momento se aprecia la transición al estado superconductor. Por lo tanto, se puede concluir que las condiciones empleadas en este trabajo durante el crecimiento de YBCO sobre YIG no son compatibles con la formación de una capa de YBCO superconductora. Sería necesario hacer un estudio en profundidad para lograr el crecimiento de YBCO superconductor encima de este material ferromagnético.

Para la muestra en la que el YBCO se ha depositado sobre el MgO (muestras del tipo SF), debido a la dificultad que ha supuesto contactar los hilos de aluminio directamente sobre la capa de YBCO (teniendo en cuenta que hay una capa de YIG depositada sobre la de YBCO), se supuso que el carácter superconductor se encontraba presente dada la caracterización previa de las monocapas.

3.3. Medidas de SSE

Como ya se ha mencionado en 1.5, en las muestras de este trabajo la contribución del ANE en las capas de YIG debería ser significativamente más débil, o inexistente dado su carácter aislante. Por tanto, tras efectuar el crecimiento mediante *sputtering* de la fina capa de Pt indispensable para la detección de SSE, se procede a realizar medidas de LSSE para distintas temperaturas y distintos gradientes térmicos.

En el fenómeno ISHE (explicado en la sección 1.3), a través del cual se va a detectar el LSSE, el voltaje transversal debería ser una señal totalmente antisimétrica. Así pues, para eliminar las posibles componentes simétricas que puedan presentarse en las medidas, la señal detectada se descompondrá en parte simétrica y antisimétrica según las siguientes expresiones:

$$V^{antisim} = \frac{1}{2}(V(H) - V(-H)) \quad (3.1)$$

$$V^{sim} = \frac{1}{2}(V(H) + V(-H)) \quad (3.2)$$

donde $V(H)$ y $V(-H)$ es el voltaje a campo positivo y negativo respectivamente.

Como hasta este momento no se puede asegurar la existencia de una señal de LSSE en las bicapas fabricadas, es necesario comprobar que el portamuestras y el resto de dispositivos funcionan correctamente. Para llevar a cabo este proceso se medirá el LSSE en una muestra de magnetita ya caracterizada anteriormente. Se toman medidas de voltaje (V) con respecto al campo magnético aplicado (H) para tres gradientes de temperaturas diferentes $\Delta T = 0,5K, 1,0K, 1,5K$ todo esto, a temperatura ambiente (ver figura 3.8(a)).

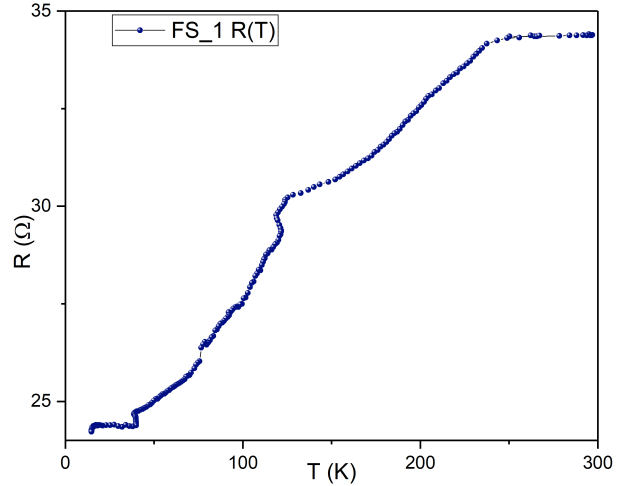


Figura 3.7: Curva de resistencia en función de la temperatura para una muestra representativa del tipo FS.

²Cabe mencionar que a la hora de realizar estas medidas, ya se había depositado una fina capa de platino necesaria para detectar el SSE, por lo que es de esperar que aparezca una resistencia parásita correspondiente al espesor del platino, que tiene que atravesar la corriente eléctrica antes de propagarse por el superconductor.

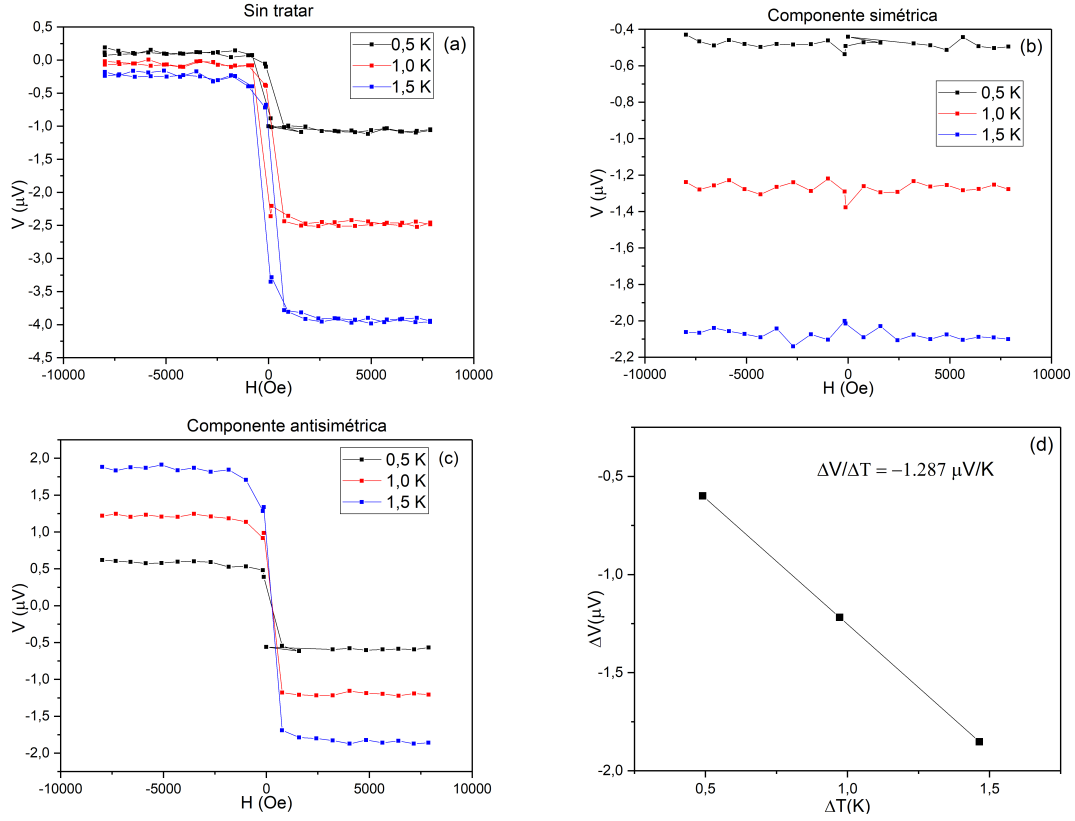


Figura 3.8: Datos obtenidos para una muestra de maghemita de referencia. Se representa la señal obtenida con los datos sin tratar (a) y las componentes simétrica (b) y antisimétrica (c) para distintos valores de ΔT . Hacer también el ajuste lineal para sacar el coeficiente espín Seebeck

Como puede observarse no aparece ninguna señal simétrica (ver figura 3.8(b)) signo de que no existen gradientes de temperatura en la superficie de la muestra que den lugar a efecto Seebeck. Todas las señales son casi en su totalidad antisimétricas como muestra la figura 3.8. Además, a partir del ajuste lineal de $\Delta V(\Delta T)$ (ver figura 3.8(d)), es posible calcular el coeficiente espín Seebeck que se define como:

$$SSC = \frac{\Delta V L_z}{\Delta T L_y} \quad (3.3)$$

donde L_z es el espesor de la muestra (incluido el sustrato) y L_y la distancia entre los contactos, que en nuestro caso es la propia longitud de la muestra (5 mm).

Por último, una vez comprobado el correcto funcionamiento de todo el sistema de medida, se procede a realizar la detección de LSSE en las bicapas fabricadas anteriormente a distintas temperaturas y con distintos gradientes. Sin embargo, como puede observarse en las gráficas representativas 3.9 en ningún caso se encuentra la señal que se estaba buscando ya que, aunque en algunas de ellas aparece cierta dependencia de la señal de voltaje con el campo magnético aplicado, no se trata de una señal antisimétrica típica del LSSE.

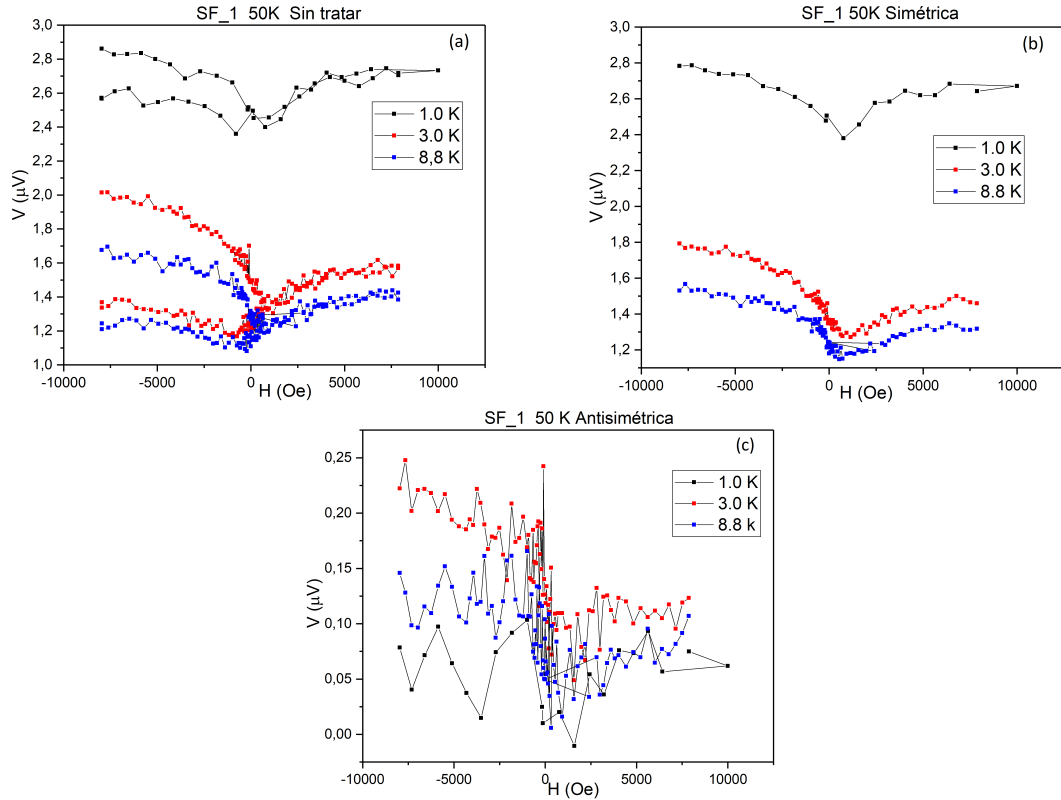


Figura 3.9: Datos obtenidos para una muestra representativa de las bicapas. En concreto corresponde a la señal obtenida a 50K para la muestra SF_1. Se presentan los datos sin tratar (a) y las componentes simétrica (b) y antisimétrica (c) para distintos valores de ΔT .

A pesar de haberse realizado medidas con todas las bicapas disponibles, tanto a temperatura ambiente como a baja temperatura, y para diferentes valores de ΔT ; tan solo en la muestra del tipo SF se ha podido obtener una débil señal antisimétrica. Como puede observarse en la figura 3.9(a), se puede llegar a intuir una señal que varía con el campo, aunque la mayor parte de esta señal es simétrica (ver figura 3.9(b)) mientras que el LSSE es antisimétrico. Posiblemente esta señal aparezca por efecto Seebeck, debido a un gradiente de temperatura presente en la superficie de la muestra. Aunque como se ha mencionado, parece existir una débil componente antisimétrica en esta muestra (ver figura 3.9(c)), no es suficiente para calcular el coeficiente espín Seebeck. Como conclusión, debido a diversos problemas que han surgido a lo largo del desarrollo de este trabajo, no se han obtenido las medidas buscadas de SSE.

Capítulo 4

Conclusiones y trabajo futuro

Durante el desarrollo de este trabajo, se han depositado y optimizado de manera independiente varias muestras híbridas (FS y SF) y se ha medido para intentar detectar el efecto SSE en ellas. Aunque el resultado está lejos de ser el esperado, se ha adquirido un amplio conocimiento de todas las técnicas experimentales que han sido utilizadas y, a la vez, se ha conseguido una amplia visión de un campo que está cada vez más en auge como es la espintrónica.

Tras realizar el crecimiento de las primeras monocapas de YIG e YBCO, así como de las cinco muestras finales presentadas en el trabajo, el equipo de PLD sufrió diversas averías quedando inoperativo. Para detectar LSSE, se pretendía fabricar, después de caracterizar estas primeras muestras, otras bicapas de dimensiones 2×7 mm que se adaptasen al portamuestras de SSE. Como la avería del PLD no ha podido ser solventada a tiempo, para intentar detectar el LSSE ha sido necesario cortar estas muestras ya fabricadas para conseguir un tamaño adecuado al porta de LSSE. A pesar de no ser las longitudes idóneas, se han conseguido muestras medibles de 2×5 mm aunque contactar muestras de dicho tamaño ha supuesto muchas dificultades quedando alguna de estas bicapas inoperativas.

Respecto a la caracterización magnética, el equipo de magnetometría de muestra vibrante o VSM (del inglés, *Vibrating Sample Magnetometer*) que se iba a utilizar en un primer momento también quedó inoperativo. Por ello, fue necesario el uso del magnetómetro SQUID para medir los ciclos de histéresis a pesar de no ser la técnica más adecuada para las medidas de este trabajo.

Aún así es posible extraer algunas conclusiones de este trabajo. Por un lado, el YBCO depositado sobre el YIG no presenta propiedades superconductoras lo que imposibilita el estudio del efecto de esta capa superior en las corrientes de espín. Por otro lado, al depositar el YIG encima del superconductor, las propiedades magnéticas se deterioran y, después de comprobar que solamente se logra intuir una débil señal de SSE, se llega a la conclusión de que la calidad de la capa de YIG obtenida en la muestra del tipo SF no es suficiente.

De la combinación de espintrónica y superconductividad aún queda mucho por estudiar. En lo que a este trabajo se refiere, existen muchas cosas que mejorar. En primer lugar, sería necesario hacer un examen exhaustivo con el fin de optimizar el crecimiento del YIG e YBCO en la capa superior, para mantener sus propiedades.

Respecto a las muestras del tipo FS, en vista de que no ha sido posible obtener señal alguna de LSSE, se podría intentar depositar una capa de YBCO lo suficiente fina como para permitir la detección de las corrientes de espín. Pero hay que tener en cuenta que la reducción del espesor puede deteriorar las propiedades superconductoras de este material. Por lo tanto, habría que llegar a un compromiso respecto al espesor que se pudiera utilizar para mantener las propiedades superconductoras y no perjudicar la detección de las corrientes de espín.

Alternativamente, se podría utilizar una máscara durante el crecimiento que permita depositar la capa de YBCO únicamente en la zona central del YIG. De esta manera se podría

contactar y detectar la señal de espín directamente sobre el YIG mediante una fina capa de platino (necesaria para que se de el efecto ISHE) asegurándose entonces una señal LSSE. Se presenta un esquema de la forma en la que se ha medido (figura 4.1(a)) y la alternativa que se propone (imagen 4.1(b)).

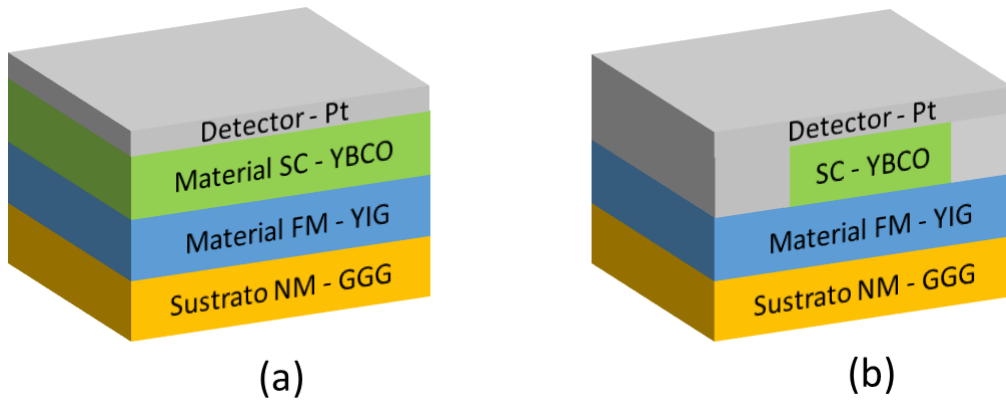


Figura 4.1: Configuraciones de medida de LSSE: utilizada en este trabajo (a) y propuesta para un trabajo futuro (b).

Bibliografía

- [1] M. Althammer. Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 51(31):313001, jul 2018.
- [2] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, and S. Maekawa. Theory of the spin seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, 76(3):036501, feb 2013.
- [3] J. Rojo A. Hernando. *Física de los materiales magnéticos*. Síntesis Editorial, Madrid, 2001.
- [4] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh. Spin seebeck insulator. *Nature Materials*, 9(11):894–897, sep 2010.
- [5] K. Uchida, M. Ishida, T. Kikkawa, A. Kirihara, T. Murakami, and E. Saitoh. Longitudinal spin seebeck effect: from fundamentals to applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 26(34):343202, aug 2014.
- [6] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 455(7214):778–781, oct 2008.
- [7] Y. Xu, D. Awschalom, and J. Nitta, editors. *Handbook of Spintronics, chapter Physical Principles of Spin Pumping*. Springer Netherlands, 2016.
- [8] M. P. Jiménez Caveró. *Thermal spin transport in maghemite-based thin film structures*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2021.
- [9] R. Ramos, M. H. Aguirre, A. Anadón, J. Blasco, I. Lucas, K. Uchida, P. A. Algarabel, L. Morellón, E. Saitoh, and M. R. Ibarra. Anomalous nernst effect of fe₃o₄single crystal. *Physical Review B*, 90(5):054422, aug 2014.
- [10] C. Fang, C. H. Wan, Z. H. Yuan, L. Huang, X. Zhang, H. Wu, Q. T. Zhang, and X. F. Han. Scaling relation between anomalous nernst and hall effect in[pt/co]nmultilayers. *Physical Review B*, 93(5):054420, feb 2016.
- [11] J. L. Alario, M. A. y Vicent. *Superconductividad*. Eudema, Madrid, 1991.
- [12] I. Lucas *et al.* Chemical solution synthesis and ferromagnetic resonance of epitaxial thin films of yttrium iron garnet. *Physical Review Materials*, 1(7):074407, dec 2017.
- [13] K. Jeon *et al.* Enhanced spin pumping into superconductors provides evidence for superconducting pure spin currents. *Nature Materials*, 17(6):499–503, apr 2018.
- [14] Y. Yao, Q. Song, Y. Takamura, J. P. Cascales, W. Yuan, Y. Ma, Y. Yun, X. C. Xie, J. S. Moodera, and W. Han. Probe of spin dynamics in superconducting NbN thin films via spin pumping. *Physical Review B*, 97(22):224414, jun 2018.