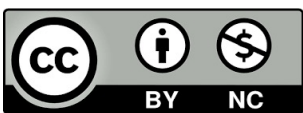


Melisa Lara Solis

Generación y detección de corrientes de espín en granates

Director/es
Aguirre Yaccuzzi, Myriam Haydee

<http://zaguan.unizar.es/collection/Tesis>



Universidad de Zaragoza
Servicio de Publicaciones

ISSN 2254-7606



Universidad
Zaragoza

Tesis Doctoral

GENERACIÓN Y DETECCIÓN DE CORRIENTES DE ESPÍN EN GRANATES

Autor

Melisa Lara Solis

Director/es

Aguirre Yaccuzzi, Myriam Haydee

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA
Escuela de Doctorado

Programa de Doctorado en Física

2025



Universidad
Zaragoza

Tesis Doctoral

Generación y detección de corrientes de espín
en granates

Autora

Mgtr. Melisa Lara Solis

Directoras

Dra. Myriam H. Aguirre

Dra. Laura B. Steren

Programa de Doctorado en Física
Escuela de Doctorado

2025

A Hernán

*Y en cuanto lo veo
Entonces siento en mi
Mi corazón que late*

Índice de contenidos

Índice de contenidos	iii
Resumen	vii
Abstract	ix
Índice de símbolos	xi
1. Introducción general	1
1.1. Desarrollo de la espintrónica	1
1.2. Objetivos de la investigación	4
1.3. Estructura de la tesis	5
2. Fundamentos teóricos	7
2.1. Principios básicos de la espintrónica	7
2.2. Dinámica de espín	8
2.2.1. Corriente de espín y magnones	8
2.2.2. Dinámica de espín y teoría de Landau-Lifshitz-Gilbert	11
2.2.3. <i>Spin pumping</i>	12
2.3. Transporte de espín	14
2.3.1. Efecto Espín Hall inverso (Efecto Espín Hall Inverso (ISHE))	14
2.3.2. Espín caloritrónica	17
2.3.3. Efecto Espín Seebeck (SSE)	19
2.4. Materiales utilizados: granates de itrio-hierro	21
2.4.1. Aplicaciones de granate de itrio-hierro (YIG) y Granate de itrio hierro dopado con bismuto (Bi:YIG)	21
2.4.2. Propiedades estructurales y magnéticas	23
3. Desarrollo experimental	27
3.1. Resonancia Ferromagnética Resonancia Ferromagnética (FMR)	27
3.2. Voltaje medido en <i>Spin pumping</i> por FMR	30
3.3. Voltaje medido en <i>Spin pumping</i> por Efecto Espín Seebeck (SSE)	31

3.4. Montaje del experimento SSE	33
4. Diseño y fabricación de películas delgadas y microdispositivos	37
4.1. Fabricación de las heteroestructuras	37
4.1.1. Depósito de los materiales granate	37
4.1.2. Depósito de metales pesados para el estudio del ISHE	40
4.2. Procesos de microfabricación de dispositivos	41
4.2.1. Primera etapa: Grabado del Platino	41
4.2.2. Segunda etapa: Evaporación de la capa aislante SiO ₂	42
4.2.3. Tercera etapa: Evaporación del <i>heater</i> y los contactos de Au	43
5. Efecto de tensiones inducidas por sustratos en YIG	45
5.0.1. Características de las muestras utilizadas	45
5.1. Caracterización de composición y estructura	46
5.1.1. Influencia del desajuste de parámetros de red en la estructura	46
5.1.2. Influencia de la temperatura de crecimiento en la estructura	51
5.1.3. Análisis de composición y estructura mediante Microscopía Electrónica de Transmisión de Alta Resolución	54
5.1.4. Análisis de las tensiones locales a partir de las imágenes HRSTEM	56
5.2. Caracterización magnética	59
5.2.1. Magnetización DC y ciclos de histéresis	60
5.2.2. Análisis de la dinámica de magnetización por Resonancia Ferromagnética (FMR)	64
5.3. Análisis del transporte de espín mediante <i>Spin pumping</i> por Resonancia Ferromagnética (SP-FMR) y SSE	76
5.3.1. ISHE medido por <i>spin-pumping</i>	76
5.3.2. ISHE medido por SSE	82
5.4. Conclusiones	84
6. Efecto de las concentraciones en YIG sustituido con Bi	87
6.1. Características de las muestras utilizadas	87
6.2. Caracterización de composición y estructura	88
6.2.1. Resultados de Difracción de Rayos X	88
6.2.2. Microscopía Electrónica de Transmisión de Alta Resolución (HRTEM)	89
6.2.3. Análisis de las tensiones locales a partir de las imágenes HRSTEM	93
6.3. Caracterización magnética	93
6.3.1. Magnetización DC y ciclos de histéresis	93
6.3.2. Análisis de la dinámica de magnetización por FMR	95
6.4. Análisis del transporte de espín mediante SP-FMR y SSE	101
6.4.1. ISHE medido por SP-FMR	101

6.4.2. ISHE medido por <i>spin-pumping</i> utilizando microdispositivo . . .	102
6.4.3. ISHE medido por SSE usando heater	106
6.4.4. ISHE medido por SSE utilizando microdispositivos	107
6.5. Conclusiones	109
7. Conclusiones y perspectivas	111
8. Conclusions and outlook	115
A. Técnicas experimentales de caracterización	117
A.1. Caracterización mediante Rayos X	117
A.1.1. Difracción de Rayos X en scan $2\theta/\omega$	118
A.1.2. Mapa de espacio recíproco (RSM)	118
A.1.3. Reflectividad de Rayos X (XRR)	119
A.2. Microscopía Electrónica de Transmisión (TEM)	120
A.2.1. TEM de alta resolución (HRTEM)	121
A.2.2. <i>Scanning</i> TEM (STEM)	121
A.2.3. Espectroscopía de Dispersión de Electrones (EDS)	121
A.2.4. <i>Geometric Phase Analysis</i> (GPA)	122
A.3. Magnetometría de Muestra Vibrante (VSM) y <i>Superconducting Quantum Interference Device</i> (SQUID)	122
Bibliografía	125
Agradecimientos	141

Resumen

Desde su descubrimiento, marcado por la Magnetorresistencia Gigante ([GMR](#)) en 1988, el campo de la espintrónica ha evolucionado rápidamente, dando lugar a nuevas áreas de investigación. Su objetivo final es desarrollar un nuevo enfoque capaz de superar las limitaciones de la electrónica convencional en términos de velocidad, eficiencia energética y densidad de almacenamiento. Este enfoque se basa en aprovechar el grado de libertad asociado al espín, además de la carga eléctrica. El estudio de la espintrónica requiere abordar tres aspectos fundamentales: la generación, el transporte y la detección del momento angular de espín. En este contexto, la dinámica de espín es el foco de una intensa investigación, orientada a mejorar la eficiencia de los dispositivos electrónicos modernos.

En particular, la espintrónica basada en materiales aislantes con orden magnético ofrece un enfoque prometedor para generar corrientes puras de espín. Estas corrientes, que no están acompañadas por una corriente de carga, permiten la propagación de espín sin pérdidas debidas a la disipación Joule. En esta línea, los portadores de espín son excitaciones magnéticas colectivas conocidas como magnones.

Esta tesis se centra en el estudio de la generación y detección de corrientes de espín en materiales aislantes con estructura cristalina granate. Estos materiales son fundamentales para el desarrollo de este área debido a su baja amortiguación de espines y su larga longitud de propagación. Sin embargo, es necesario profundizar en la comprensión de los mecanismos fundamentales que regulan el transporte de espín en estos materiales. Asimismo, la fabricación y optimización de los materiales para garantizar su reproducibilidad constituye un aspecto crucial para reducir costos.

Se investigó la generación de corrientes de espín coherentes mediante Resonancia Ferromagnética ([FMR](#)) e incoherentes a través del Efecto Espín Seebeck ([SSE](#)) en nanoestructuras de baja dimensionalidad basadas en granates de itrio-hierro, tanto puros como sustituidos. El [SSE](#) es uno de los fenómenos de transporte más relevantes en el campo de la caloritrónica de espín, ya que permite generar directamente una corriente de espín magnónica al aplicar un gradiente térmico en materiales magnéticos.

La detección de las corrientes de espín generadas se llevó a cabo en bicapas de granate y metal no magnético mediante el Efecto Espín Hall Inverso ([ISHE](#)), el cual surge de la interacción espín-órbita presente en el metal utilizado.

Las estrategias planteadas en este trabajo para mejorar la eficiencia de los dispositivos espintrónicos se pueden resumir como: (1) optimización de las nanoestructuras a nivel estructural, composicional y magnético, con el fin de estudiar los parámetros relevantes; (2) generación de corrientes de espín en el material magnético, ya sea mediante magnones o excitaciones coherentes de los espines y (3) análisis de la conversión interfacial de corrientes de espín en corrientes de carga detectables.

La primera parte de esta tesis se enfoca en la fabricación de las películas de materiales granates. En particular, se estudia la preparación de películas delgadas de alta calidad de granate de itrio-hierro (YIG) ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) y de Granate de itrio hierro dopado con bismuto (Bi:YIG) ($\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$). Además, se investigaron las bicapas formadas por estos materiales y platino para la detección de corrientes de espín mediante ISHE.

Se analizó la influencia de las tensiones inducidas por los sustratos, cuya estructura cristalina de granate coincide con la de los materiales depositados, y cómo el dopaje con bismuto afecta las propiedades magnéticas de las películas.

En la parte experimental, se implementaron dos métodos para detectar el ISHE mediante generación coherente por *Spin pumping* por Resonancia Ferromagnética (SP-FMR) o incoherente por SSE. En el primer caso, se optimizó un experimento utilizando los equipos disponibles en el laboratorio para detectar el SSE. En el segundo caso, se fabricaron microdispositivos mediante litografía óptica con el objetivo de mejorar la repetibilidad de los experimentos y aumentar la precisión experimental. Este método alternativo se basa en el calentamiento inducido por corriente eléctrica en una capa de oro depositada sobre la heteroestructura Pt/granate. Finalmente, se analizó la equivalencia experimental entre ambos métodos, enumerando sus ventajas y desventajas.

Para la detección de SP-FMR, se evaluaron dos métodos distintos: uno mediante el uso de una cavidad resonante en FMR y otro basado en el diseño de una Guía de Onda Coplanar (CPW) litografiada directamente sobre el material.

A pesar del gran progreso logrado en los últimos años, la complejidad estructural de estos materiales y la limitada comprensión de los mecanismos espintrónicos en las interfases han generado dispersión en los resultados publicados y cuellos de botella en el avance de esta tecnología. En consecuencia, esta tesis se centra en el estudio del ISHE en estas muestras y los factores que influyen en su optimización. Además, se analizaron las notables diferencias observadas en materiales fabricados en diferentes laboratorios, incluso bajo los mismos parámetros de fabricación. Estas diferencias plantean la posibilidad prometedora de controlar la funcionalidad de dispositivos basados en el efecto Hall de espín en materiales aislantes.

Palabras clave: ESPINTRÓNICA, BOMBEO DE ESPÍN, EFECTO ESPÍN-HALL INVERSO (ISHE), EFECTO ESPÍN-SEEBECK (SSE), GRANATE DE ITRIO-HIERRO (YIG)

Abstract

Since its discovery, marked by Giant Magnetoresistance (GMR) in 1988, the field of spintronics has rapidly evolved, giving rise to new research areas. Its ultimate goal is to develop a new approach capable of overcoming the limitations of conventional electronics in terms of speed, energy efficiency, and storage density. This approach is based on taking advantage of the degree of freedom associated with spin, in addition to electric charge. The study of spintronics requires addressing three fundamental aspects: the generation, transport, and detection of spin angular momentum. In this context, spin dynamics is the focus of intense research aimed at improving the efficiency of modern electronic devices.

In particular, spintronics based on insulating materials with magnetic order offers a promising approach to generating pure spin currents. These currents, which are not accompanied by a charge current, allow spin propagation without losses due to Joule dissipation. Along these lines, spin carriers are collective magnetic excitations known as magnons.

This thesis focuses on the study of the generation and detection of spin currents in insulating materials with garnet crystal structures. These materials are fundamental for the development of this area due to their low spin damping and long propagation length. However, it is necessary to deepen the understanding of the fundamental mechanisms that govern spin transport in these materials. Likewise, the fabrication and optimization of the materials to ensure their reproducibility constitutes a crucial aspect for reducing costs.

The generation of coherent spin currents through Ferromagnetic Resonance (FMR) and incoherent ones through the Spin Seebeck Effect (SSE) was investigated in low-dimensional nanostructures based on yttrium iron garnets, both pure and substituted. The SSE is one of the most relevant transport phenomena in the field of spin caloritronics since it allows the direct generation of a magnonic spin current by applying a thermal gradient in magnetic materials.

The detection of the spin currents generated was carried out in bilayers of garnet and non-magnetic metal through the Inverse Spin Hall Effect (ISHE), which arises from the spin-orbit interaction present in the metal used.

The strategies proposed in this work to improve the efficiency of spintronic devices

can be summarized as follows: (1) optimization of nanostructures at the structural, compositional, and magnetic levels, in order to study the relevant parameters; (2) generation of spin currents in the magnetic material, either through magnons or coherent spin excitations; and (3) analysis of the interfacial conversion of spin currents into detectable charge currents.

The first part of this thesis focuses on the fabrication of thin films of garnet materials. In particular, the preparation of high-quality thin films of YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) and bismuth-doped YIG ($\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) is studied. Additionally, the bilayers formed by these materials and platinum were investigated for the detection of spin currents through ISHE.

The influence of substrate-induced stresses, whose garnet crystal structure matches that of the deposited materials, was analyzed, as well as how bismuth doping affects the magnetic properties of the films.

In the experimental part, two methods were implemented to detect ISHE through coherent generation by Spin pumping by Ferromagnetic Resonance (SP-FMR) or incoherent by SSE. In the first case, an experiment was optimized using the equipment available in the laboratory to detect SSE. In the second case, microdevices were fabricated using optical lithography with the goal of improving the reproducibility of the experiments and increasing experimental precision. This alternative method is based on current-induced heating in a gold layer deposited on the Pt/garnet heterostructure. Finally, the experimental equivalence between both methods was analyzed, listing their advantages and disadvantages.

For SP-FMR detection, two different methods were evaluated: one using a resonant cavity in FMR and another based on the design of a coplanar waveguide (CPW) directly lithographed onto the material.

Despite the significant progress achieved in recent years, the structural complexity of these materials and the limited understanding of spintronic mechanisms at the interfaces have generated dispersion in published results and bottlenecks in advancing this technology. Consequently, this thesis focuses on the study of ISHE in these samples and the factors that influence its optimization. Additionally, the notable differences observed in materials fabricated in different laboratories, even under the same fabrication parameters, were analyzed. These differences pose the promising possibility of controlling the functionality of devices based on the spin Hall effect in insulating materials.

Keywords: SPINTRONICS, SPIN PUMPING, INVERSE SPIN HALL EFFECT (ISHE), SPIN SEEBECK EFFECT (SSE), YTTRIUM IRON GARNET (YIG)

Índice de símbolos

AHE Efecto Hall Anómalo	11
AFM Microscopía de Fuerza Atómica	39
AMR Magnetorresistencia Anisotrópica	78
ANE Efecto Nernst Anómalo	35
Bi:YIG Granate de itrio hierro dopado con bismuto	iii
CAC Centro Atómico Constituyentes	60
CMOS <i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>	2
CNEA Comisión Nacional de Energía Atómica	142
CPW Guía de Onda Coplanar	viii
DW Paredes de dominio	22
EDS Espectroscopía de Dispersión de Electrones	v
EELS Espectroscopía de Pérdida de Energía de Electrones	121
FM Material con orden ferro/ferrimagnético	13
FMR Resonancia Ferromagnética	iii
GAA <i>Gate-All-Around</i>	2
GMR Magnetorresistencia Gigante	vii
GPA <i>Geometric Phase Analysis</i>	v
GSGG Granate de gadolinio-galio dopado con escandio	38
GGG Granate de gadolinio-galio	26
HAADF detector de Campo Oscuro Anular de Ángulo Alto	122
HDD Unidades de Disco Duro	8
HRSTEM <i>Scanning</i> TEM de alta resolución	93
HRTEM TEM de alta resolución	v
ICN2 <i>Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology</i>	38
IJL Instituto Jean Lamour	142

IP Dirección paralela al plano	63
ISHE Efecto Espín Hall Inverso	iii
LPE Epitaxia en Fase Líquida	25
LSSE Efecto Espín Seebeck Longitudinal	20
MBE crecimiento epitaxial por haces moleculares	26
MOKE Efecto Magneto-Óptico Kerr	63
MRAM Memoria de Acceso Aleatorio Magnetorresistiva	1
Nd:YAG Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂	39
NM Metal paramagnético o diamagnético	13
OOP dirección perpendicular al plano	48
PHE efecto Hall planar	78
PMA Anisotropía Magnética Perpendicular	22
PLD <i>Pulsed Laser Deposition</i>	22
PMN-PT Co ₄₀ Fe ₄₀ B ₄₀ /Pb(Mg _{1/3} Nb _{2/3}) _{0,7} Ti _{0,3} O ₃	22
RHEED Difracción de electrones de alta energía reflejada	26
RSM mapas de espacio recíproco	48
SEM Microscopía Electrónica de Barrido	121
SGGG Granate de gadolinio-galio sustituido	37
SHE Efecto Espín Hall	15
SOC Acoplamiento Espín-Órbita	25
SOT <i>Spin Orbit Torque</i>	22
SP-FMR <i>Spin pumping</i> por Resonancia Ferromagnética	iv
SPE Efecto Espín Peltier	17
SQUID <i>Superconducting Quantum Interference Device</i>	v
SpinFET Transistor de Efecto de Campo de Espín	1
SSE Efecto Espín Seebeck	iii
STEM <i>Scanning TEM</i>	v
STT <i>Spin Transfer Torque</i>	1
TEM Microscopía Electrónica de Transmisión	v
TMR Magnetoresistencia por efecto Túnel	4
TSSE Efecto Espín Seebeck Transversal	20

UNIZAR Universidad de Zaragoza	60
VNA Analizador de Redes Vectorial	29
VSM Magnetometría de Muestra Vibrante	v
XRD Difracción de Rayos X	39
XRR Reflectividad de Rayos X	v
YAG granate de itrio-aluminio	23
YIG granate de itrio-hierro	iii

Capítulo 1

Introducción general

“Hay que despertar corrientes de bondad”

— Cecilia Grierson

1.1. Desarrollo de la espintrónica

La espintrónica, abreviatura de “electrónica de transporte de espín”, es un campo que utiliza el espín de los electrones junto con su carga. Este enfoque innovador tiene implicaciones significativas para el almacenamiento y la transferencia de datos, ofreciendo ventajas sobre la electrónica tradicional al aprovechar este nuevo grado de libertad. El espín del electrón es una propiedad cuántica que tiene un momento magnético asociado. Se trata de una propiedad cuantizada que sólo puede tomar valores discretos de $\hbar/2$ y $-\hbar/2$ (siendo \hbar la constante reducida de Planck), nominalmente s^\uparrow o s^\downarrow .

La era moderna de la espintrónica comenzó en la década de 1980 con dos descubrimientos fundamentales. En 1985, Johnson y Silsbee observaron la inyección de electrones polarizados por espín desde un metal ferromagnético hacia uno no magnético [1]. Poco después, Albert Fert y Peter Grünberg descubrieron de forma independiente la Magnetorresistencia Gigante (GMR) [2, 3]. A raíz de estos descubrimientos, la investigación se expandió hacia diversas aplicaciones. En 1990, Datta y Das [4] propusieron el concepto de un Transistor de Efecto de Campo de Espín (SpinFET), un dispositivo que emplea la manipulación del espín para optimizar la funcionalidad electrónica.

A partir de 2006, la espintrónica ha evolucionado con el desarrollo de nuevas tecnologías, como la Memoria de Acceso Aleatorio Magnetorresistiva (MRAM). Esta memoria utiliza estados magnéticos para almacenar datos, ofreciendo mayores velocidades y menor consumo de energía en comparación con las tecnologías de memoria tradicionales. Además, la investigación de fenómenos como el *Spin Transfer Torque* (STT) ha mejorado significativamente la capacidad de manipular espines sin depender exclusi-

vamente de campos magnéticos. Esto ha permitido el desarrollo de dispositivos más eficientes [5].

La electrónica moderna se fundamenta principalmente en la tecnología *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (CMOS), ampliamente utilizada en diversos ámbitos de la informática desde su desarrollo en 1968. Aunque no se puede afirmar que esta tecnología esté alcanzando su límite, resulta pertinente analizar algunas de sus limitaciones fundamentales.

Desafíos de la electrónica convencional

La historia de los transistores en la tecnología de semiconductores se remonta a la década de 1970, cuando Intel lanzó su primer microprocesador con un nodo de $70\ \mu\text{m}$. En ese momento, el término “nodo de proceso” se refería directamente a la longitud de la *terminal gate* del transistor, un indicador claro del progreso en la miniaturización de los dispositivos. Sin embargo, en la actualidad, aunque los fabricantes de microchips continúan promocionando nuevos nodos más pequeños, como el de 3 nm, el término “nm” ha dejado de representar una métrica física precisa y se utiliza más como una estrategia de *marketing* para describir generaciones mejoradas de chips.

Actualmente, un menor número de “nm” se asocia a una mayor densidad de transistores, mayor velocidad y menor consumo de energía en comparación con los procesos de fabricación anteriores. Por ejemplo, el proceso de fabricación de semiconductores más pequeño disponible hoy en día es el de 3 nm. Aunque se denomina así, se espera que la anchura más estrecha del canal sea de aproximadamente 20 nm. Intel inició la producción de 3 nm en 2023, y Samsung comenzó a enviar su proceso *Gate-All-Around* (GAA) de 3 nm, denominado 3GAA, a mediados de 2022. Por su parte, el fabricante taiwanés de chips TSMC también anunció la producción en masa de su nodo semiconductor de 3 nm.

A pesar de los avances logrados en la tecnología de semiconductores, esta enfrenta importantes limitaciones que obstaculizan su desarrollo y fabricación. Los principales retos que deben superarse para avanzar en esta área son [6]:

- Proceso de microfabricación: Uno de los principales retos en la tecnología de semiconductores es el proceso de litografía. Para fabricar dispositivos con características mínimas y alta resolución, se utilizan técnicas avanzadas como la litografía por *extreme ultraviolet* (EUV) o *high-numerical aperture* (NA) EUV. Además, la fabricación de dispositivos implica otros procesos precisos que permiten depositar y eliminar materiales en ubicaciones específicas. Sin embargo, a medida que la tecnología avanza, las conexiones entre componentes presentan una creciente congestión, lo que dificulta mantener el rendimiento y la eficiencia.

- **Consumo de energía:** A medida que los componentes dentro de un circuito integrado están más próximos entre sí, aumenta el costo energético debido a la disipación de energía en forma de calor por efecto Joule. Por ejemplo, aunque los dispositivos actuales están diseñados para operar a frecuencias de trabajo de varias decenas de GHz, la frecuencia de reloj de las computadoras permanece limitada a unos pocos GHz (5.8 GHz para el Intel Core i9-13900K, el récord actual). Esta limitación se debe principalmente a la generación de calor: a medida que aumenta la velocidad, también lo hace el calor parásito, cuya disipación eficiente resulta energéticamente costosa. Por esta razón, durante más de 15 años no se ha incrementado significativamente la velocidad del reloj. En su lugar, se ha optado por incorporar más núcleos al procesador y explorar alternativas para aumentar la potencia de procesamiento. Reducir el consumo de energía en los circuitos integrados sigue siendo un desafío clave del siglo XXI.
- **Costo de diseño:** Este es, probablemente, el factor más limitante en la actualidad. El costo de diseño ha crecido en proporción al tamaño y la complejidad de los dispositivos. Es fundamental que los diseños sean detallados y confiables, ya que la variabilidad en las dimensiones críticas puede provocar diferencias significativas de rendimiento entre dispositivos fabricados en la misma oblea. Además, mejorar el rendimiento del diseño implica analizar defectos, optimizar procesos y ejercer un control más estricto sobre las variables ambientales.
- **Reciclaje y sostenibilidad:** Por último, es importante destacar que el reciclaje de materiales semiconductores al final de su vida útil representa un problema significativo. Asimismo, la producción de dispositivos semiconductores mediante procesos más sostenibles, orientados a reducir el impacto ambiental, plantea retos complejos que aún deben resolverse.

Considerando estos desafíos y la necesidad de explorar nuevas vías tecnológicas, la espintrónica surge como una alternativa prometedora en la forma en que se procesan los datos. Al aprovechar las propiedades magnéticas del espín del electrón, la espintrónica ofrece mejoras significativas en velocidad, eficiencia energética y densidad de almacenamiento, superando las limitaciones de la electrónica convencional.

Desafíos de la espintrónica

Aunque la espintrónica se presenta como una tecnología prometedora, todavía enfrenta varios retos en comparación con la electrónica convencional [7, 8]:

- **Manipulación del espín:** a diferencia de la carga eléctrica, el espín es difícil de controlar y manipular. La generación y manipulación eficiente de corrientes de

espín, así como la preservación de la coherencia del espín en largas distancias y tiempos, son desafíos importantes.

- **Materiales y dispositivos:** Se necesitan nuevos materiales y estructuras de dispositivos que permitan la generación y detección eficientes de espín, así como la propagación controlada de la información del espín. Esto incluye materiales con fuerte interacción espín-órbita y la capacidad de cambiar rápidamente la orientación del espín.
- **Integración con la electrónica convencional:** La espintrónica y la electrónica convencional deben integrarse adecuadamente en el diseño de circuitos integrados. Esto requiere el desarrollo de tecnologías de fabricación compatibles con la espintrónica y encontrar formas de interconectar los dispositivos espintrónicos con los componentes electrónicos existentes.
- **Escalabilidad y estabilidad:** La escalabilidad de los dispositivos espintrónicos es un desafío importante, especialmente en aplicaciones comerciales. Aunque tecnologías como los discos duros basados en **GMR** y Magnetoresistencia por efecto Túnel (**TMR**) han demostrado un rendimiento confiable utilizando propiedades del espín, estos dispositivos operan bajo condiciones bien controladas y en configuraciones específicas que no son directamente extrapolables a todas las aplicaciones espintrónicas. Garantizar la estabilidad del espín a temperatura ambiente y en presencia de campos magnéticos externos sigue siendo un requisito fundamental para lograr un funcionamiento fiable y ampliar las aplicaciones de los dispositivos espintrónicos.
- **Eficiencia energética:** Para competir con la electrónica convencional, la espintrónica debe tener alta eficiencia energética en la generación, manipulación y detección de corrientes de espín.

Abordar estos desafíos requiere una combinación de avances en la comprensión fundamental de la física de los materiales, el diseño de dispositivos y la ingeniería de fabricación. Algunos de ellos son abordados en esta tesis y se irán elaborando a lo largo del manuscrito.

1.2. Objetivos de la investigación

A pesar de los avances significativos en el campo de la espintrónica, persisten algunos desafíos clave relacionados con la comprensión fundamental de los fenómenos de conversión espín-carga y la optimización de los materiales utilizados. El objetivo

principal de esta tesis es investigar los efectos de las tensiones generadas por los sustratos sobre las propiedades magnéticas de materiales ferrimagnéticos y su impacto en la conversión de corrientes de espín en corrientes de carga, con énfasis en el análisis del Efecto Espín Hall Inverso ([ISHE](#)). De manera general, se busca estudiar los fenómenos de conversión espín-carga en un sistema modelo de aislante ferrimagnético, analizando tanto la influencia de las tensiones en las propiedades magnéticas como las estrategias para generar y detectar corrientes de espín. Estas estrategias incluyen la utilización de gradientes de temperatura para estudiar el [ISHE](#), con un enfoque en el Efecto Espín Seebeck ([SSE](#)), así como la aplicación de campos de radiofrecuencia para el *Spin pumping* por Resonancia Ferromagnética ([SP-FMR](#)).

En particular, esta investigación se centra en las propiedades magnéticas y de conversión espín-carga de películas delgadas de granate de itrio y hierro ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, [YIG](#)), tanto en su forma pura como dopada con bismuto ($\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, [Bi:YIG](#)). El [YIG](#) es ampliamente reconocido por su baja amortiguación magnética y su capacidad para transportar corrientes de espín sin carga eléctrica, lo que lo convierte en un material ideal para estudios de espintrónica. Por otro lado, la incorporación de bismuto mejora las propiedades ópticas del material y aumenta su sensibilidad a los efectos de espín, haciéndolo especialmente prometedor para aplicaciones.

1.3. Estructura de la tesis

El manuscrito está organizado en siete capítulos cuyo contenido se describe a continuación:

En el capítulo uno se presenta una introducción general al tema planteando los objetivos de esta tesis.

En el segundo capítulo se describen los antecedentes y la motivación de la investigación, proporcionando un marco teórico para el desarrollo del trabajo. Se explican los conceptos fundamentales necesarios para comprender el fenómeno de *spin pumping* y la conversión de corrientes de espín en corrientes de carga. Además, se analizan las propiedades magnéticas de los granates y aplicaciones relacionadas con estos materiales.

El tercer capítulo detalla los métodos y técnicas experimentales empleados en la investigación. Se describirá el crecimiento de las películas delgadas ferrimagnéticas, la fabricación de los dispositivos diseñados para medir fenómenos de espintrónica, y el montaje del sistema experimental.

El siguiente capítulo se centra en la optimización del crecimiento de películas delgadas y en las técnicas de fabricación de los dispositivos, con el objetivo de garantizar la calidad necesaria para los experimentos de conversión espín-carga.

En el quinto capítulo se presentan los resultados obtenidos a lo largo de la investigación en películas de YIG crecidas sobre distintos sustratos. Se analiza la influencia del desajuste de red en la anisotropía inducida por el sustrato y su impacto en la eficiencia de la conversión espín-carga. Además, se discute cómo los parámetros de crecimiento afectan la estructura del material y sus propiedades magnéticas y espintrónicas. También se incluyen datos sobre las propiedades magnéticas del material en función de la temperatura, con especial énfasis en la variación de las anisotropías.

El sexto capítulo está dedicado al análisis de los resultados obtenidos evaluando el efecto de la sustitución de bismuto en el sitio de itrio. Este análisis permite determinar cómo el dopaje modifica las propiedades magnéticas y la eficiencia en la conversión espín-carga del material.

Finalmente, el último capítulo está dedicado a las conclusiones generales de la tesis. En él, se comparan las propiedades de los materiales estudiados, destacando las ventajas y desventajas de cada uno. Además, se sintetizan las principales conclusiones derivadas de la investigación, se discuten posibles aplicaciones de los resultados obtenidos y se proponen líneas de investigación futuras para profundizar en los fenómenos observados.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

“Enfocada como un proceso político consciente, la acción de insertar la ciencia y la tecnología en la trama misma del desarrollo (...) constituye el resultado de la acción múltiple y coordinada de tres elementos fundamentales: el gobierno, la estructura productiva y la infraestructura científico-tecnológica.”

— Jorge Sábato

2.1. Principios básicos de la espintrónica

Para el desarrollo de esta tesis, fue necesario estudiar cómo los espines interactúan con la red cristalina y con otros momentos magnéticos en presencia de factores externos como el campo magnético y la temperatura. Comprender estas interacciones es fundamental para optimizar fenómenos como la transferencia de espín y el acoplamiento espín-carga, lo que a su vez permite el diseño de materiales con propiedades magnéticas específicas.

La electrónica convencional utiliza como portador de información la carga del electrón. Esta tecnología se basa en materiales semiconductores, lo que permite una ingeniería flexible para su desarrollo. La señal que porta la información es una corriente eléctrica j_c , compuesta por el flujo neto de electrones independientemente de la orientación de su espín:

$$j_c = j^\uparrow + j^\downarrow. \quad (2.1)$$

En este caso, no se distingue entre los electrones según su orientación de espín. La espintrónica, en cambio, propone aprovechar este grado adicional de libertad para transportar información, combinando la electrónica convencional con nuevas posibilidades que no son accesibles de manera independiente.

En espintrónica, el portador de información es el espín del electrón y la señal que porta la información es el flujo neto de momento angular, denominada corriente de espín j_s . En una situación ideal, si los electrones con espín hacia arriba (j^\uparrow) y espín hacia abajo (j^\downarrow) contribuyen de manera desigual al flujo de corriente, se puede definir una corriente de espín como la diferencia entre las corrientes asociadas a cada orientación de espín:

$$j_s = j^\uparrow - j^\downarrow. \quad (2.2)$$

Esta corriente de espín refleja un desequilibrio en la contribución de los estados de espín al transporte de información, independientemente del movimiento neto de carga.

En este caso, si la corriente neta de carga es $j_c = 0$, la corriente de espín j_s alcanza su valor máximo. Esto ocurre cuando electrones con espín hacia arriba y hacia abajo se mueven en direcciones opuestas con magnitudes iguales, lo que cancela el flujo de carga pero genera un flujo neto de espín.

El espín de los electrones puede ser manipulado utilizando diversas herramientas físicas, como luz polarizada, campos magnéticos aplicados o tensiones mecánicas (*strain*). Estas capacidades abren nuevas posibilidades para el procesamiento de datos. Además, la información basada en el espín tiende a ser más estable frente a perturbaciones externas en comparación con la información basada en la carga eléctrica, lo que la hace especialmente prometedora para aplicaciones tecnológicas avanzadas.

En la actualidad, las principales aplicaciones de la espintrónica incluyen Unidades de Disco Duro (**HDD**), donde el cabezal de lectura utiliza efectos de **GMR** o **TMR** para almacenar información, y sensores **GMR** ampliamente empleados en la industria automotriz. Además, se está potenciando la aplicación en **MRAM** combinan alta velocidad con almacenamiento no volátil, y dispositivos emergentes como el **SpinFET**, con un gran potencial para revolucionar el diseño de circuitos electrónicos.

2.2. Dinámica de espín

2.2.1. Corriente de espín y magnones

Como se adelantaba en la Sección 2.1, en general, cuando se tiene una corriente de electrones en un material no magnético, los electrones pueden tener espín hacia arriba o hacia abajo. Sin embargo, estas orientaciones de espín suelen estar distribuidas de manera equilibrada, lo que significa que no hay una polarización neta de espín en la corriente. Desde el punto de vista de la corriente de carga, lo relevante es el movimiento de la carga total, independientemente de las orientaciones de espín. En estos casos, los portadores de carga generan una corriente neta de carga, pero sin un flujo neto de espín.

En un material ferromagnético, las bandas electrónicas presentan una asimetría debido a la interacción de intercambio entre los momentos magnéticos de los electrones. Esta interacción causa una diferencia en la densidad de estados disponibles en la energía de Fermi para los electrones con espín hacia arriba y hacia abajo. Como resultado, puede generarse un flujo de electrones en el que las contribuciones de espín hacia arriba y hacia abajo no son iguales, lo que da lugar a una polarización neta de espín en la corriente. Este fenómeno es característico de los materiales ferromagnéticos, tanto metálicos como semiconductores, y se ilustra en la Figura 2.1a.

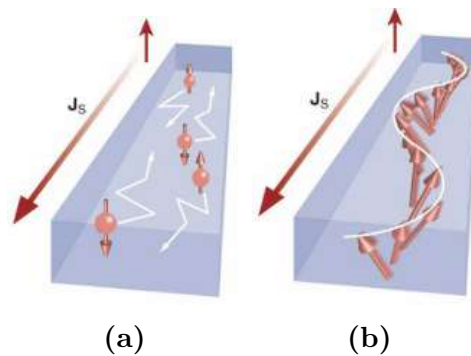


Figura 2.1: Ilustración esquemática de (a) j_s generada por corrientes de carga con espines polarizados y (b) j_s producida por ondas de espín. Figura reproducida de [9].

Por otro lado, las excitaciones de baja energía en un estado fundamental ordenado magnéticamente, acoplado por la interacción de intercambio entre vecinos más cercanos, generan ondas de espín [10]. Si uno de los espines se inclina respecto a la dirección del estado fundamental, los espines vecinos tienden a seguir esta inclinación, lo que provoca un movimiento colectivo en el sistema. En una imagen cuasiclásica, una onda de espín puede representarse como la precesión incoherente de los espines localizados, como se ilustra en la Figura 2.1b. Estas ondas de espín corresponden a fluctuaciones de baja energía que destruyen el orden magnético colectivo, y su unidad de cuantificación es el magnón. Estas excitaciones implican un transporte neto de momento angular a través del material. Por ello, las ondas de espín pueden describirse como corrientes de espín, aun en ausencia de movimiento de carga.

Un magnón es una cuasipartícula identificada como el análogo magnético de los fonones. Corresponde a una excitación colectiva de espín en sistemas magnéticos ordenados, en la que una inversión local del espín se propaga a través de la red. Sorprendentemente, las corrientes de espín de magnones pueden fluir tanto en materiales metálicos como aislantes, ya que no dependen del transporte de cargas eléctricas. Esto elimina las pérdidas por calentamiento Joule, haciendo posible una espintrónica basada en aislantes eléctricos ordenados magnéticamente.

Las ondas de espín pueden generarse aplicando microondas, excitaciones acústicas o mediante fluctuaciones térmicas a temperaturas finitas. Sin embargo, las corrientes de

espín, ya sean portadas por magnones o electrones polarizados, eventualmente relajan a través de interacciones con otras partículas, como magnón-magnón, magnón-electrón, electrón-fonón o magnón-fonón. Estas interacciones llevan las poblaciones desequilibradas de estados de espín al equilibrio, y pueden describirse mediante procesos de difusión con escalas características de longitud y tiempo. En metales y semiconductores, esta corriente al ser de tipo difusiva, se atenúa rápidamente y desaparece a distancias del orden de cientos de nanómetros [11]. En cambio, en aislantes magnéticos la relajación de corrientes de espín de magnones está significativamente suprimida debido a la ausencia de interacción magnón-electrón, lo que permite longitudes de desintegración excepcionalmente grandes, de hasta varias decenas de micrómetros a temperatura ambiente [12].

Mecanismos de dispersión en el transporte de corriente de espín

El transporte de corriente de espín no siempre es un proceso perfectamente eficiente. Durante su propagación, las corrientes de espín pueden sufrir desviaciones debido a interacciones que dependen del acoplamiento espín-órbita (SOC, por sus siglas en inglés).

El SOC es una interacción de origen relativista que acopla el momento angular del espín del electrón (\vec{S}) y su momento angular orbital alrededor del núcleo atómico (\vec{L}_e). Esta interacción permite que el espín de los electrones se vea afectado por su trayectoria y viceversa, dando lugar a efectos donde la dispersión depende de la orientación del espín.

Se identifican tres mecanismos principales que producen las desviaciones de los espines. Cada uno de estos mecanismos está relacionado con el proceso de dispersión (*scattering*) que afecta a los electrones y depende de la resistencia que estos experimentan al moverse. La dirección en la que un electrón se desplaza después de la dispersión depende del espín que lleva originalmente.

- *Skew-scattering*: Mott descubrió en 1929 que las partículas con espín se dispersan de manera asimétrica debido a un potencial central. El campo magnético que actúa sobre un electrón varía en el espacio, generando una fuerza dependiente del espín. Como resultado, los electrones con espines opuestos se desvían en direcciones diferentes, lo que da lugar a una conductividad perpendicular a la dirección de entrada de los electrones.
- *Side-jump*: Este mecanismo ocurre debido a la dispersión anómala en sistemas con SOC. Los electrones experimentan un desplazamiento lateral dependiente de la orientación del espín, independientemente del potencial de impureza. Este fenómeno también contribuye a una conductividad perpendicular a la dirección inicial de los electrones.

- **Intrínseco:** Aparte de los efectos de dispersión por impurezas, existe un mecanismo intrínseco en cristales ideales relacionado con la fase de Berry. Este mecanismo modifica la velocidad de los portadores de carga, generando una corriente de espín perpendicular al campo eléctrico aplicado. Inicialmente propuesto para explicar el Efecto Hall Anómalo (AHE), se ha demostrado que tiene una influencia significativa en ciertos metales, como el platino [13].

2.2.2. Dinámica de espín y teoría de Landau-Lifshitz-Gilbert

El concepto de precesión del espín es fundamental para entender y explicar diversos fenómenos en espintrónica, especialmente aquellos que ocurren bajo la influencia de un campo magnético aplicado.

En un material sólido, se trabaja con la magnetización del material, que se define como:

$$\vec{M} = N\vec{\mu} = -\gamma N\vec{J}. \quad (2.3)$$

Esta expresión describe la magnetización en términos de los momentos magnéticos, donde N es la densidad de momentos magnéticos, $\vec{\mu}$ es el momento magnético promedio de cada partícula, y \vec{J} representa el momento angular total. Aquí, γ es la relación giromagnética, que cuantifica la proporción entre el momento magnético intrínseco y el momento angular asociado. La relación giromagnética del electrón es $\gamma_e = 1,760859 \times 10^7$ rad/(seg.G). En condiciones de saturación magnética, todos los momentos magnéticos se alinean, alcanzando el máximo valor de \vec{M} .

El último concepto necesario para una descripción completa del magnetismo es el torque, que se define como:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}. \quad (2.4)$$

El torque representa la interacción entre el momento magnético $\vec{\mu}$ y el campo magnético externo \vec{H} y determina la dinámica de precesión de los momentos magnéticos bajo la influencia del campo. Al incorporar este torque en la ecuación del momento angular clásico, se obtiene la ecuación de Landau-Lifshitz:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.5)$$

Si existe un ángulo entre la magnetización \vec{M} y el campo magnético aplicado \vec{H} , este campo genera un torque, dado por $\vec{M} \times \vec{H}$, que alinea gradualmente la magnetización en su dirección. Este torque, perpendicular a ambos vectores, causa la precesión de \vec{M} alrededor de \vec{H}_{eff} , como se ilustra en la Figura 2.2. En la dinámica magnética, se considera el campo efectivo H_{eff} , que incluye tanto el campo externo como las interacciones internas y otras contribuciones, representando el campo total que actúa sobre

la magnetización:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_{\text{aniso}} + \vec{H}_{\text{demag}} + \vec{H}_{\text{exchange}}. \quad (2.6)$$

\vec{H}_{ext} es el campo externo aplicado, \vec{H}_{aniso} es el campo de anisotropía, \vec{H}_{demag} es el campo demagnetizante y $\vec{H}_{\text{exchange}}$ es el campo de intercambio.

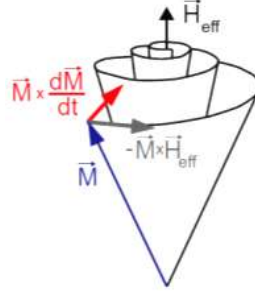


Figura 2.2: Representación de la evolución temporal del vector de magnetización (\vec{M}) bajo la acción del campo efectivo (\vec{H}_{eff}), según la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG).

La precesión de la magnetización no se mantiene indefinidamente, ya que el sistema pierde energía debido al acoplamiento entre los momentos magnéticos y la red cristalina del material. Este acoplamiento introduce un mecanismo de amortiguación que disipa la energía de la precesión, estabilizando la magnetización con el tiempo. La amortiguación se describe comúnmente mediante el modelo de Gilbert, que se incorpora como un término adicional en la ecuación de Landau-Lifshitz donde α es el parámetro de amortiguación que determina la rapidez con la que decae la precesión. Cuanto mayor el valor de α , menor tiempo se mantendrá la precesión de los espines.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \cdot \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{1}{M_s} \vec{M} \times \alpha \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad (2.7)$$

La precesión de la magnetización ocurre en una escala temporal de picosegundos, mientras que la amortiguación suele desarrollarse en nanosegundos. Dinámicas más complejas, como el movimiento de las paredes de dominio, ocurren en escalas temporales más largas (0.01-1 μs), mientras que las ondas de espín se manifiestan en escalas de tiempo similares (0.5-50 ns). Sin embargo, existen procesos incluso más rápidos, como la interacción de intercambio, el torque de transferencia de espín y el SOC. Una forma efectiva de analizar estos fenómenos es estudiarlos en el dominio de la frecuencia, en lugar del tiempo. Esto lleva a la técnica utilizada para caracterizar estos sistemas: la resonancia ferromagnética, que se detallará más adelante en la Sección 3.1.

2.2.3. *Spin pumping*

Una aplicación clave de la dinámica de precesión de la magnetización es el proceso de bombeo de espín o *spin pumping*. Este método permite generar una acumulación

de espín y una corriente de espín en la interfaz de estructuras híbridas compuestas por un material ferro/ferrimagnético (FM) y un metal no magnético (NM) adyacente. En este proceso, el momento angular de los espines localizados en el Material con orden ferro/ferrimagnético (FM) se transfiere a los electrones de conducción en el Metal paramagnético o diamagnético (NM) a través de la dinámica de precesión de la magnetización en el FM. Este fenómeno genera una acumulación de espín en el NM, seguida de una corriente de espín que fluye a través de la interfaz FM/NM.

El mecanismo subyacente implica que la magnetización \vec{M} en el FM ejerce un torque sobre los momentos magnéticos \vec{m} de los electrones de conducción en el NM, lo que resulta en la transferencia de momento angular y la consecuente generación de espín acumulado. Este efecto fue reportado por primera vez en 2002 por Tserkovnyak *et al.* [14].

Existen diferentes formas de excitar el *spin pumping*. Un ejemplo destacado es el *spin pumping* coherente excitado por Resonancia Ferromagnética (FMR) o incoherente mediante un gradiente de la temperatura a través de la interfaz FM/NM.

La detección del *spin pumping* se realiza combinando este fenómeno con el ISHE, que se explicará en detalle en la sección siguiente. En este método, la corriente de espín generada en el NM es convertida en una corriente de carga debido a la interacción espín-órbita SOC, lo que permite su medición con equipos experimentales convencionales. Este enfoque fue reportado por primera vez en 2006 por Saitoh *et al.* [15].

Es importante destacar que el metal NM utilizado debe tener un alto SOC, ya que este es un requisito fundamental para una conversión eficiente. La misma interacción espín-órbita que genera los mecanismos de dispersión en el transporte de corriente de espín permite que una corriente de espín incidente en el material se traduzca en una corriente de carga transversal, facilitando así su detección eléctrica.

La energía de interacción del SOC puede expresarse como:

$$E_{\text{sl}} = \frac{\mu_0 e^2 Z^4}{4\pi a_0^3 m_e^2} \vec{L}_e \cdot \vec{S}, \quad (2.8)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, e es la carga del electrón, a_0 es el radio de Bohr, y m_e es la masa del electrón, que representan constantes fundamentales. Z es el número atómico del elemento. Esta dependencia indica que solo en los metales pesados este acoplamiento será relevante, por ejemplo, platino, tantalio, tungsteno, oro o paladio [16].

2.3. Transporte de espín

2.3.1. Efecto Espín Hall inverso (ISHE)

Como se mencionó anteriormente, una de las formas más utilizadas para detectar corrientes de espín generadas por *spin pumping* es a través del efecto espín Hall inverso (ISHE por sus siglas en inglés). Este fenómeno aprovecha la misma interacción espín-órbita (SOC) que interviene en los mecanismos de dispersión de espines.

En el caso de una corriente de espín, como la generada en la interfaz FM/NM, los electrones con espines opuestos se desplazan en direcciones contrarias dentro del NM. Según el ISHE, estos electrones se dispersan lateralmente hacia la misma dirección como resultado del acoplamiento espín-órbita. Esta deflexión conjunta da lugar a una acumulación de carga a lo largo del eje transversal al flujo de espín, generando así una corriente de carga detectable que proporciona un parámetro observable y medible proporcional a la corriente de espín [15].

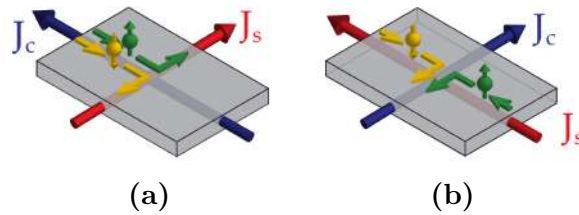


Figura 2.3: Esquema ilustrativo de los efectos macroscópicos inducidos por la interacción espín-órbita: (a) Efecto Espín Hall SHE. (b) Efecto Espín Hall Inverso ISHE. Figura reproducida de [17].

El ISHE es de particular interés en la investigación de dispositivos espintrónicos, dado que permite la conversión directa de una corriente de espín en una señal eléctrica medible. El rango de voltaje generado puede oscilar entre unos pocos nanovoltios hasta los milivoltios, dependiendo del material y de las condiciones experimentales. Este fenómeno proporciona información esencial sobre la eficiencia de conversión espín-carga en diferentes materiales y contribuye al análisis de los mecanismos que influyen en el transporte de espín en sistemas magnéticos.

La evaluación de la eficiencia en la conversión de corriente de espín a corriente de carga requiere considerar diversos parámetros clave que describen las interacciones magnéticas y de transporte en las interfaces FM/NM [18]. Estos parámetros son fundamentales para comprender los mecanismos subyacentes en la transferencia y conversión de espín, así como para optimizar los dispositivos espintrónicos. A continuación, se describen los parámetros más relevantes relacionados con este fenómeno.

Ángulo Hall de espín θ_{SH}

En el contexto de la conductividad eléctrica clásica, esta se describe mediante la siguiente expresión:

$$\sigma^c = ne\mu, \quad (2.9)$$

donde n es la densidad de electrones y μ es la movilidad de los electrones. En el caso del espín, se introduce el parámetro de conductividad Hall de espín, σ^s , que representa la contribución de los diversos mecanismos relacionados con el transporte de espín explicados previamente (Sección 2.2.1):

$$\sigma^s = n\hbar\mu\theta_{\text{SH}} = \sigma_{\text{SS}} + \sigma_{\text{SJ}} + \sigma_{\text{int}} + \dots, \quad (2.10)$$

donde \hbar es la constante de Planck reducida, y θ_{SH} es el ángulo Hall de espín, que mide la eficiencia de conversión entre corriente de carga y corriente de espín. En el lado derecho de la ecuación, σ_{SS} , σ_{SJ} y σ_{int} corresponden a las contribuciones debidas a los mecanismos de *skew-scattering*, *side-jump* e interacción intrínseca, respectivamente. Este parámetro θ_{SH} se puede definir como:

$$\theta_{\text{SH}} = \frac{\sigma_{\text{xy}}^s e}{\sigma_{\text{xx}}^c \hbar}, \quad (2.11)$$

donde σ_{xy}^s es la componente transversal (Hall) de la conductividad de espín, y σ_{xx}^c es la componente longitudinal de la conductividad eléctrica. El cociente $\sigma_{\text{xy}}^s/\sigma_{\text{xx}}^c$ caracteriza la eficiencia de conversión entre las corrientes de espín y de carga. Mientras que la conductividad eléctrica está asociada con la carga eléctrica e , la conductividad Hall de espín está relacionada con el espín del electrón.

La densidad de corriente de espín en presencia del Efecto Espín Hall (SHE) clásico se expresa como:

$$\vec{J}_s^{\text{SHE}} = \vec{J}_s^0 + \theta_{\text{SH}} \frac{\hbar}{2e} \left(\vec{J}_c \times \vec{\sigma} \right), \quad (2.12)$$

donde \vec{J}_c es la densidad de corriente de carga y $\vec{\sigma}$ es la polarización de espín. El término \vec{J}_s^0 es perpendicular tanto a la corriente de carga \vec{J}_c como a la polarización de espín $\vec{\sigma}$.

En el caso del efecto inverso, el ISHE, la fórmula será similar pero se obtendrá un valor para la corriente de carga como función de la corriente de espín en el sistema:

$$\vec{J}_c^{\text{ISHE}} = \vec{J}_c^0 + \theta_{\text{SH}} \frac{2e}{\hbar} \left(\vec{J}_s \times \vec{\sigma} \right). \quad (2.13)$$

Se observa que las expresiones son simétricas. Para que la conversión sea lo más eficiente posible, el ángulo de Hall de espín debe ser lo más grande posible. Este parámetro, recopilado por Wang *et al.* [16], caracteriza la eficiencia de la interacción espín-órbita en distintos materiales. Como se mencionó anteriormente, lo ideal es un material pesado,

con un número atómico Z grande, para maximizar la interacción espín-órbita, como en el caso típico del Pt o Ta. La conductividad del platino es mayor que la del tantalio, aunque el término relacionado con la interacción espín-órbita sea más grande en el caso del tantalio. No obstante, se termina obteniendo un ángulo Hall de espín más grande en el platino. La conductividad Hall de espín puede ser positiva o negativa y depende principalmente de la interacción espín-órbita. Esta interacción está relacionada con el llenado de la capa electrónica correspondiente, lo cual sigue la regla de Hund. Así, el platino, que tiene una capa electrónica más que semillena, presenta un ángulo Hall de espín positivo, mientras que el tantalio, con menos electrones en su capa que una capa semillena, exhibe un ángulo Hall de espín negativo. Según diferentes estudios, los valores experimentales de θ_{SH} para el platino varían y se han reportado valores entre $0,056 \pm 0,010$ [19] y $0,11 \pm 0,08$ [20].

Longitud de difusión de espín λ_{SD}

La distancia en la que los electrones conservan su polarización de espín dentro de un material no magnético se denomina longitud de difusión de espín (λ_{SD}). Este parámetro mide la distancia promedio que recorre un electrón antes de que su espín pierda la orientación inicial debido a interacciones con otros electrones, fonones o defectos del material.

En metales, los electrones sufren colisiones a lo largo de su movimiento, y la distancia promedio entre estas colisiones, conocida como el camino libre medio, es del orden de unos pocos nanómetros. Sin embargo, la pérdida de la polarización de espín no ocurre de inmediato, sino que depende de un acoplamiento más débil entre el espín del electrón y su entorno [21]. La longitud de difusión de espín es típicamente 10 a 20 veces mayor que el camino libre medio. Por ello, para preservar la polarización de espín, es fundamental que las dimensiones del sistema sean del orden de la longitud de difusión de espín del material.

Para determinar λ_{SD} , es necesario contar con muestras de espesor fijo del material magnético y distintos espesores de metal. La longitud de difusión de espín reportada en platino es $3,4 \pm 0,4$ nm [19]; $1,5 \pm 0,5$ nm en [20], entre 0,57 nm y 3,85 nm en [22] o hasta 7.3 nm en [16]. Estos valores pueden variar en función de la temperatura, como se reporta en [22]. Estos resultados dependen de factores experimentales, como la preparación del platino, la temperatura, la cantidad de impurezas, la interfaz entre diferentes capas, entre otros. Como se observa, los valores reportados pueden variar considerablemente debido a estas variables.

Spin mixing conductance $g^{\uparrow\downarrow}$

La conductancia de mezcla de espín o *spin mixing conductance* ($g^{\uparrow\downarrow}$) caracteriza la transferencia de momento angular entre un material magnético y el metal no magnético. Este parámetro cuantifica la eficiencia del mecanismo de *spin pumping*, es decir, la probabilidad de que un espín proveniente del ferromagneto se transfiera al metal no magnético. $g^{\uparrow\downarrow}$ se define en términos de los coeficientes de transmisión y reflexión espín-dependientes en la interfaz entre el FM y el metal NM [23]. Su valor depende de la combinación FM/NM. Una interfaz clara con una buena perfección cristalina es crucial para lograr una $g^{\uparrow\downarrow}$ óptima [24]. Este parámetro tiene dos componentes: una parte real y una imaginaria. La parte real está relacionada con la transferencia neta de momento angular desde el FM hacia el NM mientras que la parte imaginaria está asociada con el almacenamiento temporal de momento angular en la interfaz. En el caso de la interfaz en material Pt/granate como el usado en esta tesis, la $g^{\uparrow\downarrow}$ está dominada por su componente real, como se detalla en [25, 26].

2.3.2. Espín caloritrónica

La termoelectricidad es un campo de investigación en el que los efectos termo-eléctricos permiten la interconversión entre corrientes de carga y calor. Existen varios efectos termoeléctricos, aunque la mayoría de las aplicaciones se han centrado en la generación de termoenergía a partir del efecto Seebeck (por ejemplo, los termopares o termocuplas), que convierte un flujo de calor en corriente de carga, y el enfriamiento electrónico basado en el efecto Peltier, que convierte la corriente de carga en flujo de calor. Además de los efectos Seebeck y Peltier, existen otros efectos termoeléctricos que aparecen en materiales magnéticos y que dependen de su magnetización espontánea, estos se denominan efectos magneto-termoeléctricos. En estos materiales, la interconversión entre el calor y las corrientes de espín está dada por los efectos de termo-espín, como el Efecto Espín Seebeck (SSE) y Efecto Espín Peltier (SPE).

La historia de la caloritrónica de espín se remonta a 2007, cuando Hatami y colaboradores publicaron un artículo teórico que analizaba el efecto de un gradiente térmico en la dinámica de magnetización [27], sentando las bases para el desarrollo de este campo de investigación. Posteriormente, en 2008, el grupo de Uchida descubrió el SSE en materiales magnéticos [28], un fenómeno que describe la generación de una corriente de espín como resultado de un gradiente térmico. Este hallazgo impulsó una serie de experimentos asociados a la interacción entre el espín y el calor. En 2010 se demostró que el Efecto Espín Seebeck (SSE) no se limitaba solo a materiales conductores, sino que también se manifestaba en semiconductores [29] y aislantes [30]. Es importante señalar que este efecto es conceptualmente diferente de los efectos termoeléctricos convencionales, ya que no está impulsado por electrones de conducción, sino por el transporte de

espín. Más adelante, en 2014, Flipse y colaboradores reportaron una versión de espín del efecto Peltier [31], que permite inducir un flujo de calor mediante una corriente de espín. Estos avances han sido fundamentales para el desarrollo de la espín-caloritronica.

La diversidad de los fenómenos caloritrónicos de espín radica en que las corrientes de espín pueden ser transportadas no solo por electrones de conducción, sino también por magnones y otros portadores de energía con momento angular asociado al espín. Esta versatilidad da lugar a una amplia gama de efectos caloritrónicos de espín, en los cuales las principales variables experimentales son el calor y las corrientes de carga [32, 33]. Los efectos que emergen de las interacciones y los mecanismos de conversión entre las corrientes de espín, carga y calor se representan en la Figura 2.4.

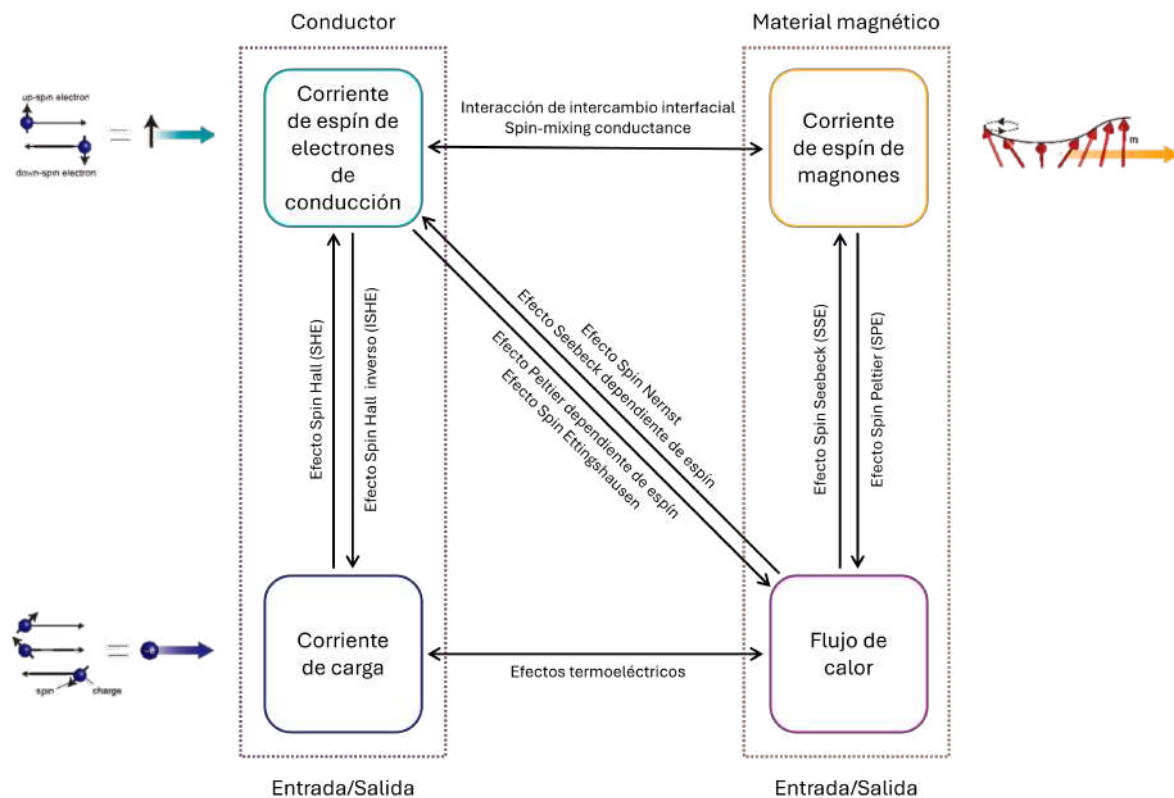


Figura 2.4: Esquema de las relaciones de conversión entre corrientes de carga, corrientes de espín y corrientes de calor. Figura reproducida de [34].

Por ejemplo, el SSE se refiere a la conversión de un gradiente térmico en una corriente de magnones dentro de un material magnético. Esta corriente de magnones puede transferirse a través de la interfaz con un metal mediante la *spin mixing conductance*, donde se convierte en una corriente de espín transportada por electrones de conducción y, finalmente, es detectada como una corriente de carga mediante el ISHE.

2.3.3. Efecto Espín Seebeck (SSE)

En las secciones anteriores se analizaron los mecanismos de inyección de espines y las distintas formas de generar y detectar una corriente de espín, ya sea a través de una corriente eléctrica mediante el SHE o utilizando el *spin pumping* inducido por radiofrecuencia. En esta sección, se detallará cómo es posible generar una corriente de espín exclusivamente mediante la aplicación de un gradiente térmico y detectarla mediante el ISHE.

Este fenómeno consiste en la generación de una corriente de espín al aplicar un gradiente térmico a un material magnético, donde los electrones con diferente polarización de espín se mueven en direcciones opuestas, formando una corriente polarizada de espín. La esencia del SSE radica en que los espines localizados en el material magnético son excitados por el flujo de calor que atraviesa el material, generando inyecciones de espín finitas debido a la transferencia de momento angular, como se explicó en la Sección 2.2.3.

En el SSE intervienen dos procesos principales. El primero corresponde al Efecto Espín Seebeck (SSE) impulsado por magnones, en el que los espines localizados son excitados por el flujo de calor del magnón [35, 36]. El segundo corresponde al SSE de arrastre de fonones, en el que los espines localizados son excitados por el flujo de calor de fonones [37]. En este efecto, los espines s^\uparrow y s^\downarrow se comportan como si tuvieran diferentes coeficientes de Seebeck, lo que genera un potencial de espín ($\mu_\uparrow - \mu_\downarrow$) proporcional al gradiente térmico ∇T [28]. Este potencial puede convertirse en una corriente de carga (J_c) a través del ISHE, que traduce la corriente de espín (J_s) generada en una señal eléctrica medible [38].

Existen diferentes mecanismos físicos que contribuyen al SSE [39], y hasta ahora se han desarrollado dos teorías principales para describir las fuentes de corriente de espín de magnón en un sistema FM/NM sujeto a un gradiente térmico:

- Contribución puramente interfacial: La corriente de espín excitada está relacionada con la diferencia de temperatura entre los electrones metálicos y los magnones magnéticos en la interfaz. La corriente de espín interfacial está dada por [35, 40]:

$$J_s^i \propto \Delta T_i^{NM/FM}, \quad (2.14)$$

donde $\Delta T_i^{NM/FM}$ denota la caída térmica en la interfaz.

- Contribución de la acumulación masiva de magnones: El gradiente térmico en el material macizo (*bulk*) del FM genera una acumulación de magnones, que actúa como un potencial de espín para la corriente de espín. En este caso, la corriente de espín está determinada por la longitud de propagación de magnones (Λ_m) y

sigue la expresión [38]:

$$J_s^b \propto \frac{\cosh\left(\frac{t_{\text{FM}}}{\Lambda_m}\right) - 1}{\sinh\left(\frac{t_{\text{FM}}}{\Lambda_m}\right)} \nabla T_{\text{FM}}. \quad (2.15)$$

donde J_s^b es la densidad de corriente de espín generada en el volumen del FM; t_{FM} es el espesor del material ferromagnético y ∇T_{FM} representa el gradiente térmico dentro del ferromagnético.

El SSE se observó inicialmente en permalloy [28, 41] y, posteriormente, en el aislante magnético YIG [42], así como en semiconductores ferromagnéticos como GaMnAs [29] y en aleaciones de Heusler [43]. Tras la observación del SSE en materiales aislantes [30], se evidenció que, a diferencia del efecto Seebeck clásico, este fenómeno no puede explicarse en términos de la excitación térmica de electrones de conducción. En el SSE, la corriente de espín surge debido al desequilibrio térmico en la interfaz entre el aislante magnético y el conductor normal, el cual es generado por corrientes de espín térmicamente excitadas a través de mecanismos como el *spin pumping* [44] o el *spin torque* [45].

Es importante señalar que, según la nomenclatura actual, el SSE se refiere exclusivamente a la corriente de espín térmico transportada por magnones en la capa magnética. En materiales magnéticos metálicos, además del transporte por magnones, puede haber una contribución adicional a la corriente de espín térmico asociada a los electrones de conducción polarizados por espín. Este fenómeno, que es una versión dependiente del espín del efecto Seebeck termoeléctrico clásico, se denomina efecto Seebeck dependiente del espín [32, 33].

El SSE se estudia en dos configuraciones: transversal y longitudinal. En la configuración transversal (TSSE), el gradiente térmico se aplica en el plano de la muestra, y la corriente polarizada de espín generada es perpendicular a la dirección del gradiente térmico. Aunque conceptualmente interesante, la configuración transversal presenta desafíos experimentales significativos. Uno de los problemas más críticos es la dificultad de evitar gradientes térmicos parásitos en la dirección perpendicular al gradiente deseado [46], lo que complica la interpretación de los resultados. Por otro lado, en la configuración longitudinal (LSSE), el gradiente térmico se aplica perpendicular al plano de la muestra [47] y la corriente de espín generada fluye paralela a la dirección del gradiente térmico. Esta configuración es más sencilla de implementar experimentalmente, lográndose un control más preciso del gradiente térmico y una menor interferencia de gradientes parásitos [48]. Por estas razones, la configuración longitudinal es la más utilizada ampliamente en experimentos que investigan el SSE, incluida esta tesis.

2.4. Materiales utilizados: granates de itrio-hierro

Como se ha explicado hasta ahora, la manipulación eficiente de las corrientes de espín requiere materiales con propiedades específicas (aislantes magnéticos y baja amortiguación de las ondas de espín). Estas características son fundamentales para maximizar la eficiencia de los procesos de conversión y transporte de espín, así como para estudiar los fenómenos clave en espintrónica descriptos.

En este contexto, se emplearon materiales basados en la estructura **YIG**, ampliamente reconocido por su excepcional desempeño como aislante magnético con bajas pérdidas magnéticas y alta calidad cristalina. Además, para explorar mejoras en sus propiedades, se trabajó con sustituciones como el **Bi:YIG**, que introduce modificaciones estructurales y magnéticas que podrían resultar ventajosas en ciertos escenarios.

2.4.1. Aplicaciones de **YIG** y **Bi:YIG**

Tradicionalmente, el **YIG** ha sido ampliamente utilizado en dispositivos de microondas debido a sus excepcionales propiedades magnéticas [49]. Más recientemente, este material ha cobrado un nuevo interés en los campos de la espintrónica y la magnónica, gracias a su capacidad para transportar corrientes de espín sin pérdidas y a su baja amortiguación magnética. En los últimos años se han explorado diversos materiales alternativos con el objetivo de superar algunas de las limitaciones del **YIG**, como sus elevadas temperaturas de crecimiento, estructuras cristalinas complejas y desafíos de integración con tecnologías **CMOS**. Entre estos materiales se destacan las ferritas con estructura de espinela [50–52] que ofrecen un compromiso interesante entre baja amortiguación y facilidad de crecimiento, así como una mayor compatibilidad con procesos de fabricación convencionales. No obstante, su amortiguación aún suele ser uno o dos órdenes de magnitud mayor que la de los granates. Por otro lado, algunos sistemas metálicos (como aleaciones de Co-Fe [53, 54]) pueden alcanzar una baja amortiguación y una alta anisotropía perpendicular (**PMA**). Sin embargo, al ser conductores, su aplicación en dispositivos espintrónicos basados en aislamiento eléctrico se ve limitada. La disponibilidad de guías de onda de **YIG** con bajo coeficiente de amortiguamiento ha impulsado el desarrollo de una amplia variedad de dispositivos de procesamiento de señales analógicas basados en ondas de espín, afirmando su relevancia tanto en la investigación fundamental como en la aplicada.

Entre los dispositivos magnónicos reportados se incluyen líneas de retardo, filtros [55], resonadores, generadores, separadores de pulsos, receptores multicanal, receptores compresivos, acopladores direccionales y circuladores en configuración “Y” [56]. Además, los dispositivos que explotan las propiedades no lineales de las ondas de espín, como limitadores de potencia selectivos por frecuencia, mejoradores de la re-

lación señal-ruido, amplificadores paramétricos y convolucionadores, han demostrado su viabilidad en aplicaciones prácticas [57–59].

Por otro lado, las películas ultradelgadas ofrecen la posibilidad de diseñar propiedades materiales específicas a través de la ingeniería de interfaces, lo que las hace ideales para aplicaciones en espintrónica. Entre estas propiedades, la Anisotropía Magnética Perpendicular (PMA) es fundamental para el movimiento eficiente de las Paredes de dominio (DW) impulsado por el *Spin Orbit Torque* (SOT) y para la retención prolongada de datos en dispositivos lógicos y de memoria espintrónicos. El SOT es un mecanismo en el que una corriente de espín, generada por interacción espín-órbita en un metal no magnético adyacente, ejerce un torque sobre la magnetización, permitiendo su manipulación. En las películas depositadas mediante *Pulsed Laser Deposition* (PLD), la PMA se logra principalmente a través de la magnetostricción inducida por tensiones generadas por sustratos con un parámetro de red ligeramente diferente. En los últimos años, se han publicado algunos estudios sobre películas ultradelgadas de YIG [60–63] y Bi:YIG [64–67] con PMA, así como en variantes con otros dopajes como SmIG [68], TmIG [69–73], TbIG [74–76], BiIG [64, 77] y multicapas [78]. Los métodos de crecimiento como *Pulsed Laser Deposition* (PLD) y *sputtering* han demostrado ser altamente efectivos para producir películas delgadas adecuadas para estas aplicaciones.

Un avance adicional es el acoplamiento magnético entre YIG y grafeno, reportado por Wang *et al.* [79]. Este fenómeno induce ferromagnetismo en el grafeno, lo que permite explorar nuevas propiedades relacionadas con la interacción espín-órbita en sistemas híbridos. En particular, el acoplamiento magnético de proximidad, generado por la interacción entre la magnetización del YIG y los electrones del grafeno, modifica las propiedades magnéticas de la interfaz y contribuye a la anisotropía magnética superficial. Estos efectos proporcionan información crucial para comprender el transporte de espín y la generación de corrientes de espín mediante el SSE [80].

En el caso del YIG policristalino, se han explorado otras heteroestructuras como Pt/YIG/PMN-PT, donde la resonancia ferromagnética y las señales de *spin pumping* pueden manipularse mediante campos eléctricos [81]. Además, se ha logrado crecer YIG con PMA sobre sustratos de silicio [82], ampliando las posibilidades para su integración en dispositivos comerciales.

Las películas Bi:YIG reportadas han alcanzado una rotación de Faraday de hasta $1700^\circ/\text{cm}$ [83]. Este fenómeno es un efecto magneto-óptico que ocurre cuando un material magnetizado interactúa con la luz linealmente polarizada. A medida que la luz atraviesa el material, el plano de polarización rota debido a la interacción entre el campo magnético interno y la componente de espín del fotón. Mediciones realizadas mediante espectroscopía magneto-óptica y elipsometría espectroscópica han revelado que la absorción óptica aumenta con concentraciones más altas de Bi. Esto se atribuye al incremento del SOC, que influye significativamente en los efectos magneto-ópticos,

como lo demuestran los espectros de Faraday y Kerr [84].

Por otro lado, el estudio de las DW en Bi:YIG ha mostrado avances notables en su propagación, alcanzando velocidades ultrarrápidas [85]. Estos avances son clave para mejorar la eficiencia y reducir el consumo energético en dispositivos como las MRAM. En particular, el movimiento rápido de DW impulsado por solitones magnéticos ha alcanzado velocidades récord superiores a 4300 m/s [77]. Asimismo, se han demostrado conmutaciones y oscilaciones de magnetización con densidades de corriente excepcionalmente bajas [86–88], junto con una transferencia de información de alta eficiencia [89, 90].

A pesar de estos avances, los ferrimagnetos aislantes como el YIG aún enfrentan importantes desafíos, particularmente en relación con la complejidad de sus interfaces funcionales. Entre los principales cuellos de botella se encuentran: (a) la composición química y las propiedades magnéticas intrínsecas de las superficies del ferrimagneto; (b) la química compleja en las interfaces, que incluye procesos como la aleación, la interdifusión y la formación de microestructuras específicas en la interfaz ferrimagneto/metal; (c) las reconstrucciones electrónicas y magnéticas, que pueden alterar significativamente las propiedades magnéticas locales [91] y (d) el acoplamiento dipolar magnético a bajas temperaturas (< 40 K) entre Gd^{3+} y Fe^{3+} , que deteriora la propagación de magnones en esta región de temperatura.

A pesar del gran progreso logrado en los últimos años, la comprensión detallada de estas interfaces sigue siendo limitada. Este trabajo busca contribuir al entendimiento de estos aspectos críticos, avanzando en el desarrollo de dispositivos espintrónicos basados en YIG y compuestos derivados.

2.4.2. Propiedades estructurales y magnéticas

La fórmula genérica del granate es $A_3B_2C_3O_{12}$, y sus cationes se distribuyen en tres tipos de sitios cristalográficos (los sitios A, de geometría dodecaédrica, los B, con entorno octaédrico y los C, tetraédricos). Esta estructura es notablemente estable y admite diversas combinaciones de cationes en los sitios A, B y C, lo que permite obtener una amplia variedad de propiedades.

En el ámbito de la nanotecnología, el interés se centra en los granates sintéticos, como el granate de itrio-aluminio ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG), el granate de gadolinio galio ($Gd_3Ga_5O_{12}$, GGG) y el granate de terbio-galio ($Tb_3Ga_5O_{12}$, TGG). Estos materiales, típicamente producidos mediante métodos como el de Czochralski [92], se utilizan ampliamente en aplicaciones ópticas o como sustratos. En estos granates sintéticos, los sitios octaédricos y tetraédricos suelen estar ocupados por el mismo ion, como aluminio o galio.

El material central de esta tesis es el granate de itrio-hierro $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG). En

este compuesto, los sitios octaédricos y tetraédricos están ocupados por iones de hierro (Fe^{3+}), mientras que los sitios dodecaédricos están ocupados por itrio (Y^{3+}). Este material no se encuentra de forma natural y fue sintetizado por primera vez en 1957 [93]. El YIG se distingue por su excepcional baja amortiguación magnética, la más baja de todos los materiales conocidos [94]. Esta propiedad permite la propagación de magnones a distancias de hasta un milímetro [89, 95] y da lugar a dinámicas de magnetización extremadamente rápidas del orden de los THz. Además, su brecha entre banda de valencia y de conducción es de aproximadamente 2.2-2.5 eV lo convierte en un excelente aislante, lo que elimina las pérdidas óhmicas asociadas a la conducción eléctrica. Estas dos características, baja amortiguación magnética y ausencia de pérdidas óhmicas, han hecho del YIG un material clave en el estudio de la dinámica de magnetización en espintrónica.

La estructura cristalina del YIG es clave para explicar sus propiedades magnéticas y de transporte únicas. La celda unitaria cúbica (grupo espacial $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$) tiene un parámetro de red de 12.376 Å [96] y contiene 8 unidades de fórmula química, lo que se traduce en 24Y^{3+} , 40Fe^{3+} y 96O^{2-} . Cada ion Y^{3+} ocupa un sitio dodecaédrico, rodeado por 8 iones O^{2-} . De los 40 iones Fe^{3+} , 16 se encuentran en sitios octaédricos, rodeados cada uno por 6 iones O^{2-} , mientras que los 24 cationes de Fe^{3+} restantes ocupan sitios tetraédricos y están rodeados por 4 iones O^{2-} . La Figura 2.5a ilustra la celda unitaria del YIG, que contiene 160 átomos, mientras que la Figura 2.5b detalla la formación poliédrica de los sitios cristalográficos.

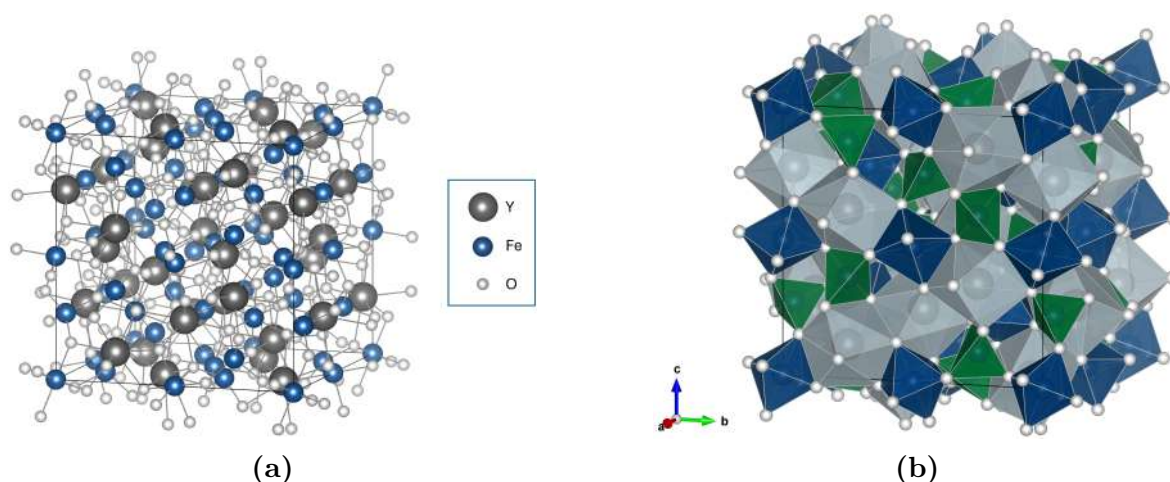


Figura 2.5: (a) Representación de la estructura cristalina del YIG. (b) Modelo poliédrico de la estructura cristalina del YIG, donde los dodecaedros están formados por Y (gris), los octaedros por Fe (azul) y los tetraedros por Fe (verde), coordinados por átomos de O (blancos).

El YIG es un material ferrimagnético cuya magnetización se origina a partir de las interacciones entre los iones Fe^{3+} de los sitios octaédricos y tetraédricos. Esta interacción da como resultado un acoplamiento antiferromagnético entre los momentos magnéticos de los hierros de sitios B y C [97]. Dado que cada ion Fe^{3+} tiene un momento

magnético de $5 \mu_B$, cada celda unitaria presenta un momento magnético neto de $40 \mu_B$. Este momento magnético corresponde a un momento de saturación teórico $4\pi M_s$ de 2460 G. A temperatura ambiente, el valor reportado para $4\pi M_s$ es 1750 G [98]. Por otro lado, la temperatura de Curie es 560 K, un valor compartido por todos los granates de hierro. Esto se debe principalmente al fuerte acoplamiento entre las subredes octaédrica y tetraédrica. En consecuencia, los granates de hierro, independientemente del material que ocupe el sitio dodecaédrico, presentan temperaturas de Curie muy similares.

En esta tesis, además, se trabajó con materiales de YIG dopados con bismuto en el sitio dodecaédrico ($\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, con $x = 1$ o $x = 1,5$, Bi:YIG). El Bi^{3+} , que sustituye selectivamente a los iones Y^{3+} en los sitios dodecaédricos de la estructura del granate, posee un radio iónico grande de 1.17 \AA , en comparación con los 0.95 \AA del Y^{3+} . Esta sustitución produce una expansión significativa del parámetro de red del YIG, con una tasa de $0.083 \text{ \AA}/\text{átomo de Bi por fórmula unidad}$ [99].

Las películas de Bi:YIG han mostrado un aumento en el ángulo de rotación de Faraday proporcional al contenido de Bi [100]. En particular, la sustitución completa de Bi en YIG puede incrementar la rotación de Faraday hasta dos órdenes de magnitud a una longitud de onda de 633 nm, en comparación con el YIG puro [98, 99, 101]. Este efecto se atribuye al fuerte SOC del Bi^{3+} , que aumenta la separación de los niveles excitados y, en consecuencia, amplifica la rotación de Faraday [102].

Adicionalmente, la incorporación de Bi influye de manera significativa en las propiedades térmicas y espintrónicas del material. La sustitución con Bi introduce distorsiones en la red cristalina que pueden incrementar la dispersión de fonones, reduciendo la conductividad térmica del sistema [103]. Esta reducción podría favorecer un mayor gradiente térmico efectivo en el SSE. Además, el dopaje modifica el acoplamiento entre magnones y fonones [104], lo que puede potenciar la generación y transporte de corrientes de espín inducidas por gradientes térmicos.

Aunque las películas ferrimagnéticas han sido estudiadas durante casi 70 años, al principio el método predominante para su síntesis era la Epitaxia en Fase Líquida (LPE) [105]. Esta técnica produce películas gruesas, de espesores micrométricos, con propiedades magnéticas similares a las del material *bulk*. Sin embargo, estas películas presentan limitaciones importantes para su integración en dispositivos y patrones a microescala, ya que la relación entre el tamaño lateral y el espesor de la película influye directamente en la resolución alcanzada durante los procesos de litografía y fabricación. Además, el método LPE tiene un límite mínimo de espesor, por debajo del cual la calidad de las películas disminuye considerablemente. Para integrar el YIG en tecnologías de microfabricación, es necesario producir películas ultradelgadas con espesores inferiores a 100 nm, preservando propiedades críticas como el largo tiempo de vida del magnon y la longitud de propagación de la onda de espín. Esto requiere un control preciso de parámetros de crecimiento, como la temperatura, la velocidad de depósito

y la elección del sustrato. En este contexto, Schmidt *et al.* [106] destacaron el PLD como una de las técnicas más efectivas para obtener películas de YIG ultradelgadas de alta calidad [70, 107–109]. Este método, que permite el depósito en entornos reactivos, es particularmente útil para materiales óxidos. Durante el proceso, un láser pulsado UV [110] ablasiona un blanco del material deseado, generando una pluma de plasma que se transfiere al sustrato. Este último puede ser calentado para promover la movilidad superficial de las especies depositadas, favoreciendo la formación de la estructura cristalina deseada. Además, el uso de técnicas avanzadas de monitoreo *in situ*, como la Difracción de electrones de alta energía reflejada (RHEED), ha permitido fabricar películas con propiedades óptimas.

El granate de gadolinio galio $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) es el sustrato preferido para el crecimiento de YIG debido a su estructura granate y su parámetro de red (12.383 Å), muy cercano al del YIG *bulk*. Esta pequeña diferencia induce una tensión mínima en la película, cuyo impacto será analizado más adelante. Dependiendo de las condiciones de crecimiento, se pueden obtener películas de alta calidad en un rango de temperaturas de 650–850 °C. Aunque el crecimiento en Granate de gadolinio-galio (GGG) con orientación cristalina en el eje fácil [111] es el más común [111], también se han reportado películas en orientaciones [011] y [001], aunque estas últimas pueden presentar mayores amortiguaciones magnéticas [106].

Por otro lado, el depósito mediante pulverización catódica (*sputtering*) seguido de recristalización mediante recocido en atmósfera de oxígeno es otra técnica prometedora [61, 112–114] que permite lograr una escalabilidad mayor que el PLD. Este enfoque ha logrado capas epitaxiales con bajos valores de amortiguamiento magnético [115–118]. Otra técnica reportada es el crecimiento epitaxial por haces moleculares (MBE). Esta técnica permite el depósito de películas con pureza excepcional, utilizando haces atómicos térmicos generados por evaporadores de haz de electrones o fuentes térmicas. Este enfoque es ideal para el crecimiento de películas libres de defectos, pero sus altos costos pueden limitar su aplicación. En contraste, el *sputtering*, aunque menos preciso, es más versátil y rentable. Durante este proceso, los átomos son expulsados de un blanco mediante el bombardeo de iones energéticos en un plasma, depositándose luego sobre el sustrato para formar la película.

Finalmente, se han reportado otras técnicas de fabricación no convencionales como la unión directa de obleas [119, 120], la unión adhesiva [121] y el despegue epitaxial [122, 123] para integrar YIG en sustratos no granates. Aunque estas estrategias amplían la compatibilidad de materiales, presentan desafíos asociados a costos elevados y menor flexibilidad en el diseño de dispositivos [124].

Capítulo 3

Desarrollo experimental

*“Y es que esta es mi corteza
donde el hacha golpeará
donde el río secará para callar.”*

— Luis Alberto Spinetta

En este capítulo se describen los experimentos y protocolos específicos desarrollados en el marco de esta tesis, con un enfoque en las metodologías y procedimientos adaptados o diseñados para cumplir con los objetivos planteados. Con el fin de no entorpecer la fluidez de la lectura, las técnicas experimentales más comunes utilizadas durante el desarrollo del trabajo se presentan de manera separada en el Apéndice [A](#).

3.1. Resonancia Ferromagnética **FMR**

A lo largo de los años, la **FMR** se ha utilizado ampliamente para caracterizar la magnetización en películas delgadas, con un enfoque particular en las anisotropías. La **FMR** permite estudiar la dinámica de la magnetización mediante la absorción de radiación de microondas en materiales ferromagnéticos sometidos a un campo magnético externo. Este fenómeno es crucial para comprender la dinámica magnética de los materiales y tiene un uso extendido en aplicaciones espintrónicas.

La **FMR** se basa en la precesión del vector de magnetización \vec{M} alrededor de un campo magnético efectivo \vec{H}_{eff} , como se explicó en la Sección [2.2.2](#). La resonancia ocurre cuando la frecuencia de un campo de microonda externo aplicado coincide con la frecuencia natural de precesión de la magnetización en el material provocando una resonancia. Esta frecuencia está determinada por las propiedades magnéticas del material, como su anisotropía y el campo magnético externo, y depende tanto de la magnitud de este campo como de la relación giromagnética γ del material.

En la **FMR**, se investiga directamente la dinámica de la magnetización en el dominio

de la frecuencia. El proceso consiste en aplicar un campo magnético estático externo \vec{H} , de modo que la magnetización del material \vec{M} minimice la energía libre del sistema y se alinee con éste. Además, se aplica el campo de microondas $\vec{h}_{\text{MW}} = \vec{h}_0 \sin(2\pi ft)$, que se suma al campo estático y se orienta de manera perpendicular. La condición de resonancia se cumple cuando se observa una absorción máxima, lo que indica que la frecuencia de las microondas coincide con la frecuencia de precesión de la magnetización.

Para comprender la dinámica de la magnetización, es necesario resolver la ecuación de Gilbert con amortiguación (Ecuación 2.7). En este caso, se utiliza un modelo de magnetización uniforme y, considerando H_{eff} como el campo efectivo total que actúa sobre la magnetización del sistema, se puede resolver la ecuación teniendo en cuenta el principio termodinámico:

$$dF = -HdM. \quad (3.1)$$

Por consiguiente, se puede obtener \vec{H}_{eff} como:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}}. \quad (3.2)$$

De este modo, planteando un modelo adecuado de la energía libre magnética F , es posible resolver completamente el problema. Al sustituir las variables originales en la ecuación Ecuación 2.7, se llega finalmente a la relación de Smit-Beljers [125]:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta_M} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta_M \partial \phi_M} \right)^2 \right], \quad (3.3)$$

la cual relaciona la frecuencia de resonancia con las segundas derivadas de la energía libre del sistema. La energía libre del sistema incluye varios factores, como la energía de Zeeman, la anisotropía de forma, la anisotropía magnetocristalina, entre otros. Resolviendo esta ecuación, se determina la frecuencia de resonancia del sistema bajo las condiciones especificadas.

Experimentalmente, se fija la frecuencia f y se varía el campo magnético hasta encontrar la resonancia, momento en el cual el sistema absorbe parte de la potencia de microondas suministrada. Se mide la potencia promedio absorbida por la muestra, que es proporcional a la parte imaginaria de la susceptibilidad magnética de la muestra. Esto genera un pico de forma lorentziana cuando el campo externo coincide con el campo de resonancia. Para mejorar la precisión, se superpone el campo magnético variable h_{MW} , con un campo de modulación H_1 con una frecuencia de $\nu = 100$ kHz, perpendicular a H_0 y de magnitud mucho menor. Esta modulación, junto con la detección mediante un *lock-in*, permite obtener una medida más sensible y, como resultado, el espectro experimental obtenido es proporcional a la derivada de la potencia absorbida, como se muestra en la Figura 3.1. Los parámetros medidos del espectro son: H_{res} , el

campo resonante (campo de máxima absorción), y el ancho de línea ΔH_{FWHM} , que es el ancho de línea a la mitad del máximo. También puede medirse como la distancia entre los picos de la derivada ($\Delta H_{\text{pp}} = \frac{\sqrt{3}}{3} \Delta H_{\text{FWHM}}$).

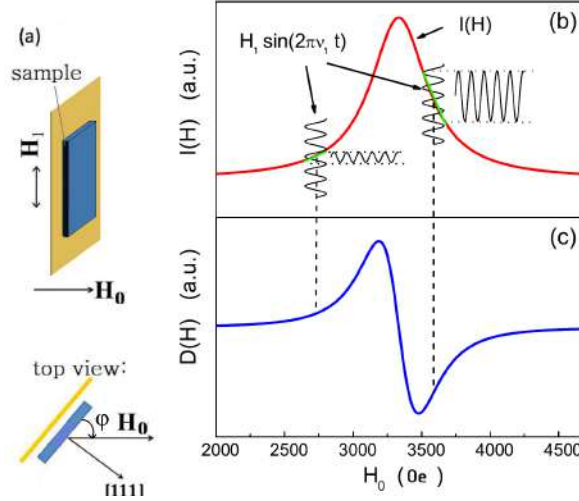


Figura 3.1: (a) Esquema de la configuración experimental para mediciones de FMR, con el campo magnético externo (H_0) y el campo alterno (H_1). (b) Espectro de resonancia antes del procesamiento. (c) Espectro final procesado, mostrando la respuesta diferencial característica de la resonancia ferromagnética.

Existen diversos métodos para llevar a cabo estas mediciones. En este trabajo inicialmente, la mayoría de las medidas se realizaron utilizando cavidades de microondas resonantes, que operan a una sola frecuencia. Posteriormente, se empleó un Analizador de Redes Vectorial (VNA) y una CPW en lugar de la cavidad resonante de modo que la cantidad de frecuencias disponibles se amplía limitada por la fuente de microondas utilizada. La combinación de estos métodos permite cubrir un amplio espectro de frecuencias, desde 1 GHz hasta 115 GHz, facilitando la investigación de las dinámicas de interés en los materiales usados.

Se emplearon dos técnicas distintas según la disponibilidad experimental. En la primera, se utilizó un espectrómetro ESP300 Bruker a temperatura ambiente con frecuencias de microondas fijas: 1.2 GHz (banda L), 9.8 GHz (banda X), 24 GHz (banda K) y 34 GHz (banda Q). En la segunda, se realizaron mediciones de espectros FMR de banda ancha utilizando un espectrómetro NanOsc Phase FMR combinado con una guía de onda coplanar (CPW) de $200 \mu\text{m}$ de ancho para caracterizar mejor la amortiguación de las muestras.

En ambas configuraciones, un electroimán generó un campo magnético de corriente continua (H_0), modulado por un campo variable en el tiempo $H_1(t)$ producido por una bobina de Helmholtz. Las frecuencias de modulación fueron de 490 Hz para el NanOsc Phase FMR y 100 kHz para el ESP300 Bruker. En el caso del NanOsc Phase FMR, la muestra se posicionó boca abajo sobre la CPW, y se inyectó una señal de microondas (f) desde el espectrómetro, generando un campo de microondas h_{MW} perpendicular

al campo modulado $H_0 + h_{\text{MW}}(t)$. Estas mediciones se llevaron a cabo a temperatura ambiente, seleccionando frecuencias fijas entre 4 GHz y 17 GHz, mientras se barría el campo externo H_0 para alcanzar la condición de resonancia. Para las mediciones con el NanOsc Phase FMR, se utilizó un VNA para registrar la señal de transmisión a través de una línea de transmisión CPW de baja pérdida, con las muestras colocadas en el centro.

En experimentos sin cavidad resonante, es importante tener en cuenta que una parte de la microonda incidente es reflejada, lo que da lugar a una señal que contiene la absorción resonante (contribución simétrica) más la parte reflejada (contribución antisimétrica), siendo esta última proporcional a la derivada de campo de la parte real de la susceptibilidad $\chi(H)$. Suponiendo líneas de forma lorentziana, los espectros medidos en este caso se pueden ajustar usando la siguiente expresión:

$$L(H) = A_{\text{sim}} \frac{(\Delta H_{\text{FWHM}})^2}{4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H_{\text{FWHM}})^2} - A_{\text{asim}} \frac{4\Delta H_{\text{FWHM}}(H - H_{\text{res}})}{4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H_{\text{FWHM}})^2}, \quad (3.4)$$

y su derivada:

$$L'(H) = -A_{\text{sim}} \frac{8(H - H_{\text{res}})(\Delta H_{\text{FWHM}})^2}{[4(H - H_{\text{res}})^2 + \Delta H_{\text{FWHM}}^2]^2} - A_{\text{asim}} \frac{4\Delta H_{\text{FWHM}}[4(H - H_{\text{res}})^2 - (\Delta H_{\text{FWHM}})^2]}{[4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H_{\text{FWHM}})^2]^2}. \quad (3.5)$$

En el caso de las mediciones con cavidad resonante, solo se tuvo en cuenta la contribución simétrica.

3.2. Voltaje medido en *Spin pumping* por FMR

En este trabajo se realizaron mediciones empleando dos métodos diferentes para evaluar el voltaje inducido por ISHE mediante la excitación de los espines por SP-FMR. En ambos casos, se depositó una fina capa de Pt mediante *sputtering* o MBE.

En el primer método, el voltaje resultante del ISHE (V_{ISHE}) se midió entre los bordes de la muestra (Figura 3.2a) mientras se barría el campo magnético externo en la proximidad del campo de resonancia de la muestra dentro de la cavidad de ESP300 Bruker. Se realizaron contactos eléctricos utilizando dos cables de aluminio de 25 μm de diámetro, fijados a la capa no magnética de la muestra con pintura de plata. La señal se amplificó mediante un amplificador diferencial calibrado de alta ganancia ubicado cerca de la cavidad, lo que permitió reducir significativamente el ruido electrónico. La señal

amplificada se conectó a la entrada del digitalizador del espectrómetro FMR ESP300 Bruker, sincronizando la adquisición con el barrido del campo magnético [126, 127]. Todas las mediciones de ISHE se realizaron a una frecuencia de 9.8 GHz, con la modulación de campo desactivada. El procedimiento consistió en registrar el voltaje generado mientras se variaba el campo magnético en la región de resonancia. El resultado fue una curva de voltaje en función del campo, que posteriormente se ajustó a una función Lorentziana para determinar el voltaje máximo inducido.

En el segundo método, se utilizó un dispositivo microfabricado que incorporó una capa de oro litografiado que actuó como antena integrada para generar el *spin pumping*. En la Figura 3.2b se muestra un ejemplo del dispositivo usado para medir el voltaje de *spin pumping*. Este método emplea una antena de CPW, identificada como configuración GSG en la figura, que se integra durante la etapa final del proceso de litografía para inducir el campo de microondas. Durante los experimentos, se utilizó un electroimán para aplicar el campo magnético continuo externo en el plano (H). El voltaje resultante del ISHE ($V^+ - V^-$) se detectó mediante *lock-in*, lo que permitió identificar con precisión la señal generada por el *spin pumping*.

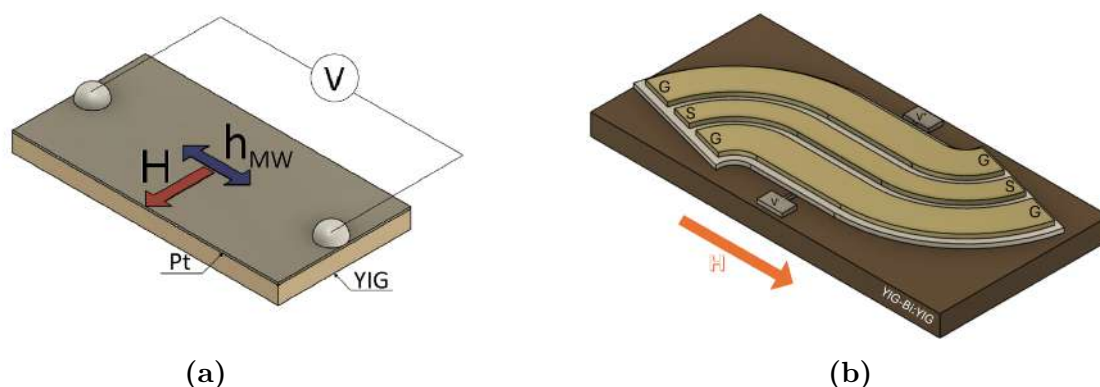


Figura 3.2: Esquema de las configuraciones experimentales utilizadas para medir el ISHE: (a) Configuración experimental para medir ISHE mediante *spin pumping*, utilizando una película de FM recubierta con NM. (b) Diseño de un patrón litográfico con geometría de CPW, optimizado para garantizar el acoplamiento eficiente de señales de radiofrecuencia durante la medición del ISHE.

3.3. Voltaje medido en *Spin pumping* por SSE

En esta tesis, se implementaron dos métodos diferentes para evaluar el voltaje inducido por el ISHE, mediante la excitación de ondas de espín por el SSE: uno que consiste en colocar la muestra entre un gradiente térmico generado externamente y otro que utiliza dispositivos fabricados mediante técnicas de litografía para controlar y aplicar el gradiente térmico.

En ambos casos se mide el voltaje inducido por el ISHE, mientras se barre un campo magnético externo H y se mantiene un gradiente de temperatura constante (∇T) entre la superficie superior e inferior de la muestra. En el primer caso, el gradiente de temperatura se generó empleando un calentador resistivo de $2\text{ k}\Omega$, representado en negro en la Figura 3.3a. La señal asociada al SSE se registró midiendo la caída de voltaje entre dos electrodos colocados sobre la superficie del platino (Pt) con pintura de plata. Esta configuración permitió detectar el voltaje generado por ISHE.

El grupo de Sola *et al.* [128] destacó en su trabajo que una de las principales fuentes de problemas de reproducibilidad al medir el coeficiente del SSE es la resistencia de contacto térmico entre la muestra y las interfaces térmicas, lo que afecta significativamente el gradiente de temperatura. Es por ello que, en el segundo caso, se utilizó un dispositivo microfabricado (Figura 3.3b) que incorporó una capa de oro litografiada, la cual actuó como calentador resistivo (*heater*). Este diseño proporcionó una alternativa integrada para generar el gradiente de temperatura [129, 130].

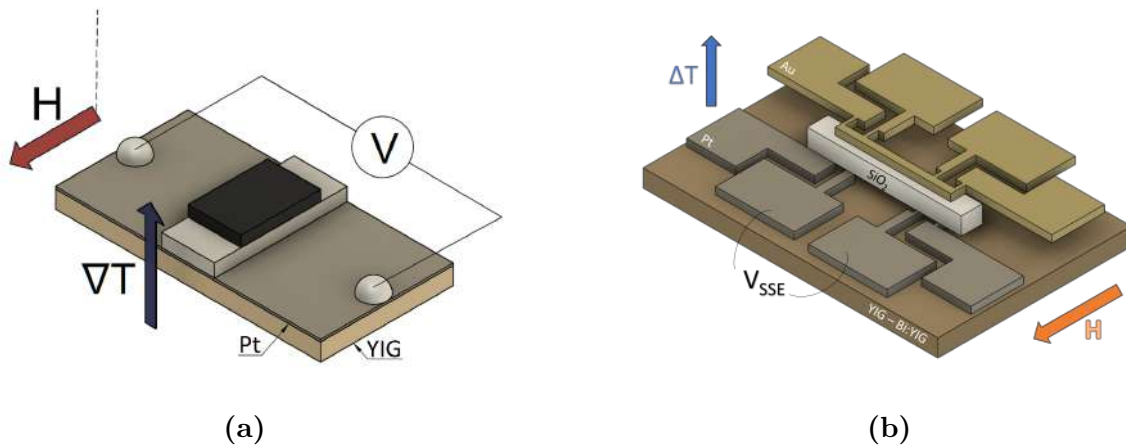


Figura 3.3: Esquema de las configuraciones experimentales utilizadas para medir el SSE: (a) Configuración simplificada basada en una película delgada de FM recubierta con NM, donde el gradiente térmico es generado por el calentamiento Joule de una resistencia (en negro). (b) Configuración con un patrón litográfico en el que el gradiente térmico es inducido directamente por el calentamiento Joule de una película de oro.

En el primer diseño, el coeficiente del efecto espín Seebeck (S_{SSE}), que cuantifica la interacción entre las corrientes de espín y de calor en el ferrimagneto, se calculó utilizando la siguiente expresión:

$$S_{SSE} = \frac{V_{SSE}}{\nabla T} = \frac{V_{SSE}}{L} \frac{t}{\Delta T}, \quad (3.6)$$

donde V_{SSE} es la diferencia de voltaje máxima inducida por el ISHE, ΔT es la diferencia de temperatura entre las superficies inferior y superior del material y t representa el espesor del FM [128].

En el segundo diseño con microdispositivo, el coeficiente del SSE ($S_{SSE}^{\Phi_a}$) se calculó

a partir del flujo de calor:

$$S_{\text{SSE}}^{\Phi_q} = \frac{V_{\text{SSE}}}{\Phi_q R_{\text{Pt}}} = \frac{V_{\text{SSE}} A}{I_{\text{heater}}^2 R_{\text{Au}} R_{\text{Pt}}}. \quad (3.7)$$

En esta ecuación, $S_{\text{SSE}}^{\Phi_q}$ representa el coeficiente del espín Seebeck normalizado al flujo de calor (Φ_q), utilizado en este caso para el cálculo en lugar de la diferencia de temperatura. V_{SSE} es el voltaje inducido por el SSE, mientras que Φ_q corresponde al flujo de calor generado por el *heater*. De acuerdo con [131], una desventaja de la definición tradicional es que el voltaje depende de la resistencia de la capa de Pt, de modo que dos muestras fabricadas con el mismo material pero con diferentes espesores de Pt presentan voltajes de espín Seebeck distintos. Por este motivo, se recomienda normalizar utilizando R_{Pt} , la resistencia de la capa de platino. En la ecuación, A es el área de la sección transversal de la muestra donde ocurre el transporte térmico, I_{heater} es la corriente aplicada al calentador de oro, y R_{Au} es la resistencia del *heater*.

3.4. Montaje del experimento SSE

Como se explicó en la Sección 2.3.3, se probaron dos técnicas de medición de SP por SSE. En esta sección, se describe la configuración desarrollada para realizar las mediciones del SSE sin la necesidad de litografía. Se diseñó, fabricó y optimizó un portamuestras versátil para los experimentos en el laboratorio. Además, se automatizaron las mediciones con un software de control desarrollado en Python, que supervisa todo el proceso y regula el equilibrio térmico para garantizar la estabilidad necesaria durante las mediciones.

El experimento se realizó utilizando un crióstato de ciclo cerrado de helio (Advanced Research Systems DE-202NI) y un electroimán dipolar GMW 3473-70, con un campo máximo de 1 T (Figura 3.4a). El sistema incluye un portamuestras y una sonda, conectados mediante cables coaxiales que enlazan el portamuestras con los conectores LEMO situados fuera de la sonda. Estos cables especializados aíslan la señal de campos externos, reduciendo significativamente los ruidos eléctricos que podrían interferir en las mediciones. El portamuestras es versátil y puede acoplarse a la punta de la sonda. Todo el sistema se inserta dentro del crióstato, cuya temperatura puede ajustarse en un rango de 20 K a 350 K para futuros experimentos. El campo magnético se aplica mediante el electroimán, que está conectado a una fuente de alimentación controlada por computadora.

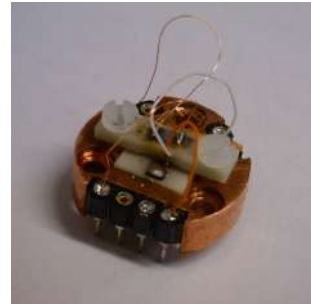
Para controlar los parámetros necesarios en cada experimento, se emplearon varios dispositivos. Se utilizó una fuente de corriente Keithley 6221 para controlar el *heater*, inyectando una corriente de entre 1 mA y 100 mA. El gradiente térmico se midió di-

rectamente cerca de los bordes de la muestra mediante dos termocuplas tipo K, y la lectura del voltaje se realizó con un multímetro Keithley 2010. Para medir la corriente de espín convertida en corriente de carga, se empleó un nanovoltímetro de alta precisión y bajo nivel de ruido, el Keithley 2182a.

La muestra se montó entre dos placas de nitruro de aluminio (AlN) en el portamuestras (Figura 3.4b). La placa inferior está unida a una pieza de cobre mediante barniz GE. Esta pieza de cobre actúa como el lado frío y está en contacto térmico directo con el crióstato. La parte superior, que corresponde al lado caliente del gradiente aplicado, está separada de la inferior mediante dos tornillos aislantes de teflón, los cuales también aplican presión a la muestra para asegurar un buen contacto térmico con las placas de AlN. En la parte superior se colocó una resistencia de $2\text{ K}\Omega$, adherido con barniz GE que funciona como *heater*. Se instalaron dos termocuplas tipo K en las placas superior e inferior para controlar el gradiente térmico. Para mejorar el contacto térmico, se aplicó grasa Apiezon N entre la muestra y las placas de AlN. Los contactos eléctricos se realizaron con cables de aluminio de $25\ \mu\text{m}$ de diámetro, fijados con pintura de plata. Este cable delgado ayuda a minimizar las pérdidas de calor y las inestabilidades térmicas.



(a)



(b)

Figura 3.4: Fotografías del set-up experimental utilizado en las mediciones: (a) Sistema de imanes utilizado para aplicar el campo magnético externo necesario durante las mediciones. (b) Portamuestras diseñado para medir el SSE.

Siguiendo la configuración ilustrada en la Figura 3.3a, se aplica un gradiente térmico a lo largo de la dirección \hat{z} . El campo magnético se puede aplicar en cualquier dirección en el plano perpendicular al gradiente, girando la muestra a cualquier ángulo deseado para medir en configuración LSSE longitudinal. El voltaje se mide en la dirección perpendicular al campo y al gradiente. Esta disposición es óptima para medir el SSE y su dependencia con el campo magnético y/o la temperatura.

Cuando el gradiente térmico aplicado se estabiliza, se realiza un barrido del campo

magnético y se mide el voltaje generado por ISHE simultáneamente. Debido a la naturaleza del efecto, la curva de voltaje producido por SSE presenta un comportamiento similar a la histéresis de la muestra. Considerando este aspecto del efecto, es posible separar las contribuciones simétricas y antisimétricas a la señal sumando y restando el voltaje obtenido para los campos magnéticos positivos y negativos correspondientes, y viceversa. El coeficiente de SSE de la Ecuación 3.6 se define a partir del voltaje antisimétrico de la señal obtenida:

$$V_{\text{SSE}} = \frac{V(H_{\text{sat}}) - V(-H_{\text{sat}})}{2}. \quad (3.8)$$

Dado que las muestras son aislantes, se desprecian otros efectos parásitos como el Efecto Nernst Anómalo (ANE) y el ANE de proximidad (PANE). Por otro lado, el componente simétrico está relacionado con efectos parásitos inducidos por gradientes térmicos no controlados en otras direcciones. Para obtener un valor preciso del coeficiente de SSE, se mide el voltaje V_{SSE} generado en varios gradientes térmicos a una temperatura fija del lado frío.

A continuación se detalla el software de control, que es clave para la automatización de las mediciones. Se desarrolló un programa en lenguaje Python para controlar cada dispositivo en la configuración. El programa se encarga de:

- Control del gradiente térmico: El programa establece automáticamente la corriente del *heater* a un valor adecuado para obtener el gradiente térmico deseado en la muestra. Se programó un controlador proporcional, integral y derivativo (PID) que ajusta la corriente a medida que realiza mediciones en un intervalo de tiempo determinado. Cuando la variación del gradiente es inferior al 1 %, el programa espera un tiempo definido previamente para lograr el equilibrio térmico en todo el sistema.
- Verificación y calibración del equipo: Mientras se ajusta el gradiente térmico, el programa asegura que todas las configuraciones del nanovoltímetro estén correctas para la medición. También verifica y calibra el equipo si es necesario.
- Ciclo de campo magnético: El programa ejecuta un ciclo de barrido de campo magnético con el paso de campo definido por el usuario. Este ciclo se realiza hasta un máximo de 1 T a -1 T y luego en sentido inverso. En cada paso del campo magnético, se mide el voltaje diez veces, y se toma como resultado el valor promedio y su desviación estándar para el error.
- Establecimiento de nuevos gradientes térmicos: Finalmente, el programa configura un nuevo gradiente térmico, según lo definido previamente por el usuario, y repite el proceso.

Capítulo 4

Diseño y fabricación de películas delgadas y microdispositivos

*“La lucha es de igual a igual contra uno mismo
y eso es ganarla”*

— Juan Carlos Baglietto

4.1. Fabricación de las heteroestructuras

4.1.1. Depósito de los materiales granate

El crecimiento controlado de películas delgadas y heteroestructuras es esencial para lograr las propiedades electrónicas y magnéticas necesarias en los dispositivos espintrónicos. Para garantizar un desempeño óptimo, las películas cristalinas deben ser de alta calidad y con bajas densidades de defectos, ya que estos dispersan los espines, reduciendo la eficiencia en su transporte y manipulación. Además, las interfaces en las heteroestructuras desempeñan un papel crítico en la inyección y el transporte de espín. La calidad de estas interfaces está directamente ligada al crecimiento epitaxial, que optimiza la eficiencia de la corriente polarizada por espín, convirtiéndolo en un factor clave para el desempeño de los dispositivos.

El estudio se centró en dos conjuntos de bicapas de Pt/YIG depositadas sobre sustratos monocristalinos de granate de gadolinio galio $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) [111] y de granate sustituido $(CaGd)_3(MgZrGa)_5O_{12}$ (Granate de gadolinio-galio sustituido (SGGG)) [111], así como en dos conjuntos de bicapas de Pt/Bi:YIG depositadas sobre sustratos de SGGG y $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ (GSGG) [111]. Estas configuraciones permitieron analizar las propiedades estructurales y funcionales de los sistemas híbridos, destacando las influencias del sustrato y del dopaje con Bi en las películas delgadas.

En películas con espesores inferiores a 100 nm, el crecimiento epitaxial asegura la formación de una película monocristalina continua sobre un sustrato cristalino, logrando una alineación estructural precisa entre ambos materiales. Los sustratos de GGG, SGGG y Granate de gadolinio-galio dopado con escandio (GSGG) comparten la misma estructura cristalina cúbica que el YIG o Bi:YIG, lo que facilita este crecimiento. Una diferencia mínima en el parámetro de red entre la película y el sustrato reduce las alteraciones estructurales en la interfaz. Sin embargo, desajustes moderados pueden provocar epitaxia de capa tensada, mientras que desajustes mayores conducen a la relajación del material hacia la estructura *bulk*, con la consiguiente formación de defectos como dislocaciones para aliviar la tensión interfacial.

Para llevar a cabo este crecimiento epitaxial, se utilizó la técnica de PLD, cuyas condiciones experimentales fueron optimizadas para garantizar la calidad cristalina de las películas. En este trabajo, el crecimiento por PLD se realizó en distintos laboratorios, cada uno con protocolos específicos de crecimiento pero manteniendo los mismos parámetros. Una serie de películas depositadas mediante láser excímero incluye las producidas en el Laboratoire Albert Fert - CNRS, Thales, identificadas con el prefijo FR, y en el *Catalan Institute of Nanoscience and Nanotechnology (ICN2)*, identificadas con el prefijo ESP. Por otro lado, las películas crecidas con un láser pulsado de estado sólido Nd:Y₃Al₅O₁₂ (Nd:YAG) LAB-190-Quanta-Ray fueron realizadas en el Centro Atómico Constituyentes y están identificadas con el prefijo AR.

En la técnica de PLD, el láser pulsado ablaiona un blanco del material YIG o Bi:YIG (Bi_{1,5}Y_{1,5}Fe₅O₁₂ o BiY₂Fe₅O₁₂) policristalino, según el caso. En el caso del Nd:YAG, la longitud de onda fundamental del láser es $\lambda = 1064$ nm, en la región infrarroja del espectro. Sin embargo, mediante el uso de generadores de armónicos ópticos, se logra convertir esa longitud de onda a $\lambda = 266$ nm en la región ultravioleta (UV). Las condiciones óptimas de operación, que incluyen una energía por pulso de hasta 120 mJ (1.2 W) y una frecuencia de 10 Hz, permitieron obtener una ablación uniforme del blanco y un depósito controlado de la película, garantizando su homogeneidad, densidad y calidad cristalina. En el caso de los láseres excímeros se utilizaron de KrF. A diferencia de los láseres excímeros, donde la energía de salida puede ajustarse directamente, el Nd:YAG requiere el uso de una lente de enfoque para controlar la fluencia del pulso láser. En este caso, los pulsos se enfocaron sobre los blancos a un ángulo de incidencia de 45° para lograr la fluencia deseada. Una ventaja clave del Nd:YAG sobre los láseres excímeros es que con el primero se evita el uso de gases tóxicos.

Las películas epitaxiales delgadas, con espesores comprendidos entre 4 nm y 130 nm, se crecieron mediante PLD con una fluencia del láser de 1.2 J/cm² en una atmósfera de oxígeno a una presión de 0.2 mbar, manteniendo una temperatura del sustrato de 670 °C en el caso del YIG [132]. En cuanto a las películas de Bi:YIG, se depositaron a una presión de 0.25 mbar y una temperatura del sustrato de 500 °C. Mientras que la

distancia típica entre el blanco y el sustrato en sistemas con láser KrF se encuentra entre 4-5 cm, las condiciones óptimas para el Nd:YAG se lograron con distancias de 8-10 cm [133]. Las mejores condiciones de depósito se lograron a una tasa de crecimiento de $0,13 \text{ \AA}/\text{pulso} = 3,9 \text{ nm}/\text{min}$.

El espesor de las muestras y la estructura cristalina de las películas crecidas se investigó mediante Reflectividad de Rayos X (XRR) y Difracción de Rayos X (XRD), utilizando un equipo Bruker D8 Advance y un Panalytical X'Pert Pro MRD, ambos con óptica paralela de alta resolución y fuente de radiación CuK_α [134, 135]. La explicación de estas técnicas utilizadas se detalla en el Apéndice A.

El espesor de las películas se determinó mediante reflectividad de rayos X a bajos ángulos (HR-XRR) [136], ajustando el período de las oscilaciones en incidencia rasante para extraer el espesor de las capas. El ajuste se llevó a cabo utilizando un modelo teórico basado en la ecuación de Fresnel y la técnica de optimización por mínimos cuadrados, que permite correlacionar la intensidad reflejada con el espesor y la rugosidad de las películas. Los resultados se presentan en la Figura 4.1, donde se muestra la reflectometría utilizada para optimizar el crecimiento de YIG en función de la temperatura en las muestras AR. Las oscilaciones de Kiessig observadas reflejan variaciones en la calidad de las películas, particularmente en la uniformidad del espesor y la rugosidad superficial. Las diferencias entre los espectros evidencian el impacto de la temperatura de crecimiento en las propiedades estructurales del material. En particular, las oscilaciones correspondientes a la muestra crecida a 670°C son más nítidas y se mantienen a mayores ángulos, lo que sugiere una menor rugosidad superficial en comparación con las demás muestras.

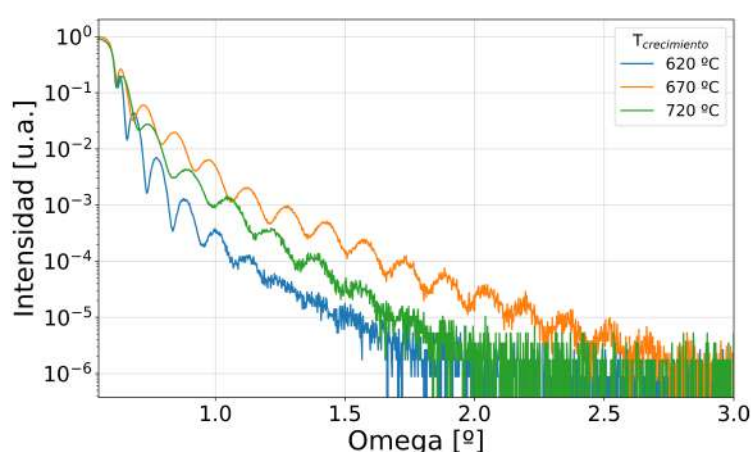


Figura 4.1: Espectros de HR-XRR para películas de YIG (AR) crecidas a diferentes temperaturas sobre sustrato GGG.

Dado que la calidad de la interfaz juega un papel crucial, se llevó a cabo una caracterización topográfica de la superficie de las películas mediante Microscopía de Fuerza Atómica (AFM) con el objetivo de evaluar la rugosidad superficial resultante de las

distintas condiciones de crecimiento. Las imágenes obtenidas para las muestras crecidas a las distintas temperaturas se muestran en la Figura 4.2. La muestra crecida a 670°C presenta la menor rugosidad cuadrática media ($R_q=196.7\text{ pm}$), lo que sugiere un crecimiento más homogéneo. Esto es consistente con los resultados de XRR. En comparación, la muestra a 620°C muestra una rugosidad levemente superior ($R_q=208.1\text{ pm}$). Sin embargo, al incrementar la temperatura a 720°C se observa un deterioro significativo de la calidad superficial, con una rugosidad que se incrementa hasta ($R_q=321.4\text{ pm}$). En este último caso se observan estructuras más pronunciadas y una mayor dispersión topográfica. Estos resultados confirman que la temperatura de crecimiento tiene un impacto directo sobre la calidad de la interfaz y respaldan la elección de 670°C como la condición óptima para el crecimiento de estas películas YIG.

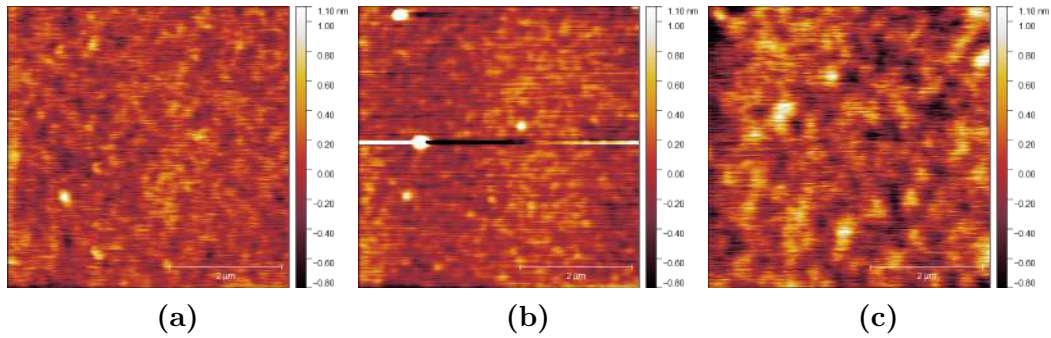


Figura 4.2: Imágenes de AFM en modo *tapping* de $5 \times 5\mu\text{m}^2$ de películas YIG crecidas a distintas temperaturas: (a) 620°C , (b) 670°C y (c) 720°C .

4.1.2. Depósito de metales pesados para el estudio del ISHE

Las capas de recubrimiento de Pt policristalino se depositaron *ex situ* bajo condiciones de alto vacío mediante técnicas de *sputtering* en el Centro Atómico Bariloche o de ultra alto vacío mediante MBE en el Instituto Jean Lamour a temperatura ambiente. La eficiencia del *spin pumping* y la conductancia de mezcla de espín dependen críticamente del tratamiento superficial de las películas antes del depósito del metal no magnético. Dado que el depósito del metal fue realizado *ex situ*, las películas se sometieron a un procedimiento de limpieza previo al depósito del Pt en tres etapas: utilizando acetona, isopropanol y agua desionizada, con asistencia de ultrasonido. Adicionalmente, en el caso de la MBE, las películas fueron recocidas a 150°C por varias horas para desgasar su superficie antes de proceder al depósito a temperatura ambiente. Este tratamiento mejora las propiedades superficiales de las muestras, optimizando el ángulo Hall de espín y resultando en una señal más intensa del ISHE.

4.2. Procesos de microfabricación de dispositivos

En las películas de Bi:YIG se fabricaron dispositivos litografiados consistentes en una heteroestructura de Pt, SiO₂ como capa aislante, y Au como se mostró en las Figuras 3.2b y 3.3b. La capa de Au cumple una doble función: actúa como calentador resistivo para medir el efecto SSE y como antena para los experimentos de SP-FMR. La fabricación de estos dispositivos se llevó a cabo mediante procesos de microfabricación en sala limpia en el Instituto Jean Lamour, siguiendo el procedimiento descrito a continuación. La resolución necesaria en los dispositivos no supera a 1 μm, lo que permitió emplear el método de litografía óptica.

El proceso de microfabricación de los dispositivos utilizado se divide en tres etapas principales:

1. Grabado del Pt.
2. Depósito de la capa aislante de SiO₂.
3. Depósito del Au y los contactos.

Cada etapa del proceso requiere una máscara específica y un procedimiento particular para lograr el patrón deseado. A continuación, se describen los pasos involucrados en cada una de estas etapas.

4.2.1. Primera etapa: Grabado del Platino

El primer paso de este proceso se esquematiza en la Figura 4.3. Consiste en depositar una capa de fotoresina positiva sensible a los rayos UV. Para ello se utiliza el método de *spin coating* con una resina S1813. La resina se deposita a una velocidad de 10000 rpm durante 40 segundos (con una aceleración de 4000 rpm/seg). Luego se hace un recocido suave a 115 °C durante 60 segundos. El resultado es una película de fotoresina de 900 nm. Luego se pasa al proceso de exposición de la fotoresina con luz UV. Para este paso se utilizó un alineador de máscaras Suss MicroTec MJB4, en el cual se coloca la muestra, se posiciona la máscara necesaria sobre ella y se establece el contacto mediante vacío. Se expone el sistema durante 14 segundos con un flujo de 116.2 mJ/cm². Esto logra que el área de la resina expuesta a los rayos UV se vuelva más soluble. La etapa de revelado se hace utilizando revelador MF319 sumergiendo la muestra durante 40 segundos a 20 °C y luego enjuagando la muestra con agua desionizada durante 20 segundos a la misma temperatura. La Figura 4.4a muestra el resultado de este paso.

Una vez transferido el patrón deseado, se lleva la muestra a realizar el proceso de grabado. Para ello se utiliza un ataque por haz de iones (*Ion Beam Etching* IBE) 4Wave, el cual utiliza iones de argón para remover el material de la superficie. La presión de

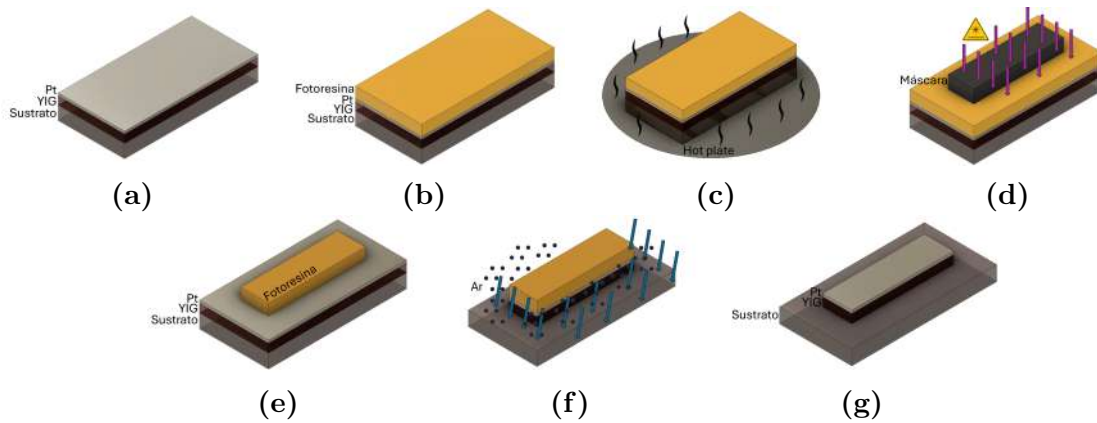


Figura 4.3: Diagrama esquemático de los pasos involucrados en la primera etapa del proceso de litografía: (a) Película inicial, (b) recubrimiento con fotoresina, (c) hornado suave, (d) exposición a través de una máscara utilizando luz UV, (e) revelado para eliminar las áreas expuestas, (f) grabado de las áreas seleccionadas y (g) patrón final luego de la limpieza.

trabajo es de 0.3 mTorr. Los iones son acelerados con un potencial de 200 V e inciden sobre la muestra en rotación con un ángulo de 10° para evitar el re-depósito. El tiempo de ataque se define a través del seguimiento del proceso con un espectrómetro de masas de iones secundarios, Hiden SIMS. La tasa de grabado es de aproximadamente 1 min/nm para quitar todo el platino innecesario. Luego, se elimina la fotoresina restante con acetona y agua desionizada. Los resultados finales de este paso se observan en las Figuras 4.4b y 4.4c.

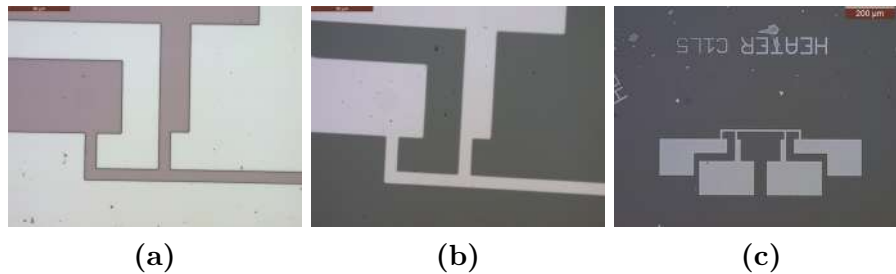


Figura 4.4: Imágenes del dispositivo tras las distintas etapas del primer paso de litografía: (a) Estado del dispositivo antes del proceso de grabado, mostrando el sustrato y la fotoresina. (b) Dispositivo tras grabado, con el patrón inicial formado. (c) Estado final del dispositivo tras la limpieza, con el patrón definido y listo para las etapas siguientes.

4.2.2. Segunda etapa: Evaporación de la capa aislante SiO_2

En este paso, se empleó un proceso de *lift-off*, una técnica utilizada para depositar material únicamente en áreas definidas previamente, evitando la necesidad de grabados posteriores. El *lift-off* consiste en aplicar una capa de material sobre un patrón predefinido con resina fotosensible. Una vez depositado el material, la resina se elimina mediante un solvente, llevándose consigo las áreas no deseadas del material depositado y dejando únicamente el patrón definido. Se depositaron 200 nm de SiO_2 .

El proceso se esquematiza en la Figura 4.5. Primero es necesario generar el perfil de *lift-off* de manera que, tras el depósito, quede una ventana por la que el ataque químico final pueda eliminar la fotoresina remanente. Este ventana se produce con una fotoresina LOR 3A, la cual es un solvente no polar, por lo que primero debe aplicarse un primer de HMDS (hexametildisilazano) para que se adhiera bien a la superficie de la muestra. El *primer* se deposita mediante *spin coating* a una velocidad de 7000 rpm durante 40 segundos, con una aceleración de 4000 rpm/seg. Posteriormente, se realiza un recocido suave a 115 °C durante 60 segundos en un proceso conocido como silanización. A continuación, se deposita la fotoresina LOR 3A mediante *spin coating* a una velocidad de 7000 rpm durante 40 segundos, con una aceleración de 4000 rpm/seg. Luego se realiza un recocido suave a 140 °C durante 120 segundos, obteniendo así la primera capa del perfil de *lift-off*, con un grosor de 250 nm. Posteriormente, se aplica una tercera capa de fotoresina S1813 con un grosor de 900 nm y se ilumina utilizando la máscara correspondiente, siguiendo el mismo procedimiento descrito en la etapa anterior. El paso de revelado requiere un tiempo adicional de 60 segundos para revelar tanto la fotoresina como el LOR 3A. La Figura 4.6a muestra cómo queda este paso. En los bordes se observa la línea negra de la fotoresina junto con una línea rosada que corresponde a la ventana producida por el LOR 3A. El depósito de SiO₂ se realiza mediante la técnica de *RF-sputtering* utilizando un equipo Kenosistec KS400HR, un blanco de Si y plasma de Ar⁺ y O₂⁻ con una presión total de 3×10⁻³ mbar y una potencia de 200 W. Para la remoción de la fotoresina remanentes, se utiliza un removedor 1165 que permite ser calentado a 80 °C sin riesgos a diferencia de la acetona. Los resultados finales se observan en las Figuras 4.6b y 4.6c.

4.2.3. Tercera etapa: Evaporación del *heater* y los contactos de Au

En este paso, se empleó el mismo proceso de *lift-off* que la etapa anterior pero iluminando con la máscara correspondiente. El depósito de Au se realizó mediante la técnica de depósito por evaporación con un haz de electrones con un equipo PLASSYS MEB 400S. Se depositó primero una fina capa de Ti de 10 nm para mejorar la adhesión y luego 150 nm de Au. El resultado final se observa en las Figuras 4.7b y 4.7c.

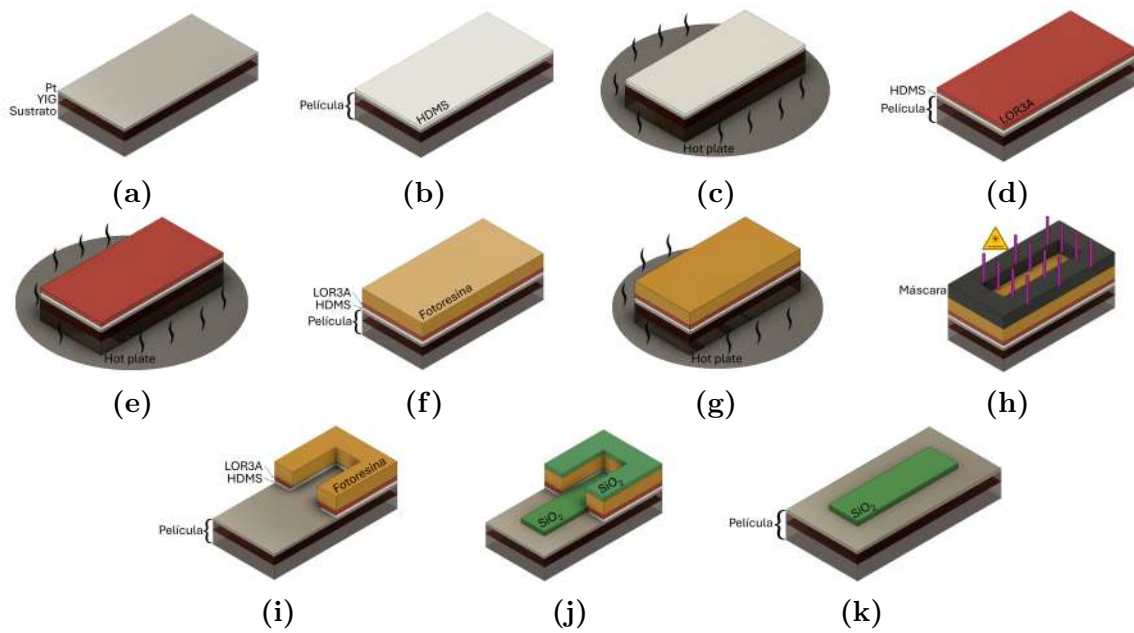


Figura 4.5: Diagrama esquemático de las etapas posteriores del proceso de microfabricación que incluyen *lift-off* y evaporación: (a-g) Recubrimiento y horneado suave de las capas del *primer* HDMS, LOR 3A y la fotorresina. (h) Exposición de la fotorresina con luz UV. (i) Revelado. Se muestra un corte para visualizar la ventana creada por el LOR 3A. (j) Depósito del material deseado mediante evaporación. (k) Proceso de *lift-off* para retirar las capas sobrantes y obtener el patrón final.

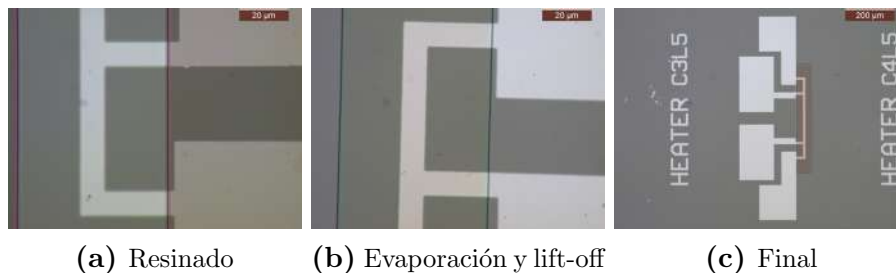


Figura 4.6: Imágenes del dispositivo tras las distintas etapas del segundo paso del proceso de microfabricación: (a) Estado inicial del dispositivo, mostrando las capas base antes del proceso de evaporación. (b) Dispositivo tras evaporación y limpieza, con el patrón parcialmente definido. (c) Estado final del dispositivo, donde se observa el patrón completamente formado.

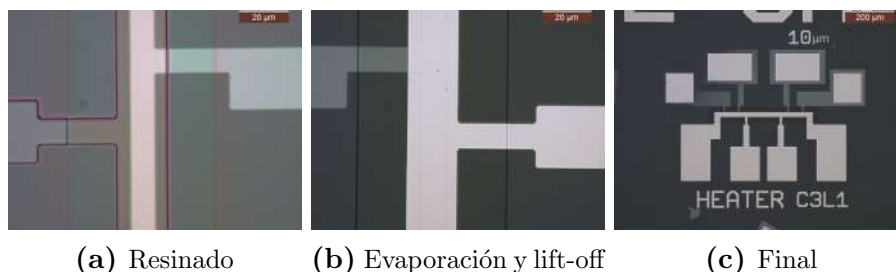


Figura 4.7: Imágenes del dispositivo tras las distintas etapas del tercer paso del proceso de microfabricación: (a) Estado inicial del dispositivo, mostrando las capas base antes del proceso de evaporación. (b) Dispositivo tras evaporación y limpieza, con el patrón parcialmente definido. (c) Estado final del dispositivo, donde se observa el patrón completamente formado.

Capítulo 5

Efecto de tensiones inducidas por sustratos en YIG

“Cuando no se tiene el coraje de vivir como se piensa, se termina por pensar como se vive”

— Victoria Ocampo

El crecimiento epitaxial de películas delgadas sobre diferentes sustratos induce tensiones debido al desajuste de parámetros de red (*mismatch*) entre el material y el sustrato. Este desajuste, que puede variar en magnitud y signo según los materiales, impacta tanto en las propiedades estructurales como en las magnéticas y de transporte de espín. En este capítulo se presentan los resultados del estudio sobre los efectos de las tensiones inducidas por los sustratos en propiedades de interés en bicapas Pt/YIG. Se examinó cómo las tensiones de red y las anisotropías inducidas por los sustratos afectan la estructura cristalina y las propiedades magnéticas de las películas de YIG. Además, se evaluó cómo estas variaciones estructurales y magnéticas influyen en los mecanismos de transferencia y conversión de corrientes de espín.

5.0.1. Características de las muestras utilizadas

La investigación se llevó a cabo en dos conjuntos de bicapas de Pt/YIG crecidas sobre diferentes granates de gadolinio-galio monocristalinos. Se depositaron películas delgadas epitaxiales de YIG con espesores que varían entre 4 nm y 110 nm, mediante PLD, sobre sustratos de GGG [111] o SGGG [111] como se explicó en la Sección 4.1.1. El Pt, con un espesor de 8 nm, se depositó *ex situ* bajo condiciones de alto vacío mediante la técnica de *sputtering* en el Centro Atómico Bariloche a temperatura ambiente.

5.1. Caracterización de composición y estructura

5.1.1. Influencia del desajuste de parámetros de red en la estructura

Se comenzó evaluando la influencia del desajuste de parámetros de red entre el YIG y los sustratos utilizados antes del depósito de la capa de Pt. El desajuste de red, definido como η [137], determina si es posible formar interfaces heteroepitaxiales y se calcula como:

$$\eta = \frac{d_b - d_s}{d_s} \times 100, \quad (5.1)$$

donde d_b y d_s son los parámetros de red en el plano de la película *bulk* y el sustrato, respectivamente. Para que una película crezca de manera epitaxial, η debe ser típicamente menor a 5 %. La Tabla 5.1 muestra los valores de los parámetros de red del material *bulk* y de η para los materiales empleados en este capítulo.

Material	Parámetro de red [Å]	η [%]	$2\theta_{444}^s$ [°]
YIG	12.376 [96]		51.087
GGG	12.383 [96]	-0.06	51.056
SGGG	12.480 [138]	-0.83	50.631

Tabla 5.1: Parámetros cristalográficos de los materiales *bulk* estudiados en este capítulo. Se presentan el parámetro de red, la deformación relativa y el ángulo de difracción correspondiente al pico [444].

Considerando que el desajuste presenta el mismo signo pero magnitudes diferentes, se realizaron mediciones mediante difracción de rayos X para determinar los valores del parámetro de red en función del espesor y de las distintas series de muestras. La Figura 5.1 presenta un ejemplo del difractograma de rayos X ($\omega - 2\theta$) obtenido para películas delgadas de YIG depositadas sobre sustratos de GGG y SGGG. Se observan los picos correspondientes al plano [444] de YIG, junto con los picos característicos de los sustratos GGG y SGGG, sin evidencia de picos asociados a fases de impurezas ni a otras orientaciones cristalográficas. Esto confirma que las películas crecieron con alineación epitaxial y orientación preferencial [111]. La alta calidad y homogeneidad de las películas se evidencian por la presencia de oscilaciones de Laue, que se manifiestan como una serie de picos satélite alrededor de la reflexión principal de la película [139].

Para analizar la estructura cristalina de las películas y evaluar las tensiones inducidas por los sustratos, se utilizó la ley de Bragg para interpretar los datos de XRD:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (5.2)$$

donde d es la distancia entre planos de difracción, θ es el ángulo de incidencia de los rayos X, n es el orden de la reflexión y λ es la longitud de onda de la radiación

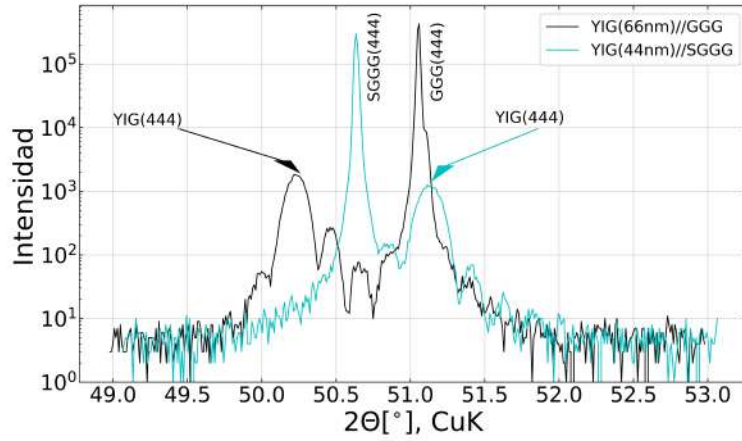


Figura 5.1: Detalle de patrones de difracción $\omega-2\theta$ de películas de YIG crecidas sobre sustratos GGG y SGGG.

incidente. El pico [444] se ajustó utilizando una función pseudo-Voigt, lo que permitió determinar con precisión la posición de su máximo para todas las películas de YIG. En base a estos resultados, se calcularon las deformaciones fuera del plano ϵ_{\perp} respecto al material *bulk* empleando la siguiente ecuación [61]:

$$\epsilon_{\perp} = \frac{d_{111}^f - d_{111}^b}{d_{111}^b} = \frac{\sin \theta_{444}^b - \sin \theta_{444}^f}{\sin \theta_{444}^f}, \quad (5.3)$$

donde d_{111}^f y d_{111}^b son las distancias interplanares asociadas a la dirección [111] correspondientes a los *films* y al material *bulk*, respectivamente, mientras que θ_{444}^f (θ_{444}^b) representan la posición angular del pico [444] del *film* (*bulk*). A partir de estos datos, se calculó la deformación perpendicular ϵ_{\perp} para todas las películas delgadas de YIG, empleando los picos de difracción [444], como se muestra en la Figura 5.2. Este enfoque, basado en los ángulos θ_{444}^f y θ_{444}^b , es particularmente útil ya que permite calcular la deformación fuera del plano incluso si la celda unitaria presenta distorsiones que se desvíen de la estructura cúbica ideal. En la Figura 5.2, los puntos iguales corresponden a muestras de una misma serie de crecimientos, mostrando las diferencias en la deformación entre tracción (zona azul) y compresión (zona gris) dependiendo del tipo de sustrato.

Teniendo en cuenta la tensión biaxial inducida por el sustrato y asumiendo que la deformación en el plano es coherente con esta, el coeficiente de Poisson ($\nu = 0,29$ [140]), que relaciona la deformación transversal con la longitudinal, permite calcular la deformación perpendicular esperada a partir de la deformación paralela:

$$\epsilon_{\perp} = -2\nu\epsilon_{\parallel} = -2\nu\frac{d_s - d_b}{d_b}. \quad (5.4)$$

Los valores calculados son $\epsilon_{\perp\text{GGG}} = -0,03 \%$ y $\epsilon_{\perp\text{SGGG}} = -0,49 \%$, los cuales se re-

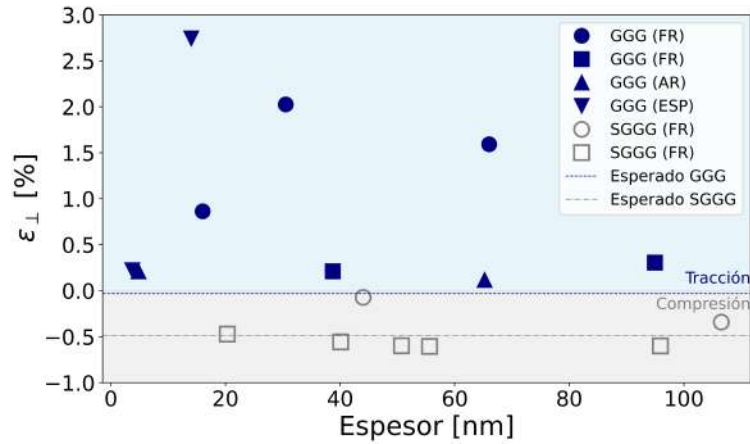


Figura 5.2: Gráfico de la deformación perpendicular (ϵ_{\perp}) medida mediante XRD en función del espesor de las películas de YIG depositadas sobre distintos sustratos (GGG y SGGG).

presentan como líneas punteadas en la Figura 5.2. Estos valores se comparan con las deformaciones fuera del plano obtenidas experimentalmente a partir de los datos de XRD. En todos los casos, se esperaría una deformación por compresión fuera del plano. Sin embargo, los resultados muestran que ϵ_{\perp} es positiva en el caso del GGG, lo que confirma que, para este sustrato, la tensión en las películas de YIG es opuesta a lo esperado. Por otro lado, la tendencia observada en el caso del SGGG muestra una deformación por compresión, en concordancia con las predicciones basadas en la relación de Poisson. Esto sugiere que las diferencias en los desajustes de red provocan mayores distorsiones en las películas de YIG depositadas sobre GGG, en comparación con las depositadas sobre SGGG. Este comportamiento contrasta con lo esperado.

La comparación de las deformaciones en la dirección perpendicular al plano (OOP) en la Figura 5.2 también muestra que, en el caso del sustrato SGGG, un aumento en el espesor de la película genera una deformación más débil en esta. Este resultado es consistente con la naturaleza interfacial de la tensión producida por el desajuste de la red, que se relaja progresivamente a medida que la película se vuelve más gruesa.

Para evaluar el grado de coherencia y tensión en el plano de las películas de YIG, se realizaron mapas de espacio recíproco (RSM) [141] mediante XRD, centrados en los picos de difracción de la película y el sustrato. Los RSM proporcionan información detallada sobre la tensión en el plano y la relajación de las películas al medir la distribución de intensidad en un rango angular alrededor de un pico de difracción específico. Esto permite identificar desajustes de red entre la película y el sustrato, así como determinar si la película mantiene coherencia con el sustrato o ha comenzado a relajarse.

La Figura 5.3 muestra estos mapas de RSM para las muestras YIG(14 nm)//GGG y YIG(20 nm)//SGGG. Se observan los picos correspondientes al plano [486] del YIG y los respectivos picos del sustrato, permitiendo evaluar la calidad cristalina y la aline-

ción epitaxial. Los colores indican la intensidad de la señal, mostrando la distribución de la densidad de difracción en función de los vectores recíprocos Q_{\perp} y Q_{\parallel} . En estos mapas, la posición relativa de los picos correspondientes al sustrato y la película indica el estado de tensión en el plano.

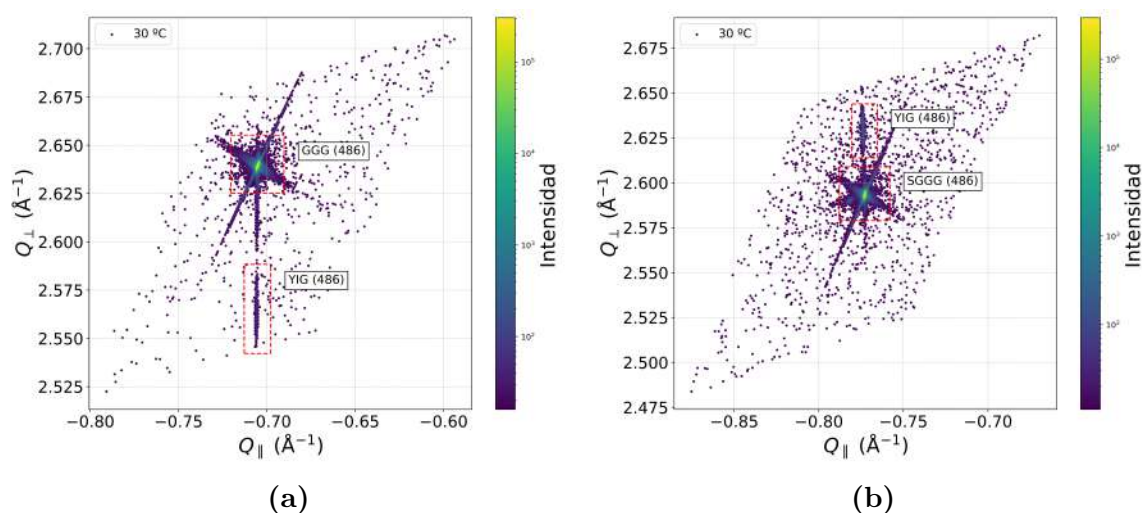


Figura 5.3: RSM obtenidos a temperatura ambiente de las películas epitaxiales de YIG crecidas sobre sustratos (a) GGG (ESP-16 nm) y (b) SGGG (FR-20 nm)

Los RSM muestran que todas las capas de YIG tienen prácticamente el mismo Q_{\parallel} que los sustratos correspondientes. Esto implica que el espaciamiento interplanar paralelo a la película d_{\parallel}^f es igual al del sustrato d_{\parallel}^s . En consecuencia, el valor de la deformación en el plano, ϵ_{\parallel} , que es igual a 0.06 % para GGG y 0.84 % para SGGG, es consistente para todas las muestras. Sin embargo, los ángulos de dispersión fuera del plano, Q_{\perp} , difieren en posición según las condiciones del sustrato de las respectivas muestras. En particular, el Q_{\perp} en SGGG es significativamente menor que en GGG.

Esta diferencia en el espaciamiento interplanar fuera del plano de las películas YIG, en relación con los sustratos, indica la presencia de una distorsión romboédrica [55, 111]. Esta distorsión puede cuantificarse mediante el ángulo de distorsión α , que representa el ángulo entre las caras de la celda unitaria a lo largo de la dirección [111] como se ilustra en la Figura 5.4a. Asumiendo que las películas crecen de manera coherente a lo largo de su espesor, y sustituyendo los valores estimados del parámetro d_{\perp} a partir de la ecuación de Bragg estándar para el pico [444], es posible calcular α utilizando la relación propuesta por [55]:

$$\sqrt{2} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) d_{\perp} = d_s. \quad (5.5)$$

Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 5.4b.

Por otro lado, observando la Figura 5.4c donde se grafica la distancia interplanar perpendicular (d_{444}^f) medida mediante XRD en función del espesor de las películas de YIG sobre GGG y SGGG no se encontró una relación directa entre d_{444}^f y el espesor de las películas, lo que sugiere que d_{444}^f es altamente sensible a las condiciones de

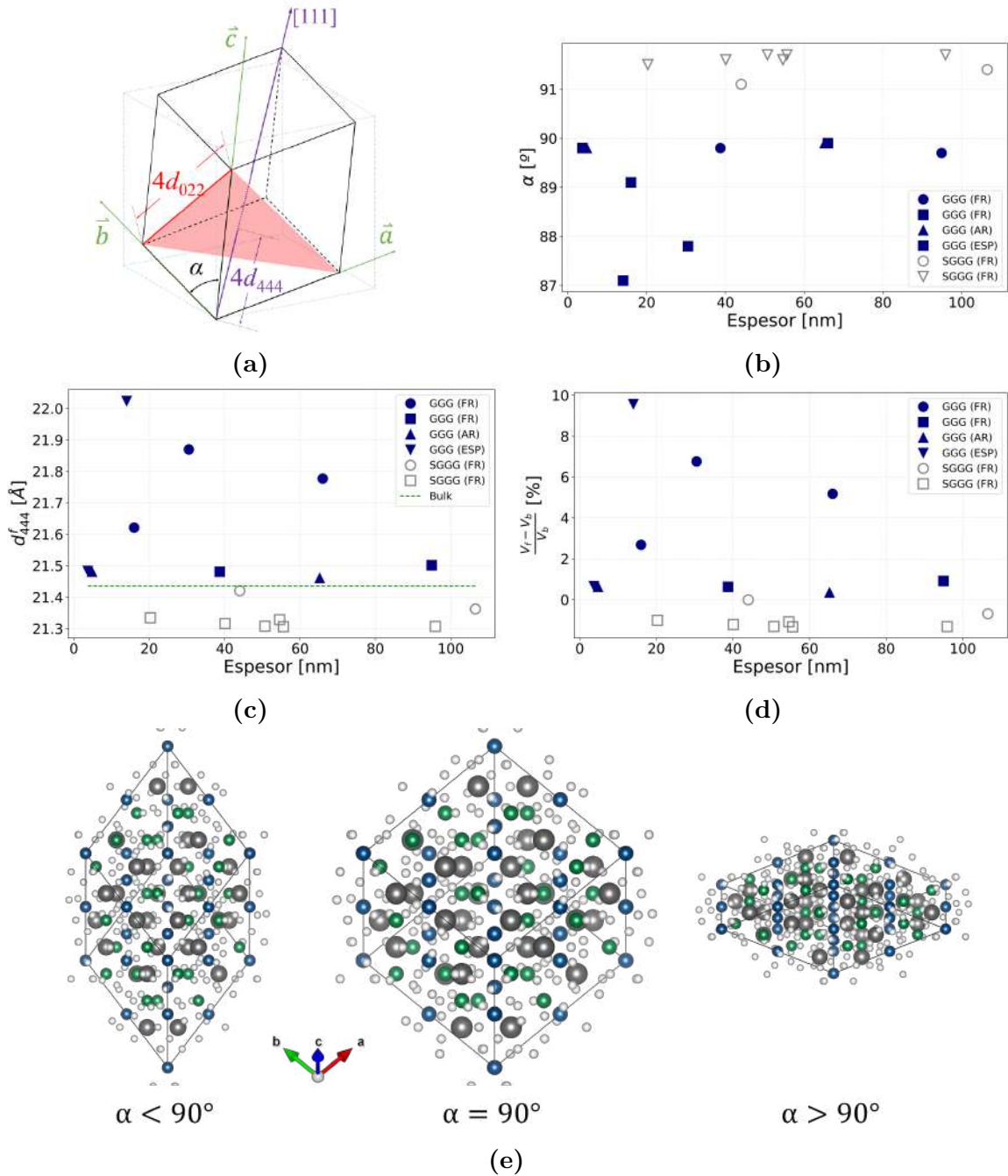


Figura 5.4: (a) Representación geométrica de la distorsión romboédrica [142]. (b) Ángulo de distorsión romboédrica calculado para cada película. (c) Distancia interplanar perpendicular (d_{\perp}) en función del espesor de las películas de YIG sobre GGG y SGGG. (d) Relación volumétrica relativa $((V_f - V_b)/V_b)$ en función del espesor de las películas de YIG depositadas sobre GGG y SGGG. (e) Simulación de la distorsión cristalina de las películas con ángulos exagerados para destacar las diferencias.

crecimiento. En esta figura la línea discontinua verde indica el valor esperado para el material *bulk*, destacando las variaciones inducidas por las tensiones epitaxiales en los sustratos.

El volumen de la celda unitaria se puede calcular a partir de las distancias interplanares obtenidas y el ángulo α , considerando la simetría cristalina y las posibles

distorsiones inducidas por el sustrato:

$$V_f = d_f^3 \sqrt{1 - 3 \cos^2 \alpha + 2 \cos^3 \alpha}, \quad (5.6)$$

donde d_f se calculó tomando en cuenta la distorsión romboédrica como:

$$d_f^2 = d_{444}^2 \frac{48 \sin^2 \alpha + 96 \cos^2 \alpha - \cos \alpha}{(1 - 3 \cos^2 \alpha + 2 \cos^3 \alpha)}. \quad (5.7)$$

El volumen de la celda unitaria no se conserva como se ve en la Figura 5.4d, que grafica la relación volumétrica relativa al *bulk* ($(V_f - V_b)/V_b$) en función del espesor de las películas de YIG depositadas sobre GGG y SGGG. Esta expansión observada en las películas de YIG ya ha sido reportada en estudios previos sobre GGG. Por ejemplo, Sokolov *et al.* [143] documentaron una distancia interplanar en la dirección [111] que era un 1.2 % mayor a lo esperado para una película pseudomórfica estequiométrica de YIG, y atribuyeron el resultado de la distorsión romboédrica a la presencia de vacancias de hierro en posiciones octaédricas. En el presente estudio, se observaron distorsiones volumétricas de hasta 10 % en GGG, mientras que en SGGG la distorsión no superó el -2 %. Otros estudios [69, 144] han relacionado esta expansión o contracción con defectos de tipo antisitios en posiciones de itrio. Los antisitios son defectos puntuales en los cuales un ion ocupa un sitio cristalográfico distinto al que le corresponde. En el caso de YIG, estos defectos ocurren cuando un ion de hierro ocupa un sitio destinado al itrio, lo que altera la simetría local y puede inducir tensiones adicionales en la estructura cristalina.

Como conclusión, aunque un desajuste menor debería favorecer una estructura más homogénea y reducir las tensiones en las películas de YIG crecidas sobre GGG, los resultados obtenidos contradicen esta expectativa. A pesar de que el GGG presenta un desajuste más favorable en comparación con el SGGG, el parámetro de red medido para las películas de YIG sobre GGG revela mayor discrepancia. Esto indica que otros factores, además del desajuste de parámetros de red entre la película y el sustrato, desempeñan un papel determinante en las tensiones y distorsiones observadas en la estructura cristalina.

5.1.2. Influencia de la temperatura de crecimiento en la estructura

Hasta ahora, el cálculo de la deformación en las películas se ha realizado considerando únicamente el desajuste de red entre el sustrato y la película que crece sobre él. Sin embargo, dado que las películas se depositan a altas temperaturas y posteriormente se enfrían en una atmósfera de oxígeno, las diferencias en los coeficientes de expansión

térmica entre los materiales pueden inducir tensiones adicionales durante el proceso de enfriamiento.

El YIG presenta un coeficiente de expansión térmica mayor ($1,05 \times 10^{-5} K^{-1}$ [145]) que los sustratos GGG ($8,18 \times 10^{-6} K^{-1}$ [138]) y SGGG ($8,55 \times 10^{-6} K^{-1}$ [138]). Esto implica que, a las altas temperaturas de crecimiento, el desajuste de red entre el YIG y el sustrato se amplifica, lo que podría conducir a la formación de defectos estructurales como vacancias o antisitios durante el enfriamiento.

Para analizar el efecto de estas tensiones inducidas durante el crecimiento de las películas, se llevaron a cabo mediciones de XRD simulando el proceso. Estas mediciones se realizaron utilizando una placa caliente y un domo Anton Paar DHS 1100, que permitió calentar las muestras hasta $800^\circ C$ mientras se registraban difractogramas XRD y mapas de espacio recíproco.

En la Figura 5.5a se presenta la evolución del difractograma XRD para una película de YIG(20 nm) sobre SGGG al variar la temperatura. El cambio en la posición y forma de los picos refleja la evolución térmica de las tensiones residuales y la expansión térmica. El análisis de los picos permite observar cómo cambia el parámetro de red perpendicular (d_{\perp}) con la temperatura. Por otro lado, la Figura 5.5b muestra la relación lineal obtenida entre d_{\perp} y la temperatura para la misma muestra, lo que facilita la obtención de los coeficientes de expansión térmica del film y del sustrato. Los datos muestran la expansión térmica y su relación con las tensiones epitaxiales en las película de YIG//SGGG.

La Figura 5.5c muestra los RSM medidos alrededor de los picos [486] de las películas de YIG crecidas sobre GGG y SGGG. En estos mapas, se observa que Q_{\parallel} es consistente entre la película y el sustrato, lo que indica que las películas permanecen coherentes en el plano. Sin embargo, Q_{\perp} difiere significativamente entre las muestras, lo que refleja las tensiones inducidas por la diferencia en los coeficientes de expansión térmica durante el enfriamiento.

La deformación total en ϵ_{\perp} puede dividirse en dos contribuciones principales: la deformación inicial por el desajuste de red a la temperatura de crecimiento y la deformación térmica adicional al enfriar. Siguiendo la Ecuación 5.4 se puede proponer:

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\perp\eta} + \epsilon_{\text{termico}} = -2\nu \frac{d_s - d_b}{d_b} + \frac{\Delta\alpha}{1 - \nu} \Delta T, \quad (5.8)$$

donde $\Delta\alpha = \alpha_f - \alpha_s$ es la diferencia entre los coeficientes de expansión térmica lineal de la película (α_f) y del sustrato (α_s); $\Delta T = 300K - T_{\text{crecimiento}}$ es el cambio de temperatura desde el crecimiento hasta temperatura ambiente. El factor $1 - \nu$ ajusta la deformación térmica para considerar la interacción con las restricciones laterales debido al sustrato. A continuación se muestran en la Tabla 5.2 los resultados obtenidos a partir de los ajustes lineales de todas las muestras:

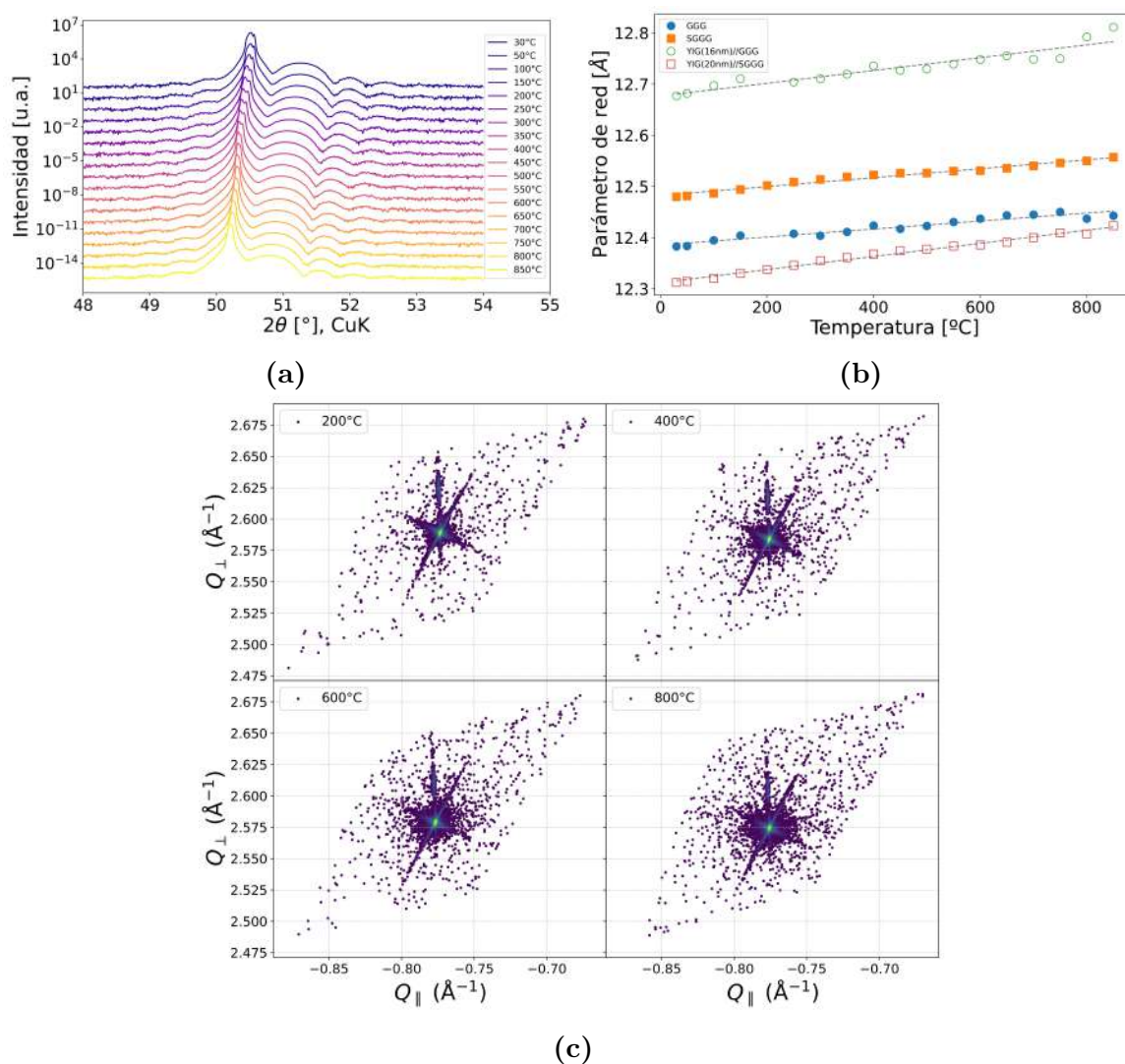


Figura 5.5: (a) Espectros de XRD en escala semilogarítmica para una película de YIG(FR-20 nm)//SGGG, medidos a diferentes temperaturas. (b) Evolución del parámetro de red (α) tanto en las películas como en los sustratos. (c) RSM obtenidos a diferentes temperaturas intermedias.

Sustrato	Espesor [nm]	α_s [K ⁻¹]	α_f [K ⁻¹]	$\epsilon_{\text{termico}}$ [%]	ϵ_{η} [%]	ϵ_{total} [%]
GGG-ESP	16	6.29×10^{-6}	9.86×10^{-6}	0.32	-0.02	0.30
GGG-AR	100	7.85×10^{-6}	9.33×10^{-6}	0.13	-0.03	0.11
SGGG-FR02	20	6.96×10^{-6}	1.04×10^{-5}	0.31	-0.48	-0.16

Tabla 5.2: Coeficientes de expansión térmica y deformaciones relativas en películas delgadas de YIG sobre diferentes sustratos. Se presentan el coeficiente de expansión térmica del sustrato y de la película medido por XRD, la deformación inducida por diferencias térmicas, la deformación debido al desajuste de parámetros de red y la deformación total.

Aunque el desajuste de red entre el GGG y la película es menor en comparación con otros sustratos, las tensiones asociadas a la diferencia en los coeficientes de expansión térmica tienen un impacto significativo en la deformación final durante el enfriamiento. Esto explica por qué, en las películas crecidas sobre GGG, se observa una tendencia

contraria a lo esperado: una deformación por tracción en la dirección perpendicular, como se mostró en la Figura 5.2. Este efecto es particularmente evidente en películas delgadas, donde la ausencia de relajaciones permite que las tensiones térmicas dominen.

Se concluye que, aunque el mayor parámetro de red del GGG debería inducir una deformación compresiva en la dirección perpendicular debido al desajuste inicial, la diferencia entre los coeficientes de expansión térmica ($\alpha_f > \alpha_s$) provoca que, al enfriarse, la película se contraiga más que el sustrato. Esto genera una deformación final por tracción, contraria al efecto esperado exclusivamente por el desajuste de red.

5.1.3. Análisis de composición y estructura mediante Microscopía Electrónica de Transmisión de Alta Resolución

Es importante señalar que la técnica de rayos X, aunque útil para caracterizar parámetros estructurales globales, no es lo suficientemente sensible para analizar los detalles de la estructura cristalina cerca de la interfaz con el sustrato. Esto se debe a que las mediciones promedian la información a lo largo del espesor de la película, lo que limita la detección de variaciones locales. Para realizar un análisis más detallado, se emplearon técnicas avanzadas de microscopía electrónica. En particular, se adquirieron imágenes de Microscopía Electrónica de Transmisión en modo de Barrido de Alta Resolución con detector de Campo Oscuro Anular de Ángulo Alto (HRSTEM-HAADF) para examinar directamente los defectos a nivel atómico. Además, esta técnica se complementó con Espectroscopía de Dispersión de Electrones (EDS), que proporciona información sobre la composición estequiométrica de los elementos presentes en las películas. De este modo, el análisis estructural obtenido mediante microscopía electrónica complementa los resultados obtenidos por rayos X.

Para estos estudios, se preparó una serie de películas de YIG/Pt en secciones transversales para su observación en un microscopio electrónico de transmisión por medio de FIB (*Focused Ion Beam*) en equipos *Dual Beam Helios 650* de Thermofischer. La estructura cristalina y el análisis de la interfaz se llevaron a cabo utilizando HRSTEM-HAADF. Esta caracterización se realizó en un FEI Titan G2 que opera de 80-300 keV con corrección de aberraciones en lente condensadora. Utilizando EDS, microscopía electrónica de transmisión de alta resolución (HRTEM) y en modo de Barrido (STEM).

A pesar de las tensiones discutidas previamente, la excelente calidad cristalina de las películas de YIG se puede apreciar en las imágenes de STEM-HAADF con corrección de aberración, como se muestra en la Figura 5.6. Estas imágenes corresponden a películas crecidas sobre sustratos GGG (FR) y SGGG (FR), y muestran la estructura en capas y la calidad de la interfaz entre el sustrato, la película de YIG y el recubrimiento de Pt. También revelan interfaces nítidas y bien definidas entre la película y el Pt, confirmando la calidad del crecimiento del metal a pesar de ser realizado *ex situ*.

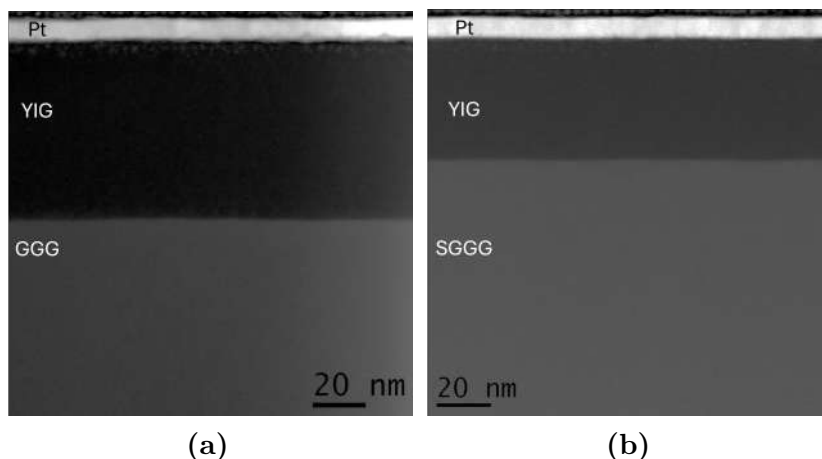


Figura 5.6: Imágenes **STEM-HAADF** de secciones transversales de películas de **YIG** con recubrimiento de Pt. (a) **YIG**(FR-66 nm)//**GGG**. (b) **YIG**(FR-44 nm)//**SGGG**.

La Figura 5.7a presenta una imagen de **HRTEM** que permite observar con mayor detalle la estructura cristalina de las películas. El patrón de difracción de electrones (Figura 5.7b) muestra que las películas están orientadas a lo largo del eje de la zona [1-10], con la dirección [111] fuera del plano. Este patrón confirma tanto la naturaleza epitaxial como la alta cristalinidad de las películas de **YIG** crecidas sobre sustratos de **GGG** y **SGGG**. La Figura 5.7c muestra un esquema de la celda unitaria de **YIG** proyectada a lo largo de esta misma dirección. En el esquema, los átomos de Fe en sitios octaédricos (Oh) y tetraédricos (Td) están representados en azul y verde, respectivamente, mientras que los átomos de Y aparecen en gris. Las imágenes **STEM-HAADF** con resolución atómica, presentada en la Figura 5.7d, revela la estructura de **YIG** a escala atómica. Los cuadrados punteados rojos en las Figuras 5.7a y 5.7d corresponden a la celda unitaria de **YIG**, lo que confirma la alta calidad cristalina de las películas a pesar de la complejidad de la estructura.

Por otra parte, la capa de Pt mostró una estructura policristalina típica sin una orientación preferida como se ve en la Figura 5.8. En esta figura, en la región inferior, se observa la estructura periódica de la película **YIG** con una cristalinidad claramente definida, mientras que la capa superior (más brillante) corresponde al Pt. Se puede ver la nitidez de la interfaz y la continuidad de ambas capas. La constante de red de la capa de Pt fue 3.92 Å, que también concuerda bien con el valor informado en la literatura [146].

Se realizaron espectros de **EDS** en las muestras para confirmar su estequiometría. Los perfiles obtenidos muestran la distribución atómica relativa de Y, Fe, O, Gd y Ga a lo largo de la dirección del espesor. Se observa un cambio en la composición química a medida que se aproxima al sustrato, particularmente en los elementos Gd y Ga, que corresponden al material del sustrato. En las muestras **YIG**//**SGGG**, la relación Y/Fe es de aproximadamente 0,6, en concordancia con el valor nominal esperado. No obstante,

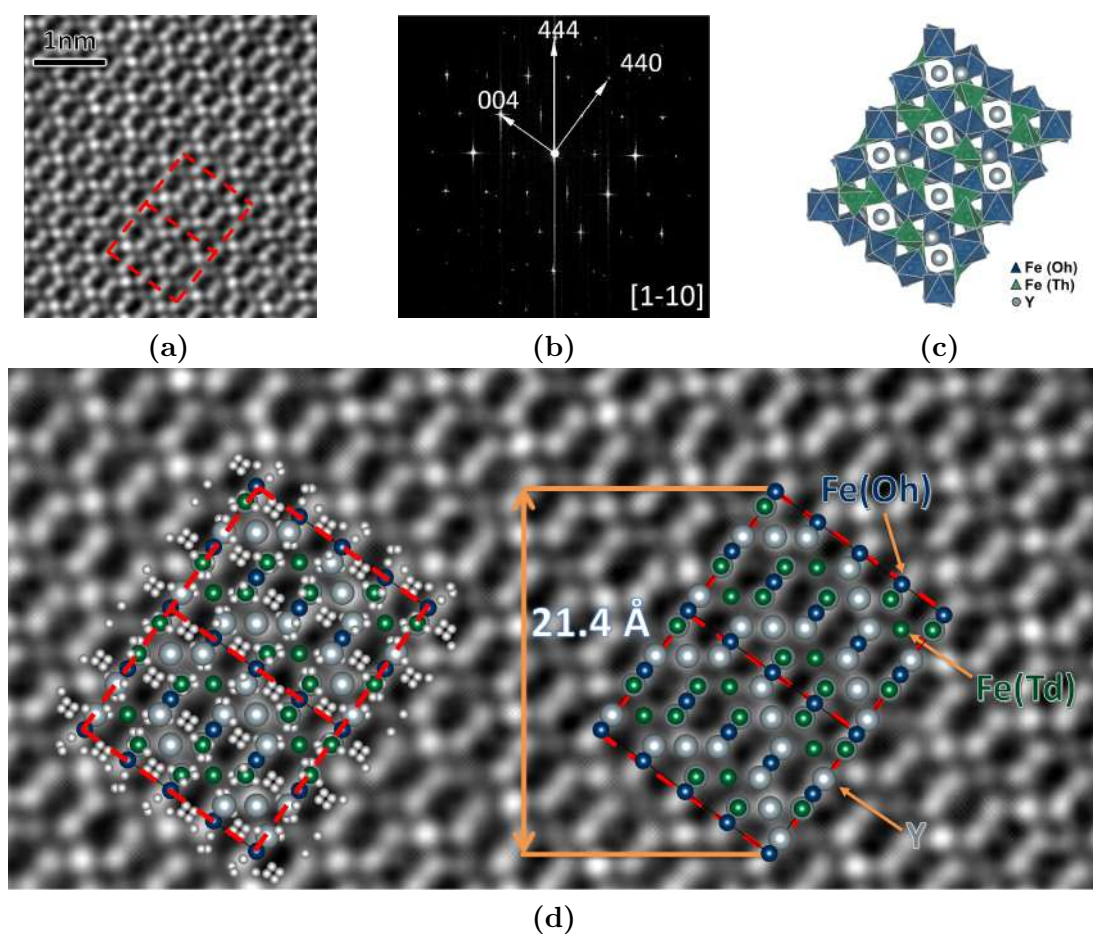


Figura 5.7: (a) Imagen **STEM-HAADF** con resolución atómica de una película de **YIG** crecida sobre **SGGG**, vista a lo largo de la dirección cristalográfica $[111]$. (b) Patrón de difracción correspondiente, mostrando los planos cristalográficos principales. (c) Esquema de la celda unitaria de **YIG**, proyectada a lo largo de la dirección $[1-10]$. Los átomos de Fe en sitios octaédricos (Oh) y tetraédricos (Td) están representados en azul y verde, respectivamente, mientras que los átomos de Y se indican en gris. (d) Ampliación de la imagen **STEM-HAADF** con la estructura atómica superpuesta. La celda unitaria de **YIG** se resalta con una línea punteada roja.

en las muestras **YIG//GGG** se detecta un ligero exceso de itrio, con una relación Y/Fe de aproximadamente 0,8, como se muestra en la Figura 5.9. Esta desviación es consistente con la expansión del volumen observada y no se había informado previamente, a pesar del hecho de que muchos estudios han mostrado patrones de XRD similares [55, 108, 116, 147].

5.1.4. Análisis de las tensiones locales a partir de las imágenes **HRSTEM**

Para extraer información sobre la deformación local de la muestra, se generaron mapas cuantitativos de deformación en las interfaces película/sustrato utilizando el programa *Geometric Phase Analysis* (**GPA**) [148] a partir de las imágenes **STEM-HAADF**. La deformación de la película se estima como variación relativa respecto a la

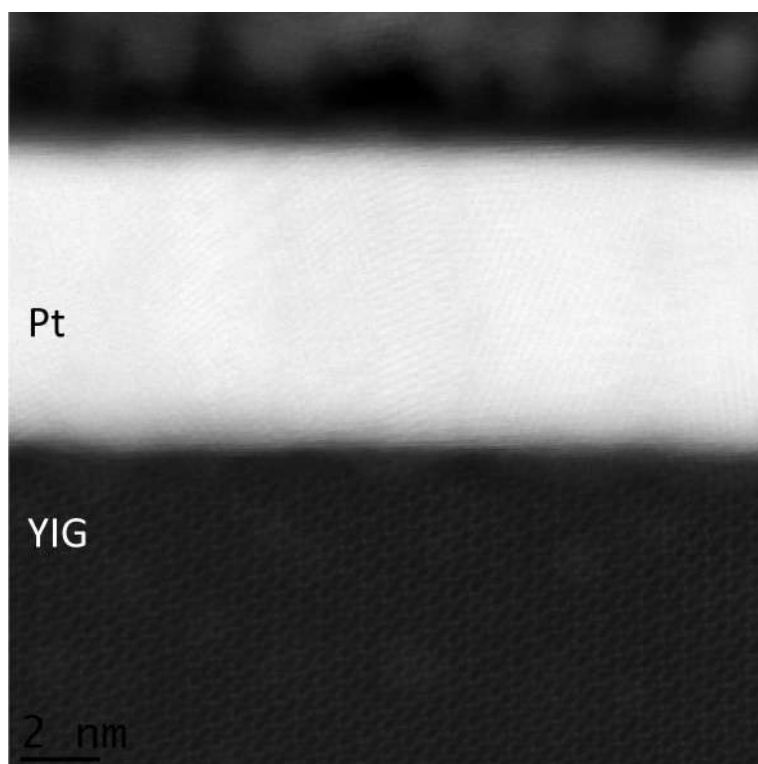


Figura 5.8: Imagen STEM-HAADF de alta resolución que muestra la interfaz entre la película de YIG depositada sobre SGGG y una capa superior de Pt.

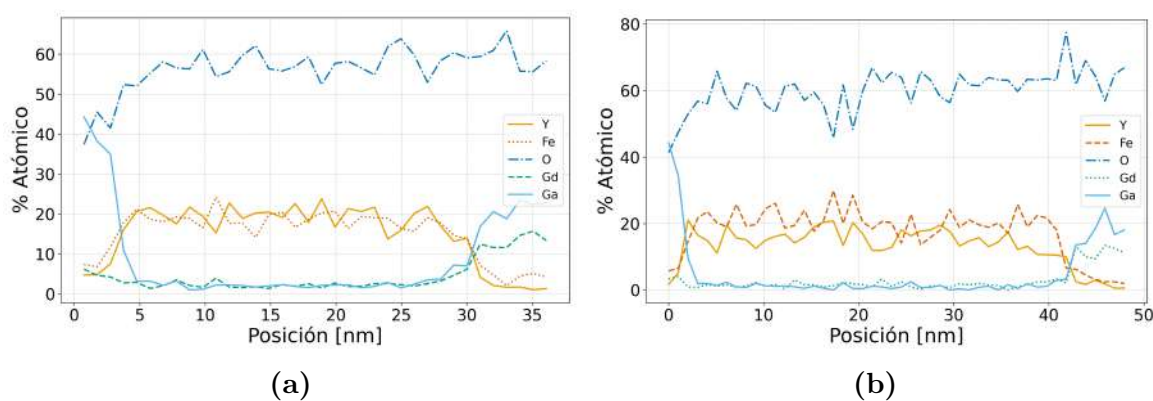


Figura 5.9: Espectros de EDS obtenidos mediante STEM para películas delgadas de YIG crecidas sobre diferentes sustratos. (a) YIG(FR-31 nm)//GGG. (b) YIG(FR-44 nm)//SGGG.

red cristalina del sustrato. En este caso:

$$\epsilon_{f/s} = \frac{d_f - d_s}{d_s}. \quad (5.9)$$

El perfil mostrado en las Figuras 5.10d y 5.10h corresponde a la deformación promedio en cada línea vertical, siguiendo la dirección de las flechas indicadas en las Figuras 5.10a y 5.10e, obtenidas a partir de las imágenes GPA. Los mapas resaltan la distribución de deformaciones a lo largo de la película y la interfaz con el sustrato, evidenciando una deformación homogénea en el plano de crecimiento. Los datos revelan que las

películas YIG//GGG exhiben una deformación por tracción promedio de $\epsilon_{f/s} \approx 2\%$, mientras que las películas YIG//SGGG presentan una deformación ligeramente compresiva, alcanzando un máximo de $\epsilon_{f/s} \approx -1\%$ cerca de la interfaz película-sustrato. Esta deformación compresiva se relaja progresivamente hacia un parámetro similar al sustrato a partir de los 10 nm.

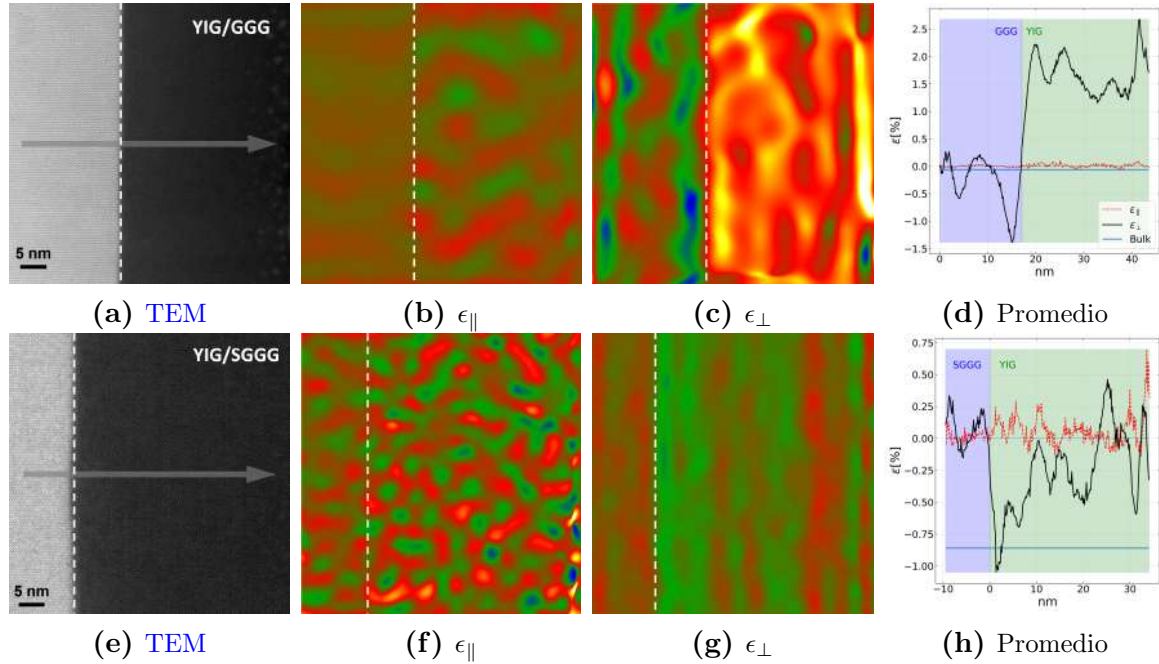


Figura 5.10: (a,e) Imágenes STEM-HAADF de alta resolución que muestran la interfaz entre la película de YIG y el sustrato. (b,f) Mapas GPA de la deformación en la dirección paralela a la película (ϵ_{\parallel}) (c,g) Mapas GPA de la deformación en la dirección perpendicular a la película (ϵ_{\perp}). (d,h) Perfiles promedio de la deformación (ϵ_{\parallel} y ϵ_{\perp}) obtenidos de los mapas GPA en (b-c, f-g).

Estas deformaciones son consistentes con los resultados obtenidos mediante XRD discutidos en la Sección 5.1.1. A pesar del mayor desajuste de red inicial, las películas depositadas sobre SGGG muestran tensiones más débiles que las crecidas sobre GGG. Esto puede explicarse por una mayor capacidad de relajación en las películas sobre SGGG, que se manifiesta en la transición de una deformación ligeramente compresiva cerca de la interfaz a un estado relajado a medida que aumenta la distancia desde el sustrato. Este comportamiento sugiere que las tensiones inducidas por el desajuste inicial en SGGG se alivian más eficientemente. En contraste, las películas sobre GGG mantienen un estado de tensión por tracción más uniforme, lo que indica una mayor coherencia en toda la película y una menor capacidad de relajación. Este contraste en las tensiones refleja la influencia directa del desajuste de red y las propiedades mecánicas de cada sustrato sobre la deformación final de las películas de YIG.

Por otro lado, el análisis de ϵ_{\parallel} , que resulta cercano a cero, indica que las tensiones en esta dirección son coherentes con las características de sus respectivos sustratos, en concordancia con los resultados obtenidos a partir de los RSM.

Por completitud, se realizó un análisis de la deformación a lo largo de toda la estructura, desde el sustrato hasta la capa de Pt para estudiar la influencia de este último. La Figura 5.11 presenta los mapas de deformación correspondientes, en los que se observa la distribución de las tensiones en función de la posición relativa dentro de la estructura. La línea azul sólida indica el valor esperado para una estructura completamente relajada. Aunque en este análisis la resolución espacial es menor, permitiendo visualizar la película completa, la Figura 5.11h muestra que la película depositada sobre SGGG permanece más relajada en la dirección perpendicular a la película (ϵ_{\perp}), mientras mantiene coherencia con el sustrato. En contraste, como se observa en la Figura 5.11d, la película crecida sobre GGG presenta mayores tensiones residuales a lo largo de toda la dirección perpendicular, lo que indica una menor relajación.

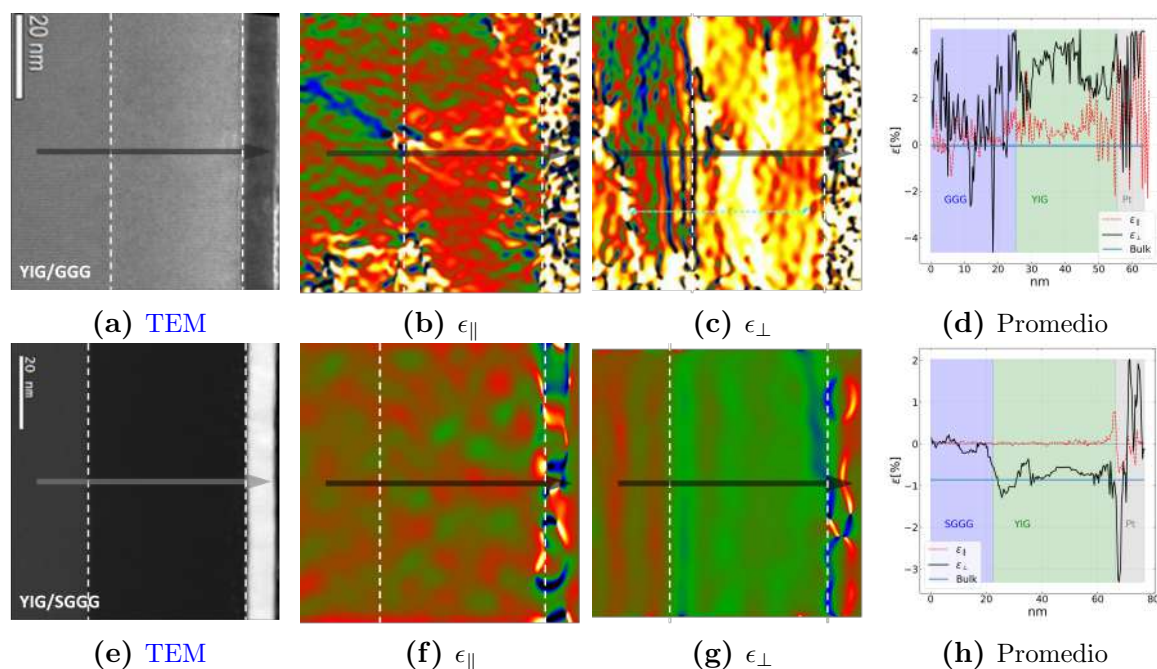


Figura 5.11: (a,e) Imágenes STEM-HAADF de alta resolución que muestran la interfaz desde el sustrato hasta la capa superior de Pt, atravesando la película de YIG. (b,f) Mapas GPA de la deformación en la dirección paralela a la película (ϵ_{\parallel}). (c,g) Mapas GPA de la deformación en la dirección perpendicular a la película (ϵ_{\perp}). (d,h) Perfiles promedio de la deformación (ϵ_{\parallel} y ϵ_{\perp}) obtenidos de los mapas GPA en (b-c, f-g).

5.2. Caracterización magnética

Las tensiones estructurales y los efectos de interfaz presentados en la sección anterior influyen notablemente a las propiedades magnéticas del material depositado. Estas propiedades son determinantes para el comportamiento funcional de los dispositivos en aplicaciones espintrónicas, particularmente en términos de dinámica de magnetización y anisotropía magnética.

Para estudiar estas características, se emplearon técnicas avanzadas de caracterización magnética. A través de técnicas de magnetometría se estudiaron las curvas de magnetización y determinaron parámetros clave como la coercitividad y la saturación en distintas direcciones cristalinas, mientras que con FMR se utilizó para evaluar las distintas técnicas de dinámica de magnetización y la anisotropía efectiva de las películas.

5.2.1. Magnetización DC y ciclos de histéresis

Caracterización magnética mediante Magnetometría de Muestra Vibrante (VSM) y magnetometría de Dispositivo Superconductor de Interferencia Cuántica (SQUID)

Es necesario caracterizar las propiedades magnéticas de saturación para comprender el comportamiento intrínseco de las películas de YIG. Para lograrlo, se emplearon técnicas de magnetometría. En particular, se analizaron las propiedades magnéticas estáticas de las películas de YIG con el objetivo de facilitar el estudio posterior de los experimentos de FMR y *spin-pumping*. Para llevar a cabo estas mediciones, se registraron los ciclos de magnetización M en función del campo magnético, utilizando un magnetómetro de Dispositivo Superconductor de Interferencia Cuántica (SQUID) Quantum Design MPMS-XL en Universidad de Zaragoza (UNIZAR) o un magnetómetro de Muestra Vibrante (VSM) LakeShore 8600 en el Centro Atómico Constituyentes (CAC).

Los ciclos de histéresis obtenidos al aplicar el campo magnético en el plano de las muestras y medidos a temperatura ambiente se utilizaron para determinar la magnetización de saturación (M_s). Las curvas presentadas en las Figuras 5.12a y 5.12b ya han sido corregidas para eliminar la contribución paramagnética del sustrato GGG ($\chi = 6,97 \times 10^{-4}$) o SGGG ($\chi = 7,12 \times 10^{-4}$), medida previamente utilizando un sustrato sin película. A partir de estas medidas se obtuvo la magnetización de saturación (M_s), calculada para cada muestra y utilizada en la Tabla 5.3 para determinar la anisotropía fuera del plano (K_{\perp}).

Es importante tener en cuenta que, debido a la presencia de gadolinio en el sustrato, aproximadamente el 99,96 % de la señal magnética total medida proviene del propio sustrato. Por lo tanto, la corrección del sustrato debe realizarse con especial precaución para evitar errores en la interpretación de la señal proveniente de la película. La línea discontinua representa la magnetización de saturación (M_s) del YIG en estado *bulk*.

Cabe destacar que, en algunos casos, la variación respecto del valor esperado para el material *bulk* alcanzó hasta un 10 %. Esta variación se observó tanto en las mediciones realizadas mediante VSM como en aquellas con SQUID. Se detectó, además, una dispersión en los valores de M_s entre diferentes fragmentos obtenidos de una mis-

ma muestra, cortada en múltiples secciones. Esta variación podría estar relacionada con la existencia de una distribución de campos efectivos dentro de la muestra, lo que indicaría la presencia de regiones con distintos valores locales de M_s .

En este sentido, al realizar las mediciones es necesario equilibrar dos aspectos clave:

1. El área de la muestra debe ser lo suficientemente grande como para obtener un valor promedio de M_s representativo, idealmente cercano al del material a granel.
2. Al mismo tiempo, el área debe ser tal que la señal correspondiente al YIG se mantenga dentro del rango de mayor sensibilidad del equipo de medida. Por ejemplo, en el caso del VSM, la señal proveniente del YIG se encontraba en el orden de los μemu , mientras que la del sustrato alcanzaba varios cientos de μemu . Afortunadamente, el YIG presenta un campo de saturación muy pequeño, como puede observarse en las Figuras 5.12a y 5.12b (menos de 1 Oe en muestras delgadas), lo que permite trabajar con campos bajos y minimizar así la contribución del sustrato, aprovechando el rango más sensible del instrumento.

En este caso, además, se utilizaron fragmentos de muestra cortados con lápiz de diamante, lo que genera bordes irregulares debido a la orientación cristalina (111) del sustrato. Por ello, se considera la posibilidad de que el área efectiva de la muestra haya sido sobreestimada, lo que podría explicar la obtención de valores de magnetización inferiores a los esperados.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, los valores de M_s obtenidos se grafican en la Figura 5.12c normalizados por el área de la muestra. Este análisis permitió determinar la M_s intrínseca del material y evaluar la posible presencia de una capa muerta (es decir, una región con magnetización nula), representada por el espesor crítico t_0 . Este fenómeno podría deberse, por ejemplo, a la interdifusión de átomos de Ga y Fe entre el sustrato y la película. El análisis de la pendiente arrojó un valor de $M_s = 131 \pm 4 \text{ emu/cm}^3$ para el sustrato GGG y $M_s = 129 \pm 18 \text{ emu/cm}^3$ para el SGGG. En ambos casos, este valor es ligeramente menor al reportado en materiales *bulk* (139 emu/cm^3) lo que sería coherente con el aumento de volumen de la celda observado en GGG. Estas diferencias pueden atribuirse a las tensiones impuestas por el sustrato sobre la película afectando el volumen de la red y a la desalineación de los iones de hierro en las posiciones tetraédricas y octaédricas.

El ajuste lineal de los datos indicó la presencia de una capa magnéticamente más activa en la interfase, determinada a partir del cruce con el eje de abscisas en la Figura 5.12c. Para el caso del GGG, el resultado es $t_0 = -2,1 \pm 0,1 \text{ nm}$, lo que sugiere una interdifusión significativa entre el sustrato y la película, como se ha reportado previamente [144, 149–151]. De manera similar, para el sustrato SGGG, se observó un valor de $t_0 = -2,4 \pm 0,3 \text{ nm}$. Este valor negativo de t_0 implica la existencia de una capa

magnéticamente más activa en la interfase entre el sustrato y la película. Esta capa puede atribuirse a un efecto de acoplamiento magnético en las capas finas entre la película y el sustrato resultando en un aumento de la magnetización en las interfaces o al aumento de la magnetización local debido a la interdifusión de gadolinio en las primeras capas.

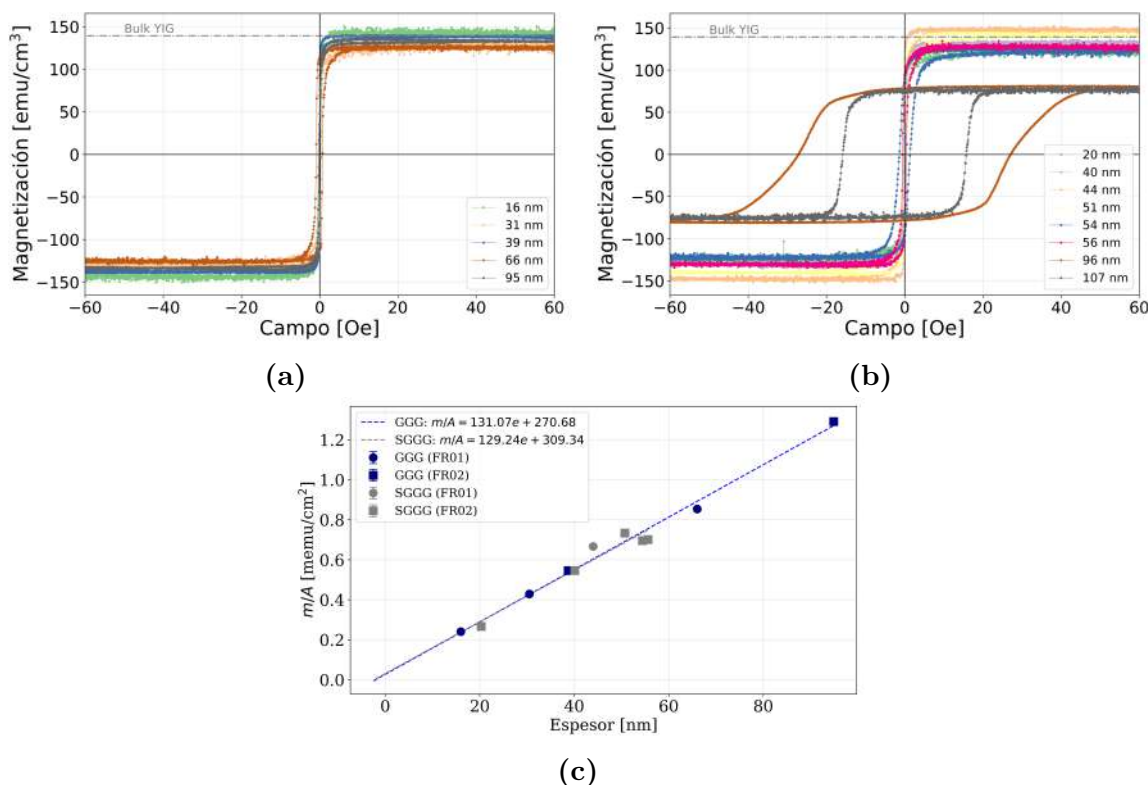


Figura 5.12: Curvas de magnetización con campo aplicado en el plano de las películas de (a) YIG//GGG y (b) YIG//SGGG para diferentes espesores. (c) Dependencia del momento magnético total por unidad de área A (m/A) en función del espesor de las películas de YIG crecidas sobre GGG y SGGG.

Se encontró que el campo coercitivo (H_c) es menor a 1 Oe en todas las muestras, excepto en las películas con espesores mayores a 100 nm depositadas sobre SGGG. Esta evolución en los ciclos de histéresis para películas más gruesas podría atribuirse al aumento de tensiones internas y a la presencia de regiones magnéticas con comportamientos locales más complejos. El aumento de H_c sugiere un cambio en la microestructura magnética, posiblemente relacionado con el crecimiento de dominios magnéticos más grandes o la aparición de anisotropías locales inducidas por tensiones. Este comportamiento se encuentra bajo estudio para determinar con mayor precisión los mecanismos responsables.

Caracterización magnética mediante Magnetómetro de Efecto Magneto-Óptico Kerr (MOKE)

Desafortunadamente, en configuraciones con campos externos perpendiculares al plano, la contribución paramagnética del sustrato a la señal total es mucho mayor que los momentos magnéticos de las películas de YIG con espesores de 100 nm o menores. Como resultado, lograr una eliminación precisa de la señal del sustrato introduce inevitablemente errores significativos en la medición de los parámetros magnéticos de YIG. Para superar esta limitación, se realizaron mediciones adicionales utilizando un magnetómetro de Efecto Magneto-Óptico Kerr (MOKE) en geometría polar. Se empleó un microscopio MOKE de campo amplio, equipado con una fuente láser de 520 nm, para adquirir los ciclos de magnetización en configuraciones OOP.

La Figura 5.13 presenta los ciclos de magnetización obtenidos en configuraciones fuera del plano (OOP) y en el plano (IP) para películas de YIG depositadas sobre sustratos GGG y SGGG. Ambas series de películas muestran una anisotropía de plano fácil efectiva, como lo indica la comparación de las curvas OOP e IP. Sin embargo, una disminución significativa en el campo de saturación observado en los ciclos OOP de las muestras crecidas sobre SGGG sugiere la presencia de un término de anisotropía magnética perpendicular considerable en estas películas.

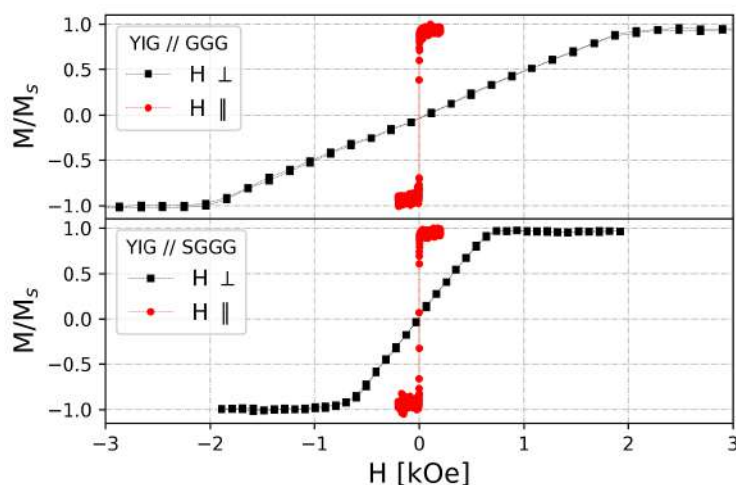


Figura 5.13: Ciclos de magnetización medidos mediante MOKE en configuraciones perpendicular al plano (OOP, cuadrados negros) y en el plano (Dirección paralela al plano (IP), círculos rojos). (arriba) YIG//GGG. (abajo) YIG//SGGG.

En particular, para las películas depositadas sobre SGGG, el campo de saturación en configuración OOP se reduce a 700 Oe, mientras que en las películas depositadas sobre GGG es de 1900 Oe. Esta diferencia en el comportamiento magnético es consistente con la presencia de tensiones inducidas por el sustrato SGGG, que contribuyen a la anisotropía magnética perpendicular. Además, estas observaciones coinciden con datos reportados previamente [61], respaldando la correlación entre las tensiones inducidas

por el sustrato y el comportamiento magnético observado.

5.2.2. Análisis de la dinámica de magnetización por Resonancia Ferromagnética (FMR)

Se realizaron mediciones de FMR para analizar las propiedades magnéticas dinámicas de las películas de YIG. Estas mediciones permitieron determinar parámetros clave, como la anisotropía magnética y el amortiguamiento, mediante el estudio de la variación angular del campo de resonancia en configuraciones tanto en el plano (IP) como fuera del plano (OOP). Las mediciones se llevaron a cabo en películas de YIG de distintos espesores y depositadas sobre diferentes sustratos (GGG y SGGG), con el objetivo de evaluar cómo las tensiones inducidas y las características del sustrato afectan los parámetros magnéticos del material.

Las mediciones de FMR se realizaron en películas de YIG con diferentes espesores. La Figura 5.14 muestra un espectro típico de FMR para una película de YIG depositada sobre GGG de un espesor de 31 nm. En el gráfico se presenta la derivada de la señal de absorción de potencia respecto al campo magnético (dA/dH) como función del campo aplicado H , medida a una frecuencia de 9.8 GHz con el campo orientado en el plano de la muestra.

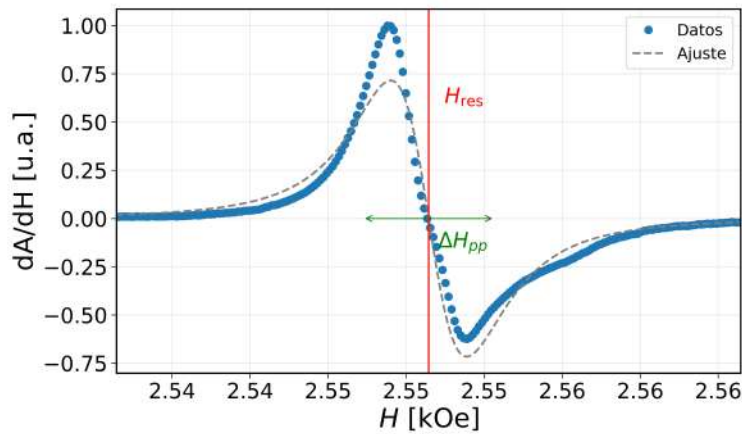


Figura 5.14: Espectro de FMR de una película de YIG//GGG con espesor de 31 nm, medido a una frecuencia fija de 9.8 GHz con el campo magnético aplicado en el plano. Los puntos azules corresponden a los datos experimentales, mientras que la línea punteada representa el ajuste de la derivada de Lorentziana.

Las muestras se rotaron fuera del plano, desde $\phi_H = 0^\circ$ hasta $\phi_H = 180^\circ$, como se ilustra en la Figura 5.15.

Midiendo el espectro para distintos ángulos del campo magnético externo respecto al plano de la muestra y ajustando la parte simétrica de la derivada Lorentziana (Ecuación 3.5), se determinaron el campo de resonancia H_{res} y el ancho de línea ΔH_{FWHM} para cada muestra, ángulo y frecuencia. En las muestras de YIG, el ancho de línea es tan

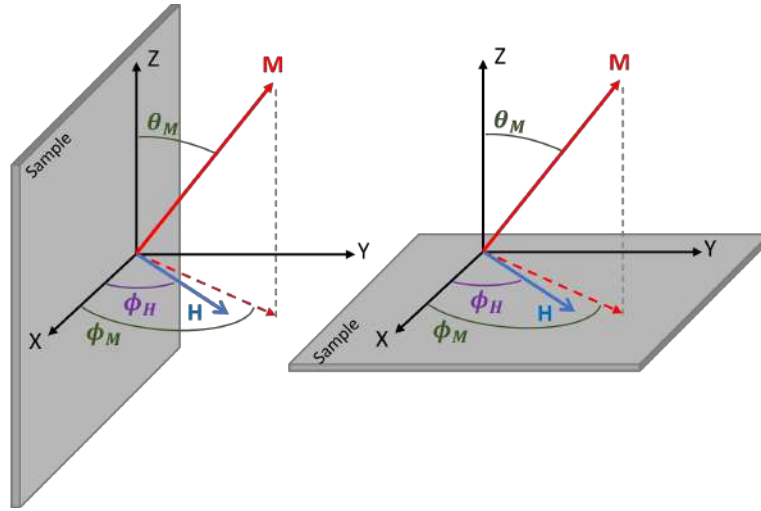


Figura 5.15: Esquema del sistema de coordenadas esférico utilizado para describir las variaciones angulares en experimentos de FMR. (Izquierda) Configuración para variaciones fuera del plano (OOP). (Derecha) Configuración para variaciones en el plano (IP).

pequeño ($\Delta H_{pp} = 2,5 \text{ Oe}$, como se muestra en la Figura 5.14) que, en algunos casos, se observa una superposición de líneas Lorentzianas. Para estos casos, se empleó una suma de Lorentzianas para mejorar el ajuste, y aquí se reportan únicamente aquellas con la mayor constante simétrica, A_{sim} .

Usando un sistema de coordenadas esféricas se define:

$$\vec{H} = H (\cos \phi_H, \sin \phi_H, 0), \quad (5.10)$$

y

$$\vec{M} = M(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = M (\sin \theta_M \cos \phi_M, \sin \theta_M \sin \phi_M, \cos \theta_M). \quad (5.11)$$

En el caso de una película delgada, la energía libre F planteada es [125]:

$$F = -\vec{M} \cdot \vec{H} + \frac{1}{2} \vec{M} \cdot \overline{\overline{N}} \cdot \vec{M} - K_{\perp} \frac{(\vec{M} \cdot \hat{n})^2}{M^2} - K_u \frac{(\vec{M} \cdot \hat{x})^2}{M^2}, \quad (5.12)$$

donde el primer término representa la energía de Zeeman, que describe la interacción entre la magnetización (\vec{M}) y el campo magnético externo (\vec{H}). El segundo término describe la energía de desmagnetización o anisotropía de forma, donde $\overline{\overline{N}}$ es el tensor desmagnetizante, el cual, para una película delgada, presenta componentes anisotrópicos debido a su geometría. En este caso, el tensor de desmagnetización tiene dos componentes clave: 4π en la dirección normal a la película y prácticamente cero en las direcciones dentro del plano. El tercer término representa la anisotropía perpendicular; si K_{\perp} es positivo, favorece una magnetización perpendicular (a lo largo de la dirección normal a la película), y si es negativo, favorece la magnetización dentro del plano. El cuarto término representa la anisotropía uniaxial; que favorece una magnetización a lo

largo del eje fácil de magnetización (en este caso se coloca en el plano de la muestra).

A continuación, se analizan los casos en los que se barre el campo externo en el plano (IP) de la película y cuando se hace fuera del plano (OOP) de la película.

Variación angular IP

Partiendo de la Ecuación 5.12 y en la geometría de la Figura 5.15 de la derecha, la energía libre quedaría:

$$F = -MH \sin \theta_M \cos (\phi_M - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_{\perp}) \cos^2 \theta_M - K_u \cos^2 \phi_M \sin^2 \theta_M. \quad (5.13)$$

Calculando los ángulos de equilibrio para ϕ_M mediante derivadas:

$$0 = \frac{\partial F}{\partial \theta_M} = -MH \cos \theta_M \cos (\phi_M - \phi_H) - (2\pi M^2 - K_{\perp}) \sin 2\theta_M - K_u \cos^2 \phi_M \sin 2\theta_M, \quad (5.14)$$

se obtiene el ángulo de equilibrio $\theta_M = \frac{\pi}{2}$ por lo que el vector magnetización yace en el mismo plano XY que el campo. Por otro lado:

$$0 = \frac{\partial F}{\partial \phi_M} = MH \sin (\phi_M - \phi_H) + K_u \sin 2\phi_M. \quad (5.15)$$

Obteniendo la ecuación numérica para calcular las posiciones de ϕ_M :

$$\sin (\phi_H - \phi_M) = \frac{H_u}{2H} \sin 2\phi_M. \quad (5.16)$$

Utilizando las Ecuaciones 3.3 se llega a la relación de dispersión:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma} \right)^2 = [H \cos (\phi_M - \phi_H) + H_{\text{eff}} + H_u \cos^2 \phi_M] \times [H \cos (\phi_M - \phi_H) + H_u \cos 2\phi_M]. \quad (5.17)$$

En el caso de la muestra YIG(16 nm)//GGG, se realizó una variación angular en el plano para distinguir H_u y evaluar su relevancia en las demás mediciones.

La Figura 5.16a muestra los espectros de FMR obtenidos en función de la variación angular en el plano (IP) para esta muestra. Estos espectros se registraron a una frecuencia de 9.8 GHz utilizando un espectrómetro Bruker ESP300. En los espectros se observan varios picos; en este caso, dos de ellos están bien definidos. La Figura 5.16b muestra un ejemplo del ajuste realizado mediante dos derivadas de funciones lorentzianas. Los campos de resonancia correspondientes a cada pico ajustado se presentan en la Figura 5.16c. Aunque la variación en la forma del espectro podría indicar una distribución de campos efectivos en el sistema, los picos se mantienen en una posición relativa constante a lo largo del ángulo. Además, el valor del campo efectivo obtenido

no presenta diferencias significativas entre los distintos picos. En los ajustes posteriores se utilizó consistentemente el modelo de múltiples picos, tomando como resultado el promedio de los campos de resonancia como se muestra en la Figura 5.17.

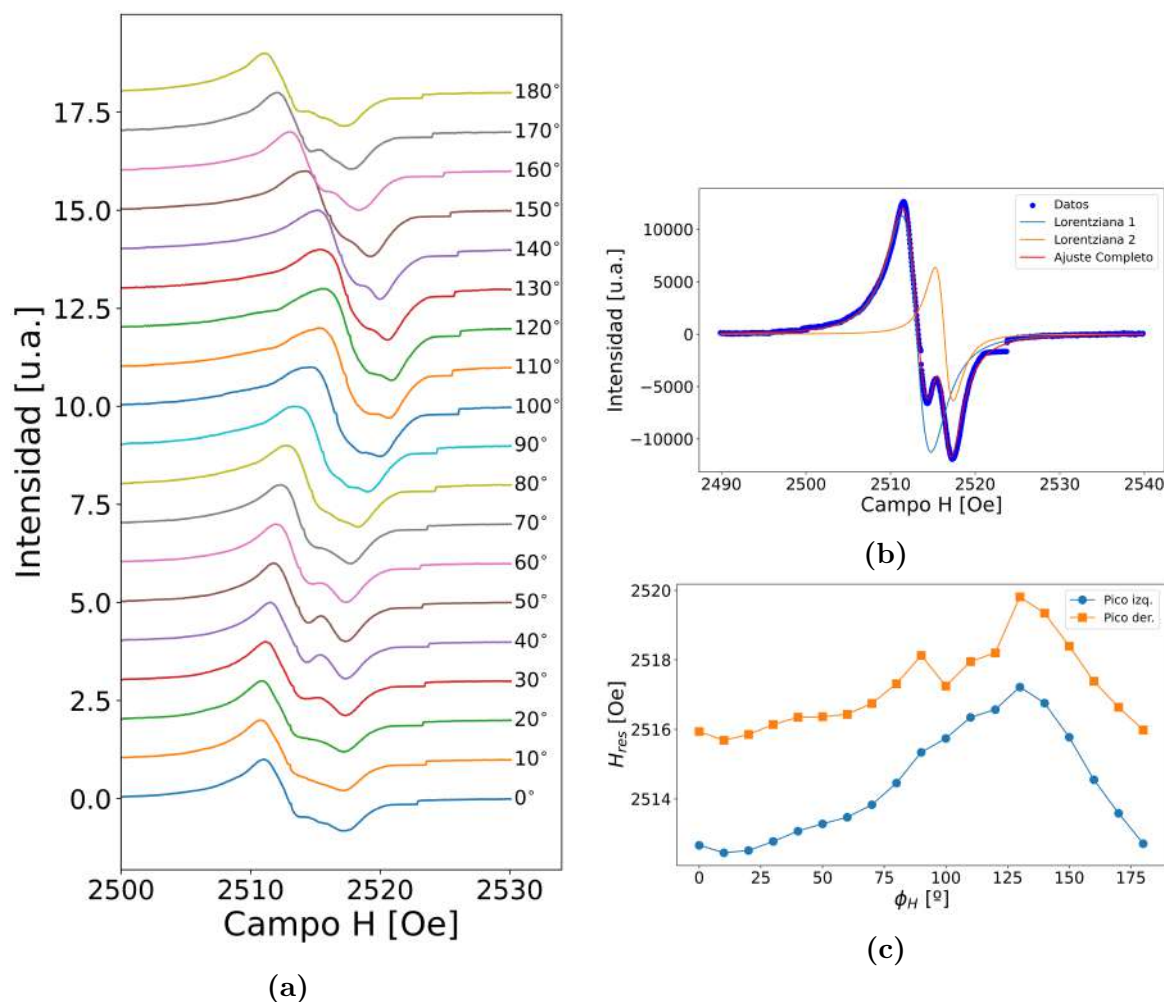


Figura 5.16: (a) Espectros de FMR correspondientes a la variación angular en el plano (IP). (b) Ejemplo de ajuste con dos derivadas de lorentzianas realizado para el ángulo 40°. (c) Resultados del campo de resonancia ajustado H_{res} para cada ángulo.

La simetría de 180° evidencia un campo de anisotropía uniaxial significativamente mayor que el campo de anisotropía cúbica esperado en YIG, lo que respalda la presencia de anisotropía magnética asociada con la distorsión romboédrica [143]. Para ajustar la curva, se empleó la Ecuación 5.17. El ángulo ϕ_M se calculó numéricamente para cada combinación de H y ϕ_H , minimizando la Ecuación 5.16. Este ajuste permitió determinar un valor de $H_u = 3$ Oe. Esta anisotropía es muy pequeña y puede considerarse despreciable en la orientación utilizada para el barrido angular OOP. Por otro lado, el ancho de línea ΔH_{FWHM} muestra una variación mínima en función del ángulo azimutal ϕ_H , con un valor promedio de $(5,5 \pm 0,4)$ Oe.

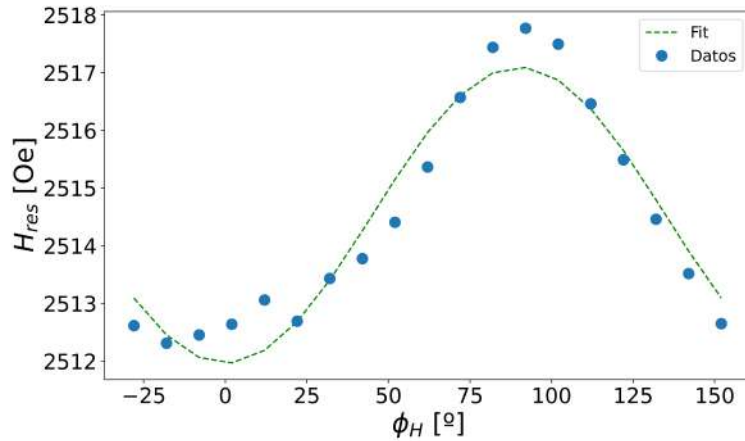


Figura 5.17: Variación angular del campo de resonancia (H_{res}) de una muestra YIG(16 nm)//GGG en configuración en el plano (IP), medida a 9.8 GHz y a temperatura ambiente. Los puntos azules representan los datos experimentales, y la línea verde punteada corresponde al ajuste teórico.

Variación angular OOP

Partiendo de la Ecuación 5.12 y en el caso particular de la Figura 5.15 de la izquierda, la energía libre quedaría:

$$F = -MH \sin \theta_M \cos(\phi_M - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_{\perp}) \sin^2 \theta_M \sin^2 \phi_M - K_u \sin^2 \theta_M \cos^2 \phi_M. \quad (5.18)$$

El siguiente paso es calcular los ángulos de equilibrio de \vec{M} mediante la de F con respecto a los ángulos ϕ_M y θ_M .

$$0 = \frac{\partial F}{\partial \theta_M} = -MH \cos \theta_M \cos(\phi_M - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_{\perp}) \sin 2\theta_M \sin^2 \phi_M - K_u \sin 2\theta_M \cos^2 \phi_M. \quad (5.19)$$

De aquí se obtiene el ángulo de equilibrio $\theta_M = \frac{\pi}{2}$ por lo que el vector magnetización yace en el mismo plano XY que el campo. Por otro lado:

$$0 = \frac{\partial F}{\partial \phi_M} = MH \sin(\phi_M - \phi_H) + (2\pi M^2 - K_{\perp}) \sin 2\phi_M + K_u \sin 2\phi_M, \quad (5.20)$$

y

$$\sin(\phi_H - \phi_M) = \frac{H_{eff} + H_u}{2H} \sin 2\phi_M, \quad (5.21)$$

donde:

$$H_{eff} = 4\pi M - \frac{2K_{\perp}}{M}, \quad (5.22)$$

y

$$H_u = \frac{2K_u}{M}. \quad (5.23)$$

Para calcular numéricamente la posición de equilibrio de ϕ_M respecto al campo externo, la Ecuación 5.21 se puede resolver numéricamente por computadora.

Utilizando la Ecuación 3.3[152] se llega a la relación de dispersión:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\phi_M - \phi_H) - H_{\text{eff}} \sin^2 \phi_M + H_u \cos^2 \phi_M] \times [H \cos(\phi_M - \phi_H) + (H_{\text{eff}} + H_u) \cos 2\phi_M]. \quad (5.24)$$

Esta ecuación proporciona una relación analítica entre la frecuencia de resonancia de las microondas f_{res} y el campo magnético H_{res} en el que ocurre la resonancia. De esta manera, al ajustar el campo de microondas a una frecuencia específica, se puede modificar el campo magnético externo para cumplir con la condición de resonancia, permitiendo así obtener H_{eff} , γ y, en consecuencia, el valor del factor de Landé, g . Sin embargo, en resonancia ferromagnética, esta técnica no permite distinguir directamente entre la anisotropía de forma ($2\pi M^2$) y la anisotropía perpendicular K_{\perp} ya que tienen la misma relación angular. Por ello se realizaron las medidas de magnetometría para discernir el valor de $4\pi M$ y así poder comparar con H_{eff}

Al considerar los campos paralelos ($\phi_H = \phi_M = 0$) y perpendiculares ($\phi_H = \phi_M = \pi/2$) en la Ecuación 5.24, se obtiene un sistema lineal de ecuaciones conocido como relaciones de Kittel:

$$\begin{cases} \frac{2\pi f_{\text{res}}}{\gamma} = \sqrt{(H_{\text{res}} + H_u)(H_{\text{res}} + H_u + H_{\text{eff}})}, & \text{si } H_{\parallel} \\ \frac{2\pi f_{\text{res}}}{\gamma} = \sqrt{(H_{\text{res}} - H_{\text{eff}})(H_{\text{res}} - H_u - H_{\text{eff}})}, & \text{si } H_{\perp} \end{cases} \quad (5.25)$$

Una vez caracterizadas las anisotropías en el plano, se realizaron mediciones con variación angular fuera del plano a lo largo del eje polar, tal como se describe en la Sección 5.2.2.

La Figura 5.18 muestra la dependencia angular de H_{res} para las películas de YIG depositadas sobre sustratos de GGG y SGGG, respectivamente. Los datos experimentales corresponden a espectros recolectados con el campo magnético externo H aplicado en un ángulo ϕ_H respecto al plano de la muestra, como se ilustra en la Figura 5.15. En estas mediciones, las películas de YIG crecieron sobre sustratos de GGG (66 nm, representadas por triángulos azules) y SGGG (44 nm, representadas por círculos naranjas), y se realizaron a una frecuencia fija de 9.76 GHz. Las líneas punteadas corresponden a los ajustes teóricos realizados para cada caso. La diferencia observada entre las curvas refleja las variaciones inducidas por las tensiones biaxiales, que surgen debido a las distintas propiedades estructurales de los sustratos.

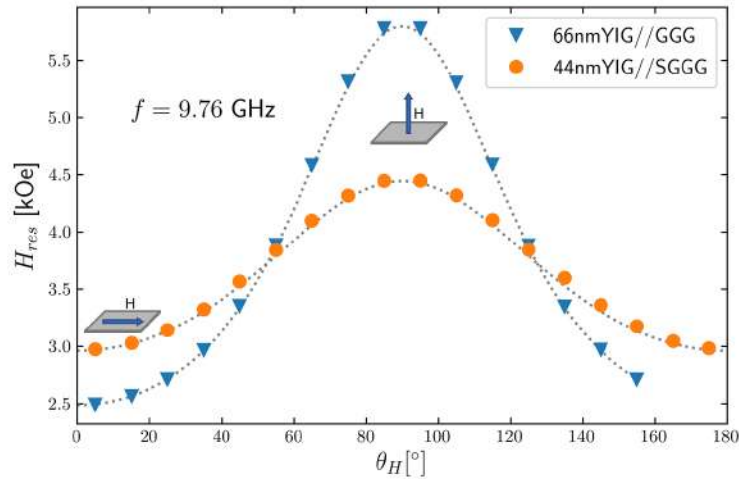


Figura 5.18: Dependencia angular del campo de resonancia H_{res} en configuración fuera del plano (OOP) para películas de YIG crecidas sobre sustratos de GGG (66 nm, triángulos azules) y SGGG (44 nm, círculos naranjas). Las mediciones se realizaron a una frecuencia fija de 9.76 GHz. Las líneas punteadas representan los ajustes teóricos para cada caso.

Determinación del campo efectivo H_{eff}

El campo de resonancia permite determinar con alta precisión el campo efectivo H_{eff} y la relación giromagnética γ mediante la Ecuación 5.25 ó 5.17 según el caso.

Para ajustar los datos experimentales del campo de resonancia (H_{res}) en función del ángulo ϕ_H , se empleó la Ecuación 5.24. Se programó un algoritmo iterativo para optimizar los valores de H_{eff} , γ y otros parámetros de ajuste, de modo que el modelo se adaptara a los datos experimentales.

Inicialmente, se calcularon valores aproximados de H_{eff} y γ tomando los campos de resonancia en configuraciones paralela y perpendicular, aplicando las relaciones de Kittel según corresponda (Ecuación 5.25). Con estos valores iniciales, se minimizó numéricamente la función que relaciona los ángulos ϕ_M y ϕ_H (Ecuación 5.21), y luego se calcularon las raíces de la ecuación cuadrática 5.24 para obtener nuevos valores de H_{eff} y γ . Este proceso se repitió iterativamente hasta que el error de ajuste alcanzó un valor convergente preestablecido. Los resultados se listan en la Tabla 5.3.

Los valores de magnetización $4\pi M_s$ fueron caracterizados mediante VSM o SQUID, como se explicó en la sección anterior. Las películas demostraron una relación giromagnética y factor de Landé estándar [147].

Los valores de K_{\perp} se obtuvieron de la Ecuación 5.22. De acuerdo con la dependencia angular mostrada en la Figura 5.18 y los resultados obtenidos para H_{eff} , se observó que la anisotropía perpendicular K_{\perp} es positiva en el caso del sustrato SGGG, lo que favorece una anisotropía perpendicular a lo largo de la dirección normal a la película. Sin embargo, esta anisotropía no es suficiente para que la remanencia sea completamente fuera del plano como se observó en las medidas de MOKE. Por otro lado, según

Sustrato	t_{FM} [nm]	H_{eff} [Oe]	$\frac{\gamma}{2\pi}$ [$\frac{\text{GHz}}{\text{T}}$]	$g = \frac{\gamma\hbar}{\mu_B}$	$4\pi M_s$ [G]	K_{\perp} ($\times 10^3$) [$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$]
GGG-FR01	16	2245±5	28.214±0.004	2.0158±0.0003	1890±20	-27±2
GGG-FR01	31	2307±5	28.218±0.005	2.0161±0.0003	1740±20	-39±1
GGG-FR02	39	1960±10	27.821±0.009	1.9878±0.0006	1760±10	-14±1
GGG-FR01	66	2341±4	28.166±0.004	2.0124±0.0003	1630±10	-46.3±0.4
GGG-FR02	95	1950±5	27.796±0.004	1.9860±0.0003	1710±10	-16±1
SGGG-FR02	20	780±65	27.76±0.01	1.9834±0.0007	1650±10	58±5
SGGG-FR02	40	508±45	27.813±0.006	1.9872±0.0004	1710±10	82±4
SGGG-FR01	44	1107±5	28.158±0.003	2.0119±0.0002	1910±10	60 ±2
SGGG-FR02	51	644±13	27.803±0.008	1.9865±0.0006	1820±20	47±4
SGGG-FR02	55	731±94	27.79±0.02	1.986±0.001	1585±4	32±4
SGGG-FR02	56	780±65	27.76±0.01	1.9834±0.0007	1690±10	36±5
SGGG-FR01	107	962±6	28.148±0.004	2.0111±0.0003	1020±10	2.4±0.7

Tabla 5.3: Propiedades magnéticas obtenidas por magnetometría y FMR para películas delgadas YIG sobre GGG o SGGG con diferentes espesores. Se incluyen el campo efectivo, la relación giromagnética, el factor de Landé, la magnetización de saturación, y la constante de anisotropía perpendicular.

la dependencia en frecuencia de H_{res} con el campo externo aplicado en el plano de la muestra, como se muestra en la Figura 5.19, los datos se ajustan a la relación de Kittel (Ecuación 5.25). La curva refleja cómo las diferencias en el espesor de las películas y en las propiedades del sustrato afectan la posición de la resonancia, destacando la influencia de las tensiones biaxiales inducidas por los sustratos.

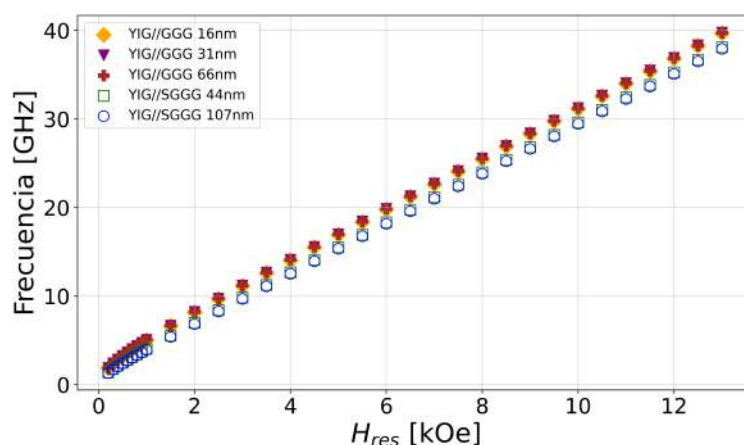


Figura 5.19: Dependencia de la frecuencia de resonancia (f) con respecto al campo de resonancia (H_{res}) para películas de YIG sobre sustratos de GGG y SGGG, con diferentes espesores.

En la estructura cristalina del YIG, los átomos de Fe ocupan sitios octaédricos y tetraédricos, alineándose antiparalelamente entre sí. Según los datos de XRD y RSM, la deformación por tracción inducida por el sustrato SGGG genera un ángulo de distorsión en las facetas de la celda unitaria del YIG mayor a 90° . Por lo tanto, la magnetización de los átomos de Fe en las dos subredes debería analizarse de forma independiente

en lugar de como un todo. Así, las señales inusuales observadas en las películas de Pt/YIG//SGGG podrían atribuirse a la presencia de cuatro orientaciones magnéticas de Fe distintas en las películas de Pt/YIG deformadas, como se muestra en la Figura 5.20.

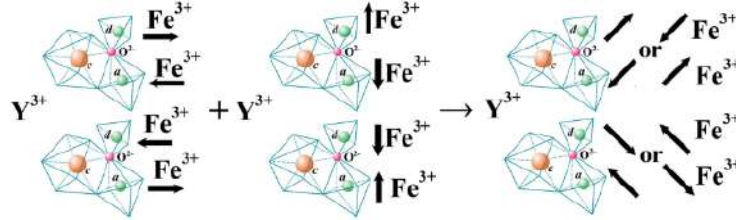


Figura 5.20: Ilustración de las orientaciones de las magnetizaciones Fe(Oh) y Fe(Td) en películas de YIG, mostrando (izquierda) la anisotropía magnética normal en el plano, (centro) la anisotropía magnética perpendicular inducida por deformación ideal y (derecha) la anisotropía magnética observada en sustratos SGGG. Figura reproducida de [153].

Análisis del ancho de línea de resonancia por FMR

El ancho de línea proporciona información sobre la disipación en el sistema y revela posibles inhomogeneidades en la muestra. La relación entre el ancho de línea y el parámetro de amortiguamiento, α , es lineal, y se expresa mediante la siguiente ecuación:

$$\Delta H_{FWHM} = \alpha \frac{2\pi f_{res}}{\gamma} + \Delta H_0. \quad (5.26)$$

Esto implica que, al medir el ancho de línea en función de la frecuencia de medición, se puede determinar con alta precisión el parámetro de amortiguamiento α de la muestra. Además, es posible detectar el ensanchamiento inhomogéneo ΔH_0 , que se debe a imperfecciones y defectos de la muestra, causando variaciones locales en las propiedades magnéticas. Cuanto más cercano a cero sea el ensanchamiento ΔH_0 , mejor será la calidad de la muestra.

La dependencia de ΔH_{FWHM} con la frecuencia se muestra en la Figura 5.21 y se utilizó para determinar la amortiguación magnética de las muestras (α). Los datos experimentales muestran cómo varía ΔH_{FWHM} con la frecuencia de resonancia para diferentes espesores de películas.

Para este análisis, también se evaluó si ΔH_{FWHM} presenta anisotropía en el plano. Los valores de ΔH_{FWHM} obtenidos a partir de la variación IP muestran una dispersión del ancho de línea de aproximadamente 9 %, inferior a la dispersión encontrada en los ajustes de los datos. Por esta razón, se asumió que la variación de α en el plano es isotrópica en todos los casos. Sin embargo, como se observa en la Figura 5.21, la dependencia lineal de ΔH_{FWHM} con la frecuencia no describe completamente el modelo. Esto podría deberse a la contribución de un mecanismo de relajación extrínseco adicional, atribuido al *scattering* de dos magnones [154].

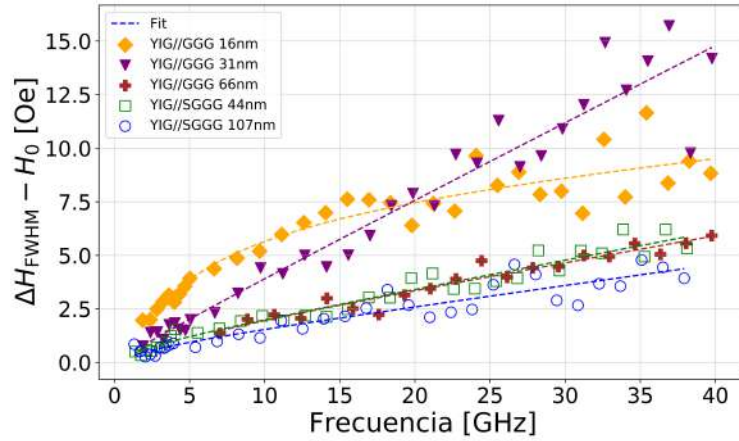


Figura 5.21: Dependencia del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) en función de la frecuencia para películas de YIG crecidas sobre sustratos de GGG y SGGG. Las líneas discontinuas son guías para el ojo.

Para describir la dependencia en frecuencia del *scattering* de dos magnones, Arias *et al.* [155] desarrollaron una teoría que explica las contribuciones extrínsecas al ancho de línea de resonancia ferromagnética para diferentes frecuencias de excitación. Este modelo destaca el papel de las dispersiones de dos magnones inducidas por defectos, influenciadas por contribuciones dipolares únicas a la dispersión de ondas de espín en dos dimensiones. En resumen, el aumento del ancho de línea debido a este efecto se describe como [155, 156]:

$$\Delta H_{2M}(\omega) = \Gamma \sin^{-1} \left[\sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + (\omega_0/2)^2} - \omega_0/2}{\sqrt{\omega^2 + (\omega_0/2)^2} + \omega_0/2}} \right], \quad (5.27)$$

donde $\omega_0 = \gamma H_{\text{eff}}$ y el factor Γ representa la intensidad del *scattering* de dos magnones. Este ensanchamiento se suma a la Ecuación 5.26 y su ajuste se grafica en la Figura 5.21 como líneas punteadas. Para ajustar este efecto, Γ se dejó como parámetro libre con el objetivo de estimar su contribución. Los resultados, mostrados en la Tabla 5.4, indican que la mayor contribución al *scattering* de dos magnones se encuentra en la muestra más delgada sobre GGG.

Los valores de amortiguación obtenidos a partir de la Ecuación 5.26 y 5.27 para cada sustrato se resumen en la Tabla 5.4. El valor ΔH_0 , también listado en la Tabla 5.4 resulta aceptable para estos materiales. La amortiguación Gilbert α es del orden de 10^{-4} , lo cual está en línea con lo esperado para YIG, aunque es ligeramente superior al valor más bajo reportado para películas magnéticas nanométricas ($\alpha = 8,58 \pm 0,21 \times 10^{-5}$) [157]. En cuanto a la dispersión de dos magnones, este efecto es más pronunciado en la muestra más delgada sobre GGG.

La dependencia angular de ΔH_{FWHM} en geometría OOP de una serie de películas de YIG se compara en la Figura 5.22. Las películas YIG//GGG están representadas

Sustrato	t_{FM} [nm]	α ($\times 10^{-4}$)	α_{Pt} ($\times 10^{-4}$)	ΔH_0 [Oe]	Γ [Oe]	$g^{\uparrow\downarrow}$ ($\times 10^{15}$)[cm^{-2}]
GGG-FR01	16	1.5 ± 0.9	13.3 ± 0.9	0.0 ± 0.7	6 ± 1	0.19 ± 0.03
GGG-FR01	31	10 ± 1	14.8 ± 0.8	2 ± 1	0 ± 2	0.14 ± 0.06
GGG-FR01	66	3.5 ± 0.6	20.4 ± 0.7	2.7 ± 0.5	2 ± 1	0.97 ± 0.08
SGGG-FR01	44	3.7 ± 0.4	30 ± 2	1.1 ± 0.4	0.6 ± 0.6	1.3 ± 0.1
SGGG-FR01	107	2.7 ± 0.4	57 ± 2	1 ± 2	0.6 ± 0.7	3.2 ± 0.2

Tabla 5.4: Parámetros relacionados con la dinámica de espín y el *spin pumping* en películas delgadas YIG con diferentes espesores sobre SGGG o GGG. Se muestran el coeficiente de amortiguamiento en el material solo y con recubrimiento de Pt, el ancho inhomogéneo, la contribución del *scattering* de dos magnones y la conductancia de mezcla de espín.

por símbolos azules mientras que las películas YIG//SGGG se representan mediante cuadrados naranjas y triángulos naranjas. El menor valor registrado de ΔH_{FWHM} fue 3.8 Oe, lo cual es comparable con los datos reportados en estudios previos sobre YIG. Generalmente, se espera que ΔH_{FWHM} sea mínimo en el eje fácil, lo cual coincide con la dependencia angular observada en las muestras sobre GGG. Sin embargo, en las muestras depositadas sobre SGGG, ΔH_{FWHM} presenta una variación anómala: el mínimo del ancho de línea no se encuentra en el campo aplicado en el plano, sino en 55° para la muestra de 44 nm y en 18° para la muestra de 107 nm.

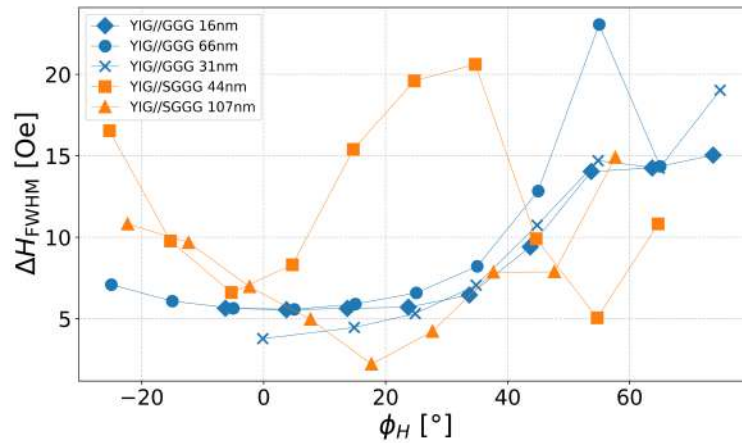


Figura 5.22: Dependencia angular del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) para las películas de YIG crecidas sobre sustratos de GGG y SGGG. Los datos muestran cómo varían los espectros de FMR, en función del ángulo Φ_H en configuración OOP para una frecuencia de 9.8 GHz.

Por otro lado, al depositar Pt sobre las películas, se observa un aumento significativo en la tasa de relajación, como se muestra en la Figura 5.23. Los datos experimentales evidencian un incremento en el ancho de línea asociado a la presencia de Pt, lo cual indica un mayor nivel de amortiguación debido a la transferencia de momento angular entre la capa de YIG y el metal. Cabe destacar que, si bien el modelo de dispersión de dos magnones permite explicar la desviación del comportamiento lineal observado en la Figura 5.23, esta contribución no se manifiesta con la misma intensidad en todas las

muestras con Pt. En particular, la muestra YIG/SGGG de 44 nm con Pt presenta una curvatura mucho más pronunciada respecto a sin Pt, lo que sugiere una mayor contribución del *scattering* de dos magnones. Esta diferencia podría deberse a que el depósito de Pt modifica la calidad interfacial o introduce defectos adicionales en la película de YIG, los cuales actúan como centros de dispersión. Estos factores incrementan la intensidad del término extrínseco Γ en la Ecuación 5.27. Por tanto, la presencia de Pt también parece desempeñar un papel relevante en la intensificación del mecanismo de relajación por dispersión de dos magnones.

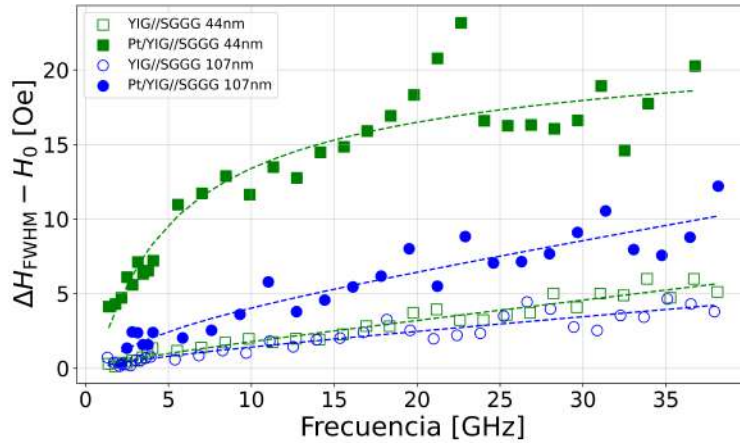


Figura 5.23: Dependencia del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) con la frecuencia para películas de YIG crecidas sobre sustratos SGGG, tanto con como sin una capa de 8 nm de Pt.

Para obtener la *spin mixing conductance*, $g^{\uparrow\downarrow}$, se utiliza la siguiente expresión [14, 44]:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\gamma \hbar g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_s t_{\text{FM}}}. \quad (5.28)$$

Usando esta ecuación, se determinó el valor de $g^{\uparrow\downarrow}$ para las muestras analizadas, cuyos resultados se presentan en la Tabla 5.4. Los valores obtenidos son consistentes con los reportados en la literatura y muestran una mejora en comparación con estudios previos realizados en superficies de menor calidad cristalina y con condiciones subóptimas de interfaz [158]. Este resultado destaca la importancia de una interfaz limpia y una buena calidad cristalina para mejorar la conductancia de mezcla de espín [24]. En particular, la mejora en la calidad cristalina y la deformación de las películas de YIG, en comparación con el material volumétrico, contribuyen significativamente a este incremento. Sin embargo, la dependencia medida del ancho de línea respecto al espesor de la película YIG no sigue la predicción $1/t_{\text{FM}}$. Esto podría deberse a que el rango de espesores investigado es demasiado pequeño para determinar experimentalmente esta dependencia, considerando que $g^{\uparrow\downarrow}$ es altamente sensible a la calidad de la interfaz [24, 25, 159].

Finalmente, para evaluar la eficiencia de conversión de carga a espín, se llevaron a cabo mediciones de ISHE por medio de FMR y SSE en estas muestras, cuyos resultados

se presentan a continuación.

5.3. Análisis del transporte de espín mediante SP-FMR y SSE

Con el objetivo de evaluar la eficiencia en la conversión de carga a espín, se realizaron mediciones de ISHE, utilizando dos configuraciones experimentales diferentes: el SP-FMR y el SSE. Estas mediciones permiten caracterizar la interacción entre las corrientes de espín y las corrientes de carga en las películas de YIG, así como la transferencia de espín generada por gradientes térmicos. Primero, mediante la técnica de SP-FMR, se evaluó cómo las corrientes de espín generadas en las interfaces Pt/YIG se convierten en corrientes de carga detectables. Segundo, mediante el SSE, se analizó la generación de corrientes de espín como respuesta a gradientes térmicos aplicados a las películas de YIG, confirmando su conversión a corrientes de carga a través del ISHE. Los resultados de estas mediciones, junto con los parámetros relevantes obtenidos, se presentan en las secciones siguientes.

5.3.1. ISHE medido por *spin-pumping*

Como ya se mencionó en la sección anterior, cuando la capa FM se encuentra en contacto con la capa NM de Pt se habilita un nuevo mecanismo de relajación en la capa FM, dando lugar a un ensanchamiento de la línea de resonancia. En esta sección se buscará encontrar una estimación para la densidad de corriente de espín que se genera en la interfaz FM/NM producto del fenómeno de bombeo de espín.

La corriente de espín generada por el *spin pumping* se puede expresar de la siguiente manera:

$$J_S^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left[\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow}) \hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial t} - \text{Im}(g^{\uparrow\downarrow}) \frac{\partial \hat{m}}{\partial t} \right], \quad (5.29)$$

donde m denota el momento magnético. Debido a la precesión de la magnetización, el signo de esta corriente oscila. Sin embargo, diversos análisis sugieren que la componente más significativa para aplicaciones prácticas es la parte continua (DC) de la corriente. Esta componente puede calcularse empleando la siguiente expresión:

$$m = (\sin(\theta) \cos(\omega t), \sin(\theta) \sin(\omega t), \cos(\theta)). \quad (5.30)$$

La frecuencia ω corresponde a la frecuencia de Larmor, mientras que la magnetización precesa alrededor del campo efectivo H_{eff} describiendo un cono con un ángulo θ . Es posible calcular la derivada temporal de esta precesión para analizar la dinámica de la magnetización.

Al realizar el producto correspondiente en las ecuaciones de movimiento, aparece una dependencia temporal en t . Sin embargo, el promedio de esta dependencia temporal a lo largo de un ciclo es igual a cero. Como resultado, persiste una componente continua (DC), que no depende del tiempo y es relevante para las mediciones experimentales:

$$J_{S(0)}^{pump,circ} = \frac{\hbar}{4\pi} w \Re (g^{\uparrow\downarrow}) \sin^2(\theta). \quad (5.31)$$

Esta expresión es válida únicamente cuando la precesión del momento magnético es circular. Sin embargo, en películas ferromagnéticas, esto solo se cumple si la magnetización está alineada de manera perpendicular al plano del film. Si la magnetización se encuentra en el plano, el movimiento deja de ser circular y se vuelve elíptico. En este caso, la expresión anterior deja de ser válida. Cuando la precesión es elíptica, la corriente de espín generada por *spin pumping* se modifica introduciendo un factor de corrección P , y la corriente puede expresarse como:

$$J_{S(0)}^{pump,elip} = P J_{S(0)}^{pump,circ}, \quad (5.32)$$

donde $J_{S(0)}^{pump,circ}$ es la corriente generada en el caso ideal de una precesión circular, y P es un parámetro que cuantifica la reducción en la eficiencia del *spin pumping* debido a la precesión elíptica:

$$P = 2w \left(\frac{\gamma 4\pi M_s \cos^2(\phi_M) + \sqrt{(\gamma 4\pi M_s)^2 \cos^4(\phi_M) + (2\omega)^2}}{(\gamma 4\pi M_s)^2 \cos^4(\phi_M) + (2\omega)^2} \right). \quad (5.33)$$

En este cálculo, el único parámetro que varía durante el experimento es ϕ_M siguiendo la misma configuración de la Figura 5.15. Si el momento magnético está perpendicular al plano del film, entonces $P = 1$, lo que implica una precesión circular. Sin embargo, cuando ϕ_M varía fuera del plano, la corrección asociada a J_s depende de este ángulo. Además, ϕ_M no es un valor constante, ya que está relacionado con el campo en el que ocurre la resonancia. Este ángulo no es idéntico al ángulo del campo externo ϕ_H como se explicó en la Sección 3.1 y es necesario calcular ϕ_M como función del campo aplicado, el ángulo del campo externo y la magnetización de saturación.

Dependencia de V_{ISHE} con la potencia

La Figura 5.24 muestra la dependencia del voltaje eléctrico (V) con la potencia de excitación de microondas y el campo magnético. Se observa un aumento de la amplitud de la señal a medida que incrementa la potencia de microondas, lo que confirma la naturaleza dependiente de la potencia del efecto de *spin pumping* en las muestras estudiadas. El voltaje medido se ajustó utilizando una combinación de dos funciones: una Lorentziana (simétrica), atribuida principalmente al ISHE, y una función de

dispersión (antisimétrica), asociada al AHE. Aunque la señal simétrica puede incluir contribuciones del ANE, la Magnetorresistencia Anisotrópica (AMR) y el efecto Hall planar (PHE), estas contribuciones se consideran despreciables en YIG debido a su naturaleza aislante, que impide el transporte de carga eléctrica. De manera similar, la señal antisimétrica del AHE es insignificante, ya que este efecto depende de la conducción eléctrica en materiales ferromagnéticos. Por lo tanto, las mediciones reflejan principalmente el ISHE en la interfaz Pt/YIG, permitiendo un análisis preciso de los efectos de espín.

$$L(H) = A_{\text{sim}} \frac{(\Delta H_{\text{FWHM}})^2}{4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H_{\text{FWHM}})^2} - A_{\text{asim}} \frac{4\Delta H_{\text{FWHM}}(H - H_{\text{res}})}{4(H - H_{\text{res}})^2 + (\Delta H_{\text{FWHM}})^2}. \quad (5.34)$$

La componente simétrica de la curva está asociada a la contribución del ISHE, cuyo valor máximo se denomina V_{ISHE} .

La Figura 5.24 presenta la variación del máximo de V_{ISHE} , obtenido a partir de los ajustes, en función de la potencia incidente de microondas. De acuerdo con Kajiwara *et al.* [9], la señal de voltaje eléctrico puede describirse como una función del campo magnético, la frecuencia, la amplitud del campo de microondas y los parámetros específicos del sistema bicapa. El ajuste lineal (línea punteada verde) muestra que la componente simétrica (V_{sim}) tiene una dependencia lineal con la potencia, consistente con el comportamiento esperado para el ISHE. En contraste, la componente antisimétrica (V_{asim}) permanece prácticamente constante a potencias bajas, lo que indica que las contribuciones de efectos no relacionados con el ISHE son mínimas.

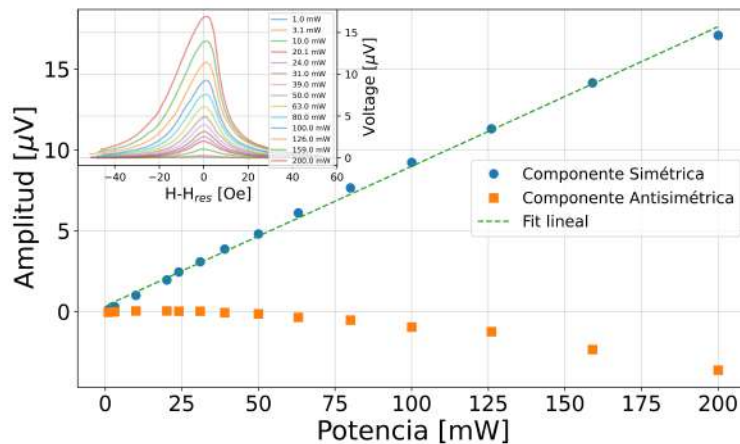


Figura 5.24: Dependencia de la amplitud del voltaje medido (V) con la potencia de microondas aplicada, correspondiente al efecto de *spin pumping* y su detección a través del ISHE, para una frecuencia de 9.8 GHz en la muestra Pt(8 nm)/YIG(66 nm)//GGG.

Sin embargo, se observa una distorsión asimétrica de la línea de resonancia en el

recuadro de la Figura 5.24. Esta distorsión se asocia con fenómenos no lineales que ocurren cuando el ángulo de precesión es grande, como fue explicado previamente por Suhl [160] y Weiss [161], amplificados por altas potencias de microondas. El ángulo del cono de precesión de la magnetización en condiciones de resonancia puede expresarse de forma aproximada en términos del campo magnético y el ancho de línea de absorción [162]:

$$\Theta = \frac{h_{MW}}{\Delta H_{FWHM}}, \quad (5.35)$$

donde h_{MW} representa el campo magnético asociado con las microondas, y ΔH_{FWHM} corresponde al ancho de línea de absorción del modo uniforme de microondas que en el caso del YIG es muy pequeño. Esta ecuación evidencia que, al incrementar la potencia de microondas (proporcional a h_{MW}), el ángulo del cono de precesión aumenta, haciendo que el sistema sea más sensible a los fenómenos de resonancia.

Por esta razón, para garantizar medidas confiables y evitar efectos no lineales excesivos, todas las mediciones posteriores se realizaron con una potencia fija de 39 mW.

Obtención de la densidad de corriente de espín en la interfaz Pt/YIG.

A pesar de esta inusual variación angular observada en algunas muestras, es posible identificar patrones generales en las propiedades de conversión de espín a carga. Para facilitar esta comparación, en la Figura 5.25 se presenta un gráfico conjunto que reúne los datos obtenidos para todas las muestras. Este análisis permite correlacionar directamente el efecto de las tensiones inducidas por los sustratos con las propiedades magnéticas y de transporte detectadas en las mediciones de FMR y ISHE.

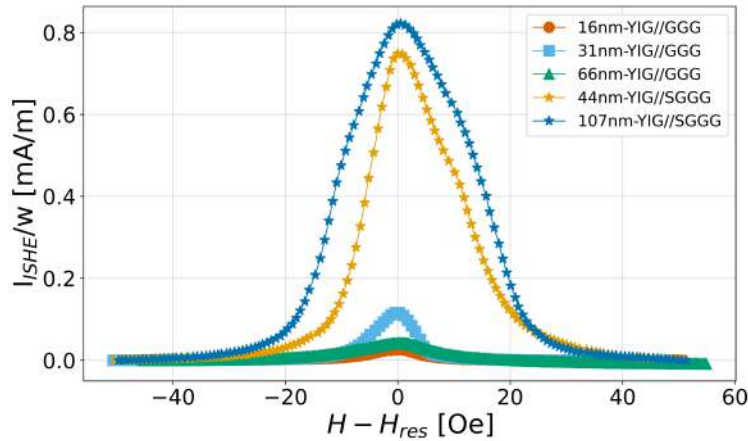


Figura 5.25: Voltaje generado en muestras Pt/YIG por *spin pumping*, normalizado por la resistencia y el ancho de la muestra (w), en función del campo magnético externo a una frecuencia de 9.8 GHz.

La expresión fenomenológica de la señal V_{ISHE} , se obtiene del producto vectorial

$\vec{J}_s \times \vec{\sigma}$ como se explicó en la Ecuación 2.13 y está dado por [163]:

$$V_{\text{ISHE}} = \frac{w \Theta_{\text{SH}} \lambda_{\text{SD}} \tanh\left(\frac{t_{\text{N}}}{2\lambda_{\text{SD}}}\right)}{\sigma_{\text{FM}} t_{\text{FM}} + \sigma_{\text{N}} t_{\text{N}}} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) J_s^0, \quad (5.36)$$

J_s^0 es la densidad de corriente de espín efectiva inyectada en la interfaz y puede calcularse como [163]:

$$J_s^0 = \frac{g^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 h_{\text{MW}}^2 \hbar \left[(4\pi M_s \gamma) + \sqrt{(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2} \right]}{8\pi \alpha^2 \left[(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2 \right]}. \quad (5.37)$$

En este caso el valor depende de Θ_{SH} y λ_{SD} que, como se explicó en la Sección 2.3.1 puede discrepar en su valor. Utilizando $\Theta_{\text{SH}} = 0,1$ y $\lambda_{\text{SD}} = 7,3 \text{ nm}$ [16] y la amplitud del campo en la cavidad $h_{\text{MW}} = 1 \text{ G}$ es posible calcular la densidad de corriente de espín para cada muestra Pt/YIG. Los resultados se muestran en la Tabla 5.5.

Variación angular del voltaje medido en SP-FMR

Para cada una de las muestras estudiadas mediante FMR en la sección anterior, se realizaron mediciones del ISHE en la interfaz Pt/YIG, siguiendo el procedimiento descrito en la Sección 3.2. Este análisis se realizó para cada muestra en función del ángulo ϕ_{H} fuera del plano (OOP), con el objetivo de evaluar cómo varía la eficiencia de conversión de espín a carga según la orientación del campo magnético aplicado. A partir de esta contribución y de la resistencia entre los contactos R, se calcula la corriente de carga generada como $I_{\text{ISHE}} = V_{\text{ISHE}}/R$, normalizada por el ancho de la muestra ω .

Los resultados obtenidos para las muestras YIG//GGG se presentan en la Figura 5.26, donde se observa claramente la evolución de V_{ISHE} en función del ángulo OOP. De manera similar, los resultados para las muestras YIG//SGGG se muestran en la Figura 5.27, evidenciando diferencias significativas en la respuesta del ISHE entre ambos tipos de sustratos.

Como era de esperarse, la posición del pico V_{ISHE} cambia de signo cuando la magnetización se invierte 180° , un comportamiento típico de la conversión de espín a carga a través del ISHE. En la Tabla 5.5, se resumen los valores de V_{ISHE} obtenidos para las distintas muestras al aplicar el campo magnético externo en el plano de la muestra ($\phi_{\text{H}} = 0^\circ$). Para garantizar una comparación precisa, los datos fueron normalizados por la resistencia y el ancho de cada muestra, teniendo en cuenta las variaciones en sus dimensiones físicas.

Dado que la señal V_{ISHE} se obtiene del producto vectorial $\vec{J}_s \times \vec{\sigma}$, en este sistema será proporcional a $J_s \cos \phi_{\text{M}}$. La Figura 5.28 muestra las variaciones angulares de V_{ISHE}

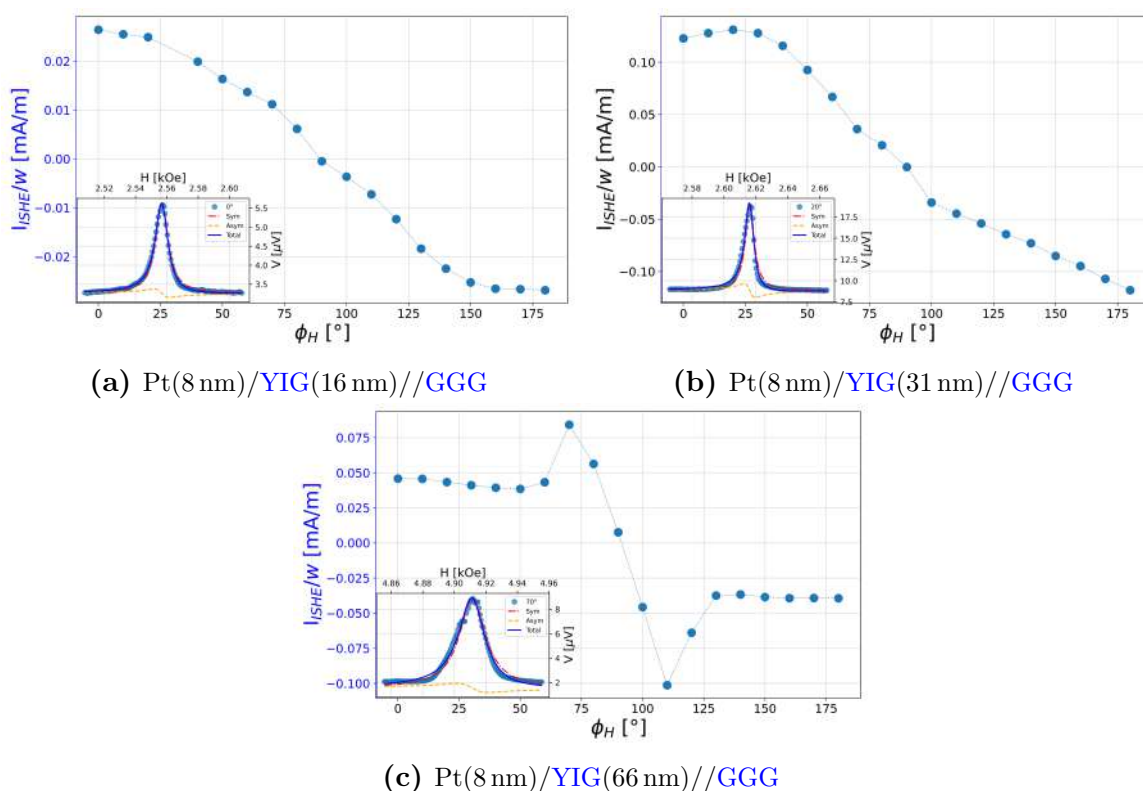


Figura 5.26: Variación angular del voltaje generado por el ISHE, normalizado por la resistencia y el ancho de la muestra, para diferentes orientaciones del campo magnético en configuración fuera del plano (OOP) y sustratos GGG. Los recuadros muestran el pico y el ajuste del voltaje en el ángulo donde V_{ISHE} es máximo.

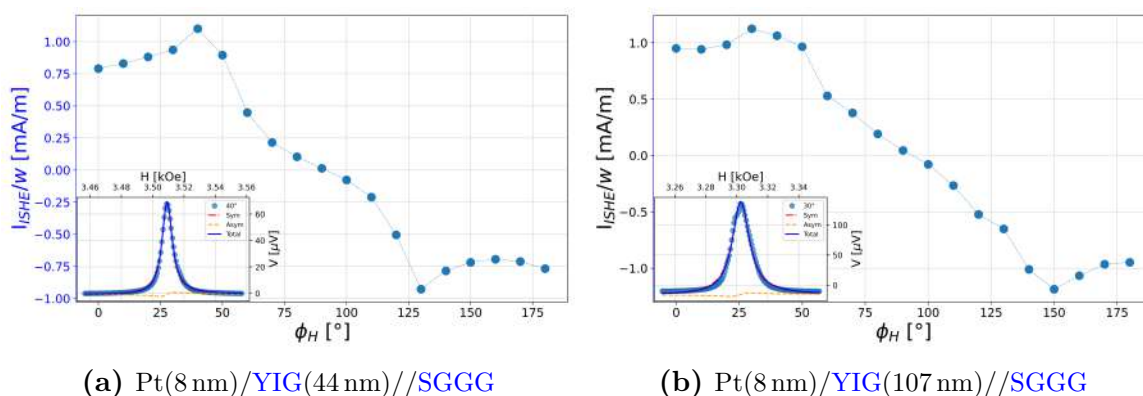


Figura 5.27: Variación angular del voltaje generado por el ISHE, normalizado por la resistencia y el ancho de la muestra, para diferentes orientaciones del campo magnético en configuración fuera del plano (OOP) y sustratos SGGG. Los recuadros muestran el pico y el ajuste del voltaje en el ángulo donde V_{ISHE} es máximo.

para todas las muestras analizadas. Se observa una dependencia angular con máximos inusuales en algunas muestras. De acuerdo con la hipótesis planteada por Ando *et al.* [163], un máximo en la curva de V_{ISHE} puede surgir debido a un aumento en la transferencia de momento angular de espín en la interfaz Pt/YIG, provocado por el incremento en el área de precesión elíptica del vector magnetización. Este fenómeno está relacionado con la geometría de la precesión magnética, que se vuelve más elíptica

a medida que se altera la orientación del campo magnético aplicado.

Para evaluar esta hipótesis, se simuló el comportamiento esperado de V_{ISHE} en función del ángulo, calculando la elipticidad de la precesión a partir de la Ecuación 5.33 y utilizando los valores de $4\pi M_s$ obtenidos para cada muestra, listados en la Tabla 5.3. Sin embargo, aunque los resultados simulados concuerdan parcialmente con los datos experimentales, este ajuste no es suficiente para explicar las variaciones en los ángulos críticos observados en las muestras con espesores mayores a 44 nm.

Una posible explicación para estas discrepancias radica en los fenómenos que ocurren en la interfaz Pt/YIG, especialmente aquellos relacionados con diferencias en la composición química o la calidad estructural de las interfaces. Estas diferencias podrían alterar las condiciones de transferencia de espín y modificar las propiedades magnéticas locales, generando un comportamiento angular que no puede ser descrito completamente mediante un modelo basado únicamente en la elipticidad de la precesión. Desviaciones similares fueron reportadas por Cheng *et al.* [164] en muestras de Pt/NiO/YIG, donde el fenómeno observado se atribuyó a la competencia entre el acoplamiento de intercambio en la interfaz YIG/NiO, asociado a la naturaleza antiferromagnética de NiO.

Por analogía, es posible plantear que en la interfaz YIG/Pt podrían existir diferencias en las redes de espín que actúen como un acoplamiento de intercambio, dando lugar a una variación angular similar. Para confirmar esta hipótesis, sería necesario realizar estudios adicionales, por ejemplo mediciones a bajas temperaturas, que podrían proporcionar información adicional sobre la naturaleza de estas interacciones.

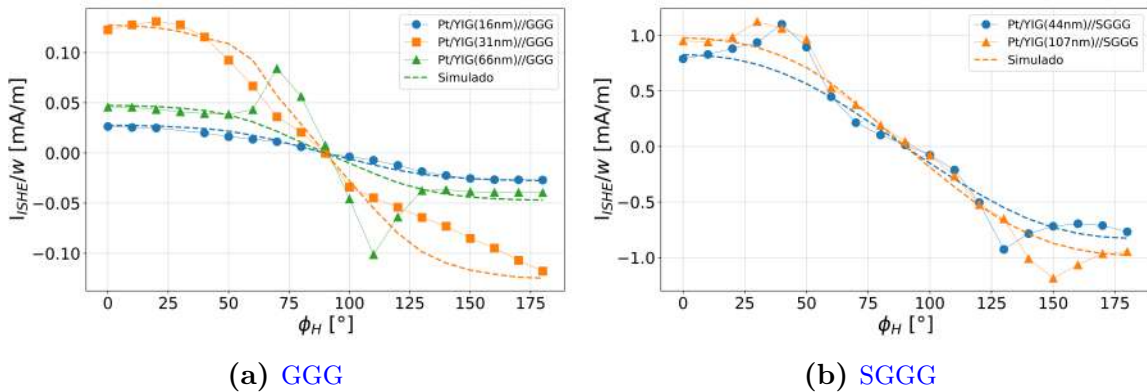


Figura 5.28: Variación angular del voltaje generado por *spin pumping*, normalizado por la resistencia y el ancho de la muestra, para películas de YIG con diferentes espesores y sustratos. Los puntos muestran los datos experimentales, mientras que las líneas discontinuas representan las simulaciones.

5.3.2. ISHE medido por SSE

La caracterización del transporte de espín mediante SP-FMR ha permitido estudiar la eficiencia en la conversión de corrientes de espín a carga, inducidas por bombeo de

espín en las interfaces Pt/YIG, utilizando una excitación coherente de los espines.

Por otro lado, el SSE ofrece una perspectiva complementaria, en la que las corrientes de espín son generadas como respuesta a un gradiente térmico aplicado, proporcionando información adicional sobre la transferencia de momento angular bajo condiciones térmicas. A continuación, se analiza cómo las corrientes de espín generadas por SSE también pueden ser detectadas a través del ISHE, destacando las similitudes y diferencias con los mecanismos estudiados mediante SP-FMR.

Para esta sección se utilizaron las mismas muestras Pt/YIG estudiadas por SP-FMR. Las mediciones de SSE para las muestras de Pt/YIG en diferentes sustratos se muestran en la Figura 5.29. Cada gráfico muestra la respuesta térmica de las muestras bajo gradientes de temperatura de 2 K a 10 K, indicando la amplitud y estabilidad del SSE en función del espesor de YIG y del sustrato utilizado. Las barras de error representan la dispersión experimental medida en el nanovoltímetro. En concordancia con las medidas del ISHE, las películas crecidas en SGGG presentan un voltaje de saturación más alto que el resto de las películas. En el caso de corrientes de espín generadas por un gradiente térmico, la SSE también produce un voltaje transversal en el Pt, como se muestra en la Figura 5.29. En estos experimentos, la curva de voltaje exhibe una simetría impar con respecto al campo magnético similar a la curva de histéresis medida por VSM.

La Figura 5.30 muestra el voltaje generado por SSE, normalizado por la distancia entre los contactos y el espesor de la muestra, en función de la diferencia de temperatura entre la parte superior e inferior de las cuatro muestras de Pt/YIG analizadas. Las líneas discontinuas representan los ajustes lineales de la Ecuación 3.6. La muestra más delgada, Pt/YIG(16 nm)//GGG, no presentó una señal detectable. Los ajustes lineales realizados sobre los datos experimentales permiten determinar el coeficiente SSE, cuyos valores se resumen en la Tabla 5.5.

Sustrato	t_{FM} [nm]	α ($\times 10^{-4}$)	α_{Pt} ($\times 10^{-4}$)	$g^{\uparrow\downarrow}$ ($\times 10^{15}$) [cm^{-2}]	I_{ISHE}/w [$\mu\text{A}m^{-1}$]	S_{SSE} [nV/K]
GGG-FR01	16	5 ± 2	15	0.15 ± 0.03	26.0 ± 0.3	-
GGG-FR01	31	10 ± 1	16	0.18 ± 0.04	116.0 ± 0.2	1.7 ± 0.1
GGG-FR01	66	3.4 ± 0.8	21	1.03 ± 0.05	42 ± 8	1.3 ± 0.1
SGGG-FR01	44	3.7 ± 0.4	48	2.17 ± 0.05	750 ± 6	9.6 ± 0.4
SGGG-FR01	107	2.6 ± 0.5	71	5.15 ± 0.03	820 ± 5	7.32 ± 0.05

Tabla 5.5: Parámetros obtenidos a partir de FMR en películas delgadas de Pt(8 nm)/YIG con diferentes espesores y sustratos. Se presenta la corriente normalizada del ISHE por SP-FMR y el coeficiente de SSE.

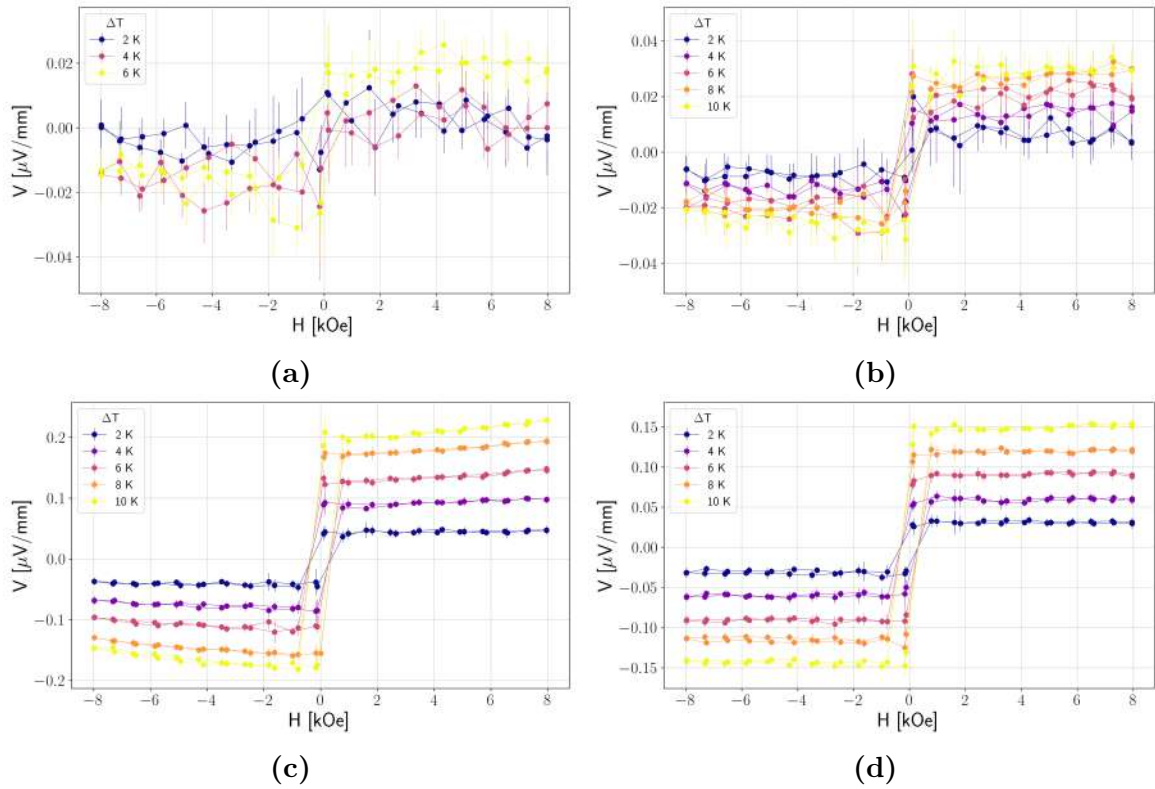


Figura 5.29: Dependencia del voltaje generado por SSE normalizado por la longitud de la muestra en función del campo magnético externo para diferentes películas de YIG. (a) Pt/YIG(31 nm)//GGG. (b) Pt/YIG(66 nm)//GGG. (c) Pt/YIG(44 nm)//SGGG. (d) Pt/YIG(107 nm)//SGGG.

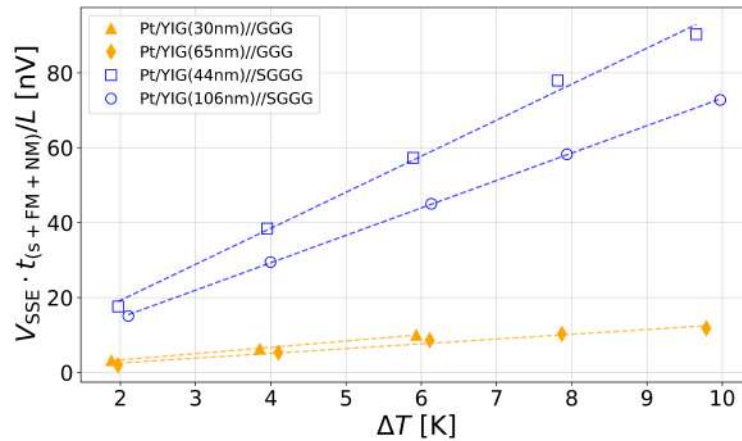


Figura 5.30: Voltaje generado por SSE, normalizado por el espesor del sustrato más la película y la longitud de la muestra en función del gradiente de temperatura aplicado.

5.4. Conclusiones

Se llevó a cabo una investigación del fenómeno de *spin pumping* en estructuras Pt/YIG, examinando el impacto de las tensiones inducidas por el sustrato en sus parámetros. Al utilizar diferentes sustratos, GGG y SGGG, se obtuvieron estructuras con tensiones de tracción fuera del plano (OOP) y tensiones de compresión ligeramen-

te OOP, respectivamente. Comprender la influencia de estas tensiones resulta crucial para optimizar el rendimiento de los dispositivos espintrónicos, ya que pueden alterar significativamente las propiedades magnéticas de las películas.

El análisis mediante GPA reveló que las películas de YIG cercanas a las interfaces película-sustrato experimentan tensiones significativas. Estas tensiones afectan las propiedades magnéticas de las películas, lo que resulta en campos de anisotropía en el plano para películas crecidas en sustratos GGG y en campos de anisotropía perpendiculares para películas crecidas en sustratos SGGG.

Las películas de YIG crecidas en sustratos SGGG exhiben los coeficientes V_{ISHE} y SSE más altos, acompañados de anisotropía perpendicular inducida por las tensiones del sustrato. Esto indica que las tensiones inducidas por el sustrato juegan un papel relevante en la mejora de la eficiencia de conversión de espín a carga. Es importante destacar que esta conversión está significativamente influenciada por la conductancia de mezcla de espín. Un aumento en $g^{\uparrow\downarrow}$ conduce a un incremento significativo en la corriente de espín \vec{J}_s y, en consecuencia, en las señales del ISHE tanto por SP-FMR como SSE.

Un análisis cuantitativo de las señales de amortiguamiento y conversión de espín a carga indica que el amortiguamiento por sí solo no explica las diferencias observadas en la intensidad de las señales entre los sustratos. El amortiguamiento de las muestras crecidas en SGGG es comparable al de las muestras crecidas en GGG, mientras que los voltajes ISHE y SSE son aproximadamente diez veces mayores para las muestras SGGG. Por lo tanto, es necesario considerar otros factores, como la transparencia de la interfaz, que mejora la conductancia de mezcla de espín en las muestras crecidas en SGGG. Resultados similares fueron reportados por Liu *et al.* [153], quienes observaron una mejora en la conductancia de mezcla de espín en películas Pt/YIG//SGGG.

La investigación descubre que la aplicación de una tensión de compresión fuera del plano o una tensión biaxial de tracción modesta en el plano puede cambiar el eje fácil de YIG desde el plano al fuera del plano, y que la densidad local de estados cerca de la energía de Fermi juega un papel importante en este cambio [165].

Capítulo 6

Efecto de las concentraciones en YIG sustituido con Bi

*“Creo que nadie puede dar una respuesta,
ni decir qué puerta hay que tocar.
Creo que, a pesar de tanta melancolía,
tanta pena y tanta herida,
solo se trata de vivir.”*

— Litto Nebbia

Este capítulo se centra en el estudio de las propiedades físicas de películas delgadas de Bi:YIG, reconocidas por su destacado rendimiento en aplicaciones de magneto-óptica y sus bajas pérdidas magnéticas. En particular se analizará el efecto del dopaje del granate YIG con distintas concentraciones de Bi. En este contexto, se presenta un análisis detallado de los efectos estructurales, magnéticos y de espín en las bicapas de Pt/Bi:YIG depositadas mediante PLD.

6.1. Características de las muestras utilizadas

La investigación se llevó a cabo en dos conjuntos de bicapas de Pt/Bi:YIG crecidas sobre diferentes granates monocristalinos de gadolinio-galio. Las películas delgadas epitaxiales de Bi:YIG, con diferentes espesores, se depositaron mediante PLD en una atmósfera de oxígeno a 0.25 mbar [166]. Los sustratos utilizados fueron $(\text{CaGd})_3(\text{MgZrGa})_5\text{O}_{12}$ (SGGG) [111], en el Laboratoire Albert Fert - CNRS, Thales, y $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ (GSGG) [111], en el ICN2. Durante el proceso de depósito, la temperatura del sustrato se mantuvo constante en 500 °C.

Las capas de recubrimiento de Pt, con un espesor de 8 nm, se depositaron *ex situ* mediante *sputtering* en el Centro Atómico Bariloche para las muestras sobre SGGG.

Por otro lado, para las muestras crecidas sobre GSGG, se depositaron 5 nm de Pt utilizando un sistema de MBE en el Instituto Jean Lamour, a temperatura ambiente.

6.2. Caracterización de composición y estructura

6.2.1. Resultados de Difracción de Rayos X

A continuación, se analizarán los efectos estructurales mediante técnicas avanzadas de caracterización, como XRD y HRTEM.

Primero, se verificó la estructura epitaxial de las películas de Bi:YIG en ambos sustratos mediante XRD. La Figura 6.1 muestra los escaneos lineales de XRD en configuración $2\theta - \omega$, centrados en el pico de difracción [444] del sustrato GSGG ($2\theta_{\text{GSGG}} = 50,315^\circ$). Todas las curvas presentan picos de difracción [444] bien definidos junto con franjas de Laue, lo que confirma la alta calidad epitaxial y la nitidez de las interfaces entre las películas y los sustratos.

Sin embargo, no se observó la relajación esperada con el aumento del espesor, un fenómeno característico cuando las tensiones en la película tienden a relajarse hacia un estado cercano al comportamiento *bulk*. Más aún, en las películas depositadas sobre GSGG, la concentración de bismuto, medida mediante EDS (como se discutirá más adelante), reveló que, a medida que aumenta la concentración de Bi, el pico de difracción [444] de Bi:YIG se desplaza gradualmente hacia ángulos más bajos. Este desplazamiento indica un aumento progresivo en la distancia interplanar del plano [111], atribuible a que el radio catiónico de Bi^{3+} es mayor que el de Y^{3+} . En consecuencia, la constante de red de Bi:YIG resulta ligeramente mayor que la de YIG, lo que, de acuerdo con la ley de Bragg, provoca un desplazamiento del pico [444] de Bi:YIG hacia ángulos más bajos a medida que incrementa la concentración de Bi.

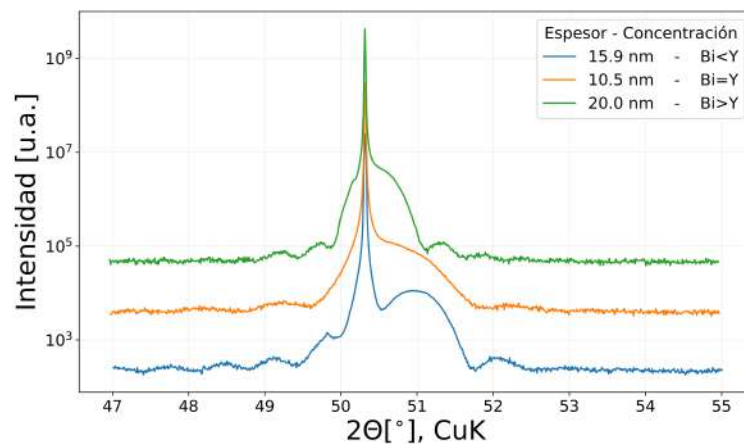


Figura 6.1: Escaneos de XRD ($2\theta - \omega$) de películas de Bi:YIG alrededor del pico de difracción [444] del sustrato GSGG. Se muestran resultados para películas con diferentes espesores y concentraciones relativas de Bi.

Material	Sustrato	Espesor [nm]	d_{\perp} [Å]	ϵ_{\perp} [%]	Bi/Y
Bi:YIG	SGGG-FR01	8	12.65	1.20	=1
Bi:YIG	SGGG-FR01	23	12.75	2.00	=1
Bi:YIG	SGGG-FR01	50	12.48	0.17	<1
Bi:YIG	SGGG-FR01	79	12.66	1.28	=1
Bi:YIG	SGGG-FR01	145	12.60	0.77	=1
Bi:YIG	GSGG-ESP	4.5	12.506	0.04	=1
Bi:YIG	GSGG-ESP	9.5	12.509	-0.27	>1
Bi:YIG	GSGG-ESP	10.5	12.409	-0.09	=1
Bi:YIG	GSGG-ESP	16	12.406	-0.42	<1
Bi:YIG	GSGG-ESP	18	12.479	0.16	<1
Bi:YIG	GSGG-ESP	20	12.524	-0.14	>1

Tabla 6.1: Resultados de XRD para películas delgadas de Bi:YIG crecidas sobre diferentes sustratos. Se indican los valores del espesor, la distancia interplanar perpendicular, la deformación perpendicular relativa al *bulk* y la relación Bi/Y medida por EDS.

6.2.2. Microscopía Electrónica de Transmisión de Alta Resolución (HRTEM)

Para realizar un análisis más detallado, se emplearon técnicas avanzadas de microscopía. En particular, se obtuvieron imágenes de HRSTEM-HAADF para examinar directamente los defectos a nivel atómico. Asimismo, la espectroscopía de dispersión de electrones (EDS) se utilizó para determinar la composición estequiométrica de los elementos presentes en las películas. Además, el análisis mediante GPA permitió cuantificar las deformaciones locales y evaluar las tensiones internas a lo largo del espesor de las películas. Este enfoque complementa el análisis estructural realizado previamente mediante difracción de rayos X, proporcionando una caracterización más completa de las propiedades estructurales y composicionales.

A pesar de las tensiones, la excelente calidad cristalina de las películas se aprecia claramente en las imágenes STEM-HAADF de alta resolución, como se muestra en la Figura 6.2. Además, la ausencia de defectos visibles sugiere un proceso de depósito controlado, con condiciones optimizadas para minimizar las imperfecciones estructurales. El patrón de difracción de electrones, mostrado en el recuadro, revela que la película está orientada con la dirección [111] fuera del plano. Este patrón confirma tanto la naturaleza epitaxial como la alta cristalinidad de la película. En todos los casos, se observó una interfaz bien definida entre Pt y Bi:YIG, así como en las capas sucesivas, lo que garantiza la calidad y confiabilidad necesarias para su integración en microdispositivos durante la microfabricación.

Por otro lado, en todos los casos se observó la presencia de *clusters* en las películas de Bi:YIG, identificados como zonas más claras en las imágenes. En las imágenes de alta resolución se aprecia que los *clusters* de Bi se distribuyen homogéneamente a

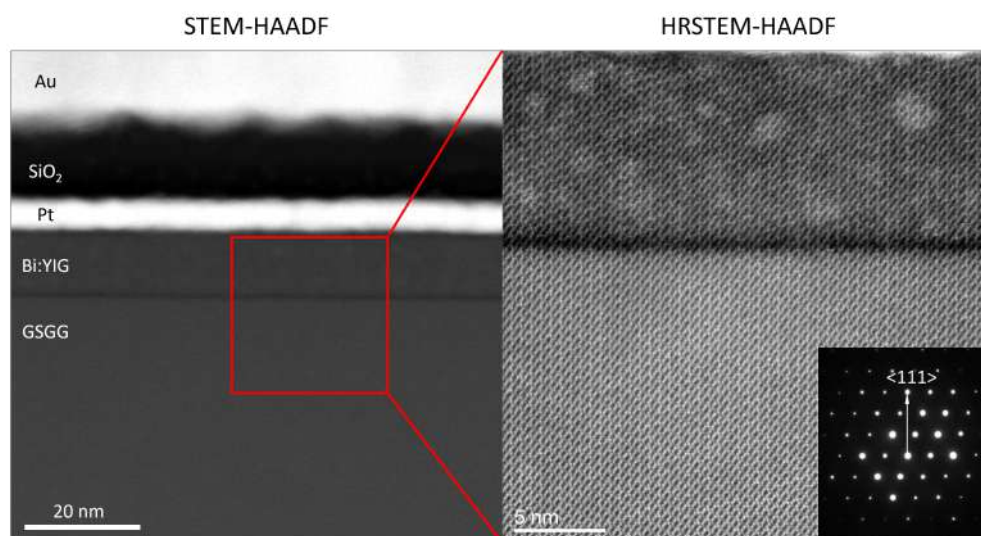


Figura 6.2: Imagen STEM-HAADF (izquierda) de una película Bi:YIG de 10.5 nm depositada sobre GSGG. La imagen STEM-HAADF muestra la estructura multicapa, que incluye las capas de Au, SiO₂, Pt, Bi:YIG y GSGG. La imagen ampliada HRSTEM-HAADF (derecha) destaca la calidad cristalina de la película Bi:YIG, evidenciada por su patrón de difracción en la inserción, que corresponde a la dirección cristalográfica [111].

lo largo de la película. El análisis por EDS realizado sobre los *clusters* muestra un enriquecimiento local de Bi acompañado por una disminución en la concentración de Fe, mientras que Y se mantiene relativamente constante. En las películas sobre GSGG se observó además una capa con déficit de Bi cerca de la interfaz (zona más oscura en la Figura 6.2). Además de la volatilidad del Bi, otra hipótesis que podría explicar el déficit de Bi cerca de la interfaz es la cinética de crecimiento durante el proceso de PLD. Dado que el Bi es un elemento más pesado que el Fe, Y y O, es posible que sus átomos o grupos atómicos tengan una trayectoria y energía distinta al ser depositados, lo que provoca que tarden más en llegar y asentarse sobre el sustrato durante las etapas iniciales del crecimiento. Esto puede generar un déficit temporal de Bi en la interfaz, antes de que la composición se estabilice en capas posteriores. Una forma de verificar esta hipótesis es variar la distancia entre el blanco y el sustrato durante el crecimiento y analizar cómo cambia la concentración de Bi en la interfaz.

En todas las películas depositadas sobre sustratos de SGGG, no se observó una capa en la interfaz con déficit de Bi, como se muestra en la Figura 6.4a. Sin embargo, en algunos casos se identificaron *clusters* con exceso de Bi cerca de la interfaz, como se aprecia en la Figura 6.4b. A pesar de estas variaciones en la composición de Bi, las diferencias no parecen afectar significativamente la calidad general de la estructura cristalina observada en las películas.

La estequiometría de las películas fue analizada mediante espectroscopía de rayos X por dispersión de electrones (EDS), cuyos resultados se presentan en la Figura 6.5a. Se muestra la variación porcentual atómica de los elementos Ga, Gd, Y, Bi, Sc y Fe a lo

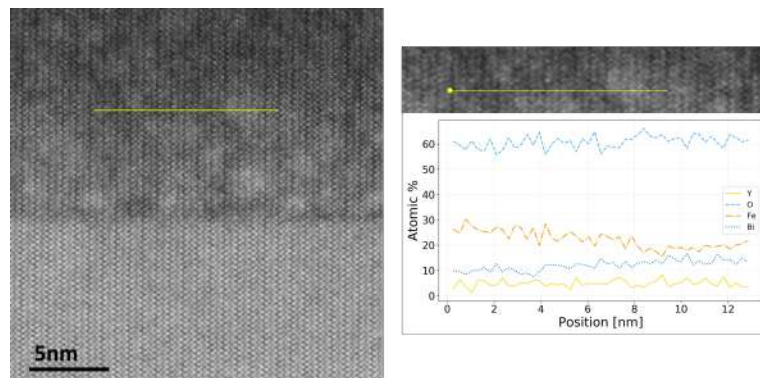
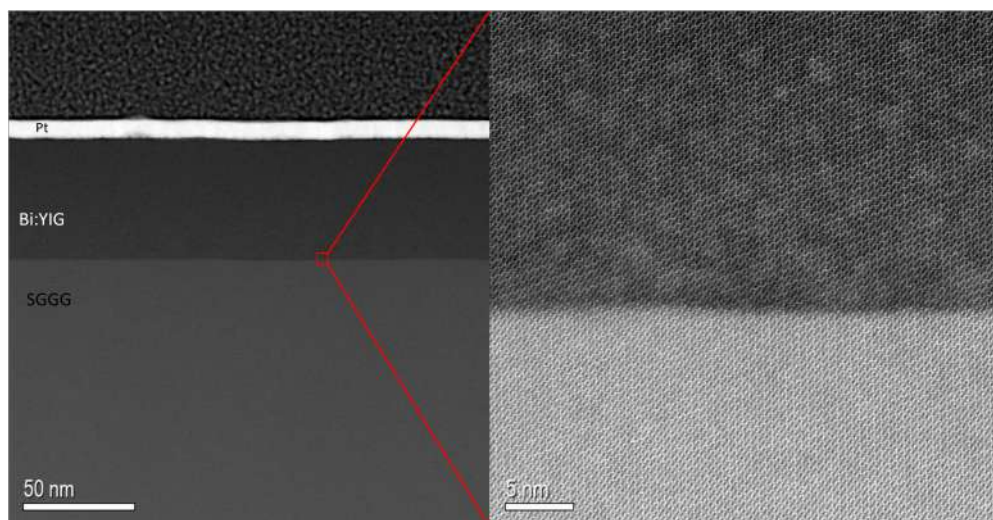
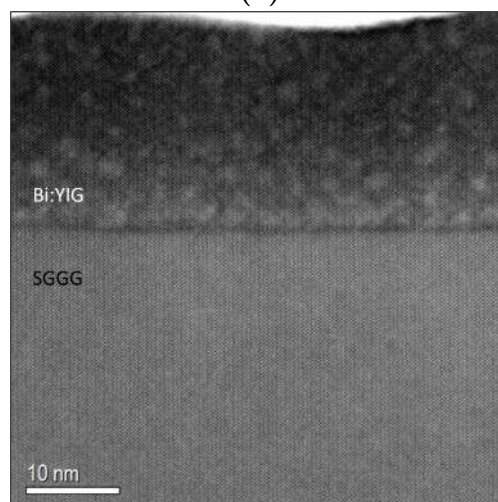


Figura 6.3: Imagen **HRSTEM** de una película de **Bi:YIG** mostrando detalles de *clusters*. La gráfica adjunta presenta el perfil de composición obtenido mediante **EDS** en una región específica de la película, resaltando la distribución de los elementos Bi, Y y Fe en función de la posición.



(a)



(b)

Figura 6.4: (a) Imagen **STEM-HAADF** (izquierda) de una película $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ depositada sobre **SGGG**, mostrando la interfaz entre la película y el sustrato. La imagen ampliada **HRSTEM-HAADF** (derecha) resalta la calidad cristalina de la película. (b) Imagen **HRSTEM-HAADF** de una película $\text{Bi}_{1,5}\text{Y}_{1,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

largo de la dirección del espesor de la película. Además, el estudio por espectroscopía de pérdida de energía de electrones (EELS), mostrado en la Figura 6.5b, confirmó que la cantidad de oxígeno es aproximadamente del 60 %, como se esperaba según los valores nominales. En la muestra Bi:YIG(18 nm)//GSGG, los porcentajes obtenidos por EDS fueron renormalizados asumiendo la cantidad correcta de oxígeno, ya que esta técnica tiende a subestimarlos. Los valores ajustados fueron 10 % Y, 24 % Fe y 6 % Bi, lo cual coincide estrechamente con los valores nominales de 10 % Y, 25 % Fe y 5 % Bi.

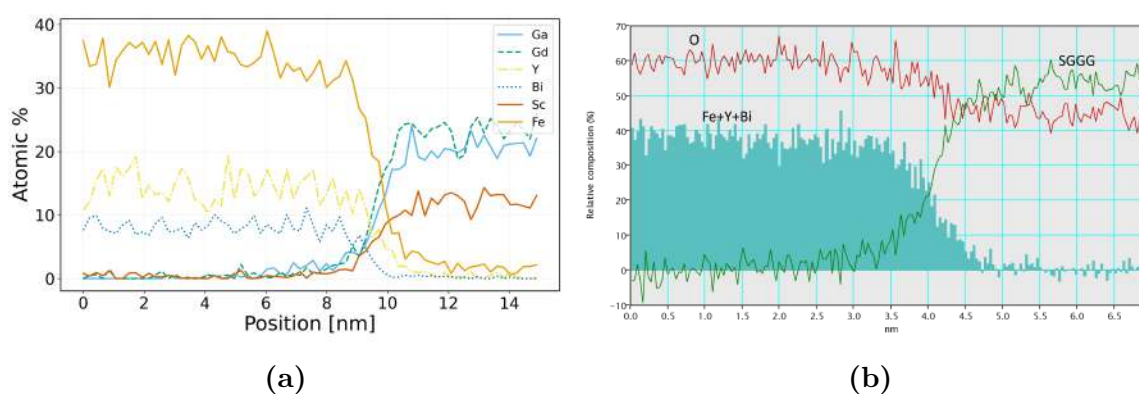


Figura 6.5: (a) Perfiles de composición obtenidos mediante EDS para la película de Bi:YIG. (b) Análisis de EELS realizado en la misma película, destacando la proporción de oxígeno. Los resultados confirman la estequiometría esperada y la distribución homogénea de oxígeno en la película (línea roja).

A pesar de utilizar un blanco con composición nominal $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ y de mantener constantes los parámetros de crecimiento durante el depósito por PLD, se observa una variación sistemática en la razón Bi/Y entre las distintas muestras, como se muestra en la Tabla 6.1. Esta variación no presenta una correlación clara con el espesor de la película, pero sí podría estar relacionada con el orden de crecimiento: las primeras muestras tienden a mostrar un exceso de Bi ($\text{Bi} > \text{Y}$), mientras que las últimas se aproximan a la estequiometría nominal ($\text{Bi} < \text{Y}$). Este comportamiento sugiere que la alta volatilidad del bismuto y su facilidad para ser ablacionado complican una incorporación homogénea de Bi en el sitio del Y durante el crecimiento, especialmente en las primeras etapas del uso del blanco. Es probable que las condiciones iniciales de la pluma de ablación no reflejen el régimen estacionario, lo que puede deberse a una preablación insuficiente. Para confirmar esta hipótesis, sería necesario realizar una serie de crecimientos adicionales controlando de forma sistemática el tiempo de preablación y el orden de depósito. Cabe destacar que, aunque este fenómeno ha sido poco reportado en la literatura sobre Bi:YIG, los resultados obtenidos mediante imágenes de HRSTEM y espectroscopía EDS resaltan la importancia de una caracterización química detallada para entender y controlar el crecimiento de estas películas.

6.2.3. Análisis de las tensiones locales a partir de las imágenes HRSTEM

Para analizar la deformación local en las muestras, se generaron mapas cuantitativos de deformación en las interfaces película/sustrato mediante GPA, como se describió en la Sección 5.1.4, a partir de las imágenes STEM-HAADF.

El perfil mostrado en la Figura 6.6d representa la deformación promedio calculada en cada línea vertical, siguiendo la dirección hacia la derecha en la Figura 6.6a, de donde se obtuvieron las imágenes GPA (Figuras 6.6b y 6.6c). Los datos indican que, a medida que aumenta el espesor de las películas, se observa una relajación progresiva tanto en la dirección paralela al sustrato (ϵ_{\parallel}) como en la dirección perpendicular (ϵ_{\perp}). En la dirección ϵ_{\perp} , la relajación parte de un valor inicial de aproximadamente 1 % y continúa incrementándose.

Al igual que en las muestras de YIG//GGG, este comportamiento es contrario al esperado. Según las mediciones de XRD, el valor del parámetro de red *bulk* de Bi₁:YIG es de 12.440 Å, mientras que el parámetro de red del sustrato SGGG es ligeramente mayor, 12.480 Å. Esto debería inducir una deformación compresiva en la dirección perpendicular; sin embargo, se observa un comportamiento distinto, lo que sugiere que otros factores, como las tensiones térmicas o los efectos de la interfaz, podrían estar desempeñando un papel relevante.

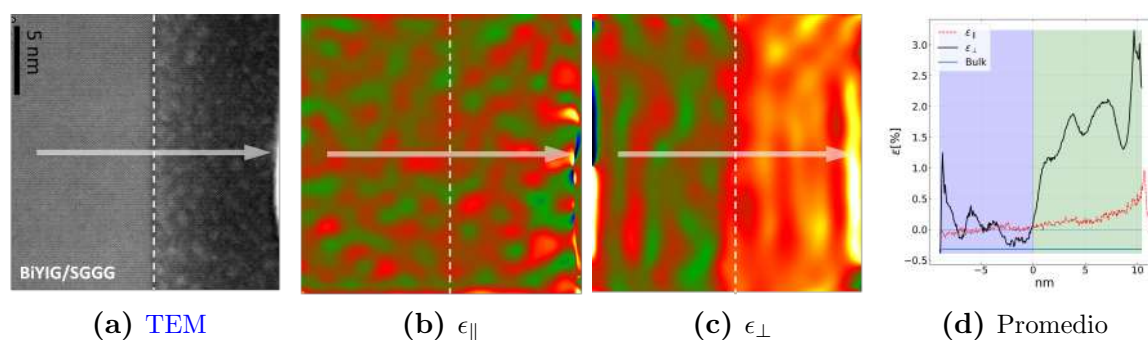


Figura 6.6: (a) Imagen STEM-HAADF de alta resolución que muestra la interfaz entre la película de Bi:YIG y el sustrato. (b) Mapa GPA de la deformación en la dirección paralela a la película (ϵ_{\parallel}) (c) Mapa GPA de la deformación en la dirección perpendicular a la película (ϵ_{\perp}). (d) Perfiles promedio de la deformación (ϵ_{\parallel} y ϵ_{\perp}) obtenidos de los mapas GPA en (b,c).

6.3. Caracterización magnética

6.3.1. Magnetización DC y ciclos de histéresis

Utilizando mediciones de VSM o SQUID se determinó la magnetización de saturación (M_s) para películas de Bi:YIG de diferentes espesores y en las concentraciones estudiadas: Bi_{1,5}Y_{1,5}Fe₅O₁₂ y Bi₁Y₂Fe₅O₁₂.

En el primer caso, los ciclos de histéresis obtenidos a temperatura ambiente (M-H) se presentan en la Figura 6.7a. Los datos que se presentan tienen descontados la contribución lineal paramagnética del sustrato SGGG ($\chi = 7,12 \times 10^{-4}$), medida con un sustrato sin película. A partir de la magnetización de saturación (M_s) calculada para cada muestra, se graficó la M_s por unidad de área en función del espesor de la película. Esto permitió determinar la M_s intrínseca del material y evaluar la posible existencia de una capa muerta (magnetización nula), representada por el espesor t_0 . Este fenómeno podría deberse, por ejemplo, a la interdifusión de átomos de Ga y Fe entre el sustrato y la película.

La Figura 6.7b muestra la dependencia de la magnetización de saturación en función del espesor de las películas de Bi:YIG crecidas sobre sustratos de SGGG. Todas las muestras presentan una concentración de $\text{Bi}_{1,5}\text{Y}_{1,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, excepto la identificada con la concentración $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Se observa una relación lineal entre M_s/A y el espesor, lo que indica que el aumento en la concentración de Bi no altera significativamente la magnetización volumétrica del material. Esto sugiere que las propiedades magnéticas intrínsecas de Bi:YIG permanecen mayormente constantes, independientemente de la variación de espesor o la incorporación de Bi.

El análisis de los datos arrojó un valor de $M_s = 116 \pm 2 \text{ emu/cm}^3$, inferior al reportado para YIG puro sin sustitución. Esta diferencia se atribuye a la incorporación del bismuto, cuyos cationes se alinean antiferromagnéticamente con el campo externo. La capa muerta, determinada a partir del cruce con el eje de abscisas, es de $-1,07 \pm 0,02 \text{ nm}$, lo que sugiere que la interdifusión en la interfaz es menor que en el caso de YIG.

Finalmente, se analiza la evolución de los ciclos de histéresis desde las películas más delgadas hasta las más gruesas. Se observa que el campo coercitivo H_c tiende a aumentar con el espesor de las películas, excepto para la muestra de 79 nm.

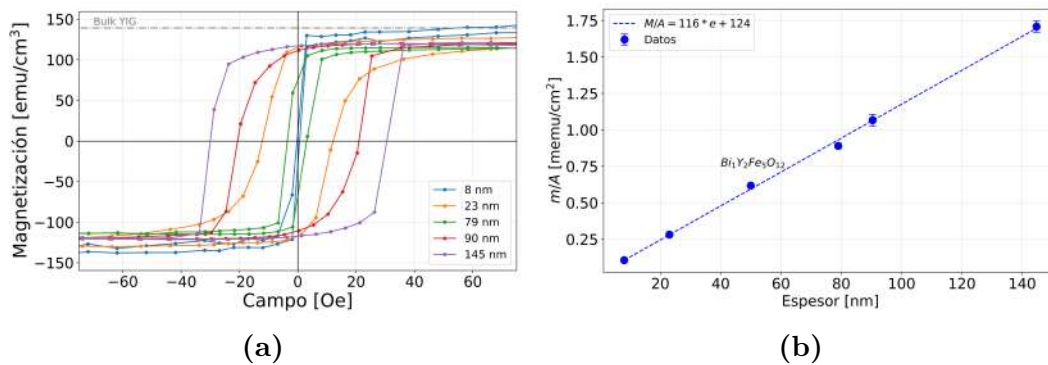


Figura 6.7: (a) Curvas de magnetización con campo aplicado en el plano de las películas de Bi:YIG//SGGG para diferentes espesores. (b) Dependencia de la magnetización de saturación (M_s/A) en función del espesor de las películas de Bi:YIG crecidas sobre SGGG.

6.3.2. Análisis de la dinámica de magnetización por FMR

En el caso de las muestras Bi:YIG depositadas sobre SGGG, se realizaron mediciones de FMR para analizar las propiedades magnéticas dinámicas de las películas. Estas mediciones permitieron determinar parámetros clave, como la anisotropía magnética y el amortiguamiento, mediante el estudio de la variación angular del campo de resonancia en configuraciones tanto en el plano (IP) como fuera del plano (OOP). Además, se buscó evaluar cómo la incorporación de bismuto afecta las propiedades magnéticas dinámicas del material.

Las mediciones de FMR se llevaron a cabo en películas de Bi:YIG con diferentes espesores depositadas sobre SGGG. La Figura 6.8 muestra un espectro de FMR para una película de $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ depositada sobre SGGG con un espesor de 50 nm. En el gráfico se presenta la derivada de la señal de absorción de potencia respecto al campo magnético en función del campo aplicado, medida a una frecuencia de 9.8 GHz con el campo orientado en el plano.

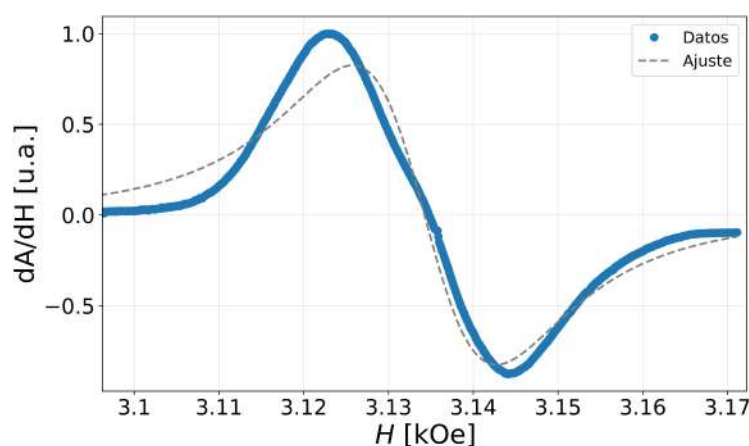


Figura 6.8: Espectro de FMR de una película $\text{Bi}_1\text{YIG//SGGG}$ con espesor de 50 nm, medido a una frecuencia fija de 9.8 GHz con el campo magnético aplicado en el plano. Los puntos azules corresponden a los datos experimentales, mientras que la línea punteada representa el ajuste de la derivada de Lorentziana.

A continuación, se analizan los casos en los que se barre el campo externo en el plano (IP) de la película y cuando se hace fuera del plano (OOP) de la película. Las muestras se rotaron al igual que lo explicado en la Sección 5.2.2.

Variación angular IP

Para el análisis se utilizó la misma energía libre propuesta en la Ecuación 5.13. En el caso de la muestra $\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (79 nm)//SGGG, se realizó una variación angular en el plano para distinguir H_u y evaluar su relevancia en las demás mediciones. La Figura 6.9a muestra los espectros de FMR correspondientes a la variación angular en el plano (IP) para esta muestra. En este caso, a diferencia del YIG sin dopar, no se

observan a simple vista múltiples picos. Esto se debe a que el ancho de línea es mayor que en el YIG, por lo que la distribución de campos efectivos pasa desapercibida en estas muestras. Sin embargo, al realizar los ajustes para determinar el ancho de línea utilizando dos derivadas de lorentzianas, el ajuste resulta significativamente mejor que con una sola. La Figura 6.9c muestra los campos de resonancia H_{res} correspondientes a la variación angular en el plano (IP) para esta muestra. Los espectros se obtuvieron a una frecuencia de 9.8 GHz, al igual que en el caso del YIG. Aunque la variación en la forma del espectro podría indicar una distribución de campos efectivos en el sistema, los picos se mantienen en una posición relativa constante a lo largo del ángulo. Además, el valor del campo efectivo obtenido no presenta diferencias significativas entre los distintos picos. En los ajustes posteriores se utilizó consistentemente el modelo de múltiples picos, tomando como resultado el promedio de los campos de resonancia, como se observa en la Figura 6.10.

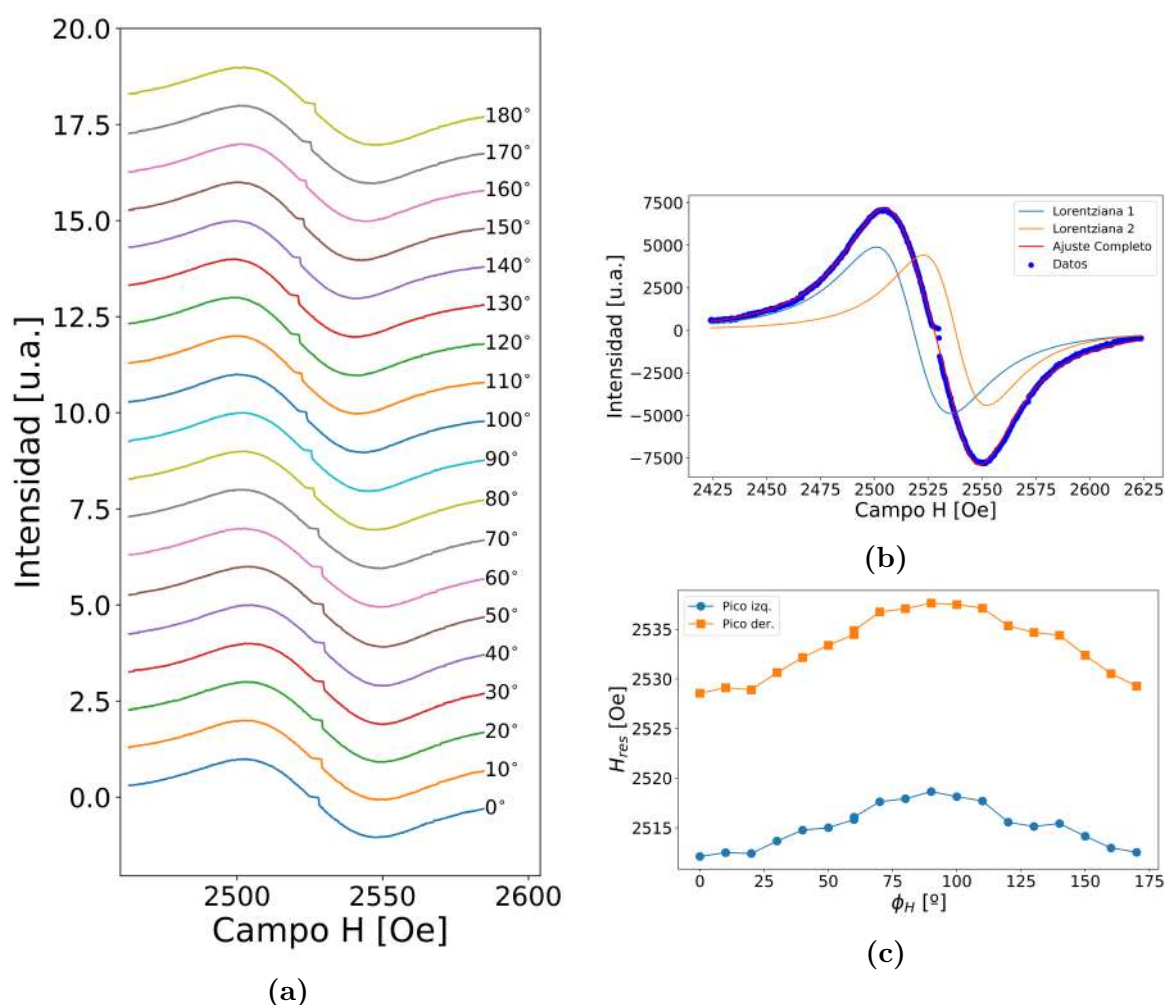


Figura 6.9: (a) Espectros de FMR correspondientes a la variación angular en el plano (IP) de una muestra $\text{Bi}_{1.5}:\text{YIG}(79 \text{ nm})//\text{SGGG}$. (b) Ejemplo de ajuste con dos derivadas de lorentzianas realizado para el ángulo 40° . (c) Resultados del campo de resonancia ajustado H_{res} para cada ángulo.

De igual manera, la simetría de 180° evidencia un campo de anisotropía uniaxial significativamente mayor que el campo de anisotropía cúbica esperado en este granate, lo que respalda la presencia de anisotropía magnética asociada con la distorsión estructural [143]. Para ajustar la curva, se empleó la Ecuación 5.17, utilizando el mismo procedimiento explicado en la Sección 5.2.2. El ancho de línea ΔH_{FWHM} muestra una variación mínima en función del ángulo azimutal ϕ_H , con un valor promedio de (69 ± 3) Oe.

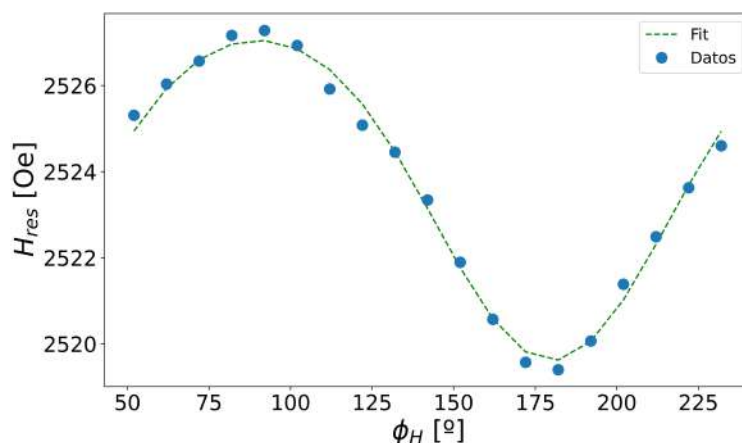


Figura 6.10: Variación angular del campo de resonancia (H_{res}) de una muestra $\text{Bi}_{1.5}\text{YIG}(79\text{ nm})//\text{SGGG}$ en configuración en el plano (IP), medida a 9.8 GHz y a temperatura ambiente. Los puntos azules representan los datos experimentales, y la línea verde punteada corresponde al ajuste teórico.

Variación angular OOP

Una vez caracterizadas las anisotropías en el plano, se realizaron mediciones con variación angular fuera del plano a lo largo del eje polar, tal como se describe en la Sección 5.2.2.

La Figura 6.11 muestra la dependencia angular de H_{res} para las películas Bi:YIG depositadas sobre sustratos SGGG . En este caso se muestran dos concentraciones diferentes de bismuto. Los datos experimentales corresponden a espectros recolectados con el campo magnético externo H aplicado en un ángulo ϕ_H respecto al plano de la muestra, como se ilustra en la Figura 5.15.

Determinación del campo efectivo H_{eff}

Inicialmente, se calcularon valores aproximados de H_{eff} y γ tomando los campos de resonancia en configuraciones paralela y perpendicular, aplicando las relaciones de Kittel según corresponda (Ecuación 5.25). Con estos valores iniciales, se minimizó numéricamente la función que relaciona los ángulos ϕ_M y ϕ_H (Ecuación 5.21), y luego se calcularon las raíces de la ecuación cuadrática 5.24 para obtener nuevos valores de H_{eff}

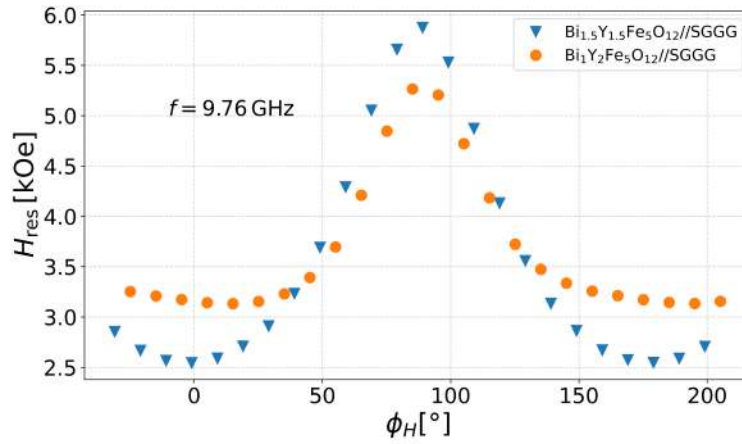


Figura 6.11: Dependencia angular del campo de resonancia H_{res} en configuración fuera del plano (OOP) para películas de Bi:YIG crecidas sobre sustratos de SGGG con distinta composición (79 nm, triángulos azules) y (50 nm, círculos naranjas). Las mediciones se realizaron a una frecuencia fija de 9.76 GHz.

y γ . Este proceso se repitió iterativamente hasta que el error de ajuste alcanzó un valor convergente preestablecido. Los resultados se listan en la Tabla 6.2.

Composición	t_{FM} [nm]	H_{eff} [Oe]	$\frac{\gamma}{2\pi}$ [$\frac{\text{GHz}}{\text{T}}$]	$g = \frac{\gamma\hbar}{\mu_B}$	$4\pi M_s$ [G]	K_{\perp} ($\times 10^3$) [$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$]
$\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	8	2520 ± 60	28.15 ± 0.07	2.011 ± 0.005	1330 ± 30	-63 ± 3
$\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	23	2600 ± 100	28.1 ± 0.2	2.01 ± 0.01	1220 ± 50	-67 ± 5
$\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	79	2210 ± 30	28.05 ± 0.04	2.004 ± 0.003	1130 ± 20	-48 ± 1
$\text{Bi}_{1.5}\text{Y}_{1.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	145	2238 ± 200	28.4 ± 0.3	2.03 ± 0.002	1180 ± 30	-50 ± 10
$\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	50	787 ± 15	28.07 ± 0.02	2.005 ± 0.001	1240 ± 10	22 ± 1

Tabla 6.2: Propiedades magnéticas obtenidas por magnetometría y FMR para películas delgadas de Bi:YIG sobre SGGG con diferentes espesores. Se incluyen el campo efectivo, la relación giromagnética, el factor de Landé, la magnetización de saturación, y la constante de anisotropía perpendicular.

Los valores de magnetización $4\pi M_s$ fueron caracterizados mediante VSM o SQUID, como se explicó en la sección anterior. Las películas demostraron un factor giromagnético y factor g estándar con películas granates [147]. Los valores de K_{\perp} se obtuvieron de la Ecuación 5.22. De acuerdo con la dependencia angular mostrada en la Figura 6.11 y los resultados obtenidos para H_{eff} , se observó que la anisotropía perpendicular K_{\perp} es positiva en el caso en que disminuye la concentración de bismuto a $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ sobre sustrato SGGG, lo que favorece una anisotropía perpendicular a lo largo de la dirección normal a la película. Sin embargo, en este caso, esta anisotropía no es suficiente para que la remanencia sea completamente fuera del plano. Por otro lado, según la dependencia en frecuencia de H_{res} con el campo externo aplicado en el plano de la muestra, como se muestra en la Figura 6.12, los datos se ajustan a la relación de Kittel (Ecuación 5.25). La curva refleja cómo las diferencias en el espesor de las películas y en las propiedades del sustrato afectan la posición de la resonancia, destacando la

influencia de la composición de las películas. Estos resultados indican que el eje fácil de las películas se encuentra fuera del plano.

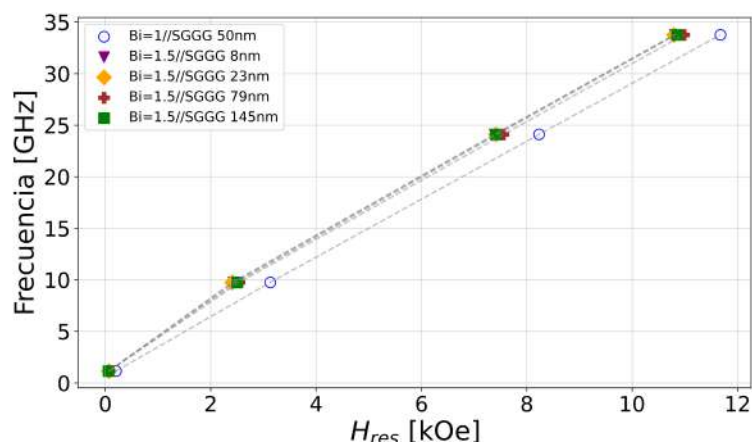


Figura 6.12: Dependencia de la frecuencia de resonancia (f) con respecto al campo de resonancia (H_{res}) para películas de Bi:YIG de distintas concentraciones sobre sustratos SGGG, con diferentes espesores.

Análisis del ancho de línea de resonancia por FMR

La dependencia angular de ΔH_{FWHM} en configuración OOP se muestra en la Figura 6.13. Las películas $Bi_{1,5}Y_{1,5}Fe_5O_{12}$ //SGGG están representadas por símbolos azules, mientras que las películas $Bi_1Y_2Fe_5O_{12}$ //SGGG se representan mediante cuadrados y triángulos naranjas. Se observa una marcada variación del ancho de línea en función del ángulo Φ_H , particularmente en las películas con mayor concentración de Bi. Un comportamiento angular similar fue reportado por Soumah *et al.*[64], donde lo atribuyeron a la dispersión de dos magnones y a inhomogeneidades estructurales en las películas. En ese contexto, la amplia disparidad en los valores de ΔH_{FWHM} se interpreta como resultado de la activación de modos no uniformes debido a defectos o variaciones locales en la anisotropía magnética.

La dependencia de ΔH_{FWHM} con la frecuencia se muestra en la Figura 6.14 y se utilizó para determinar la amortiguación magnética de las muestras (α). Los datos experimentales muestran cómo varía ΔH_{FWHM} con la frecuencia de resonancia para diferentes espesores de películas.

Los valores de amortiguación obtenidos a partir de la Ecuación 5.26 para cada sustrato se resumen en la Tabla 6.3. Se observa que los valores de amortiguación obtenidos para las películas de Bi:YIG son aproximadamente un orden de magnitud mayores que los medidos en las muestras de YIG sin dopar. Una posible hipótesis para explicar este comportamiento es que el dopaje con bismuto introduce inhomogeneidades magnéticas en la red, lo que favorece procesos de relajación adicionales, como la dispersión de dos magnones, reflejado en el incremento del valor de Γ con respecto al YIG no dopado.

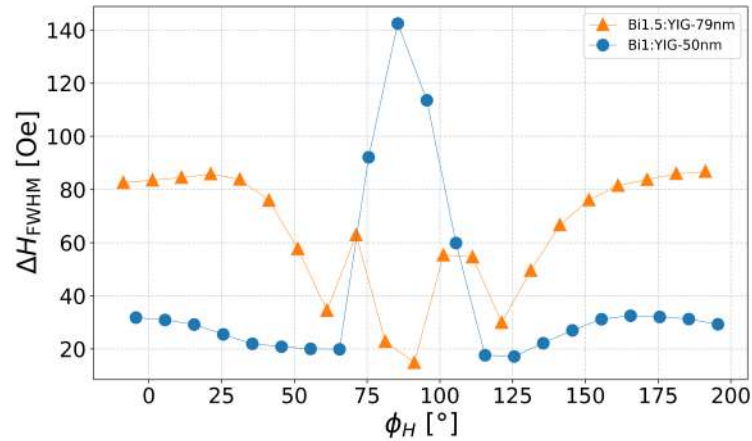


Figura 6.13: Dependencia angular del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) para las películas de **Bi:YIG** con diferente concentración de **Bi** sobre sustrato **SGGG**. Los datos muestran cómo varían los espectros de **FMR**, en función del ángulo Φ_H en configuración **OOP** para una frecuencia de 9.8 GHz.

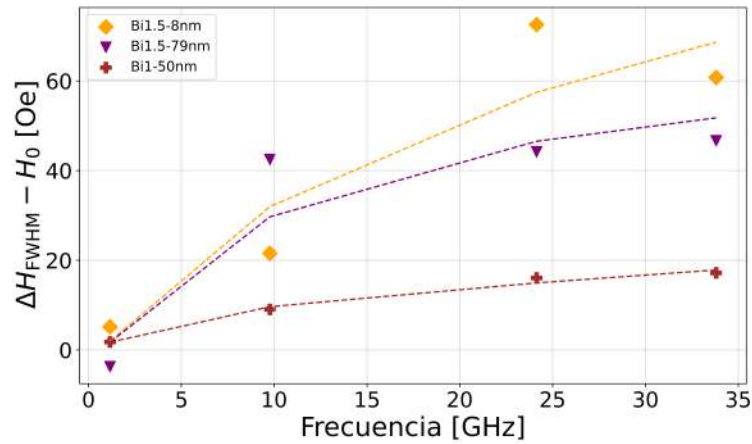


Figura 6.14: Dependencia del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) en función de la frecuencia para películas de **Bi:YIG** con diferente concentración de **Bi** sobre sustrato **SGGG**, sin capa de **Pt**.

Estos mecanismos de dispersión contribuyen al aumento de la amortiguación efectiva en las películas de **Bi:YIG**. Además, el dopaje puede modificar la anisotropía magnética del material, habilitando nuevos canales de relajación que incrementen la pérdida de energía magnética. En particular, al comparar las diferentes composiciones, se observa que la muestra con menor contenido de **Bi** ($\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) presenta los valores más bajos tanto de α como de Γ , lo que indica una dinámica de espín más cercana a la del **YIG** puro, y refuerza la idea de que el incremento del dopaje de **Bi** está directamente relacionado con el aumento de la amortiguación.

Por otro lado, el depósito de **Pt** sobre las películas, al igual que en **YIG**, genera un aumento significativo en la tasa de relajación. Los datos experimentales revelan un incremento en el ancho de línea atribuido a la presencia de la capa de **Pt**, lo que sugiere un mayor nivel de amortiguación asociado con la transferencia de momento angular entre la capa de **Bi:YIG** y **Pt**. A partir de la Ecuación 5.28, se calculó el valor de la *spin*

Composición	t_{FM} [nm]	α ($\times 10^{-4}$)	α_{Pt} ($\times 10^{-4}$)	H_0 [Oe]	Γ	$g^{\uparrow\downarrow}$ ($\times 10^{15}$)[cm^{-2}]	J_s^0 ($\times 10^{-8}$)[$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$]
$\text{Bi}_{1,5}\text{Y}_{1,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	8	70	460	7	51	2.23	0.56
$\text{Bi}_{1,5}\text{Y}_{1,5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	79	91	143	41	52	2.49	0.37
$\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -FR01	50	15	31	12	8	0.53	2.92

Tabla 6.3: Parámetros relacionados con la dinámica de espín y el *spin pumping* en películas delgadas de Bi:YIG con diferentes espesores sobre SGGG. Se muestran el coeficiente de amortiguamiento en el material solo y con recubrimiento de Pt, el ancho inhomogéneo, la contribución del *scattering* de dos magnones, la conductancia de mezcla de espín y la densidad de corriente de espín inyectada en el metal.

mixing conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ para las muestras estudiadas, cuyos resultados se presentan en la Tabla 6.3. Los valores obtenidos son comparables a los reportados para YIG//SGGG y, además, se observa que $g^{\uparrow\downarrow}$ aumenta con un mayor nivel de sustitución de Bi en las películas.

Finalmente, para evaluar la eficiencia de conversión de carga a espín, se llevaron a cabo mediciones de ISHE a través de SP-FMR y SSE en estas muestras, cuyos resultados se presentan a continuación.

6.4. Análisis del transporte de espín mediante SP-FMR y SSE

6.4.1. ISHE medido por SP-FMR

En este caso se utilizó la misma configuración utilizada para YIG en las muestras de Bi:YIG sobre SGGG. Para cada una de las muestras estudiadas mediante FMR en la sección anterior, se realizaron mediciones del ISHE en la interfaz Pt/Bi:YIG, siguiendo el procedimiento descrito en la Sección 3.2.

Los resultados obtenidos para las muestras Bi:YIG//SGGG se presentan en la Figura 6.15, donde se presenta un gráfico conjunto que reúne los datos obtenidos para todas las muestras. Este análisis permite correlacionar directamente el efecto del espesor y la concentración de bismuto con las propiedades magnéticas y de transporte detectadas en las mediciones de FMR y ISHE. Las películas con mayor contenido de Bi ($\text{Bi}_{1,5}$:YIG) tienen picos más amplios y menos intensos, lo cual podría indicar una mayor anisotropía magnética o un efecto de amortiguamiento más pronunciado. Las diferencias entre Bi_1 :YIG y $\text{Bi}_{1,5}$:YIG reflejan los cambios en la dinámica de espín debido a las modificaciones estructurales y magnéticas inducidas por la composición.

A pesar de que la muestra $\text{Bi}_{1,5}$:YIG presenta un menor valor de $g^{\uparrow\downarrow}$, la señal de V_{ISHE} es más estrecha y de mayor intensidad. Este comportamiento puede explicarse al comparar la densidad de corriente de espín efectiva inyectada en la interfaz (J_s^0), la

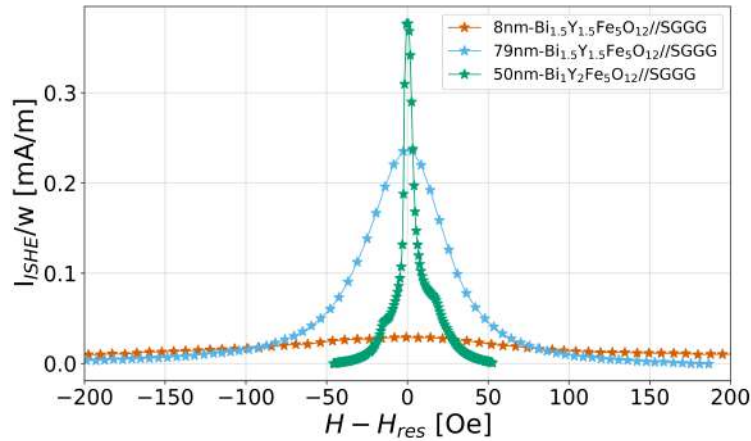


Figura 6.15: Voltaje generado en muestras Pt/Bi:YIG por *spin pumping*, normalizado por la resistencia y el ancho de la muestra (w), en función del campo magnético externo a una frecuencia de 9.8 GHz.

cual se calcula utilizando la relación propuesta en [163]:

$$J_s^0 = \frac{g^{\uparrow\downarrow}\gamma^2 h_{\text{MW}}^2 \hbar \left[(4\pi M_s \gamma) + \sqrt{(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2} \right]}{8\pi\alpha^2 \left[(4\pi M_s \gamma)^2 + 4\omega^2 \right]}. \quad (6.1)$$

Los resultados obtenidos, presentados en la Tabla 6.3, son consistentes con las observaciones realizadas en V_{ISHE} .

6.4.2. ISHE medido por *spin-pumping* utilizando microdispositivo

En este caso de las muestras $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ //GSGG, se utilizó el microdispositivo explicado en la Sección 3.2. La potencia de microondas utilizada fue de 25 mW. El voltaje de *spin pumping* presenta una forma lorentziana simétrica alrededor del campo de resonancia, H_{res} , donde la señal es máxima. Esta señal puede estar acompañada de otras contribuciones simétricas y antisimétricas (PHE, AHE y AMR) [167]; sin embargo, al igual que en el caso del YIG, se espera que la contribución de estos efectos sea despreciable debido a la naturaleza aislante del material. La Figura 6.16 muestra un ejemplo de la señal de SP-FMR observada en la muestra Pt/Bi:YIG(18 nm)//GSGG. Los picos observados corresponden a la condición de resonancia FMR, donde el transporte de momento angular entre la película y el Pt genera un voltaje medible debido al ISHE. Las variaciones en la posición de los picos refleja la dinámica de espín dependiente de la frecuencia.

En la imagen, se observan los picos más intensos a la derecha y otros menos intensos a la izquierda. Esto indica que la muestra posee una magnetización perpendicular y que el campo DC, hasta este punto, no es suficiente para saturar completamente la

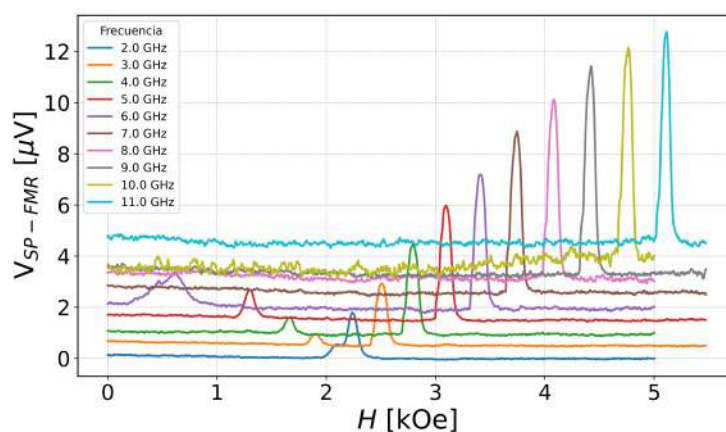


Figura 6.16: Voltaje generado por *spin pumping* como función del campo magnético externo H en el plano para una película de Bi:YIG en contacto con Pt, medido a diferentes frecuencias.

magnetización en el plano. Por lo tanto, se observan dos regiones de precesión a la misma frecuencia, como se ejemplifica en la Figura 6.17. La región de interés para los parámetros buscados corresponde a la zona derecha, donde es posible ajustar una curva lorentziana como en la Ecuación 3.4.

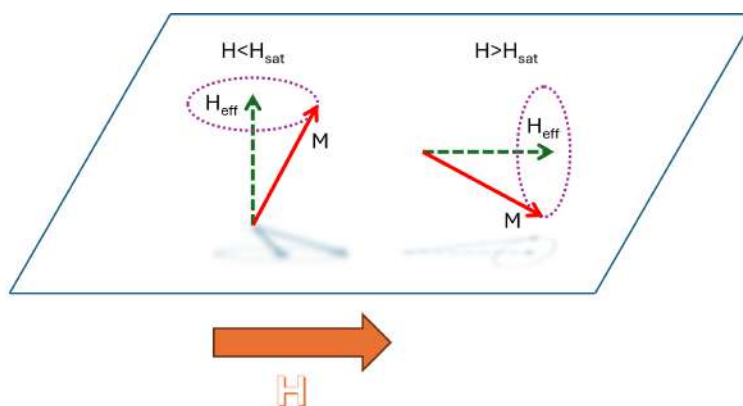


Figura 6.17: Esquema de la orientación del momento magnético (\vec{M}) y el campo magnético efectivo (\vec{H}_{eff}) bajo la influencia de un campo externo (\vec{H}) en películas con anisotropía perpendicular, para los casos $H < H_{\text{sat}}$ y $H > H_{\text{sat}}$.

Se observa que el pico es puramente simétrico alrededor del campo de resonancia y cambia de signo al invertir la dirección de H , como se muestra en la Figura 6.18. Este comportamiento es característico de un voltaje dominado principalmente por el fenómeno de *spin pumping*. Sin embargo, los datos también revelan una pequeña diferencia entre los campos magnéticos positivos y negativos, atribuida al calentamiento Joule en la capa de platino debido a las microondas. Este calentamiento genera un efecto SSE medible, cuya contribución se ilustra en el recuadro, como se detalla en [168].

El análisis del campo de resonancia, obtenido a partir del ajuste de la función lorentziana en función de la frecuencia de excitación, se presenta en la Figura 6.19.

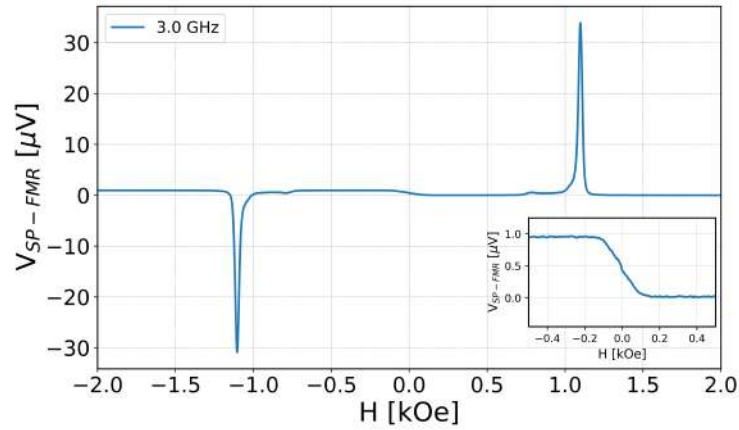


Figura 6.18: Voltaje generado por *spin pumping* como función del campo magnético externo para una película de Bi:YIG con un espesor de 9.5 nm, medida a una frecuencia de 3.0 GHz. El gráfico principal muestra los picos en las condiciones de resonancia en los campos positivo y negativo. El recuadro resalta el comportamiento del voltaje en una región cercana a campo 0, donde se evidencia la contribución del SSE.

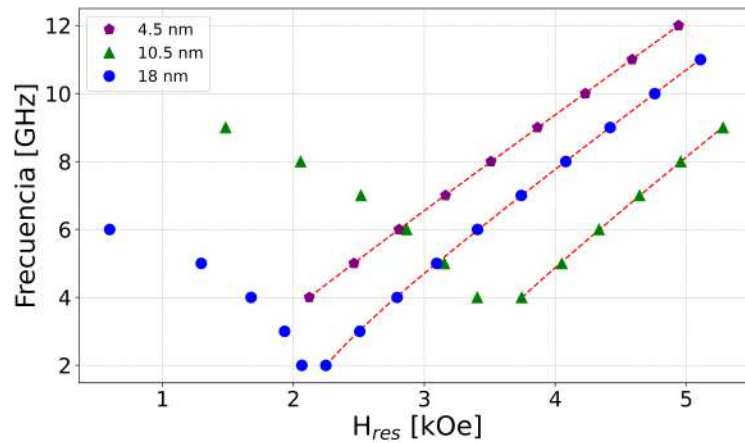


Figura 6.19: Dependencia de la frecuencia de resonancia (f) con respecto al campo de resonancia (H_{res}) para películas de Bi:YIG sobre sustratos de GSGG, con diferentes espesores.

Inicialmente, se calcularon valores aproximados de H_{eff} y γ utilizando la relación de Kittel (Ecuación 5.25), presentada en el capítulo anterior, en la configuración paralela. Los resultados se encuentran listados en la Tabla 6.4. En todos los casos, se observa una anisotropía perpendicular, confirmada por la presencia de un H_{eff} negativo. Utilizando la Ecuación 5.22, se calculó la anisotropía perpendicular K_{\perp} , que resulta positiva en todos los casos, lo que favorece un eje fácil a lo largo de la dirección normal a la película. Los valores de magnetización $4\pi M_s$ no fueron caracterizados debido al espesor de las muestras, pero se utilizó el valor calculado en la Sección 6.3.1 para realizar el cálculo.

La dependencia de ΔH_{FWHM} con la frecuencia se muestra en la Figura 6.20 y se utilizó para determinar la amortiguación magnética de las muestras (α).

Los valores de amortiguación obtenidos a partir de la Ecuación 5.26 para cada sustrato se resumen en la Tabla 6.6.

Sustrato	t_{FM} [nm]	H_{eff} [Oe]	$\frac{\gamma}{2\pi}$ [$\frac{\text{GHz}}{\text{T}}$]	$g = \frac{\gamma\hbar}{\mu_B}$	ϵ_{\perp} [%]	K_{\perp} ($\times 10^3$) [$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$]
GSGG-ESP	4.5	-1134±6	27.31±0.03	1.977±0.002	0.53	152±4
GSGG-ESP	10.5	-3170±20	26.5±0.3	1.92±0.02	0.40	271±7
GSGG-ESP	18	-2028±6	27.32±0.06	1.978±0.004	0.32	205±5

Tabla 6.4: Propiedades magnéticas obtenidas por SP-FMR en microdispositivo para películas delgadas de Pt(5 nm)/Bi₁Y₂Fe₅O₁₂//GSGG con diferentes espesores. Se incluyen el campo efectivo, la relación giromagnética, el factor de Landé, la deformación perpendicular obtenida por XRD y la constante de anisotropía perpendicular.

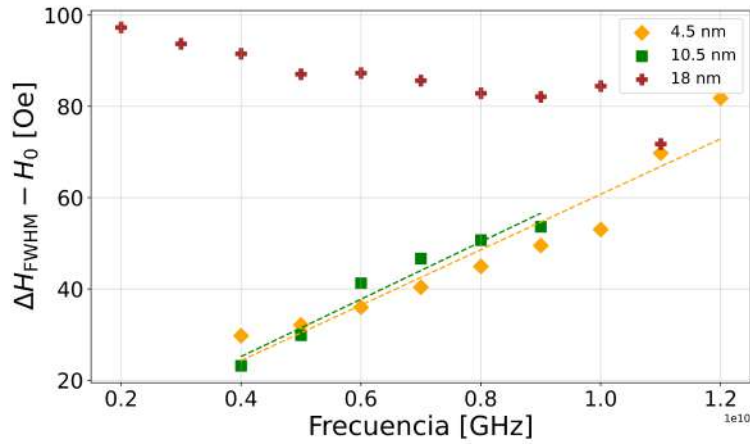


Figura 6.20: Dependencia del ancho de línea (ΔH_{FWHM}) en función de la frecuencia para películas de Bi:YIG crecidas sobre sustratos de GSGG con capa de Pt.

En este caso no fue posible medir el α sin Pt para caracterizar el $g^{\uparrow\downarrow}$ como se hizo en el caso YIG debido a la litografía. Sin embargo es posible determinar $g^{\uparrow\downarrow}$ a partir del voltaje V_{ISHE} generado por SP-FMR como se explicará a continuación.

La expresión fenomenológica de la dependencia del ángulo de campo magnético fuera del plano de la señal V_{ISHE} , se obtiene del producto vectorial $\vec{J}_s \times \vec{\sigma}$ como se explicó en la Ecuación 2.13 y está dado por [163]:

$$V_{\text{ISHE}} = \frac{w\Theta_{\text{SH}}\lambda_{\text{SD}} \tanh\left(\frac{t_{\text{N}}}{2\lambda_{\text{SD}}}\right)}{\sigma_{\text{FM}}t_{\text{FM}} + \sigma_{\text{N}}t_{\text{N}}} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) J_s^0, \quad (6.2)$$

donde R es la resistencia de la bicapa, w es el ancho de la muestra y t_{N} es el espesor de la capa de platino. En la Tabla 6.6, se resumen los valores de V_{ISHE} y $g^{\uparrow\downarrow}$ obtenidos para las distintas muestras al aplicar el campo magnético externo en el plano de la muestra y con la frecuencia de microondas incidente de 9 GHz. Para garantizar una comparación precisa, los datos fueron normalizados por la resistencia y el ancho de cada muestra (10 μm).

6.4.3. ISHE medido por SSE usando heater

Para esta sección se utilizaron las mismas muestras Pt/Bi:YIG//SGGG utilizadas para medir SP-FMR. El efecto se midió utilizando el sistema presentado en la Sección 3.4. Los resultados para las muestras Pt/Bi_{1,5}:YIG(79 nm) y Pt/Bi₁:YIG(50 nm) se muestran en la Figura 6.21. Cada gráfico muestra la respuesta térmica de las muestras bajo gradientes de temperatura de 2 K a 10 K, indicando la amplitud y estabilidad del SSE en función del espesor de YIG y del sustrato utilizado. Las barras de error representan la dispersión experimental medida en el nanovoltímetro. En concordancia con las medidas de ISHE, la película sustituida con menos Bi presentan un voltaje de saturación más alto que el resto de las películas. En el caso de corrientes de espín generadas por un gradiente térmico, el SSE también produce un voltaje transversal en el Pt, como se muestra en la Figura 6.21. En estos experimentos, la curva de voltaje exhibe una simetría impar con respecto al campo magnético similar a la curva de histéresis medida por VSM.

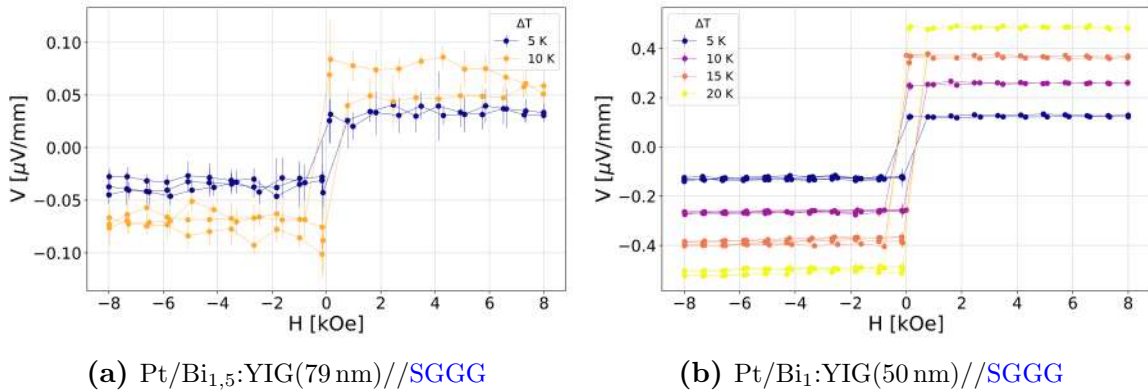


Figura 6.21: Dependencia del voltaje generado por SSE normalizado por la longitud de la muestra en función del campo magnético externo para diferentes películas de YIG.

La Figura 6.22 muestra el voltaje generado por SSE, normalizado por la distancia entre los contactos y el espesor de la muestra, en función de la diferencia de temperatura entre la parte superior e inferior de las dos muestras de Pt/Bi:YIG comparadas. Las líneas discontinuas representan los ajustes lineales de la Ecuación 3.6. Los coeficientes de SSE para todas las muestras, deducidos de esta ecuación, se enumeran en la Tabla 6.5.

Composición	t_{FM} [nm]	I_{ISHE}/w [$\mu\text{A m}^{-1}$]	S_{SSE} [nV/K]
Bi _{1,5} Bi _{1,5} Fe ₅ O ₁₂ -FR01	79	235	2.9
Bi ₁ Bi ₂ Fe ₅ O ₁₂ -FR01	50	376	12

Tabla 6.5: Parámetros obtenidos a partir del ISHE mediante SP-FMR y SSE en películas delgadas de Pt(8 nm)/Bi:YIG//SGGG con diferentes espesores. Se presenta la corriente normalizada del ISHE por SP-FMR y el coeficiente SSE.

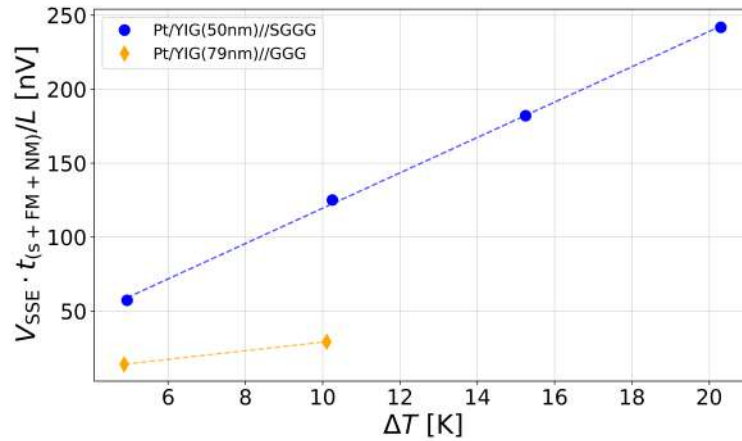


Figura 6.22: Voltaje generado por SSE, normalizado por el espesor del sustrato más la película y la longitud de la muestra en función del gradiente de temperatura aplicado.

6.4.4. ISHE medido por SSE utilizando microdispositivos

En este caso de las muestras $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{GSGG}$, se utilizó el microdispositivo explicado en la Sección 3.3. Los experimentos del SSE se llevaron a cabo en los dispositivos utilizando un electroimán para aplicar un campo magnético externo en el plano (H). Se hizo pasar una corriente continua a través del *heater* de Au y, tras un período de estabilización de 5 minutos, se controlaron las resistencias tanto de la muestra como del calentador mediante curvas I-V. El voltaje generado por el SSE se midió utilizando un nanovoltímetro Keithley 2182a. El resultado de la resistencia se muestra en la Figura 6.23. Estos valores concuerdan con la dispersión más frecuente de los electrones de conducción en las superficies de películas delgadas, lo que contribuye a una mayor resistividad que en el *bulk*. Los valores de resistividad medidos a temperatura ambiente son $\rho_{\text{Au}} = 5,18 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ y $\rho_{\text{Pt}} = 56,67 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$.

Se realizaron mediciones del SSE en sistemas Pt/ Bi_1 :YIG//GSGG, observando el voltaje inducido térmicamente mientras se barría el campo magnético externo (H). Los resultados obtenidos mostraron una curva típica de magnetización que se correlaciona con el comportamiento de la película delgada de Bi:YIG estudiada por SP-FMR previamente, caracterizada por una anisotropía predominantemente fuera del plano. Estos resultados están en concordancia con los observados en la sección previa, donde se analizó el comportamiento magnético de las muestras. Estas mediciones se realizaron para varias corrientes de calentamiento, hasta 100 mA, con el objetivo de determinar el coeficiente de espín Seebeck utilizando la Ecuación 3.7.

La Figura 6.24 presenta los resultados obtenidos para las muestras de Bi:YIG, ordenadas según su espesor en orden ascendente.

La Figura 6.25 muestra el voltaje generado por el SSE, normalizado por la distancia entre los contactos y el espesor de la muestra, en función de la diferencia de temperatura entre la parte superior e inferior de las cuatro muestras de Pt/Bi:YIG analizadas.

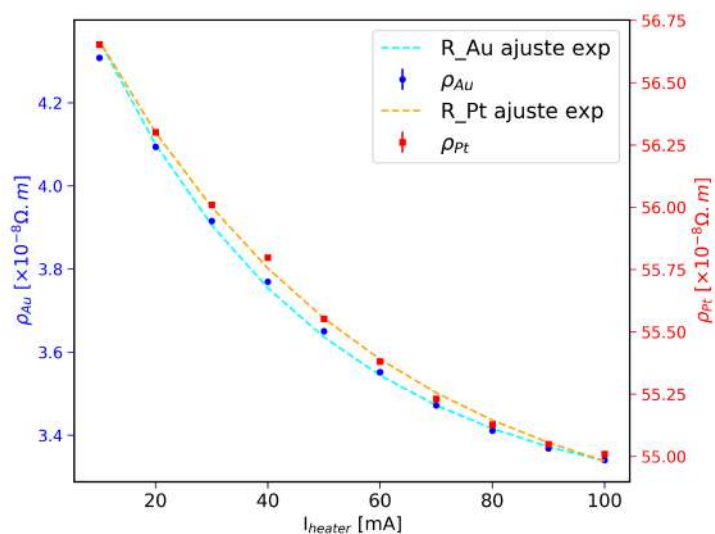


Figura 6.23: Dependencia de la resistividad del Pt (ρ_{Pt}) y del Au (ρ_{Au}) con respecto a la corriente aplicada a la película de Au (I_{heater}). Las líneas punteadas representan ajustes exponenciales.

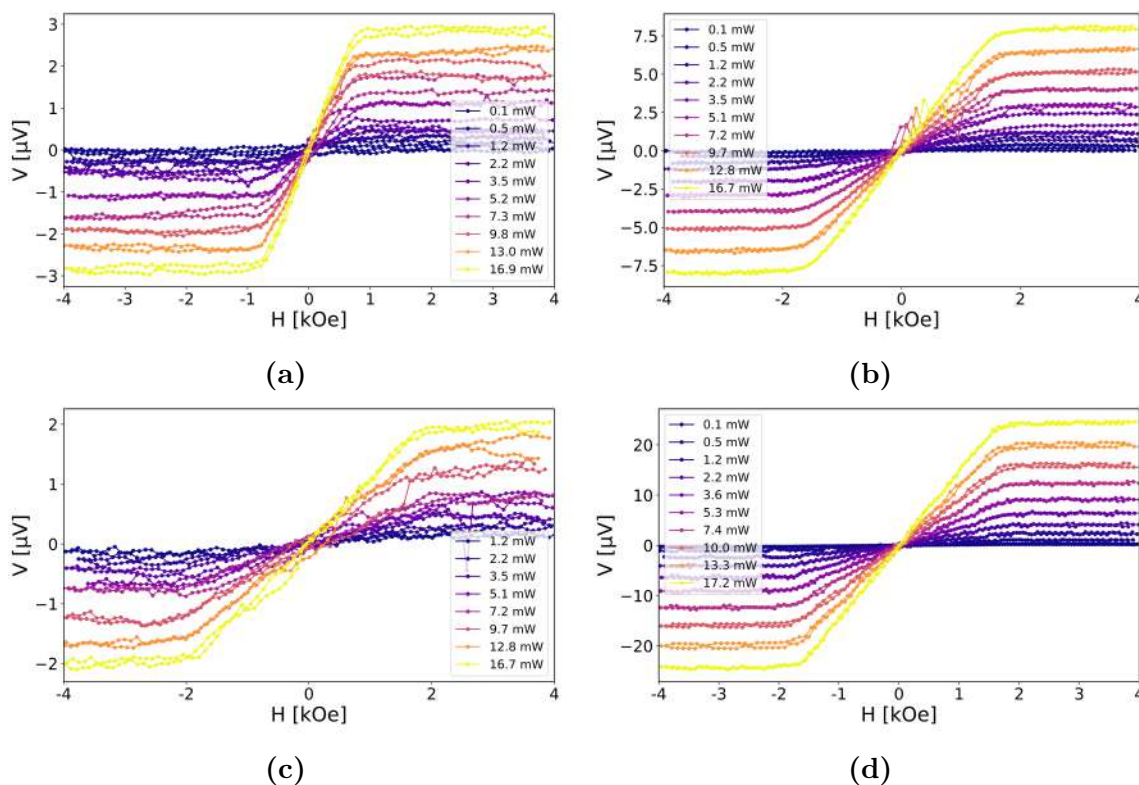


Figura 6.24: Dependencia del voltaje generado por SSE en función del campo magnético externo para diferentes películas de Bi:YIG. (a) Pt/Bi:YIG(4.5 nm)//GSGG. (b) Pt/Bi:YIG(10.5 nm)//GSGG. (c) Pt/Bi:YIG(18 nm)//GSGG. (d) Pt/Bi:YIG(20 nm)//GSGG.

Los ajustes lineales realizados sobre los datos experimentales permiten determinar el coeficiente de SSE, cuyos valores se resumen en la Tabla 6.6.

El coeficiente del SSE obtenido en Bi:YIG(20 nm) es comparable a los informados

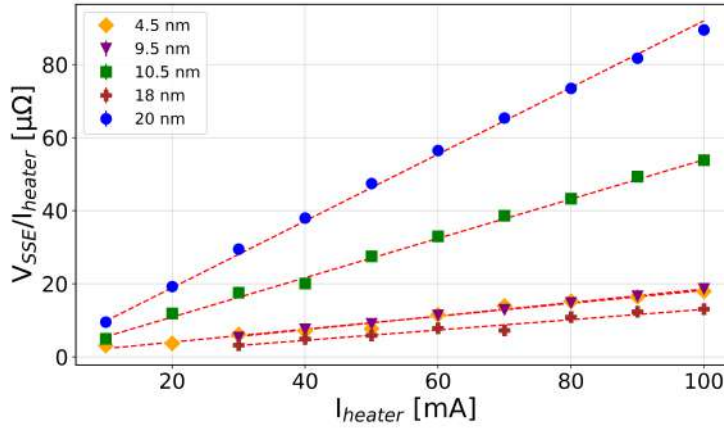


Figura 6.25: Dependencia del voltaje normalizado por corriente del *heater* con respecto a la corriente aplicada para películas de Bi:YIG con diferentes espesores. Las líneas punteadas corresponden a ajustes lineales.

Sustrato	t_{FM} [nm]	α_{Pt} ($\times 10^{-4}$)	I_{ISHE}/w [μAm^{-1}]	S_{SSE} [$\text{fVm}^2/\text{W}\Omega$]	H_{sat} [Oe]
GSGG-ESP	4.5	170 ± 20	9.54 ± 0.02	0.924 ± 0.004	1470
GSGG-ESP	9.5	29 ± 0.4	8.65 ± 0.02	0.915 ± 0.001	20
GSGG-ESP	10.5	170 ± 20	9.49 ± 0.03	2.668 ± 0.004	920
GSGG-ESP	18		9.83 ± 0.06	0.711 ± 0.003	1340
GSGG-ESP	20			7.234 ± 0.004	1430

Tabla 6.6: Parámetros obtenidos a partir del ISHE mediante SP-FMR y SSE en películas delgadas de Pt(5 nm)/Bi₁Y₂Fe₅O₁₂//GSGG con diferentes espesores. Se presenta el coeficiente de amortiguamiento con recubrimiento de Pt, la corriente normalizada del ISHE por SP-FMR y el coeficiente de SSE.

para materiales YIG y GFO en películas delgadas utilizando la misma metodología [169] ($8.73 \text{ fVm}^2/\text{W}\Omega$ para YIG y $7.03 \text{ fVm}^2/\text{W}\Omega$ para GFO). Esta observación mejora el potencial de generación eficiente de corriente de espín debido a las propiedades magnéticas exhibidas por el sistema Bi:YIG. Además, la PMA observada en las muestras abre las puertas a aplicaciones específicas.

6.5. Conclusiones

En las películas de Bi:YIG crecidas sobre GSGG, se observó que el bismuto es altamente volátil durante el crecimiento, lo que genera una sustitución no homogénea en el ferrimagneto. Esto provoca un aumento en el parámetro de red de la película a medida que incrementa la concentración de Bi, según los datos obtenidos mediante EDS. Además, la alta volatilidad del bismuto hace que la concentración en las películas varíe incluso al mantener constantes los parámetros de crecimiento. En todos los casos, se identificaron *clusters* homogéneos caracterizados por deficiencia de Fe y enriquecimiento de Y y Bi a lo largo de la película, mientras que, en las muestras depositadas

sobre GSGG, se observó una capa interfacial rica en Fe.

El análisis de tensiones mediante GPA reveló que las interacciones en la interfaz inducen una deformación tensiva a lo largo de la dirección perpendicular, contrario a lo esperado para películas de Bi₁:YIG crecidas sobre SGGG. Por otro lado, la caracterización magnética mostró que estas películas tienen una magnetización de saturación menor que la del YIG convencional, junto con una capa muerta más delgada. Sin embargo, el cambio de composición de Bi₁:YIG a Bi_{1,5}:YIG no parece provocar alteraciones significativas en la magnetización. En cuanto a la anisotropía, las muestras Bi₁:YIG sobre SGGG mostraron una anisotropía K_{\perp} mayor que cero pero aún insuficiente para generar magnetización perpendicular al plano, mientras que en las muestras Bi₁:YIG sobre GSGG la magnetización se orientó completamente fuera del plano (PMA).

En las mediciones de ISHE realizadas mediante SP-FMR y SSE, se observó que las muestras Bi₁:YIG//SGGG presentan una mejor corriente de espín en comparación con las Bi_{1,5}:YIG//SGGG. Asimismo, se identificó el SSE en medidas de SP-FMR distinguiéndose claramente a campos cercanos a cero.

Finalmente, es importante destacar que, aunque el coeficiente del SSE obtenido para Bi:YIG en este trabajo es comparable a los valores reportados para YIG bajo condiciones experimentales similares, la incorporación de bismuto sigue ofreciendo ventajas relevantes. La sustitución de Y por Bi introduce desorden estructural y aumenta la dispersión de fonones, lo que puede contribuir a la reducción de la conductividad térmica y, en ciertas condiciones, favorecer el acoplamiento magnón-fonón. Aunque en este caso no se observó una mejora directa en la señal SSE, las propiedades magnéticas inducidas por el dopaje, como la anisotropía perpendicular al plano (PMA), abren posibilidades para explorar arquitecturas de dispositivos donde la orientación de la magnetización y la eficiencia de la conversión termoeléctrica puedan optimizarse en conjunto. En este sentido, el Bi:YIG se posiciona como un material funcionalmente versátil en el diseño de futuras aplicaciones espintrónicas.

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

*“Tarda en llegar
Y al final
Y al final, hay recompensa”*
— Mercedes Sosa

Este trabajo ha proporcionado una comprensión detallada de las propiedades estructurales, magnéticas y espintrónicas de películas delgadas de **YIG** y **Bi:YIG** depositadas sobre diferentes sustratos monocristalinos, destacando el papel de las tensiones inducidas y las interfaces en el desempeño de dispositivos espintrónicos. Los resultados obtenidos subrayan la importancia de controlar tanto las condiciones de crecimiento como la calidad de las interfaces para optimizar la transferencia de momento angular y la eficiencia de la conversión espín-carga.

Los experimentos de *spin pumping* confirmaron la generación eficiente de corriente de espín en las películas de **YIG** y **Bi:YIG**. Estos resultados validan la capacidad de estos materiales como candidatos clave para aplicaciones espintrónicas avanzadas. En el caso de las películas de **YIG** crecidas sobre **SGGG**, se identificaron tensiones de compresión que inducen anisotropía perpendicular y se observaron señales **ISHE** tanto en **SP-FMR** como **SSE** significativamente más altas en comparación con las películas depositadas sobre **GGG**.

Por otro lado, en las películas de **Bi:YIG**, se observó que la volatilidad del bismuto durante el crecimiento genera sustituciones no homogéneas y variaciones significativas en la concentración de Bi, lo que afecta tanto las propiedades estructurales como las magnéticas. Sin embargo, en configuraciones específicas, como **Bi_{1,5}:YIG//GSGG**, se logró inducir magnetización perpendicular al plano (**PMA**), lo que abre nuevas posibilidades para aplicaciones en dispositivos de almacenamiento magnético y sensores si se logra asegurar la repetibilidad en el crecimiento de estas muestras.

El **YIG** se destaca como un material de gran interés tecnológico en el campo emergente de la espintrónica debido a su baja amortiguación y su larga longitud de propa-

gación de espín. Sin embargo, aquí se observó que la reproducibilidad y escalabilidad de las películas siguen siendo un desafío, especialmente considerando las variaciones observadas en muestras fabricadas en distintos laboratorios con los mismos parámetros de crecimiento.

La eficiencia en la conversión de corriente de espín en corriente de carga, medida mediante el ISHE, depende en gran medida de parámetros como $g^{\uparrow\downarrow}$ y α , destacando la importancia de las interfaces ferrimagneto/metal, así como la elección de la composición y el sustrato. Estos resultados abren nuevas posibilidades para el diseño de sensores basados en el efecto espín Seebeck y otros dispositivos espintrónicos funcionales.

Por otro lado, el diseño y fabricación de un sistema especializado para estudiar propiedades caloritrónicas, junto con el desarrollo de software dedicado, es una herramienta fundamental para futuros experimentos. Se ha implementado un método alternativo para medir SP-FMR y SSE a través de microfabricación. Este enfoque ha demostrado ser más eficaz que los métodos tradicionales, ya que proporciona señales con menor ruido, mayor voltaje y una mejor reproducibilidad. Sin embargo, el proceso de litografía, que implica varios pasos, requiere un mayor tiempo de preparación de muestras, aunque esto se compensa con una reducción considerable del error experimental.

En términos de perspectivas futuras, este trabajo subraya la necesidad de continuar desarrollando estrategias para el control preciso de las tensiones y la composición química durante el crecimiento de películas. Para mejorar la calidad de las películas delgadas de YIG y Bi:YIG, podrían adoptarse medidas concretas como un ajuste más fino del flujo de oxígeno durante el crecimiento, una optimización en las tasas de calentamiento y enfriamiento, la implementación de tratamientos post-depósito como el recocido en atmósferas controladas y una mejora en la preparación de los sustratos, incluyendo limpieza por plasma, ácido o tratamientos térmicos. Estas acciones permitirán no solo mejorar la reproducibilidad, sino también ajustar las propiedades para aplicaciones específicas.

Además, la integración de otros materiales, como heteroestructuras con sistemas bidimensionales (por ejemplo, grafeno) y granates sustituidos con otras tierras raras, podría conducir al desarrollo de dispositivos espintrónicos más versátiles. En este sentido, una línea de investigación actual consiste en explorar sustituciones del itrio por elementos como samario (Sm), tulio (Tm) o terbio (Tb). Estas tierras raras introducen momentos magnéticos adicionales que modifican la anisotropía magnética, los parámetros estructurales del granate y permiten ajustar la temperatura de compensación del ferrimagneto, lo que resulta de especial interés para aplicaciones que requieren un control preciso de la magnetización neta.

Este trabajo establece las bases para una nueva generación de dispositivos espintrónicos donde el control preciso de tensiones, interfaces y composición química desbloquee propiedades emergentes clave. Estos avances contribuirán significativamen-

te al desarrollo de nuevas tecnologías, posicionando a la espintrónica como un campo fundamental en la ciencia de materiales y la electrónica del futuro.

Capítulo 8

Conclusions and outlook

This work has provided a detailed understanding of the structural, magnetic, and spintronic properties of YIG and Bi:YIG thin films deposited on different single-crystal substrates, highlighting the role of induced strains and interfaces in the performance of spintronic devices. The results obtained underscore the importance of controlling both the growth conditions and the quality of interfaces to optimize angular momentum transfer and the efficiency of spin-charge conversion.

The spin pumping experiments confirmed the efficient generation of spin current in the YIG and Bi:YIG films. These results validate the capability of these materials as key candidates for advanced spintronic applications. In the case of YIG films grown on SGGG, compressive strains inducing perpendicular anisotropy were identified, and ISHE signals in both SP-FMR and SSE were significantly higher compared to films deposited on GGG.

On the other hand, in the Bi:YIG films, it was observed that the volatility of bismuth during growth generates non-homogeneous substitutions and significant variations in Bi concentration, affecting both structural and magnetic properties. However, in specific configurations, such as Bi_{1,5}:YIG//GSGG, perpendicular magnetic anisotropy (PMA) was achieved, opening new possibilities for applications in magnetic storage devices and sensors if the reproducibility in the growth of these samples can be ensured.

YIG stands out as a material of great technological interest in the emerging field of spintronics due to its low damping and long spin propagation length. However, it was observed here that the reproducibility and scalability of the films remain a challenge, especially considering the variations observed in samples fabricated in different laboratories using the same growth parameters.

The efficiency of spin current conversion into charge current, measured through the ISHE, greatly depends on parameters such as $g_{\uparrow\downarrow}$ and α , highlighting the importance of ferrimagnet/metal interfaces as well as the choice of composition and substrate. These results open new possibilities for the design of sensors based on the spin Seebeck effect

and other functional spintronic devices.

On the other hand, the design and fabrication of a specialized system to study caloritronic properties, along with the development of dedicated software, is a fundamental tool for future experiments. An alternative method for measuring SP-FMR and SSE through microfabrication has been implemented. This approach has proven to be more effective than traditional methods, as it provides signals with lower noise, higher voltage, and better reproducibility. However, the lithography process, which involves several steps, requires more sample preparation time, although this is offset by a considerable reduction in experimental error.

In terms of future perspectives, this work highlights the need to further develop strategies for the precise control of strain and chemical composition during the growth of thin films. To improve the quality of YIG and Bi:YIG thin films, specific measures could be adopted, such as finer tuning of the oxygen flow during deposition, optimization of heating and cooling rates, the implementation of post-deposition treatments like annealing in controlled atmospheres, and improved substrate preparation through plasma cleaning, acid etching, or thermal treatments. These steps would not only enhance reproducibility but also allow for tailoring material properties for specific applications.

Additionally, the integration of other materials, such as heterostructures with two-dimensional systems (e.g., graphene) and garnets substituted with other rare-earth elements, could lead to more versatile spintronic devices with novel properties. In this context, a particularly promising research direction involves replacing yttrium with rare-earth ions such as samarium (Sm), thulium (Tm), or terbium (Tb). These elements introduce additional magnetic moments that can modify the magnetic anisotropy and structural parameters of the garnet, as well as tune the ferrimagnetic compensation temperature, which is of particular interest for applications requiring precise control of the net magnetization.

This work lays the foundation for a new generation of spintronic devices where the precise control of strains, interfaces, and chemical composition unlocks key emerging properties. These advances will contribute significantly to the development of new technologies, positioning spintronics as a fundamental field in materials science and future electronics.

Apéndice A

Técnicas experimentales de caracterización

A.1. Caracterización mediante Rayos X

La técnica de difracción de rayos X (XRD) es, posiblemente, una de las más útiles y versátiles para la caracterización de películas delgadas, especialmente en el caso de películas epitaxiales como las estudiadas en este trabajo. Esta técnica permite obtener información sobre: la fase cristalina, los parámetros de red, la epitaxialidad, la tensión o deformación residual en la película y el espesor de la misma mediante reflectividad de rayos X (XRR).

Cuando un haz de rayos X monocromático, proveniente de una fuente de cobre con longitud de onda $\lambda_{CuK_{\alpha 1}} = 1,54059 \text{ \AA}$ incide sobre un cristal, su interacción con la red cristalina da lugar a fenómenos de interferencia constructiva y destructiva. La dispersión elástica de los fotones permite aplicar las leyes de la reflectancia especular y considerar los planos atómicos como espejos [135]. Según consideraciones geométricas, se produce una interferencia constructiva para ciertos ángulos θ , en función de la distancia interplanar d_{hkl} , de acuerdo con la ley de Bragg, expresada en la siguiente relación (Fig. A.1a):

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta. \quad (\text{A.1})$$

El subíndice hkl hace referencia a los índices de Miller del plano cristalográfico. El valor n representa un número entero denominado orden de los máximos de difracción.

En este trabajo el difractómetro se configuró en modo de haz paralelo con el fin de minimizar los posibles desalineamientos de la muestra. El equipo cuenta con una cuna de Euler, lo que permite posicionar la muestra con seis grados de libertad (X , Y , Z , ω , ϕ y χ), facilitando así el análisis de distintos planos cristalinos como se muestra en la Fig. A.1b.

Diversos métodos experimentales basados en este principio permiten obtener dis-

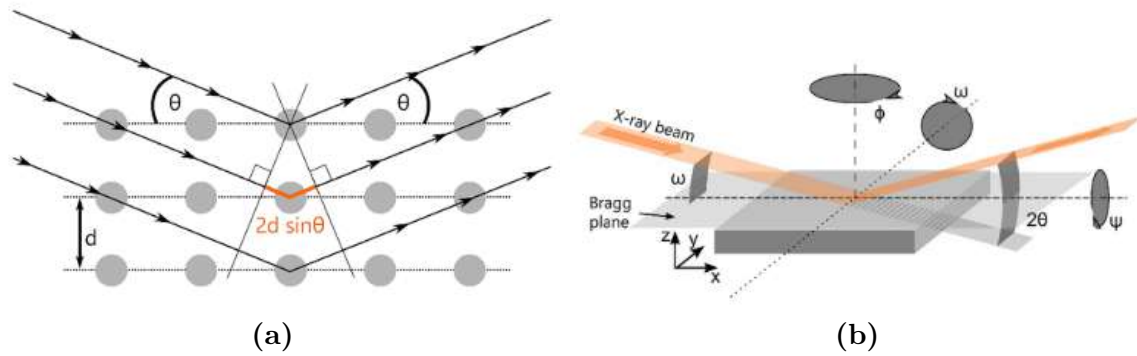


Figura A.1: (a) Visualización de la relación de Bragg. (b) Esquema de la notación utilizada para los ángulos y grados de libertad en el difractómetro utilizado.

tinta información estructural de la muestra como se detalla a continuación.

A.1.1. Difracción de Rayos X en scan $2\theta/\omega$

En este caso, ω se mantiene en la mitad del ángulo de dispersión (2θ), y el patrón se registra en función de 2θ . Durante el escaneo, el plano de Bragg se mantiene siempre paralelo a la superficie de la muestra. Esta configuración se denomina comúnmente escaneo simétrico o acoplado. Por consiguiente, la condición de Bragg se cumple únicamente para los planos hkl paralelos a la superficie de la muestra.

A partir de la Ecuación A.1, la distancia interplanar calculada permite determinar el parámetro de red fuera del plano (out-of-plane, OOP). En una película epitaxial, se espera observar un conjunto de picos correspondiente a una única orientación cristalina. Para que una película se considere epitaxial, los planos reticulares deben estar bien alineados tanto en el plano como fuera de él. Cabe destacar que este tipo de escaneo no proporciona, por sí solo, información suficiente para confirmar la epitaxialidad completa de la película, ya que las reflexiones observadas dependen únicamente de la orientación fuera del plano.

A.1.2. Mapa de espacio recíproco (RSM)

Esta técnica se utiliza para determinar cambios en los parámetros de red tanto en los ejes fuera del plano como en el plano, debido a tensiones, deformaciones o variaciones en la composición. La medición del mapa del espacio recíproco (RSM) registra las distribuciones de intensidad de difracción escaneando simultáneamente el ángulo de difracción y los ejes de rotación de la muestra, representando gráficamente el resultado en el espacio recíproco. El mapa resultante proporciona información sobre la estructura cristalina, las relaciones de orientación entre dominios, la cristalinidad y la orientación preferencial de la muestra.

Se pueden generar mapas o diagramas para cuantificar el valor de las constantes

de red en el plano y fuera del plano de la película y el sustrato. Esto permite evaluar la discrepancia entre los parámetros en el plano y calcular la deformación epitaxial (compresión o tracción) de la película. Los RSM se obtienen mediante la combinación de $2\theta/\omega$ y *rocking curves* (*omega-scan*) alrededor de un pico de difracción asimétrico de la película. Se busca el pico de difracción en la posición 2θ y $\omega = \theta + \tau$, donde τ es el ángulo entre los planos de difracción (hkl) y el plano paralelo a la superficie de la muestra. Generalmente, se realiza la transformación útil entre 2θ y ω y las coordenadas q más convenientes.

$$q_{hkl} = K_d - K_i \quad (\text{A.2})$$

donde K_i y K_d son los vectores de onda del haz incidente y difractado, respectivamente. Resulta muy útil expresar las posiciones y formas de los puntos recíprocos de la red utilizando el sistema de coordenadas cartesianas (Q_{\parallel} , Q_{\perp}) en lugar de 2θ y ω para calcular los espaciamentos d_{hkl} . Esta conversión se puede realizar siguiendo la siguiente fórmula:

$$\begin{aligned} Q_{\parallel} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta - \omega) \sin\theta \\ Q_{\perp} &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\theta - \omega) \sin\theta \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Las posiciones relativas de los puntos recíprocos de la red de una película epitaxial y su sustrato cambian según la coincidencia de la red en el plano y la relajación.

A.1.3. Reflectividad de Rayos X (XRR)

La medición de reflectividad de rayos X (XRR) no es una técnica basada en el fenómeno de difracción. Esta técnica se emplea para analizar las curvas de intensidad reflejada de un haz de rayos X incidente a un ángulo rasante (ω muy pequeño), con el fin de determinar parámetros estructurales de películas delgadas, tales como el espesor, la densidad y la rugosidad superficial o interfacial.

Cuando una onda electromagnética incide sobre la superficie de una muestra, se genera una onda reflejada especularmente, una onda refractada y, en ciertos casos, reflexiones difusas. En el caso de los rayos X, el índice de refracción de los materiales es ligeramente inferior a 1. Como resultado, los rayos X experimentan reflexión total al incidir con un ángulo rasante ω menor que el ángulo crítico de reflexión total (θ_C). Por tanto, la reflectividad de los rayos X está determinada por el valor del índice de refracción del material y la longitud de onda del haz. Al superar θ_C , la reflectividad disminuye rápidamente y la proporción de rayos X reflejados especularmente se reduce significativamente.

El análisis de la curva de reflectividad resultante permite extraer información estructural de la película delgada. En particular, se observan variaciones en la intensidad

reflejada cuando existen interfaces entre materiales con diferente densidad electrónica. Se produce interferencia entre los rayos X reflejados en la superficie superior y aquellos reflejados en la interfaz entre la película y el sustrato. Esta interferencia genera un patrón de oscilaciones en el perfil de reflectividad, conocidas como franjas de Kiessig [136].

El período de estas oscilaciones está relacionado con el espesor de la película: a mayor espesor, menor es el período. La amplitud de las oscilaciones, así como el valor del ángulo crítico, proporcionan información sobre la densidad de la película. En particular, la amplitud aumenta con la diferencia de densidad electrónica entre la película y el sustrato. Por otro lado, una mayor rugosidad superficial o interfacial provoca una disminución más rápida de la intensidad reflejada y una reducción en la amplitud de las oscilaciones.

El análisis de los patrones de interferencia realizados en esta tesis se llevó a cabo utilizando el software GenX, el cual emplea un algoritmo de evolución diferencial para el refinamiento de los patrones de reflectividad [170]. Este programa permite estimar perfiles de intensidad complejos provenientes de monocapas y heteroestructuras.

A.2. Microscopía Electrónica de Transmisión (TEM)

La Microscopía Electrónica de Transmisión (TEM por sus siglas en inglés) es una técnica avanzada de caracterización estructural que permite obtener imágenes con resolución atómica mediante la transmisión de un haz de electrones a través de una muestra ultradelgada. En el TEM, el haz de electrones se genera en un cañón electrónico, generalmente con un filamento de tungsteno o una fuente de emisión de campo, y es acelerado por una diferencia de potencial del orden de 100 a 300 kV. Posteriormente, el haz se focaliza mediante un sistema de lentes electromagnéticas que permite iluminar la muestra con una alta coherencia y precisión.

A diferencia del Microscopio Electrónico de Barrido (SEM por sus siglas en inglés), en el TEM la muestra debe tener un espesor del orden de unos pocos nanómetros para permitir el paso de los electrones. Al atravesar la muestra, los electrones experimentan diversos fenómenos de interacción elástica e inelástica con los átomos del material. Estas interacciones dan lugar a la formación de imágenes de contraste de masa, de difracción o de fase, según el modo de operación seleccionado (modo imagen, modo difracción de electrones, entre otros).

El TEM permite obtener información detallada sobre la estructura interna del material, incluyendo la identificación de planos cristalográficos, defectos, bordes de grano y la orientación de dominios.

A.2.1. TEM de alta resolución (HRTEM)

La microscopía electrónica de transmisión de alta resolución (HRTEM por sus siglas en inglés) es una modalidad avanzada de TEM que permite visualizar directamente la estructura cristalina de los materiales a escala atómica. Esta técnica aprovecha la coherencia del haz de electrones y las condiciones de imagen de fase para generar contrastes que revelan la posición relativa de los planos atómicos en la muestra. En HRTEM, se emplean lentes electrónicas de alta precisión para minimizar las aberraciones y mejorar la resolución, alcanzando valores inferiores a los 0.1 nm. La muestra debe prepararse cuidadosamente para asegurar su uniformidad y delgadez, de modo que permita un paso coherente del haz sin introducir artefactos de imagen.

A.2.2. Scanning TEM (STEM)

La Microscopía Electrónica de Barrido en modo Transmisión (STEM por sus siglas en inglés) combina las capacidades de resolución del TEM con la versatilidad del barrido del haz que caracteriza al SEM. En STEM, un haz de electrones enfocado se hace incidir sobre la muestra de forma puntual, y se escanea línea por línea, permitiendo obtener imágenes.

La principal ventaja de STEM es su compatibilidad con detectores simultáneos, lo que permite registrar diferentes tipos de señales durante el escaneo: imágenes de contraste de campo oscuro (HAADF), señales EDS para análisis elemental y Espectroscopía de Pérdida de Energía de Electrones (EELS por sus siglas en inglés).

El modo HAADF (*High-Angle Annular Dark Field*) es especialmente valioso, ya que el contraste de imagen depende aproximadamente del número atómico de los elementos presentes, lo que permite una discriminación clara entre diferentes materiales. Esto lo convierte en una herramienta útil para estudiar variaciones de composición a escala atómica.

A.2.3. Espectroscopía de Dispersión de Electrones (EDS)

La Espectroscopía de Dispersión de Electrones (EDS) es una técnica microanalítica utilizada para identificar y cuantificar los elementos presentes en una muestra. Al integrarse con un sistema de Microscopía Electrónica de Barrido (SEM) o de Transmisión en Modo de Barrido (STEM), la EDS permite obtener mapas elementales detallados de la composición química.

El principio de funcionamiento de la EDS se basa en la medición de la energía y la intensidad de los rayos X emitidos por la muestra cuando es irradiada con el haz de electrones de alta energía del microscopio. Esta interacción puede provocar la expulsión de un electrón de una capa interna de los átomos, generando una vacante electrónica

que es rápidamente ocupada por un electrón de una capa externa. Al realizar esta transición, el electrón libera energía en forma de un fotón de rayos X. Estos rayos X se denominan característicos, ya que su energía es específica de cada elemento químico. Es así que su detección permite identificar los elementos presentes en la muestra. Las energías e intensidades de estos rayos X son registradas en la región de interés, y posteriormente se procesan mediante un software especializado que compara los datos obtenidos con datos de referencia para determinar tanto la identidad como la cantidad relativa de los elementos detectados.

A.2.4. *Geometric Phase Analysis (GPA)*

El Análisis de Fase Geométrica (**GPA**) es una técnica cuantitativa utilizada para estudiar campos de desplazamiento, deformación y tensión a escala nanométrica a partir de imágenes de alta resolución obtenidas mediante **HRTEM** o **HAADF-STEM**. Esta técnica se basa en la extracción de la información de fase contenida en las franjas de interferencia del patrón periódico de la imagen cristalina. Al aplicar un análisis de Fourier sobre la imagen, es posible aislar determinados vectores de red del cristal [148]. A partir de estos vectores y de sus fases asociadas, el **GPA** permite calcular mapas espaciales de desplazamiento, deformación y gradientes de deformación, que pueden relacionarse con campos de esfuerzo mecánico, desalineaciones epitaxiales, presencia de dislocaciones e interfaces.

A partir de las imágenes **HRTEM-HAADF** también es posible obtener los campos de deformación en el plano (ϵ_{yy}) y fuera del plano (ϵ_{zz}) de la muestra, utilizando el software *Digital Micrograph*. Para calcular estos campos, el programa determina el parámetro de red promedio del sustrato y lo compara con el obtenido mediante el análisis de las imágenes. Por lo tanto, este estudio de las tensiones es relativo al sustrato y no constituye una medida absoluta.

En los mapas generados, los colores claros indican la presencia de tensiones expansivas, mientras que los colores oscuros representan tensiones compresivas respecto del parámetro de red del sustrato. Los tonos rojos y verdes indican zonas donde la estructura presenta baja discrepancia con respecto a la del sustrato.

A.3. *Magnetometría de Muestra Vibrante (VSM) y Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)*

El magnetómetro de muestra vibrante (**VSM** por sus siglas en inglés) se basa en la ley de Faraday. En esta técnica, la muestra se hace oscilar mecánicamente entre un

conjunto de bobinas sensoras. La variación del flujo magnético inducida por el movimiento genera un voltaje en las bobinas, el cual es proporcional al momento magnético de la muestra.

Por otro lado, el magnetómetro *Superconducting Quantum Interference Device* (SQUID) utiliza bobinas superconductoras capaces de detectar campos magnéticos extremadamente débiles mediante el efecto Josephson. Este dispositivo es considerado el método más sensible para la detección de señales magnéticas, alcanzando resoluciones del orden de 10^{-8} – 10^{-7} emu.

Bibliografía

- [1] Johnson, M., Silsbee, R. H. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Physical Review Letters*, **55** (17), 1790–1793, 1985. [1](#)
- [2] Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Van Dau, F. N., Petroff, F., Eitenne, P., *et al.* Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, **61** (21), 2472–2475, 1988. [1](#)
- [3] Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F., Zinn, W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, **39** (7), 4828–4830, 1989. [1](#)
- [4] Datta, S., Das, B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, **56** (7), 665–667, 1990. [1](#)
- [5] Han, X. F., Wan, C. H., Wu, H., Guo, C. Y., Tang, P., Yan, Z. R., *et al.* From microelectronics to spintronics and magnonics. *Chinese Physics B*, **31** (11), 2022. [2](#)
- [6] Seshan, K. Limits and Hurdles to Continued CMOS Scaling. 2016. Elsevier Inc., 2018. [2](#)
- [7] IRDS. International Roadmap for Devices and Systems 2023: More Than Moore White Paper, 2023. [3](#)
- [8] Dieny, B., Prejbeanu, I. L., Garello, K., Gambardella, P., Freitas, P., Lehndorff, R., *et al.* Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry. *Nature Electronics*, **3** (8), 446–459, 2020. [3](#)
- [9] Kajiwara, Y., Harii, K., Takahashi, S., Ohe, J., Uchida, K., Mizuguchi, M., *et al.* Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, **464** (7286), 262–266, 2010. [9](#), [78](#)
- [10] Maekawa, S., Valenzuela, S. O., Saitoh, E., Kimura, T. Spin Current. 2013. [9](#)

- [11] Bass, J., Pratt, W. P. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: An experimentalist's critical review. *Journal of Physics Condensed Matter*, **19** (18), 2007. [10](#)
- [12] Sparks, M., Loudon, R., Kittel, C. Ferromagnetic relaxation. I. Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures. *Physical Review*, **122** (3), 791–803, 1961. [10](#)
- [13] Hoffman, S., Sato, K., Tserkovnyak, Y. Landau-Lifshitz theory of the longitudinal spin Seebeck effect. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **88** (6), 1–8, 2013. [11](#)
- [14] Tserkovnyak, Y., Brataas, A., Bauer, G. E. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films. *Physical Review Letters*, **88** (11), 4, 2002. [13](#), [75](#)
- [15] Saitoh, E., Ueda, M., Miyajima, H., Tatara, G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters*, **88** (18), 1–4, 2006. [13](#), [14](#)
- [16] Wang, H. L., Du, C. H., Pu, Y., Adur, R., Hammel, P. C., Yang, F. Y. Scaling of spin hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from Y3Fe5 O12 /metal spin pumping. *Physical Review Letters*, **112** (19), 1–5, 2014. [13](#), [15](#), [16](#), [80](#)
- [17] Guimarães, F. S., Costa, A. T., Muniz, R. B., Mills, D. L., Czeschka, F. D., Guimarães, F. S., *et al.* Spin Currents in Metallic Nanostructures. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **84** (5), 2011. [14](#)
- [18] Hahn, C., De Loubens, G., Klein, O., Viret, M., Naletov, V. V., Ben Youssef, J. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **87** (17), 1–8, 2013. [14](#)
- [19] Rojas-Sánchez, J. C., Reyren, N., Laczkowski, P., Savero, W., Attané, J. P., Deranlot, C., *et al.* Spin pumping and inverse spin hall effect in platinum: The essential role of spin-memory loss at metallic interfaces. *Physical Review Letters*, **112** (10), 1–5, 2014. [16](#)
- [20] Althammer, M., Meyer, S., Nakayama, H., Schreier, M., Altmannshofer, S., Weiler, M., *et al.* Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **87** (22), 1–15, 2013. [16](#)

- [21] Valet, T., Fert, A. Classical theory of perpendicular giant magnetoresistance in magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **121** (1-3), 378–382, 1993. [16](#)
- [22] Marmion, S. R., Ali, M., McLaren, M., Williams, D. A., Hickey, B. J. Temperature dependence of spin Hall magnetoresistance in thin YIG/Pt films. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **89** (22), 3–7, 2014. [16](#)
- [23] Brataas, A., Nazarov, Y. U., Bauer, G. E. Finite-element theory of transport in ferromagnet-normal metal systems. *Physical Review Letters*, **84** (11), 2481–2484, 2000. [17](#)
- [24] Qiu, Z., Ando, K., Uchida, K., Kajiwara, Y., Takahashi, R., Nakayama, H., *et al.* Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface. *Applied Physics Letters*, **103** (9), 2013. [17](#), [75](#)
- [25] Jia, X., Liu, K., Xia, K., Bauer, G. E. Spin transfer torque on magnetic insulators. *Epl*, **96** (1), 2011. [17](#), [75](#)
- [26] Heinrich, B., Burrowes, C., Montoya, E., Kardasz, B., Girt, E., Song, Y. Y., *et al.* Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces. *Physical Review Letters*, **107** (6), 1–4, 2011. [17](#)
- [27] Hatami, M., Bauer, G. E., Zhang, Q., Kelly, P. J. Thermal spin-transfer torque in magnetoelectronic devices. *Physical Review Letters*, **99** (6), 1–4, 2007. [17](#)
- [28] Uchida, K., Takahashi, S., Harii, K., Ieda, J., Koshibae, W., Ando, K., *et al.* Observation of the spin Seebeck effect. *Nature*, **455** (7214), 778–781, 2008. [17](#), [19](#), [20](#)
- [29] Jaworski, C. M., Yang, J., MacK, S., Awschalom, D. D., Heremans, J. P., Myers, R. C. Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials*, **9** (11), 898–903, 2010. [17](#), [20](#)
- [30] Uchida, K., Xiao, J., Adachi, H., Ohe, J., Takahashi, S., Ieda, J., *et al.* Spin Seebeck insulator. *Nature Materials*, **9** (11), 894–897, 2010. [17](#), [20](#)
- [31] Flipse, J., Dejene, F. K., Wagenaar, D., Bauer, G. E., Youssef, J. B., Van Wees, B. J. Observation of the spin peltier effect for magnetic insulators. *Physical Review Letters*, **113** (2), 1–5, 2014. [18](#)
- [32] Bauer, G. E., Saitoh, E., Van Wees, B. J. Spin caloritronics. *Nature Materials*, **11** (5), 391–399, 2012. [18](#), [20](#)

- [33] Boona, S. R., Myers, R. C., Heremans, J. P. Spin caloritronics. *Energy and Environmental Science*, **7** (3), 885–910, 2014. [18](#), [20](#)
- [34] Uchida, K. I. Transport phenomena in spin caloritronics. *Proceedings of the Japan Academy Series B: Physical and Biological Sciences*, **97** (2), 69–88, 2020. [18](#)
- [35] Xiao, J., Bauer, G. E., Uchida, K. C., Saitoh, E., Maekawa, S. Theory of magnon-driven spin Seebeck effect. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **81** (21), 1–8, 2010. [19](#)
- [36] Adachi, H., Ohe, J. I., Takahashi, S., Maekawa, S. Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **83** (9), 1–6, 2011. [19](#)
- [37] Adachi, H., Uchida, K. I., Saitoh, E., Ohe, J. I., Takahashi, S., Maekawa, S. Gigantic enhancement of spin Seebeck effect by phonon drag. *Applied Physics Letters*, **97** (25), 1–5, 2010. [19](#)
- [38] Rezende, S. M., Rodríguez-Suárez, R. L., Cunha, R. O., Rodrigues, A. R., Machado, F. L., Fonseca Guerra, G. A., *et al.* Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **89** (1), 1–10, 2014. [19](#), [20](#)
- [39] Agrawal, M., Vasyuchka, V. I., Serga, A. A., Kirihara, A., Pirro, P., Langner, T., *et al.* Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **89** (22), 1–5, 2014. [19](#)
- [40] Adachi, H., Uchida, K. I., Saitoh, E., Maekawa, S. Theory of the spin Seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, **76** (3), 2013. [19](#)
- [41] Uchida, K., Ota, T., Harii, K., Takahashi, S., Maekawa, S., Fujikawa, Y., *et al.* Spin-Seebeck effects in Ni₈₁Fe₁₉ / Pt films. *Solid State Communications*, **150** (11-12), 524–528, 2010. [20](#)
- [42] Uchida, K. I., Adachi, H., Ota, T., Nakayama, H., Maekawa, S., Saitoh, E. Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters*, **97** (17), 2010. [20](#)
- [43] Bosu, S., Sakuraba, Y., Uchida, K., Saito, K., Ota, T., Saitoh, E., *et al.* Spin Seebeck effect in thin films of the Heusler compound Co₂MnSi. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **83** (22), 1–6, 2011. [20](#)

- [44] Tserkovnyak, Y., Brataas, A., Bauer, G. E., Halperin, B. I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Reviews of Modern Physics*, **77** (4), 1375–1421, 2005. [20](#), [75](#)
- [45] Ralph, D. C., Stiles, M. D. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **320** (7), 1190–1216, 2008. [20](#)
- [46] Meier, D., Reinhardt, D., Van Straaten, M., Klewe, C., Althammer, M., Schreier, M., *et al.* Longitudinal spin Seebeck effect contribution in transverse spin Seebeck effect experiments in Pt/YIG and Pt/NFO. *Nature Communications*, **6**, 1–7, 2015. [20](#)
- [47] Uchida, K., Ishida, M., Kikkawa, T., Kirihara, A., Murakami, T., Saitoh, E. Longitudinal spin Seebeck effect: From fundamentals to applications. *Journal of Physics Condensed Matter*, **26** (34), 2014. [20](#)
- [48] Uchida, K., Ota, T., Adachi, H., Xiao, J., Nonaka, T., Kajiwara, Y., *et al.* Thermal spin pumping and magnon-phonon-mediated spin-Seebeck effect. *Journal of Applied Physics*, **111** (10), 2012. [20](#)
- [49] Harris, V. G., Geiler, A., Chen, Y., Yoon, S. D., Wu, M., Yang, A., *et al.* Recent advances in processing and applications of microwave ferrites. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **321** (14), 2035–2047, 2009. [21](#)
- [50] Emori, S., Li, P. Ferrimagnetic insulators for spintronics: Beyond garnets. *Journal of Applied Physics*, **129** (2), 2021. [21](#)
- [51] Zheng, X. Y., Riddiford, L. J., Wisser, J. J., Emori, S., Suzuki, Y. Ultra-low magnetic damping in epitaxial Li_{0.5}Fe_{2.5}O₄ thin films. *Applied Physics Letters*, **117** (9), 2020.
- [52] Emori, S., Yi, D., Crossley, S., Wisser, J. J., Balakrishnan, P. P., Khodadadi, B., *et al.* Ultralow Damping in Nanometer-Thick Epitaxial Spinel Ferrite Thin Films. *Nano Letters*, **18** (7), 4273–4278, 2018. [21](#)
- [53] Schoen, M. A., Thonig, D., Schneider, M. L., Silva, T. J., Nembach, H. T., Eriksson, O., *et al.* Ultra-low magnetic damping of a metallic ferromagnet. *Nature Physics*, **12** (9), 839–842, 2016. [21](#)
- [54] Lee, A. J., Brangham, J. T., Cheng, Y., White, S. P., Ruane, W. T., Esser, B. D., *et al.* Metallic ferromagnetic films with magnetic damping under 1.4×10^{-3} . *Nature Communications*, **8** (1), 2017. [21](#)

- [55] Manuilov, S. A., Fors, R., Khartsev, S. I., Grishin, A. M. Submicron Y3Fe5O12 film magnetostatic wave band pass filters. *Journal of Applied Physics*, **105** (3), 2009. [21](#), [49](#), [56](#)
- [56] Bi, L., Hu, J., Jiang, P., Kim, H. S., Kim, D. H., Onbasli, M. C., *et al.* Magneto-optical thin films for on-chip monolithic integration of non-reciprocal photonic devices. *Materials*, **6** (11), 5094–5117, 2013. [21](#)
- [57] Ishak, W. S. Magnetostatic Wave Technology: A Review. *Proceedings of the IEEE*, **76** (2), 171–187, 1988. [22](#)
- [58] Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B. YIG magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **43** (26), 2010.
- [59] Das, K. S., Feringa, F., Middelkamp, M., Van Wees, B. J., Vera-Marun, I. J. Modulation of magnon spin transport in a magnetic gate transistor. *Physical Review B*, **101** (5), 1–5, 2020. [22](#)
- [60] Li, G., Bai, H., Su, J., Zhu, Z. Z., Zhang, Y., Cai, J. W. Tunable perpendicular magnetic anisotropy in epitaxial Y3Fe5O12 films. *APL Materials*, **7** (4), 2019. [22](#)
- [61] Ding, J., Liu, T., Chang, H., Wu, M. Sputtering Growth of Low-Damping Yttrium-Iron-Garnet Thin Films. *IEEE Magnetics Letters*, **11**, 2020. [26](#), [47](#), [63](#)
- [62] Ye, Z., Ling, H., Ling, Y., Fu, Q. Critical Thickness of Yttrium Iron Garnet Thin Films with Epitaxial Interface to Get Perpendicular Magnetic Anisotropy. *ACS Applied Electronic Materials*, **6** (4), 2369–2374, 2024.
- [63] Meng, Y., Chen, P., He, W., Zhuang, H., Li, J., Dong, J., *et al.* A Strategy for Enhancing Perpendicular Magnetic Anisotropy in Yttrium Iron Garnet Films. *Small*, **20** (25), 1–8, 2024. [22](#)
- [64] Soumah, L., Beaulieu, N., Qassym, L., Carrétéro, C., Jacquet, E., Lebourgeois, R., *et al.* Ultra-low damping insulating magnetic thin films get perpendicular. *Nature Communications*, **9** (1), 1–6, 2018. [22](#), [99](#)
- [65] Liu, X., Yang, Q., Zhang, D., Wu, Y., Zhang, H. Magnetic properties of bismuth substituted yttrium iron garnet film with perpendicular magnetic anisotropy. *AIP Advances*, **9** (11), 2019.
- [66] Das, S., Mansell, R., Flajšman, L., Yao, L., van Dijken, S. Perpendicular magnetic anisotropy in Bi-substituted yttrium iron garnet films. *Journal of Applied Physics*, **134** (24), 1–7, 2023.

- [67] Fakhrul, T., Khurana, B., Nembach, H. T., Shaw, J. M., Fan, Y., Riley, G. A., *et al.* Substrate-Dependent Anisotropy and Damping in Epitaxial Bismuth Yttrium Iron Garnet Thin Films. *Advanced Materials Interfaces*, **10** (30), 2023. [22](#)
- [68] Yamahara, H., Mikami, M., Seki, M., Tabata, H. Epitaxial strain-induced magnetic anisotropy in Sm₃Fe₅O₁₂ thin films grown by pulsed laser deposition. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **323** (23), 3143–3146, 2011. [22](#)
- [69] Kubota, M., Shibuya, K., Tokunaga, Y., Kagawa, F., Tsukazaki, A., Tokura, Y., *et al.* Systematic control of stress-induced anisotropy in pseudomorphic iron garnet thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **339**, 63–70, 2013. [22](#), [51](#)
- [70] Tang, C., Aldosary, M., Jiang, Z., Chang, H., Madon, B., Chan, K., *et al.* Exquisite growth control and magnetic properties of yttrium iron garnet thin films. *Applied Physics Letters*, **108** (10), 2016. [26](#)
- [71] Quindeau, A., Avci, C. O., Liu, W., Sun, C., Mann, M., Tang, A. S., *et al.* Tm₃Fe₅O₁₂/Pt Heterostructures with Perpendicular Magnetic Anisotropy for Spintronic Applications. *Advanced Electronic Materials*, **3** (1), 2017.
- [72] Chanda, A., Holzmann, C., Schulz, N., Ullrich, A., DeTellem, D., Albrecht, M., *et al.* Temperature Evolution of Magnon Propagation Length in Tm₃Fe₅O₁₂ Thin Films: Roles of Magnetic Anisotropy and Gilbert Damping. *ACS Nano*, **18** (9), 7223–7240, 2024.
- [73] Omar, G. J., Gargiani, P., Valvidares, M., Lim, Z. S., Prakash, S., Suraj, T. S., *et al.* Room Temperature Strong Orbital Moments in Perpendicularly Magnetized Magnetic Insulator. *Advanced Functional Materials*, **2414188**, 1–7, 2024. [22](#)
- [74] Ortiz, V. H., Aldosary, M., Li, J., Xu, Y., Lohmann, M. I., Sellappan, P., *et al.* Systematic control of strain-induced perpendicular magnetic anisotropy in epitaxial europium and terbium iron garnet thin films. *APL Materials*, **6** (12), 2018. [22](#)
- [75] Rosenberg, E. R., Beran, L., Avci, C. O., Zeledon, C., Song, B., Gonzalez-Fuentes, C., *et al.* Magnetism and spin transport in rare-earth-rich epitaxial terbium and europium iron garnet films. *Physical Review Materials*, **2** (9), 1–8, 2018.
- [76] Damerio, S., Avci, C. O. Sputtered terbium iron garnet films with perpendicular magnetic anisotropy for spintronic applications. *Journal of Applied Physics*, **133** (7), 2023. [22](#)

- [77] Caretta, L., Oh, S. H., Fakhrul, T., Lee, D. K., Lee, B. H., Kim, S. K., *et al.* Relativistic kinematics of a magnetic soliton. *Science*, **370** (6523), 1438–1442, 2020. [22](#), [23](#)
- [78] Fakhrul, T., Khurana, B., Lee, B. H., Huang, S., Nembach, H. T., Beach, G. S., *et al.* Damping and Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Thulium Iron Garnet/Bismuth-Substituted Yttrium Iron Garnet Bilayers. *ACS Applied Materials and Interfaces*, **16** (2), 2489–2496, 2024. [22](#)
- [79] Wang, Z., Tang, C., Sachs, R., Barlas, Y., Shi, J. Proximity-induced ferromagnetism in graphene revealed by the anomalous hall effect. *Physical Review Letters*, **114** (1), 1–5, 2015. [22](#)
- [80] Lee, W. Y., Park, N. W., Kang, M. S., Kim, G. S., Yoon, Y. G., Lee, S., *et al.* Extrinsic Surface Magnetic Anisotropy Contribution in Pt/Y₃Fe₅O₁₂ Interface in Longitudinal Spin Seebeck Effect by Graphene Interlayer. *ACS Applied Materials and Interfaces*, **13** (37), 45097–45104, 2021. [22](#)
- [81] Yu, R., He, K., Liu, Q., Gan, X., Miao, B., Sun, L., *et al.* Nonvolatile Electric-Field Control of Ferromagnetic Resonance and Spin Pumping in Pt/YIG at Room Temperature. *Advanced Electronic Materials*, **5** (3), 1–7, 2019. [22](#)
- [82] Capku, Z., Yildiz, F. Spin wave modes observation in YIG thin films with perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **538** (July), 168290, 2021. [22](#)
- [83] Block, A. D., Dulal, P., Stadler, B. J., Seaton, N. C. Growth Parameters of Fully Crystallized YIG, Bi:YIG, and Ce:YIG Films With High Faraday Rotations. *IEEE Photonics Journal*, **6** (1), 1–8, 2014. [22](#)
- [84] Jesenska, E., Yoshida, T., Shinozaki, K., Ishibashi, T., Beran, L., Zahradnik, M., *et al.* Optical and magneto-optical properties of Bi substituted yttrium iron garnets prepared by metal organic decomposition. *Optical Materials Express*, **6** (6), 1986, 2016. [23](#)
- [85] Caretta, L., Avci, C. O. Domain walls speed up in insulating ferrimagnetic garnets. *APL Materials*, **12** (1), 1–11, 2024. [23](#)
- [86] Guo, C. Y., Wan, C. H., Zhao, M. K., Wu, H., Fang, C., Yan, Z. R., *et al.* Spin-orbit torque switching in perpendicular Y₃Fe₅O₁₂/Pt bilayer. *Applied Physics Letters*, **114** (19), 2019. [23](#)

- [87] Collet, M., De Milly, X., D'Allivy Kelly, O., Naletov, V. V., Bernard, R., Bortolotti, P., *et al.* Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque. *Nature Communications*, **7** (May 2015), 2016.
- [88] Avci, C. O. Current-induced magnetization control in insulating ferrimagnetic garnets. *Journal of the Physical Society of Japan*, **90** (8), 1–31, 2021. [23](#)
- [89] Cornelissen, L. J., Liu, J., Duine, R. A., Youssef, J. B., Van Wees, B. J. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. *Nature Physics*, **11** (12), 1022–1026, 2015. [23](#), [24](#)
- [90] Cornelissen, L. J., Liu, J., Van Wees, B. J., Duine, R. A. Spin-Current-Controlled Modulation of the Magnon Spin Conductance in a Three-Terminal Magnon Transistor. *Physical Review Letters*, **120** (9), 97702, 2018. [23](#)
- [91] Fontcuberta, J., Vasili, H. B., Gàzquez, J., Casanova, F. On the Role of Interfaces on Spin Transport in Magnetic Insulator/Normal Metal Heterostructures. *Advanced Materials Interfaces*, **6** (15), 1–17, 2019. [23](#)
- [92] Gao, J. Y., Sun, D. L., Zhang, Q. L., Wang, X. F., Liu, W. P., Luo, J. Q., *et al.* Experimental investigation and crystal-field modeling of Er³⁺ energy levels in GSGG crystal. *Journal of Alloys and Compounds*, **671**, 389–395, 2016. [23](#)
- [93] Geller, S., Gilleo, M. A. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet, Y₃Fe₂(FeO₄)₃. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **3** (1-2), 30–36, 1957. [24](#)
- [94] Princep, A. J., Ewings, R. A., Ward, S., Tóth, S., Dubs, C., Prabhakaran, D., *et al.* The full magnon spectrum of yttrium iron garnet. *npj Quantum Materials*, **2** (1), 1–5, 2017. [24](#)
- [95] Yu, H., D'Allivy Kelly, O., Cros, V., Bernard, R., Bortolotti, P., Anane, A., *et al.* Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics. *Scientific Reports*, **4**, 2–6, 2014. [24](#)
- [96] Krichevtsov, B. B., Gastev, S. V., Suturin, S. M., Fedorov, V. V., Korovin, A. M., Bursian, V. E., *et al.* Magnetization reversal in YIG/GGG(111) nanoheterostructures grown by laser molecular beam epitaxy. *Science and Technology of Advanced Materials*, **18** (1), 351–363, 2017. [24](#), [46](#)
- [97] Shamoto, S. I., Ito, T. U., Onishi, H., Yamauchi, H., Inamura, Y., Matsuura, M., *et al.* Neutron scattering study of yttrium iron garnet. *Physical Review B*, **97** (5), 1–9, 2018. [24](#)

- [98] Hansen, P., Krumme, J. P. Magnetic and magneto-optical properties of garnet films. *Thin Solid Films*, **114** (1-2), 69–107, 1984. [25](#)
- [99] Adachi, N., Denysenkov, V. P., Khartsev, S. I., Grishin, A. M., Okuda, T. Epitaxial [formula omitted] films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques. *Journal of Applied Physics*, **88** (5), 2734–2739, 2000. [25](#)
- [100] Chern, M. Y., Liaw, J. S. Study of BixY3-xFe5O12 thin films grown by pulsed laser deposition. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, **36** (3 SUPPL. A), 1049–1053, 1997. [25](#)
- [101] Tepper, T., Ross, C. A. Pulsed laser deposition and refractive index measurement of fully substituted bismuth iron garnet films. *Journal of Crystal Growth*, **255** (3-4), 324–331, 2003. [25](#)
- [102] Wittekoek, S., Popma, T. J., Robertson, J. M., Bongers, P. F. Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV. *Physical Review B*, **12** (7), 2777–2788, 1975. [25](#)
- [103] Sun, Y., Liu, Y., Li, R., Li, Y., Bai, S. Strategies to Improve the Thermoelectric Figure of Merit in Thermoelectric Functional Materials. *Frontiers in Chemistry*, **10**, 2022. [25](#)
- [104] Ramos, R., Hioki, T., Hashimoto, Y., Kikkawa, T., Frey, P., Kreil, A. J., *et al.* Room temperature and low-field resonant enhancement of spin Seebeck effect in partially compensated magnets. *Nature Communications*, **10** (1), 2019. [25](#)
- [105] Dubs, C., Surzhenko, O., Linke, R., Danilewsky, A., Brückner, U., Dellith, J. Sub-micrometer yttrium iron garnet LPE films with low ferromagnetic resonance losses. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **50** (20), 2017. [25](#)
- [106] Schmidt, G., Hauser, C., Trempler, P., Paleschke, M., Papaioannou, E. T. Ultra Thin Films of Yttrium Iron Garnet with Very Low Damping: A Review. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, **257** (7), 2020. [26](#)
- [107] Krockenberger, Y., Yun, K. S., Hatano, T., Arisawa, S., Kawasaki, M., Tokura, Y. Layer-by-layer growth and magnetic properties of Y3Fe 5O12 thin films on Gd3Ga5O 12. *Journal of Applied Physics*, **106** (12), 2009. [26](#)
- [108] Onbasli, M. C., Kehlberger, A., Kim, D. H., Jakob, G., Kläui, M., Chumak, A. V., *et al.* Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with

- low Gilbert damping and bulk-like magnetization. *APL Materials*, **2** (10), 2014. 56
- [109] Howe, B. M., Emori, S., Jeon, H. M., Oxholm, T. M., Jones, J. G., Mahalingam, K., *et al.* Pseudomorphic Yttrium Iron Garnet Thin Films with Low Damping and Inhomogeneous Linewidth Broadening. *IEEE Magnetics Letters*, **6**, 2013–2016, 2015. 26
- [110] Kim, H. Pulsed Laser Deposition of Thin Films, tomo 44. 2006. 26
- [111] Rodica, D., Mitric, M., Tellgren, R., Rundlof, H. R., Kremenovic, A. True magnetic structure of the ferrimagnetic garnet Y₃Fe₅O₁₂ and magnetic moments of iron ions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **191** (1-2), 137–145, 1999. 26, 49
- [112] Hauser, C., Richter, T., Homonnay, N., Eisenschmidt, C., Qaid, M., Deniz, H., *et al.* Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material. *Scientific Reports*, **6** (June 2015), 1–8, 2016. 26
- [113] Bhoi, B., Venkataramani, N., Aiyar, R. P., Prasad, S., Kostylev, M. Effect of annealing on the structural and FMR properties of epitaxial YIG thin films grown by RF magnetron sputtering. *IEEE Transactions on Magnetics*, **54** (11), 1–5, 2018.
- [114] Hauser, C., Eisenschmidt, C., Richter, T., Müller, A., Deniz, H., Schmidt, G. Annealing of amorphous yttrium iron garnet thin films in argon atmosphere. *Journal of Applied Physics*, **122** (8), 2017. 26
- [115] Li, S., Zhang, W., Ding, J., Pearson, J. E., Novosad, V., Hoffmann, A. Epitaxial patterning of nanometer-thick Y₃Fe₅O₁₂ films with low magnetic damping. *Nanoscale*, **8** (1), 388–394, 2016. 26
- [116] Cao Van, P., Surabhi, S., Dongquoc, V., Kuchi, R., Yoon, S. G., Jeong, J. R. Effect of annealing temperature on surface morphology and ultralow ferromagnetic resonance linewidth of yttrium iron garnet thin film grown by rf sputtering. *Applied Surface Science*, **435**, 377–383, 2018. 56
- [117] Guzowski, B., Gozdur, R., Kociubiński, A. Sputtered Y₃Fe₅O₁₂ films for spintronics application. *Acta Physica Polonica A*, **136** (5), 693–695, 2019.
- [118] Xie, Y., Chen, S., Yang, Y., Gao, D., Chen, Q., Bi, Z., *et al.* A strategy for more reliably obtaining Y₃Fe₅O₁₂ thin films with both low damping and highly spin transparent surface. *APL Materials*, **12** (8), 1–5, 2024. 26

- [119] Yokoi, H., Mizumoto, T., Shinjo, N., Futakuchi, N., Nakano, Y. Demonstration of an optical isolator with a semiconductor guiding layer that was obtained by use of a nonreciprocal phase shift. *Applied Optics*, **39** (33), 6158, 2000. [26](#)
- [120] Izuhara, T., Levy, M., Osgood, R. M. Direct wafer bonding and transfer of 10- μm -thick magnetic garnet films onto semiconductor surfaces. *Applied Physics Letters*, **76** (10), 1261–1263, 2000. [26](#)
- [121] Ghosh, S., Keyvavinia, S., Van Roy, W., Mizumoto, T., Roelkens, G., Baets, R. Ce:YIG/Silicon-on-Insulator waveguide optical isolator realized by adhesive bonding. *Optics Express*, **20** (2), 1839, 2012. [26](#)
- [122] Kum, H. S., Lee, H., Kim, S., Lindemann, S., Kong, W., Qiao, K., *et al.* Heterogeneous integration of single-crystalline complex-oxide membranes. *Nature*, **578** (7793), 75–81, 2020. [26](#)
- [123] Trempler, P., Dreyer, R., Geyer, P., Hauser, C., Woltersdorf, G., Schmidt, G. Integration and characterization of micron-sized YIG structures with very low Gilbert damping on arbitrary substrates. *Applied Physics Letters*, **117** (23), 2–5, 2020. [26](#)
- [124] Yang, Y., Liu, T., Bi, L., Deng, L. Recent advances in development of magnetic garnet thin films for applications in spintronics and photonics. *Journal of Alloys and Compounds*, **860**, 158235, 2021. [26](#)
- [125] He, Y. Q., Wigen, P. E. Determination of magnetic anisotropy constants for garnet films from angular dependence of FMR. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **53** (1-2), 115–120, 1985. [28](#), [65](#)
- [126] Gómez, J. E., Zerai Tedlla, B., Álvarez, N. R., Alejandro, G., Goovaerts, E., Butera, A. Spin transport parameters in Ni₈₀Fe₂₀/Ru and Ni₈₀Fe₂₀/Ta bilayers. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **90** (18), 1–8, 2014. [31](#)
- [127] Gómez, J. E., Guillén, M., Butera, A., Albaugh, N. P. High performance electronic device for the measurement of the inverse spin Hall effect. *Review of Scientific Instruments*, **87** (2), 2016. [31](#)
- [128] Sola, A., Bougiatioti, P., Kuepferling, M., Meier, D., Reiss, G., Pasquale, M., *et al.* Longitudinal spin Seebeck coefficient: Heat flux vs. temperature difference method. *Scientific Reports*, **7**, 1–9, 2017. [32](#)

- [129] Schreier, M., Roschewsky, N., Dobler, E., Meyer, S., Huebl, H., Gross, R., *et al.* Current heating induced spin Seebeck effect. *Applied Physics Letters*, **103** (24), 2013. [32](#)
- [130] Vlietstra, N., Shan, J., Van Wees, B. J., Isasa, M., Casanova, F., Ben Youssef, J. Simultaneous detection of the spin-Hall magnetoresistance and the spin-Seebeck effect in platinum and tantalum on yttrium iron garnet. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **90** (17), 1–8, 2014. [32](#)
- [131] Holanda, J., Maior, D. S., Alves Santos, O., Vilela-Leão, L. H., Mendes, J. B., Azevedo, A., *et al.* Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature. *Applied Physics Letters*, **111** (17), 2017. [33](#)
- [132] Jha, S. K., Sharma, M., Puri, N. K., Kuanr, B. K. Effect of oxygen growth-pressure on microstructural and magnetic properties of pulse laser deposited epitaxial YIG thin films. *Journal of Alloys and Compounds*, **889**, 161741, 2022. [38](#)
- [133] Chaluvadi, S. K., Punathum Chalil, S., Mazzola, F., Dolabella, S., Rajak, P., Ferrara, M., *et al.* Nd:YAG infrared laser as a viable alternative to excimer laser: YBCO case study. *Scientific Reports*, **13** (1), 1–8, 2023. [39](#)
- [134] Konya, T. X-ray thin-film measurement techniques III. High resolution X-ray diffractometry. *The Rigaku Journal*, **25** (2), 2009. [39](#)
- [135] Harrington, G. F., Santiso, J. Back-to-Basics tutorial: X-ray diffraction of thin films. *Journal of Electroceramics*, **47** (4), 141–163, 2021. [39](#), [117](#)
- [136] Yasaka, M. X-ray thin-film measurement techniques V. X-ray reflectivity measurement. *The Rigaku Journal*, **26** (2), 2010. [39](#), [120](#)
- [137] Martin, L. W., Chu, Y. H., Ramesh, R. Advances in the growth and characterization of magnetic, ferroelectric, and multiferroic oxide thin films. *Materials Science and Engineering R: Reports*, **68** (4-6), 89–133, 2010. [46](#)
- [138] Li, H., Sun, D., Zhang, H., Luo, J., Quan, C., Han, Z., *et al.* Effect of Ca²⁺/Mg²⁺/Zr⁴⁺ concentrations on the characteristics of substituted gadolinium gallium garnet single crystals with large lattice parameter. *Journal of Alloys and Compounds*, **965** (May), 171467, 2023. [46](#), [52](#)
- [139] Miller, A. M., Lemon, M., Choffel, M. A., Rich, S. R., Harvel, F., Johnson, D. C. Extracting information from X-ray diffraction patterns containing Laue oscillations. *Zeitschrift fur Naturforschung - Section B Journal of Chemical Sciences*, **77** (4-5), 313–322, 2022. [46](#)

- [140] Chou, H. M., Case, E. D. Characterization of some mechanical properties of polycrystalline yttrium iron garnet (YIG) by non-destructive methods. *Journal of Materials Science Letters*, **7** (11), 1217–1220, 1988. [47](#)
- [141] Kobayashi, S. X-ray thin-film measurement techniques IV. In-plane XRD measurements. *The Rigaku Journal*, **26** (1), 2010. [48](#)
- [142] Bhoi, B., Kim, B., Kim, Y., Kim, M. K., Lee, J. H., Kim, S. K. Stress-induced magnetic properties of PLD-grown high-quality ultrathin YIG films. *Journal of Applied Physics*, **123** (20), 2018. [50](#)
- [143] Sokolov, N. S., Fedorov, V. V., Korovin, A. M., Suturin, S. M., Baranov, D. A., Gastev, S. V., *et al.* Thin yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition: Crystal structure, static, and dynamic magnetic properties. *Journal of Applied Physics*, **119** (2), 2016. [51](#), [67](#), [97](#)
- [144] Santiso, J., García, C., Romanque, C., Henry, L., Bernier, N., Bagués, N., *et al.* Antisite Defects and Chemical Expansion in Low-damping, High-magnetization Yttrium Iron Garnet Films. *ChemNanoMat*, **9** (2), 2023. [51](#), [61](#)
- [145] Geller, S., Espinosa, G. P., Crandall, P. B. Thermal expansion of yttrium and gadolinium iron, gallium and aluminum garnets. *Journal of Applied Crystallography*, **2** (2), 86–88, 1969. [52](#)
- [146] Hull, A. W. X-Ray crystal analysis of thirteen common metals. *Physical Review*, **17** (5), 571–588, 1921. [55](#)
- [147] Liu, T., Chang, H., Vlamincik, V., Sun, Y., Kabatek, M., Hoffmann, A., *et al.* Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films. *Journal of Applied Physics*, **115** (17), 87–90, 2014. [56](#), [70](#), [98](#)
- [148] Hýtch, M. J., Snoeck, E., Kilaas, R. Quantitative measurement of displacement and strain fields from HREM micrographs. *Ultramicroscopy*, **74** (3), 131–146, 1998. [56](#), [122](#)
- [149] Mitra, A., Cespedes, O., Ramasse, Q., Ali, M., Marmion, S., Ward, M., *et al.* Interfacial Origin of the Magnetisation Suppression of Thin Film Yttrium Iron Garnet. *Scientific Reports*, **7** (1), 1–8, 2017. [61](#)
- [150] Cooper, J. F., Kinane, C. J., Langridge, S., Ali, M., Hickey, B. J., Niizeki, T., *et al.* Unexpected structural and magnetic depth dependence of YIG thin films. *Physical Review B*, **96** (10), 1–7, 2017.

- [151] Suturin, S. M., Korovin, A. M., Bursian, V. E., Lutsev, L. V., Bourobina, V., Yakovlev, N. L., *et al.* Role of gallium diffusion in the formation of a magnetically dead layer at the Y3Fe5 O12/Gd3Ga5 O12 epitaxial interface. *Physical Review Materials*, **2** (10), 1–9, 2018. [61](#)
- [152] Smit, J., Beljers, H. G. Ferromagnetic resonance absorption in BaFe12O19. *Phillips Research Reports*, **10**, 113–130, 1955. [69](#)
- [153] Liu, Q. B., Meng, K. K., Xu, Z. D., Zhu, T., Xu, X. G., Miao, J., *et al.* Unusual anomalous Hall effect in perpendicularly magnetized YIG films with a small Gilbert damping constant. *Physical Review B*, **101** (17), 1–9, 2020. [72](#), [85](#)
- [154] Hurben, M. J., Patton, C. E. Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films. *Journal of Applied Physics*, **83** (8), 4344–4365, 1998. [72](#)
- [155] Arias, R., Mills, D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, **60** (10), 7395–7409, 1999. [73](#)
- [156] Mills, D. L., Arias, R. The damping of spin motions in ultrathin films: Is the Landau-Lifschitz-Gilbert phenomenology applicable? *Physica B: Condensed Matter*, **384** (1-2), 147–151, 2006. [73](#)
- [157] Chang, H., Li, P., Zhang, W., Liu, T., Hoffmann, A., Deng, L., *et al.* Nanometer-Thick Yttrium Iron Garnet Films with Extremely Low Damping. *IEEE Magnetics Letters*, **5** (August), 1–4, 2014. [73](#)
- [158] Jungfleisch, M. B., Lauer, V., Neb, R., Chumak, A. V., Hillebrands, B. Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications. *Applied Physics Letters*, **103** (2), 2013. [75](#)
- [159] Burrowes, C., Heinrich, B., Kardasz, B., Montoya, E. A., Girt, E., Sun, Y., *et al.* Enhanced spin pumping at yttrium iron garnet/Au interfaces. *Applied Physics Letters*, **100** (9), 1–5, 2012. [75](#)
- [160] Suhl, H. The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **1** (4), 209–227, 1957. [79](#)
- [161] Weiss, M. T. Microwave and low-frequency oscillation due to resonance instabilities in ferrites. *Physical Review Letters*, **1** (7), 239–241, 1958. [79](#)
- [162] Guan, Y., Bailey, W. E., Vescovo, E., Kao, C. C., Arena, D. A. Phase and amplitude of element-specific moment precession in Ni81 Fe19. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **312** (2), 374–378, 2007. [79](#)

- [163] Ando, K., Takahashi, S., Ieda, J., Kajiwara, Y., Nakayama, H., Yoshino, T., *et al.* Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system. *Journal of Applied Physics*, **109** (10), 2011. [80](#), [81](#), [102](#), [105](#)
- [164] Cheng, Y., Zarzuela, R., Brangham, J. T., Lee, A. J., White, S., Hammel, P. C., *et al.* Nonsinusoidal angular dependence of FMR-driven spin current across an antiferromagnet in Y₃Fe₅O₁₂/NiO/Pt trilayers. *Physical Review B*, **99** (6), 1–5, 2019. [82](#)
- [165] Lin, Y., Jin, L., Zhang, D., Zhang, H., Wang, Z. Magnetic Anisotropy of Yttrium Iron Garnet from Density Functional Theory. *Journal of Physical Chemistry C*, **127** (1), 689–695, 2023. [85](#)
- [166] Wee, S. H., Hong, H. S., Kim, Y. H., Yoo, S. I., Kang, J. Fabrication and Characterization of Bi-Substituted Yttrium Iron Garnet Films by Pulsed Laser Deposition. *Metals and Materials International*, **9** (5), 507–511, 2003. [87](#)
- [167] Harder, M., Gui, Y., Hu, C. M. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects. *Physics Reports*, **661**, 1–59, 2016. [102](#)
- [168] Schreier, M., Bauer, G. E., Vasyuchka, V. I., Flipse, J., Uchida, K. I., Lotze, J., *et al.* Sign of inverse spin Hall voltages generated by ferromagnetic resonance and temperature gradients in yttrium iron garnet platinum bilayers. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **48** (2), 2015. [103](#)
- [169] Anadón, A., Martin, E., Homkar, S., Meunier, B., Vergés, M., Damas, H., *et al.* Thermal Spin-Current Generation in the Multifunctional Ferrimagnet Ga_{0.6}Fe_{1.4}O₃. *Physical Review Applied*, **18** (5), 1–15, 2022. [109](#)
- [170] Glavic, A., Björck, M. GenX 3: The latest generation of an established tool. *Journal of Applied Crystallography*, **55**, 1063–1071, 2022. [120](#)

Agradecimientos

A lo largo de estos años descubrí que el título de doctora, en el sistema científico, es mucho más que una mera definición académica, es un viaje de transformación personal. Es un camino de crecimiento y cambio, de aprender a valorarse y de aprender de los demás. Observar a otros científicos me permitió reflexionar sobre el tipo de científica que quiero ser. Con el tiempo, comprendí que los momentos más significativos no siempre están relacionados con alcanzar la meta, sino con las conexiones que se forjan, las lecciones que se aprenden y el crecimiento personal que ocurre en el trayecto. También entendí que no todo depende de la capacidad individual, existen muchos factores que influyen. Vi a doctorandos muy talentosos abandonar o quedar fuera del sistema. Por eso, siento una profunda gratitud por las circunstancias que me permitieron finalizar este trabajo, y por las personas que me acompañaron a lo largo de este recorrido.

El entorno de trabajo es clave. Esta tesis la hice en distintos lugares (Argentina, España y Francia), así que la capacidad de adaptarme a diferentes ambientes laborales fue fundamental. Tener un ambiente agradable, contar con un grupo con quien discutir resultados y, al mismo tiempo, disponer de un espacio para despejar la cabeza durante el día fue esencial para evitar el agotamiento. Un agradecimiento enorme a todos los colegas del “Coffee Break”, que hicieron más llevaderas las largas jornadas en el Centro Atómico Constituyentes. También gracias a quienes pasaron y a quienes siguen en el grupo del Laboratorio de Nanoestructuras Magnéticas y Dispositivos por todo lo aprendido y compartido.

Gracias a Ana Carolina, Martín y Beto, que fueron mi puente entre Argentina y España cada vez que viajaba. Con su ayuda, el choque cultural desapareció y todas mis estancias en Zaragoza fueron fluidas y sin complicaciones.

Tener una buena dirección es fundamental y por ello agradezco profundamente a mis directoras, Myriam y Laura. En un ámbito académico donde el techo de cristal sigue existiendo, tenerlas como modelo a seguir es invaluable. Cada una tiene cualidades que admiro y que espero desarrollar en el futuro. Gracias por enseñarme el valor del trabajo en equipo, por fomentar la creación de redes de contacto, por transmitirme conocimientos y por impulsarme a no tener miedo de las nuevas ideas.

Laura, gracias por compartir los valores que cultivaste a lo largo de tu carrera con tanta pasión. Tu rol como vicedirectora del Instituto de Nanociencia y Nanotecnología

me mostró la fortaleza que hace falta para no ser subestimada y la importancia de defender mis opiniones. Me enseñaste que en la ciencia argentina hay esperanza y que, con esfuerzo y buena gestión, muchas cosas son posibles.

Myriam, admiro tu capacidad de gestión y tu habilidad para adaptarte a distintos entornos laborales. Como migrante que sigue aportando enormemente al país desde tu lugar, tu ejemplo es invaluable para mí.

Agradezco a los profesores de las distintas estancias que me abrieron las puertas de sus laboratorios y confiaron en mí, esperando a cambio únicamente mi aprendizaje. Gracias, Alejandro Butera, Javier Gómez, Javier Briático, Santiago Carreira, Juan Carlos Rojas, Sebastián Petit-Watelot y José Santiso.

Agradezco a los revisores y jurados de esta tesis por el esmero y la dedicación con que realizaron su corrección.

A los miembros del Laboratorio de Ablación Láser, Diego Rubi, Wilson Román y Gabriel Pier, gracias por su ayuda en el uso del [PLD](#). También quiero agradecer a los del Departamento de Micro y Nanotecnología de la Comisión Nacional de Energía Atómica ([CNEA](#)) por su ayuda en el uso de la sala limpia. Agradezco también al Laboratorio de Microscopías Avanzadas y al Servicio General de Apoyo a la Investigación de la [UNIZAR](#) por darme acceso a sus instrumentos, así como a los miembros del CC MiNaLor y al grupo SPIN en [IJL](#). Gracias a los miembros del grupo de Nanogune, Paolo Vavassori y colaboradores por las medidas de magnetometría [MOKE](#).

A mis colegas científicos, con quienes coincidí tanto en mis estancias como en Argentina, gracias por la compañía y el apoyo.

Gracias a la [CNEA](#). En un mundo donde parece que un científico tiene que estar saltando de país en país, cambiando de tema todo el tiempo y sobreviviendo con becas temporales, la [CNEA](#) tiene una política única que permite el ingreso a planta permanente. Esto me dio la oportunidad de afianzar mi lugar en la carrera científica. Aunque esta tesis fue igual de desafiante, contar con esa estabilidad fue clave para poder enfocarme y sentar las bases de mi futuro.

Gracias también a los financiamientos de la Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica con los proyectos PICT-2019-02781 y PICT-0415 en Argentina, y a la European Research Executive Agency con los proyectos H2020-MSCA-RISE SPICOLOST y ULTIMATE-I. También agradezco al proyecto NFFA.

A mi familia, que desde Mar del Plata siempre me apoyó y nunca dejó de mostrar su orgullo, incluso cuando no entienden del todo qué es lo que hago: gracias.

Hernán, gracias a vos, porque sin vos esto no hubiera sido posible. En el momento justo, fuiste mi fase o mi cable a tierra. Cada vuelta a casa me permitía recargar energías y empezar el día con más ganas.