



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE FÍSICA

MAGNETÓMETRO BASADO EN
ESPECTROSCOPIA DE MAGNONES.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Maestra en Física

PRESENTA:

María Mansurova
(405490246)

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Oleg Kolokoltsev



Comité Tutorial:

Dr. Naser Quereshi , Dr. Cesar Leonardo Ordoñez Romero



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE FÍSICA

MAGNETÓMETRO BASADO EN
ESPECTROSCOPIA DE MAGNONES.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Maestra en Física

PRESENTA:

María Mansurova

(405490246)

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Oleg Kolokoltsev



Comité Tutorial:

Dr. Naser Quereshi , Dr. Cesar Leonardo Ordoñez Romero

Agradecimientos

Agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme la oportunidad de una educación de gran calidad, en especial al Instituto de Física y al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico por permitirme el uso de sus instalaciones y el equipo de laboratorio de Fotónica de Microondas en la elaboración de esta tesis.

Agradezco al Dr. Oleg Kolokoltsev por su tiempo, asesoría y fructíferas discusiones a lo largo del trabajo de esta tesis, así como a mis tutores Dr. Naser Qureshi y Dr. Cesar Leonardo Ordoñez Romero.

En especial, agradezco a mis sinodales Hector Murrieta Sanchez, Gabriel Eduardo Sandoval Romero y Volodymyr Grimalsky por su tiempo y comentarios.

Agradezco al CONACYT por el apoyo recibido a lo largo de la realización de mi maestría y PAEP-2011 por el apoyo para llevar este trabajo al congreso 'Moscow International Symposium on Magnetism'.

Summary

In this work we present a new concept for measuring high intensity pulsed magnetic fields through the spectral analysis of magnonic excitations in thin ferrite films. We investigate the behaviour of proposed magnetometer in linear regime (when pulsed magnetic field is lower than bias magnetic field) experimentally and we simulate the behaviour of the magnetometer in nonlinear regime (when pulsed magnetic field is higher than bias magnetic field) using Landau-Lifshitz-Gilbert equation.

In the experiments we used a saturated yttrium-iron garnet (YIG) thin film grown on a gadolinium gallium garnet (GGG) substrate. Magnons were excited in the sample by picosecond pulsed magnetic field applied perpendicularly to the magnetization vector. The pulsed fields were generated by a microstrip line transducer fabricated on film's surface. The magnon spectra were measured in a 0.37 - 1 GHz frequency range, with the help of the magneto-optical guided wave technique.

We show that the frequency of magnons has a linear dependency on bias DC magnetic field, at a constant value of the pulsed field. Also, the amplitude of magnon spectral component is a linear function of the pulsed voltage applied to the transducer, at fixed bias field.

The analysis of experimental data shows that the bias field (frequency) resolution is about 0.3 Oe (1 MHz), and pulsed magnetic field amplitude resolution is better than 0.1 Oe . The pulsed magnetic field sensitivity was estimated to be better than 0.1 Oe , for this particular configuration. Bias magnetic field sensitivity was estimated to be better than 20 Oe. We also determine suitable transmittance (-10 dB) and reflectance (-7 dB) parameters for YIG-GGG films that could be used as a sensitive component of a magnetometric device.

The simulations show that the magnetometer described in this work allows one to increase the upper limit of the pulsed magnetic fields to be characterized, keeping the bias magnetic field fixed. Also, our simulations based on LLG show that the resolution of the sensor can be significantly improved by involving all three components of the magnetization into the spectral analysis, by measuring the complete polarization state of the output lightwave.

We conclude that proposed setup can be implemented into a magnetometric device, consisting of an optical fiber coupled to a YIG-GGG thin film.

Resumen

En este trabajo presentamos un nuevo concepto para medir campos magnéticos pulsados de alta intensidad, a través del análisis espectral de excitaciones magnónicas en películas delgadas de ferrita. Investigamos experimentalmente el comportamiento del magnetómetro propuesto en régimen lineal (cuando el campo pulsado a medir es menor al campo magnético bias) y además, simulamos su comportamiento en el régimen no lineal (cuando el campo pulsado a medir es mayor al campo magnético bias) implementando la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert.

En los experimentos utilizamos una película delgada de granate de itrio-fierro (YIG por sus siglas en inglés) crecida epitaxialmente sobre un sustrato de gadolinio-galio. Los magnones fueron excitados en la muestra por un campo magnético pulsado (con una duración de orden de picosegundos) aplicado perpendicularmente al vector de magnetización de la muestra. El campo pulsado fue generado por una microcinta fabricada sobre la superficie de la película. Medimos el espectro de magnones en el rango de frecuencias de 0.37-1 GHz, con la ayuda de la técnica de guía de onda magneto-óptica.

Mostramos que la frecuencia de magnones depende linealmente del campo magnético DC bias, a valor constante del campo magnético pulsado. De la misma forma, la amplitud de la componente espectral magnónica es una función lineal del voltaje pulsado aplicado a la microcinta, a campo bias constante.

El análisis de datos experimentales demuestra que la resolución de campo magnético bias (frecuencia) es mejor que 0.3 Oe (1 MHz), y la amplitud de campo magnético pulsado puede resolverse mejor que 0.1 Oe. La sensibilidad del campo magnético pulsado se estima en 0.1 Oe y la del campo magnético bias en 20 Oe. Así mismo, determinamos los parámetros de transmitancia (-10d B) y reflectancia (-7 dB) de ondas de spin que deben tener las películas de YIG adecuadas para esta aplicación.

Las simulaciones muestran que el magnetómetro propuesto en este trabajo permite aumentar el límite superior de los campos magnéticos pulsados a ser medidos, manteniendo el campo magnético bias constante. Además, las simulaciones muestran que la resolución del sensor puede mejorarse significativamente si se miden y se analiza el espectro las tres componentes de la magnetización, es decir, midiendo el estado completo de polarización de la luz de salida.

Concluimos que este arreglo experimental puede implementarse como un dispositivo magnetométrico, que consista de una fibra óptica acoplada a la película delgada de YIG-GGG.

Índice general

1. Introducción	1
2. Conceptos Fundamentales	7
2.1. Dinámica de momento magnético en un campo externo	11
2.2. Propiedades magnéticas de los materiales	14
2.3. Modelo semiclasico para interacción spin-orbita y la anisotropía magnetocristalina.	16
2.4. Efecto Faraday	17
2.5. Efecto Faraday en una guía de onda de película delgada ferrimagnética.	20
2.6. Propagación de ondas de spin en una película delgada ferrimagnética	22
3. Dispositivo Experimental	29
4. Resultados Experimentales	35
4.1. Los dominios en la muestra	35
4.2. El espectro de magnones	36
4.3. Resolución y sensibilidad	44
4.4. Simulaciones en el régimen lineal y no-lineal	45
5. Conclusiones	49
Bibliografía	51

Capítulo 1

Introducción

En este trabajo de tesis presentamos una propuesta para medir campos magnéticos pulsados de alta intensidad, basada en la espectroscopía de magnones en una película delgada de YIG (yttrium-iron garnet). El YIG es un material ferrimagnético, con una temperatura de Curie de aproximadamente 550 K. Además, este material presenta un fuerte efecto Faraday y es transparente a radiación infrarroja. Gracias a estas características, podemos estudiar la dinámica de precesión de magnetización en este material por medio de efecto Faraday.

Además, en este trabajo se investiga experimentalmente el comportamiento del magnetómetro en el régimen lineal (cuando el campo magnético a medir es menor que el campo magnético bias en el magnetómetro) y se realizan simulaciones en el régimen no-lineal (cuando el campo magnético a medir es mayor que el campo magnético bias en el magnetómetro) implementando la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert.

En nuestro arreglo experimental, la muestra se magnetiza con un campo magnético uniforme y posteriormente la magnetización se desvía de su estado de equilibrio utilizando otro campo magnético pulsado. En esta situación la magnetización oscilará alrededor del nuevo campo magnético con una frecuencia proporcional a la magnitud de éste. La precesión de magnetización en la muestra se detecta haciendo pasar por la muestra un laser infrarrojo, cuyo plano de polarización a la salida cambia de acuerdo a la orientación de la magnetización, es decir, utilizando efecto Faraday. Además de investigar la dependencia entre la frecuencia de precesión de magnetización y la magnitud del campo magnético, investigamos la dependencia entre la amplitud del espectro de la respuesta y el campo magnético pulsado que desvía la magnetización.

En las simulaciones se implementa la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert y se toman en cuenta los campos magnéticos internos en la muestra de YIG.

Si no se utilizan superconductores, los campos magnéticos de alta intensidad pueden producirse únicamente de forma pulsada, pues requieren de muchísima energía y una rápida disipación de calor. Para esto se utilizan bancos de capacitores que consisten de un grupo de capacitores grandes, con una baja inductancia y diferencia de voltaje grande. Estos proveen pulsos de corriente que pasan por una bobina e inducen un campo magnético. Hasta hoy, el mayor campo magnético producido sostenidamente (es decir, sin destruir el dispositivo que lo produce o el imán mismo) se logró en Nuevo México, EU en Los Álamos National Laboratory (Pulsed Field Facility). Este imán produce un campo de 85 T y podría llegar a 100 T en el futuro. El pulso de campo magnético producido por este imán dura hasta 15 ms. Un imán de 100 T tendría un profundo impacto sobre un amplio rango

de investigaciones científicas, por ejemplo: el comportamiento de materiales en campos magnéticos de alta intensidad, transiciones de fase provocados por campos magnéticos intensos, y el límite de bajas temperaturas y campos magnéticos intensos. Algunos de aspectos más interesantes que se podrían investigar en estos campos serían: reacciones químicas, comportamiento de moléculas orgánicas y comportamiento de partículas elementales. Una vez producidos estos campos, también surge la necesidad de medirlos eficazmente sobre una muestra.

A continuación presentamos algunos métodos de medición de campos magnéticos:

- **Magnetómetro de Precesión del Protón.** Este método se basa en la resonancia magnética nuclear y mide la frecuencia de resonancia de protones (del núcleo de hidrogeno) en el campo magnético que se quiere encontrar. La precisión de este dispositivo es muy buena, debido a que la frecuencia de resonancia depende solo de constantes atómicas y el campo magnético. La corriente directa fluyendo en un inductor crea un campo magnético fuerte alrededor de un fluido rico en hidrogeno, causando que los momentos magnéticos de algunos protones se alineen con ese campo. Después, la corriente es interrumpida y el momento magnético de los protones se realinea con el campo que se quiere medir. Sin embargo durante este proceso el momento magnético precesa a una frecuencia directamente proporcional al campo. Esto produce un campo magnético alternante muy débil que se detecta con el inductor, la señal se amplifica electrónicamente y se procesa en un contador de frecuencia. La sensibilidad de este aparato es de aproximadamente 1 nT. Como podemos ver, este aparato necesita que el campo magnético del inductor pueda ser apagado, y necesita de campos intensos para alinear los protones [1].
- **Magnetómetro de Vapor de Cesio.** Este tipo de magnetómetro es muy sensible y preciso. Consiste de un emisor de luz o lámpara de cesio, una cámara de absorción que contiene vapor de cesio, un gas intermedio por el que pasan fotones emitidos y un detector de fotones. La operación de este dispositivo se debe a que los átomos de cesio solo pueden existir en alguno de los nueve niveles posibles. Cuando un fotón de la lámpara es absorbido por el átomo de cesio en la cámara, éste pasa a un nivel de energía más alto y posteriormente reemite el fotón y decae a un nivel de energía más bajo (pero no necesariamente al nivel original). Los átomos de cesio son sensibles a la luz emitida por la lámpara en tres de sus nueve niveles posibles, de tal forma que eventualmente todos los átomos estarán en un nivel no sensible a la luz de la lámpara. En ese momento, todos los fotones emitidos por la lámpara llegarán al fotodetector sin alteración, lo que significa que la muestra está completamente polarizada y lista para hacer la medición. En el tipo más común de magnetómetro de cesio, un pequeño campo magnético AC se aplica a la celda. Por otro lado, la diferencia en los niveles de energía de los electrones se determina por el campo magnético externo que se quiere medir. Entonces se varía la frecuencia en el campo magnético AC, hasta llegar a la frecuencia que permite que un electrón cambie de nivel de energía. En ese nuevo nivel de energía el electrón absorberá una vez más los fotones, lo que genera una señal en el fotodetector. La frecuencia de campo magnético AC a la que se recibe esta señal en el fotodetector, puede ser asociada al campo magnético externo [2].
- **SQUID** por las siglas en ingles de Dispositivos Superconductores de Interferencia Cuántica. Pueden medir campos extremadamente bajos (de orden de aT), pero necesitan enfriarse con helio liquido (4.2 K) o nitrógeno liquido (77 K), lo cual es una desventaja. El principio de operación de este dispositivo es el efecto Josephson, que consiste en la existencia de corriente entre dos superconductores separados por un aislante. Esta corriente cambia si hay un campo

magnético externo, y este cambio sirve como una medida del campo magnético. Las ventajas de este dispositivo son su alta sensibilidad y buena resolución. Sin embargo al medir campos magnéticos intensos la frecuencia generada por SQUID que se debe medir, es de orden de terahertz. Frecuencias de esta magnitud son difíciles de detectar. Además, la superconductividad no existe cuando trabajamos con campos magnéticos pulsados [3].

- **Sensor de Efecto Hall** utiliza, como su nombre lo indica el efecto Hall de estado sólido para realizar mediciones de campo magnético. Cuando un semiconductor conduce corriente en un campo magnético perpendicular a su superficie, se observara un voltaje a través del semiconductor. Este voltaje sirve como una medida del campo magnético externo. La respuesta de este dispositivo es muy pequeña respecto al ruido, y debido a esto se necesitan circuitos de amplificación de señal. Además, la respuesta temporal de este dispositivo es muy lenta [4].
- **Sensor Faraday.** Este tipo de sensores utilizan el efecto Faraday para medir un campo magnético. En particular, se ha propuesto utilizar una guía de onda de YIG depositado sobre un sustrato de GGG, ya que este material exhibe una rotación del plano de polarización grande [5]. Este dispositivo tampoco sería eficiente al medir campos magnéticos pulsados, pues es un detector lento.
- **Sensor de Flujo de Campo.** Este tipo de sensor fue diseñado en 1930 por Victor Vacquier en Gulf Research Laboratories y utilizado en la Segunda Guerra Mundial. Consiste de un núcleo susceptible magnéticamente envuelto por dos bobinas de alambre. A través de una de estas bobinas se hace pasar corriente en un ciclo alternante de saturación magnética: magnetizado, desmagnetizado, inversamente magnetizado, desmagnetizado, etc. Este campo magnético variable induce una corriente eléctrica en la segunda bobina, que es medida por un detector. Si no hay campo magnético externo las dos corrientes alternas serán idénticas. Pero si tal campo existe, será más fácil magnetizar el material en dirección paralela al campo y más difícil magnetizarla en dirección opuesta. Entonces las dos corrientes estarán desfasadas. La magnitud de este desfase es proporcional a la magnitud del campo magnético externo. Es obvio por el diseño de este detector, que no puede medir campos magnéticos pulsados a menos que el ciclo de magnetizado-desmagnetizado de la bobina fuera mucho más rápido que el campo pulsado que se quiera medir.
- **Detector Magnetoresistivo.** Este tipo de dispositivos se basa en el fenómeno de magnetorresistencia anisotrópica, que consiste en que la resistencia eléctrica de un material depende del ángulo entre la dirección de la corriente y un campo magnético externo. Este dispositivo permite medir campos muy chicos hasta 0.6 mT y se usa principalmente en instrumentos de navegación.
- **Magnetómetro MEMS magnetorestrictivo.** Este tipo de magnetómetro utiliza como elemento activo un conjunto de microcantileveres comerciales cubiertos con una película delgada de aleación magnetorestrictiva Terfenol-D y un esquema de transductor de deflexión de haz óptico. Se utilizan bobinas de Helmholtz para crear un campo magnético AC que lleva a resonancia los microcantileveres recubiertos. Cuando el dispositivo es puesto en un campo magnético DC, éste cambia la amplitud de la resonancia mecánica de microcantilever, lo que causa una deflexión que puede ser detectada ópticamente. Se ha demostrado que este magnetómetro tiene una sensibilidad de aproximadamente $1 \mu\text{T}$ [6].

Una de las aplicaciones tecnológicas de campos magnéticos pulsados de alta intensidad es EMT. Estimulación magnética transcraneal (EMT) consiste en estimular la corteza cerebral de un paciente con pulsos magnéticos intensos, que inducen campos eléctricos en el cerebro. Esta técnica se utiliza para tratar pacientes con depresión. Los principales proveedores de equipos médicos de EMT son: Cadwell Laboratories, Inc. (Estados Unidos), Magstim Company, Ltd. (Reino Unido) and Medtronic Dantec NeuroMuscular (Dinamarca). En todos estos equipos, los campos magnéticos se generan utilizando bobinas en diferentes configuraciones. En particular, se genera un tren de pulsos a 1-60 Hz y cada pulso aislado alcanza una altura de 40-100 %. Existen tres formas de pulsos de corriente en la bobina: a) monofásico, crece rápidamente hasta un máximo y decrece lentamente b) bifásico, un pulso senoidal amortiguado y c) pulso senoidal amortiguado multicíclico. Un pulso monofásico típico dura aproximadamente 600 ms y el bifásico 200-300 ms. La corriente máxima en la bobina es de 2 kA. Una bobina típica es circular con un diámetro de 40-70 mm dependiendo del fabricante y consiste de 10-30 vueltas de alambre de cobre, resultando en una inductancia de 15-30 mH. El campo magnético máximo dentro de la bobina puede aproximarse como $B = IL/A$, donde I es la corriente, L es la inductancia y A es el área dentro de la bobina. Esto nos da como resultado: $B \approx 1$ T. Las bobinas producen un campo magnético de hasta 10 T de magnitud y cuya duración es de aproximadamente 600 ms con tiempo de subida de 10-100 μ s. Sin embargo, el diseño del estimulador está lejos de ser óptimo [7], en aspectos como seguridad, costos de fabricación y parámetros de la bobina.

También existen aplicaciones militares para campos magnéticos pulsados intensos. El efecto de pulsos electromagnéticos de gran intensidad fue observado en las primeras pruebas de armas nucleares, y se caracteriza por la producción de un pulso muy breve (de orden de cientos nanosegundos) pero muy intenso, que se propaga lejos de la fuente y disminuye en intensidad. Este campo puede ser lo suficientemente fuerte como para inducir voltajes de orden de kilovolts en conductores eléctricos expuestos, por ejemplo, alambres o partes de circuitos impresos. Esto puede producir un daño irreversible en los aparatos electrónicos, similar al daño producido por un rayo. Las computadoras son particularmente sensibles a este efecto, pues se construyen principalmente sobre dispositivos a base de semiconductores de óxido metálico. El aislamiento de equipos electrónicos tampoco sería muy efectivo, pues los cables que entran y salen del aislamiento se comportarían como antenas, dirigiendo los voltajes inducidos hacia el equipo [8].

Por otro lado, los campos magnéticos intensos también se producen en los rayos durante tormentas eléctricas. La corriente generada por un rayo va típicamente de 5 a 20 kA, generando un campo magnético de 0.1 - 0.4 G a 100 metros de distancia. El tiempo de vida de un rayo es típicamente de 0.1 s y consiste de varios rayos con una duración promedia de 50 μ s, que no pueden percibirse por el ojo [9]. El tiempo de subida de los campos magnéticos producidos por los rayos es de orden de microsegundos.

Los campos magnéticos pulsados intensos también se utilizan en la investigación. Recientemente se han empleado campos magnéticos pulsados ultrarrápidos (de orden de picosegundos) para cambiar la magnetización en celdas de permalloy, lo que permite crear memorias MRAM mas rápidas y confiables [10].

Ya que hemos establecido la importancia de los campos magnéticos pulsados intensos y su amplia aplicación, debemos explicar las ventajas que presentaría nuestra propuesta. Una de las ventajas más importantes es que en este caso la detección de magnones se da por efectos ópticos, y la luz del láser podría ser transmitida por fibra óptica lejos del lugar donde se quiere medir el campo magnético para procesar la señal. Otra ventaja es que como no se utilizan componentes electrónicos, el dispositivo sería resistente a corrientes eléctricas inducidas por campos magnéticos.

En el capítulo 2 presentamos brevemente los conceptos teóricos necesarios para interpretar los resultados obtenidos en este trabajo. En particular, se discute la ecuación de Landau-Lifshitz que describe la precesión de magnetización en un material, el efecto Faraday en una guía de onda ferrimagnética y las ondas de spin. En el capítulo 3 se presentan los dispositivos experimentales en los que se trabajó con la muestra, es decir, el dispositivo experimental en el que se observaron los dominios magnéticos de la muestra, el espectro de magnones y los parámetros de dispersión de ondas de spin que sirven como indicador de la calidad de la muestra. Finalmente en el capítulo 4 se presentan y se discuten los resultados obtenidos tanto en los experimentos como simulaciones. En el último capítulo, se presentan las conclusiones más importantes de este trabajo.

Capítulo 2

Conceptos Fundamentales

En la mayoría de experimentos y dispositivos magnetoópticos, la luz incidente está polarizada. El efecto principal del medio magnético sobre las ondas transmitidas o reflejadas es el cambio del estado de polarización. Se han desarrollado numerosos métodos aproximados y álgebras formales para analizar los sistemas ópticos complejos que involucran ondas electromagnéticas polarizadas en medios materiales. A continuación presentamos brevemente las ecuaciones más importantes de la electrodinámica de medios magnetoópticos.

La teoría macroscópica de fenómenos magnetoópticos está basada en las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi\mathbf{j}}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi\rho\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde ρ y \mathbf{j} son las densidades de carga y corriente inducidas respectivamente. Están relacionadas por la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0\tag{2.2}$$

Usualmente en vez de ρ y \mathbf{j} se utilizan la polarización \mathbf{P} y la magnetización \mathbf{M} :

$$\begin{aligned}\rho &= -\nabla \cdot \mathbf{P} \\ \mathbf{j} &= \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c\nabla \times \mathbf{M}\end{aligned}\tag{2.3}$$

Ahora, las ecuaciones 2.1 pueden reescribirse utilizando las ecuaciones materiales, que expresan \mathbf{P} y \mathbf{M} en términos de los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} .

Dada la intensidad de campo magnético \mathbf{H} y la inducción eléctrica \mathbf{D} :

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M} \\ \mathbf{D} &= \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}\end{aligned}\tag{2.4}$$

las ecuaciones de Maxwell en la región de un medio puede escribirse como:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M})}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \cdot (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) &= 0\end{aligned}\tag{2.5}$$

En electrodinámica lineal se asume que los vectores \mathbf{P} y \mathbf{E} así como \mathbf{M} y \mathbf{H} están relacionados de forma lineal (en la representación de Fourier). Es decir, estos vectores están relacionados por medio de ecuaciones materiales que se derivan en base a ciertos conceptos microscópicos como estructura atómica y electrónica del medio:

$$\begin{aligned}P_i(\omega) &= \alpha_{ij}(\omega) E_j(\omega) \\ M_i(\omega) &= \chi_{ij}(\omega) H_j(\omega)\end{aligned}\tag{2.6}$$

donde α_{ij} y χ_{ij} son tensores de polarización eléctrica y magnética respectivamente.

Por otro lado, los vectores \mathbf{E} y \mathbf{D} así como \mathbf{B} y \mathbf{H} están relacionados vía:

$$\begin{aligned}D_i(\omega) &= \epsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega) \\ H_i(\omega) &= \mu_{ij}^{-1}(\omega) B_j(\omega)\end{aligned}\tag{2.7}$$

donde $\epsilon_{ij}(\omega)$ y $\mu_{ij}(\omega)$ son tensores de permeabilidad eléctrica y magnética respectivamente. Se asume que esta relación es local, es decir que no existe dispersión espacial.

En la interfaz de diferentes medios las siguientes condiciones son válidas:

$$\begin{aligned}E_{\parallel}^1 &= E_{\parallel}^2 & D_{\perp}^1 &= D_{\perp}^2 \\ B_{\perp}^1 &= B_{\perp}^2 & H_{\parallel}^1 &= H_{\parallel}^2\end{aligned}$$

donde índices 1 y 2 corresponden a los medios.

La formulación de la electrodinámica de medios materiales en términos de estos cuatro vectores (\mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} y \mathbf{H}) no es única, porque la definición de las cargas y corrientes inducidas en términos de \mathbf{P} y \mathbf{M} es ambigua [11]. Para deshacerse de esta ambigüedad es necesario tomar en cuenta la ecuación de continuidad. Sin embargo, la magnetoóptica trabaja convencionalmente con estos cuatro vectores ya que se supone la aproximación $\frac{a}{\lambda} \ll 1$ donde a es una longitud característica del medio (por ejemplo, la constante de red o camino libre medio del electrón) y λ es la longitud de onda de la luz. Si esta restricción se cumple, podemos restringirnos solo a la electrodinámica de cuatro vectores [12].

En la teoría macroscópica de fenómenos magnetoópticos, las propiedades de los medios se definen por la forma de tensores $\hat{\epsilon}$ y $\hat{\mu}$. Para un estado de magnetización ordenada algunas propiedades de estos tensores pueden establecerse fenomenológicamente. En lo que sigue, solo consideramos el tensor $\hat{\epsilon}$ ya que las propiedades tensoriales son similares para $\hat{\mu}$. En estados ordenados magnéticamente, $\hat{\epsilon}$ depende del parámetro de orden (en los materiales ferromagnéticos, el parámetro de orden es la magnetización \mathbf{M}).

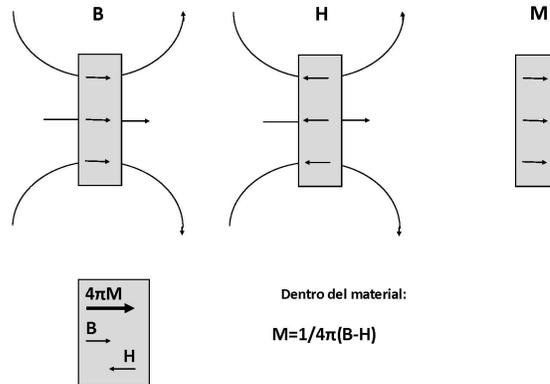


Figura 2.1: Disco Magnetizado

Ahora, discutiremos los vectores \mathbf{B} , \mathbf{H} y \mathbf{M} . Para entender la naturaleza de estos vectores, consideremos la ecuación 2.4 que los relaciona. Además, utilizaremos el ejemplo de un disco ferromagnético que ha sido magnetizado perpendicularmente a su superficie por un campo magnético externo como se muestra en la figura 2.1.

Después de este proceso, el campo magnético externo ha sido apagado, de tal forma que consideramos solo el campo generado por el disco mismo. Ahora escribimos el campo magnético \mathbf{H} en el interior del disco utilizando la ecuación 2.4. El campo dentro del disco está dado por:

$$\mathbf{H}_d = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M} \quad (2.8)$$

y el campo fuera del material magnético sería:

$$\mathbf{H}_s = \mathbf{B} \quad (2.9)$$

El campo magnético dentro de material se llama *campo de demagnetización* y el campo fuera del material se llama *exterior*. Para ilustrar estos campos escogemos un circuito de integración en dirección de \mathbf{B} (figura 2.1). Como no hay corrientes en la región comprendida por el circuito concluimos que:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (2.10)$$

Pero, esto puede suceder solo si la dirección de \mathbf{H}_d es opuesta a la de \mathbf{H}_s . De esta forma, dentro del disco el campo de demagnetización \mathbf{H}_d es opuesto a la magnetización \mathbf{M} (figura 2.1). Claramente, el campo de demagnetización depende de la forma del material y generalmente no es homogénea a lo largo de este.

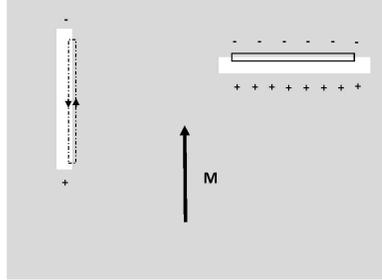


Figura 2.2: Cavidad Magnetizada

Ahora consideremos las implicaciones de la conexión entre los campos ilustrados en la figura 2.1. En particular, de una de las ecuaciones de Maxwell y el teorema de Gauss respectivamente:

$$\int \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = \int \int \int_V \nabla \cdot \mathbf{B} dV \quad (2.11)$$

sabemos que el flujo total de la inducción magnética a través de una superficie cerrada debe ser nula. Notemos que esta ley no se cumple separadamente para los vectores \mathbf{H} y \mathbf{M} , pero se cumple para la suma $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$. Ahora, sustituyendo una ecuación en la otra tenemos: $\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0$. Por lo tanto:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -4\pi \nabla \cdot \mathbf{M} \quad (2.12)$$

Esta ecuación puede interpretarse de la siguiente manera: las fuentes y los sumideros de la magnetización actúan como "cargas magnéticas" positivas y negativas para el campo externo \mathbf{H}_s . En contraste a las cargas eléctricas, estas siempre vienen en pares.

En nuestro trabajo, las películas magnéticas son muy importantes. En estos sistemas la magnetización puede tener dos orientaciones características: perpendicular a la superficie y paralela a esta. Ahora nos enfocaremos en el campo externo y de demagnetización para estos dos casos, utilizando el concepto de 'carga magnética' [13]. En este modelo las cargas magnéticas están localizadas en la superficie de una película arbitrariamente delgada, ignorando la estructura atómica. El campo externo no cambia si las cargas magnéticas se colocan en la parte externa (en el material) o interna de la película (en el vacío).

Ahora calculemos el campo magnético en una cavidad delgada dentro de un material magnetizado homogéneamente, como se muestra en la figura 2.2.

El resultado será cierto para el caso opuesto: una cavidad llena de material magnético en el vacío (es decir, una película delgada). Esto se debe a que se genera una carga superficial idéntica

en los dos casos, de forma que se produce el mismo campo magnético, excepto que en un caso el campo corresponde al campo externo \mathbf{H}_s fuera del material magnético y en otro caso, al campo de demagnetización dentro del material. De esta forma, podemos calcular el campo \mathbf{H}_s dentro de las cavidades, y este corresponderá al campo de demagnetización \mathbf{H}_d en una película delgada de mismo material.

En una película delgada que esta magnetizada paralelamente a su superficie se escoge un circuito de integración como se ilustra por la línea punteada en la figura 2.2. Debido a que no hay corrientes encerradas por este circuito, la integral debe ser nula de forma que:

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int (\mathbf{H}_s - \mathbf{H}_d) \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (2.13)$$

Esto significa que $\mathbf{H}_d = \mathbf{H}_s$. En este caso, el campo magnético en la cavidad apunta en la misma dirección que \mathbf{M} y es continuo en la interfaz que separa la cavidad del material magnético. Además, podemos decir que el campo magnético debe ser muy pequeño, pues las cargas magnéticas están muy separadas.

Por otro lado, consideremos el caso de la cavidad orientada perpendicularmente a \mathbf{M} que será el caso del arreglo experimental que trataremos más adelante. Utilizando las ecuaciones 2.11 e integrando sobre el circuito que se muestra en la figura 2.2, obtenemos:

$$\int \int_S (B_c - B_m) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.14)$$

donde \mathbf{B}_c es la inducción magnética en la cavidad y \mathbf{B}_m es la inducción magnética en el material. Esto significa que $\mathbf{B}_m = \mathbf{B}_c$. De esta manera la componente \mathbf{B}_\perp es continua en la interfaz, de donde podemos concluir que existe un campo magnético externo en la cavidad $\mathbf{H}_s = 4\pi\mathbf{M}$. De esta forma, en una película delgada el campo de demagnetización es:

$$\boxed{\mathbf{H}_d = -4\pi\mathbf{M}} \quad (2.15)$$

y el campo de demagnetización es opuesto a la magnetización de la muestra.

2.1. Dinámica de momento magnético en un campo externo

Recordemos que el campo producido por un dipolo magnético \mathbf{m} a una distancia \mathbf{r} puede escribirse como:

$$\mathbf{H} = \frac{3(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \quad (2.16)$$

Por otro lado, supongamos que el dipolo se encuentra en un campo magnético externo. Si el campo magnético es homogéneo, entonces este tiene la misma magnitud en los polos p_+ y p_- de un dipolo magnético, como se muestra en la figura 2.3. Entonces se ejerce una fuerza igual pero opuesta en cada uno de los polos magnéticos: $\mathbf{F} = p\mathbf{H}$, de tal forma que la fuerza neta es nula. Sin embargo, el dipolo sufre una torca \mathbf{T} .

La torca sobre un dipolo \mathbf{m} en un campo \mathbf{H} está dada por:

$$\mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (2.17)$$

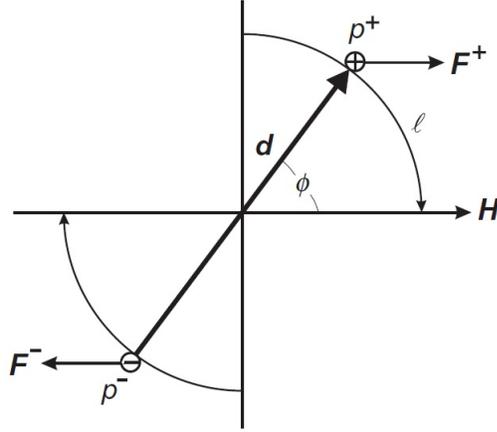


Figura 2.3: Dipolo magnético \mathbf{m} en el campo magnético \mathbf{H}

Esta torca causa que el vector de momento angular \mathbf{L} se mueva de acuerdo con las leyes de Newton en la mecánica clásica $\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}$, de tal forma que:

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (2.18)$$

Históricamente la relación entre el momento magnético \mathbf{m} y el momento angular \mathbf{L} que aparecen en la ecuación previa, se escribe en términos de la razón giromagnética γ : $\mathbf{m} = \gamma\mathbf{L}$. El signo de γ depende del signo de la carga q , de tal forma que para un electrón: $\gamma = -eg\mu_0/2m_e$. Sustituyendo esta información en la ecuación 2.18 obtenemos una ecuación de movimiento para \mathbf{m} :

$$\boxed{\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}]} \quad (2.19)$$

De aquí no es difícil derivar la *frecuencia de precesión de Larmor*. De la ecuación 2.19 podemos notar que el cambio de momento magnético $d\mathbf{m}$ es perpendicular tanto a \mathbf{m} como a \mathbf{H} . Si m_{\perp} es la componente de \mathbf{m} perpendicular a \mathbf{H} , entonces $d\mathbf{m} = m_{\perp}d\phi$, donde $d\phi$ es el ángulo que precesa $d\mathbf{m}$ en el intervalo de tiempo dt . De aquí, tenemos que: $\frac{dm_{\perp}}{dt} = m_{\perp}\omega$. Por otro lado, de la ecuación 2.19 tenemos $\frac{dm_{\perp}}{dt} = \gamma m_{\perp}H$, de tal forma que:

$$\boxed{\omega = \gamma H} \quad (2.20)$$

Es importante notar que el movimiento del momento magnético obedece la ley de conservación de momento angular. Debido a la tercera ley de Newton, la torca que actúa sobre \mathbf{m} , también actúa (con el signo opuesto) sobre el campo externo y en principio, hace que gire en sentido opuesto de tal forma que se conserve el momento angular.

Además, debemos notar que la frecuencia de precesión ω no depende del ángulo entre el campo y el momento magnético. Esto significa que ω es independiente de la componente m_{\perp} del momento magnético (perpendicular al eje de precesión). Esto explica porque esta la frecuencia de Larmor es

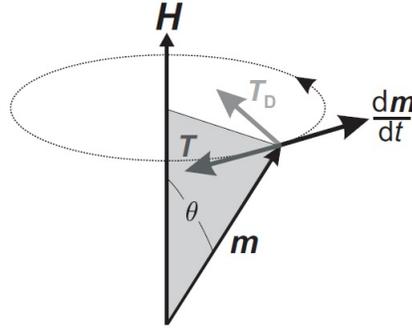


Figura 2.4: La torca de precesión \mathbf{T} y la torca de amortiguamiento \mathbf{T}_D actuando sobre \mathbf{m}

la misma si se deriva en un contexto cuántico. En mecánica cuántica, la componente de momento magnético perpendicular al eje de cuantización es indeterminada, sin embargo, sin importar cuál es el valor de esta componente, se precesa con frecuencia ω .

En tercer lugar, debemos notar que la frecuencia de Larmor de momentos de spin en campos magnéticos típicos presentes en ferromagnéticos determina la escala de tiempo de la dinámica de magnetización. Para un ferromagnético, los campos de demagnetización típicos son de orden de 1 T. En un campo de esta magnitud, el spin precesa 90° en 10 ps.

Por último, debemos notar que cuando el momento magnético precesa, el ángulo θ entre \mathbf{H} y \mathbf{m} no cambia. Es decir, la energía

$$E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} = -mH \cos\theta \quad (2.21)$$

es constante y no es mínima. Obviamente, esto contradice el hecho de que los momentos magnéticos se orientan en la dirección del campo magnético dado un tiempo suficiente, por ejemplo en una brújula. Para cambiar θ se necesita una torca adicional que precese a la misma razón que la magnetización, ya que la torca \mathbf{T} no puede lograr esto, pues es perpendicular a \mathbf{H} . Veamos, que esta torca adicional \mathbf{T}_D surge de la fricción o amortiguamiento.

La torca \mathbf{T}_D debe ser perpendicular a la torca de precesión \mathbf{T} y el momento magnético \mathbf{m} . De la figura 2.4 podemos escribir:

$$\mathbf{T}_D = C [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] \quad (2.22)$$

La constante de proporcionalidad C es puramente fenomenológica, y es análoga al coeficiente de fricción para movimiento rectilíneo. De acuerdo a la figura 2.4, \mathbf{T}_D causa que \mathbf{m} se mueva hacia \mathbf{H} si C es positiva. A diferencia de \mathbf{T} , este tipo de torca cambia de signo en la transformación $t \rightarrow -t$. Esto significa que la torca de amortiguamiento \mathbf{T}_D causa que el movimiento de momento magnético sea irreversible en el tiempo, como es propio para cualquier movimiento con fricción.

Así, podemos "corregir" la ecuación 2.19 para una situación más realista:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{m} \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right] \approx \gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha\gamma}{m} [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H})] \quad (2.23)$$

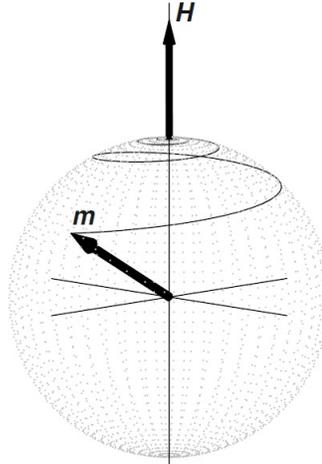


Figura 2.5: Movimiento de \mathbf{m} de acuerdo a la ecuación de Landau-Lifshitz

Esta ecuación se llama *de Landau Lifshitz*. Al resolver esta ecuación, se puede demostrar que \mathbf{m} cae hacia el campo \mathbf{H} como se muestra en la figura 2.5. Esta ecuación es válida solamente para momentos magnéticos cuya magnitud no cambia en el tiempo.

Notemos que la ecuación de Landau Lifshitz es válida para describir procesos dinámicos en un material ferromagnético, si suponemos que el material es continuo. Al suponer esto, no consideraremos efectos microscópicos en el material, sino definiremos la magnetización \mathbf{M} (en particular en la ecuación 2.4) como el promedio de la suma de momentos magnéticos en el volumen. Al usar un modelo continuo de material no estaremos tomando en cuenta los efectos cuánticos. De esta forma, la derivación de la ecuación 2.23 que presentamos no es formal, pero puede justificarse dentro de la mecánica cuántica [14].

Ahora notemos que cuando consideramos un material, en la ecuación 2.23 el factor γ caracteriza el movimiento colectivo de los spines en el material. Es decir, γ para un ferromagnético no corresponde al valor de γ para el átomo que compone el material en estado libre, ni dentro de un cristal paramagnético. En un marco clásico y continuo, γ debe verse como una constante fenomenológica. Por ejemplo, para YIG se tiene que $\gamma \approx 2$.

En general, si se tiene que $\alpha \ll 1$ entonces la magnetización del material precesará muchas veces antes de que el sistema se relaje. Este comportamiento amortiguado se denomina "spin ringing".

2.2. Propiedades magnéticas de los materiales

Los materiales pueden dividirse en diamagnéticos y paramagnéticos según su comportamiento en un campo magnético externo. Los paramagnéticos contienen momentos magnéticos elementales que se orientan en la dirección del campo magnético externo. Esto causa que haya una magnetización neta en la dirección de este campo. Sin embargo, en algunos paramagnéticos la orientación (u ordenamiento) de los momentos magnéticos puede suceder *espontáneamente*, en ausencia del campo magnético externo. A estos pertenecen, por ejemplo, los materiales ferromagnéticos, en los que

momentos magnéticos se alinean paralelamente (en la misma dirección). De este fenómeno surge la magnetización del material. Los mecanismos físicos que causan esta alineación se discutirán mas adelante.

Los momentos magnéticos a los que nos referimos en la discusión anterior son los momentos magnéticos intrínsecos y orbitales de los electrones del material. Debido a que los momentos de los electrones en las capas internas cerradas de los átomos se compensan, los electrones responsables por el ferromagnetismo y paramagnetismo se encuentran en las capas abiertas, en particular capas $3d$ y $4f$, así como las capas s externas que participan en la conducción eléctrica.

Debemos mencionar que el movimiento térmico de los momentos magnéticos se opone al ordenamiento. Consecuentemente, el ordenamiento es cercano al ideal solo a temperaturas muy bajas. A cierta temperatura T_C (temperatura de Curie) el movimiento térmico destruye completamente el ordenamiento de los momentos magnéticos. Recordemos que según la ley de Curie para los paramagnéticos se tiene que:

$$M = \chi H = \frac{C}{T} H \quad (2.24)$$

donde M es la magnetización, H el campo magnético externo, C es la constante de Curie y T es la temperatura.

Además, las direcciones en las que ocurre la orientación espontanea de los momentos magnéticos en ausencia del campo magnético externo (o en un campo débil) no son las mismas en todo el material. En este caso, el material se divide en *dominios*. La orientación de los momentos dentro de cada dominio es muy parecida, sin embargo varia significativamente de un dominio a otro. Como consecuencia, la magnetización promedio en el material es mucho menor que la magnetización en cada dominio. Frecuentemente, la magnetización promedio en estas condiciones es nula.

Sin embargo en los ferromagnéticos, a diferencia de los paramagnéticos 'comunes' se observa una magnetización cercana a la suma total de los momentos magnéticos elementales en temperaturas que no son particularmente bajos o campo magnéticos altos. Este fenómeno fue explicado por Weiss en 1907, quien supuso que además del campo magnético externo, en el material existe un campo interno (o molecular):

$$\mathbf{H}_\Lambda = \Lambda \mathbf{M} \quad (2.25)$$

Notemos que este campo no afecta la ecuación de movimiento de la magnetización 2.19 ya que es paralelo a \mathbf{M} . Al considerar este campo, se obtiene una ley equivalente a la de Curie, que se denomina *ley de Curie Weiss*

$$M = \chi H = \frac{C}{T - \Lambda C} H \quad (2.26)$$

Ahora, notemos que la interacción de dos momentos magnéticos en un material (es decir, la interacción de un dipolo magnético con el campo producido por otro dipolo vecino) no puede ser responsable por el ordenamiento de momentos en los ferromagnéticos cuyas temperaturas de Curie están en el rango $10 - 100$ K. En este caso, la energía de interacción está dada por la ecuación 2.21. Además, el campo interno no puede ser mayor a $4\pi\mathbf{M}$ (ver figura 2.1), y entonces según la ecuación 2.25 Λ no puede ser mayor a 4π . Por otro lado, la ecuación 2.26 para estos casos indica que Λ es de orden de 10^3 (es decir, campos moleculares de orden de 10^6 Oe).

Por otro lado, la interacción coulombiana de dos electrones a una distancia a ($\approx 3 * 10^{-8}$), es $\frac{e^2}{a}$. Una pequeña fracción de esta energía sería suficiente para explicar las temperaturas de Curie reales en los ferromagnéticos. De la mecánica cuántica [15] sabemos que la simetría de la función de onda de dos electrones es determinada por la orientación relativa de sus spins. La parte de

la energía de Coulomb que depende de la orientación relativa de los spines se llama energía de intercambio. La interacción de intercambio define el spin total en un material magnético y es responsable por alineación paralela (es decir, ferromagneticos) y anti paralela (es decir, ferrimagneticos y antiferromagneticos) de los spines en un material.

El operador de intercambio de dos partículas con spines $\hat{\mathbf{S}}_1$ y $\hat{\mathbf{S}}_2$ se define como

$$\hat{H}_{ex} = -2I_{12}(r_{12})\hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \hat{\mathbf{S}}_2 \quad (2.27)$$

donde I_{12} es la integral de intercambio y su valor disminuye rápidamente al aumentar la distancia entre las dos partículas. En algunos ferromagneticos (al igual que antiferro- y ferrimagneticos) los momentos magnéticos elementales se encuentran muy alejados entre sí, de tal forma que la interacción de intercambio no podría ser responsable directa de la orientación del momento magnético. En este caso, trabajan diferentes mecanismos indirectos de interacción. Sin embargo todos estos mecanismos tienen la forma de la ecuación 2.27 aunque sea en la primera aproximación.

En el modelo de Heisenberg para un ferromagnético, los spines se encuentran en los nodos de la red cristalina e interactúan entre sí mediante un hamiltoniano de la forma 2.27. Al generalizar este modelo se incluyen otro tipo de interacciones, por ejemplo la interacción entre dipolos y la interacción con un campo magnético externo (de Zeeman). Por otro lado, las suposiciones fundamentales en este modelo son que los spines son totalmente localizados y que no existen los momentos orbitales. Esta segunda hipótesis se cumple si los spines están prácticamente fijos. Si esto se cumple solo parcialmente, es necesario introducir en el hamiltoniano 2.27 términos que describen la anisotropía cristalográfica.

2.3. Modelo semiclásico para interacción spin-orbita y la anisotropía magnetocristalina.

Podemos aplicar los conceptos clásicos desarrollados anteriormente para derivar una expresión aproximada para la interacción de un momento de spin \mathbf{S} con momento orbital \mathbf{L} . Estos momentos pueden referirse a la suma de momentos acoplados de varios electrones en el esquema Russel-Sanders.

Supongamos que el momento orbital surge de un anillo de corriente producido por el electrón girando alrededor del átomo clásicamente. Ahora, calculemos la energía interacción del campo magnético correspondiente al centro del anillo H_{orb} con el momento de spin:

$$E = -\mathbf{m}_s \cdot \mathbf{H}_{orb} = -m_s H_{orb} \cos\theta \quad (2.28)$$

El momento de spin está dado por: $\mathbf{m}_s = -2\mu_B \mathbf{S} / \hbar$, mientras que $\mathbf{H}_{orb} = -\frac{e\mathbf{L}}{4\pi\epsilon_0 m_e r^3}$. Sustituyendo estas dos expresiones en la ecuación anterior obtenemos que la energía de interacción spin-orbita es:

$$E = -\mathbf{m}_s \cdot \mathbf{H}_{orb} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e^2 c^2 r^3} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (2.29)$$

donde L y S tienen unidades de \hbar . Para partículas que tienen spin $\frac{1}{2}$, tenemos que $|\mathbf{m}_s| = -2\mu_B \langle s_z \rangle / \hbar = \mu_B$. En este caso obtenemos una relación simple entre la energía de interacción y el campo magnético:

$$E = -\frac{\mu_B}{\mu_0} \mu_0 H_{orb} = -\frac{\mu_B}{\mu_0} B_{orb} \quad (2.30)$$

La energía dada en la ecuación 2.29 corresponde a la ganancia de energía si el spin \mathbf{S} pasa de una orientación perpendicular a una orientación paralela respecto a \mathbf{L} . Si ahora imaginamos que los momentos orbitales \mathbf{L} prefieren orientarse en dirección de un enlace o eje cristalino, es decir, si los momentos orbitales están fijos en la red de un cristal, la energía expresada en la ecuación 2.29 es precisamente la diferencia de energía entre una configuración privilegiada (\mathbf{L} y \mathbf{S} paralelos) y una configuración no privilegiada (\mathbf{L} y \mathbf{S} perpendiculares). Esto se llama *energía de anisotropía magnetocristalina*.

Por otro lado, si consideramos la interacción de dos dipolos magnéticos \mathbf{m} cuyos campos están dados por 2.16 y calculamos la energía de interacción según la ecuación 2.21, obtenemos:

$$E = -\frac{2m^2}{r^3} \left(\cos^2\theta - \frac{1}{3} \right) = -C \left(\cos^2\theta - \frac{1}{3} \right) \quad (2.31)$$

donde r es la distancia entre los dipolos y θ es el ángulo entre \mathbf{m} y \mathbf{r} . Si los momentos magnéticos en la red están ordenados, entonces la suma de todas las energías de este tipo U_M debe depender de la orientación de los momentos respecto a los ejes cristalinos. Sin embargo, para los cristales cúbicos U_M es isotrópica y para ferromagnéticos no cúbicos, su aportación a la energía de anisotropía es muy pequeña.

Este razonamiento nos lleva a una importante conclusión: en sólidos, la interacción spin-orbita determina la anisotropía magnetocristalina. A pesar de esta descripción intuitiva, no es trivial desarrollar una descripción detallada del fenómeno de anisotropía magnetocristalina para un sólido dado. Aun más difícil es calcular la energía de anisotropía magnetocristalina o predecir el eje de magnetización fácil [16].

Para resolver este problema, Akulov propuso que la energía libre de la anisotropía magnetocristalina puede escribirse como una expansión en serie de potencias de la proyección de \mathbf{M} sobre los ejes cristalinos. Esta expresión debe ser invariante ante operaciones de simetría de la red del cristal. Los coeficientes de esta expansión se denominan *constantes de anisotropía* [17].

Para los cristales cúbicos como es el caso de YIG, se propuso la siguiente expresión:

$$U = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \quad (2.32)$$

donde α_j son cosenos de ángulos entre \mathbf{M} y los ejes del cristal en dirección [100], [010] y [001]. En el caso de las películas YIG, la energía de anisotropía magnetocristalina es típicamente ≈ 50 Oe

Por último, cabe notar que además de este no es el único tipo de anisotropías. Existe también anisotropía de forma, determinada por la forma geométrica de la muestra mediante el campo de demagnetización en el material que discutimos en la sección anterior. En las películas YIG monocristalinas que fueron crecidas epitaxialmente sobre un dia- o paramagnético (por ejemplo GGG), existe también *anisotropía de crecimiento*, cuya dirección coincide (casi siempre) con la normal a la superficie de la película.

2.4. Efecto Faraday

En esta sección trataremos el problema de la interacción de la luz polarizada con un medio magnético ordenado. En un medio magnetizado los índices de refracción para luz circularmente polarizada a la derecha y a la izquierda son diferentes. Este efecto se manifiesta como la rotación

del plano de polarización de la luz linealmente polarizada. Las propiedades ópticas de un medio isotrópico se definen por:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -ig & 0 \\ ig & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

y el vector \mathbf{D}

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + i[\mathbf{g} \times \mathbf{E}] + b(\mathbf{E} - \mathbf{m}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{E})) \quad (2.34)$$

donde $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, $b(M) = \epsilon_1 - \epsilon_0$, ϵ_0 es la permeabilidad dieléctrica del medio cuando $M = 0$ y \mathbf{g} es el vector de giro. En un medio isotrópico donde $\mathbf{g} = g(M)\mathbf{m}$, generalmente se tiene que $\mathbf{g}(M) = a\mathbf{M}$. En general, si existe absorción ϵ_0 , \mathbf{g} y b serán funciones complejas de la frecuencia.

Sea un sistema coordenado tal que el eje z coincida con la dirección de magnetización \mathbf{M} y supongamos que la luz se propaga en la dirección \hat{z} , de tal forma que $E_z = 0$. Entonces, el índice de refracción es $\mathbf{n} = (0, 0, n)$ y el campo eléctrico

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega(t - c^{-1}nz)} \quad (2.35)$$

Por las leyes de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ y \mathbf{E} debe satisfacer la ecuación de onda

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (2.36)$$

que se puede reescribir para componentes x y y de \mathbf{E} :

$$(n^2 - \epsilon_1)E_{0x} + igE_{0y} = 0 \quad (2.37)$$

$$-igE_{0x} + (n^2 - \epsilon_1)E_{0y} = 0 \quad (2.38)$$

Una solución no trivial de este sistema de ecuaciones existe si el determinante es igual a cero, es decir:

$$n_{\pm}^2 = \epsilon_1 \pm g = \epsilon_1(1 \pm Q) \quad (2.39)$$

donde $Q = Q' + iQ'' = \frac{g}{\epsilon_1}$ y normalmente $|Q| \ll 1$. Esta ecuación se llama *ecuación de Fresnel*. Sustituyendo las soluciones 2.39 en las ecuaciones 2.37 y 2.38 se obtienen dos modos normales de \mathbf{E} con polarización circular derecha e_+ y polarización circular izquierda e_- , que tienen dos índices de refracción n_{\pm} diferentes:

$$\mathbf{e}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{-i\omega(t - c^{-1}n_+z)} \quad (2.40)$$

$$\mathbf{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} e^{-i\omega(t - c^{-1}n_-z)} \quad (2.41)$$

La existencia de dos modos normales con diferentes índices de refracción es la esencia del efecto Faraday.

Consideremos ahora el efecto Faraday en la transmisión de una onda electromagnética en un medio girotropico. Sea una onda electromagnética polarizada linealmente en la dirección \hat{x} con

amplitud E_0 que entra en un medio girotropico en ($z = 0$). Como habíamos visto en el párrafo anterior, se excitan dos modos normales con eigenvectores \mathbf{e}_+ y \mathbf{e}_- , de tal forma que:

$\mathbf{E} = c_1\mathbf{e}_+ + c_2\mathbf{e}_-$. Las constantes c_1 y c_2 pueden encontrarse utilizando condiciones a la frontera en $z = 0$: $E_x = E_0$ y $E_y = 0$. Por lo tanto:

$$\begin{aligned} c_1 + c_2 &= \sqrt{2}E_0 \\ i(c_1 - c_2) &= 0 \end{aligned} \quad (2.42)$$

De aquí se tiene que $c_1 = c_2 = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$. Para $z > 0$ se tiene que :

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}) = \frac{1}{\sqrt{2}}E_0\mathbf{e}_+ + \frac{1}{\sqrt{2}}E_0\mathbf{e}_- = E_0 \begin{pmatrix} \cos(c^{-1}\omega\Delta nz) \\ -\sin(c^{-1}\omega\Delta nz) \end{pmatrix} e^{-i\omega(t-c^{-1}n_0z)} \quad (2.43)$$

donde $\Delta n = \frac{(n_+ - n_-)}{2}$ y $n_0 = \frac{(n_+ + n_-)}{2}$.

El ángulo de rotación del plano de polarización será entonces :

$$\theta = \frac{-\omega\Delta nz}{c} \approx \frac{-\omega n_0}{2c} Qz = \Phi_F z \quad (2.44)$$

Para YIG con luz de longitud de onda $\lambda = 1.3\mu\text{m}$, $\Phi_F = 180^\circ/\text{cm}$.

En un caso más general, podríamos considerar el tensor de permeabilidad dieléctrico:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

donde $\epsilon_{11} \neq \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$. Este caso correspondería a un cristal con simetría ortorrómbica cuyos ejes de simetría a, b, c son paralelos a ejes x, y, z , que presenta birrefringencia natural y efecto Faraday. La presencia de elementos imaginarios antisimétricos en el tensor \mathbf{D} puede justificarse de diferentes maneras:

1. Puede derivarse de una teoría no local, es decir, \mathbf{D} no solo es función de \mathbf{E} en algún punto del cristal, sino que también depende de las derivadas espaciales o temporales de \mathbf{E} en ese punto [18], [19].
2. Explica los resultados experimentales en el efecto Faraday puro [20].
3. Su presencia no viola relaciones de simetría de energía [18]

Al aplicar el mismo procedimiento que en el caso anterior, obtenemos los modos normales elípticamente polarizados, que se propagan en la dirección \hat{z} del cristal:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{y1} \end{pmatrix} &= A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ i\eta^{-1} \end{pmatrix} e^{-i\omega(t-c^{-1}n_+z)} \\ \begin{pmatrix} E_{x2} \\ E_{y2} \end{pmatrix} &= A_2 \begin{pmatrix} 1 \\ -i\eta \end{pmatrix} e^{-i\omega(t-c^{-1}n_-z)} \end{aligned} \quad (2.46)$$

donde

$$\begin{aligned} n_{\pm}^2 &= \frac{1}{2}(\epsilon_{11} + \epsilon_{22} \pm [(\epsilon_{22} - \epsilon_{11})^2 + 4g^2]^{1/2}) \\ \eta &= 2g(\epsilon_{11} - \epsilon_{22} - [(\epsilon_{22} - \epsilon_{11})^2 + 4g^2]^{1/2})^{-1} \end{aligned} \quad (2.47)$$

y A son amplitudes arbitrarias.

Al imponer condiciones a la frontera $E_x = E_0$, $E_y = 0$ en $z = 0$, podemos expresar la onda en el punto $z = h$ en términos de la onda en $z = 0$, de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=h} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\kappa}{2}\right) + i\cos(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) & -i\sin(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) \\ \sin(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) & \cos\left(\frac{\kappa}{2}\right) - i\cos(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=0} \quad (2.48)$$

donde $\cos(\tau) = \frac{1-\eta^2}{1+\eta^2}$, $\sin(\tau) = \frac{2\eta\kappa}{1+\eta^2} = (n_+ - n_-)\frac{\omega h}{c}$, $\kappa = \frac{\omega}{c}(n_+ - n_-)z$

Es importante enfatizar que la ecuación 2.48 solo proporciona la fase relativa entre los dos campos eléctricos \mathbf{E} , ya que hemos omitido la fase absoluta. Si la onda incidente esta polarizada linealmente en el eje x , la onda propagada en $z = h$ será [21]:

$$E_x = E_0 \left(\cos\left(\frac{\kappa}{2}\right) + i\cos(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) \right) \quad (2.49)$$

$$E_y = E_0 \sin(\tau)\sin\left(\frac{\kappa}{2}\right) \quad (2.50)$$

La primera observación que podemos hacer es que el valor máximo de E_y es $\sin(\tau)$. Como $\sin(\tau)$ puede ser un número pequeño si $g \ll |\epsilon_{11} - \epsilon_{22}|$, entonces el valor de E_y puede ser pequeño comparado con la unidad.

2.5. Efecto Faraday en una guía de onda de película delgada ferrimagnética.

La condición necesaria para que se dé la propagación en la guía es que los índices de refracción de los medios adyacentes a la guía sean menores al índice de refracción en la guía. Por ejemplo para una guía de onda de YIG depositado sobre GGG, notemos que el índice de refracción del YIG es 2.5, mientras que el índice de refracción de GGG y el aire es 1.98 y 1 respectivamente.

Consideremos ahora los modos normales en un medio de tres capas de este tipo, y situemos los ejes como se muestra en la figura 2.6. Supongamos que los tres medios son completamente transparentes e isotrópicos, y que permeabilidad magnética $\mu = 1$. En una guía de onda isotrópica existe dos tipos de modos que no interactúan entre sí: modo TE , que tiene componentes E_y , H_x y H_z y modo TM que tiene componentes E_x , E_z y H_y .

Si todos los medios son isotrópicos, la solución de ecuaciones de Maxwell para la propagación de la luz en la guía de onda es :

$$E_i = E_{0i} e^{-i\omega t + i\beta x \pm i b z} \quad (2.51)$$

donde se satisface $\beta^2 + b^2 = k_2^2$, $\beta = k_2 \sin\theta_r$, $b = k_2 \cos\theta_r$, $k_2 = kn_2$. Además n_2 es el índice de refracción de la película delgada y θ_r es el ángulo de incidencia de la luz sobre las interfaces película-sustrato y película-aire.

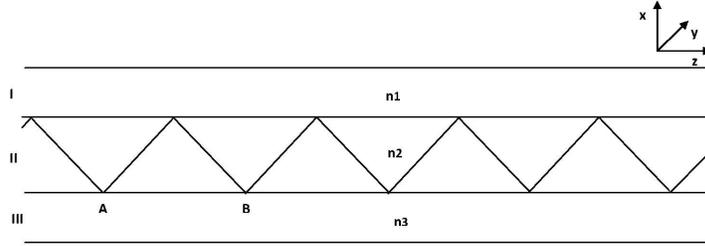


Figura 2.6: Guía de Onda

Para asegurar una configuración estable del campo transversal y propagación coherente en la dirección z , la acumulación de fase del punto A al punto cercano a B (es decir con dos reflexiones internas) debe ser múltiplo de 2π [22]:

$$\begin{aligned}\kappa_{TE} &= \kappa_{TE}^{12} + \kappa_{TE}^{23} + 2kn_2h\cos\theta_{rq} = 2\pi q \\ \kappa_{TM} &= \kappa_{TM}^{12} + \kappa_{TM}^{23} + 2kn_2h\cos\theta_{rq'} = 2\pi q'\end{aligned}\quad (2.52)$$

donde h es el ancho de la película, q y q' son números enteros que determinan el orden del modo, y $\kappa_{TE(TM)}^{12}$ y $\kappa_{TE(TM)}^{23}$ son el cambio de fase que ocurren durante la reflexión total interna en las interfaces película-sustrato y película-aire; κ tiene el valor:

$$\kappa = -2\tan^{-1} \left\{ [(k_2^2 - \beta^2)^{-1}(\beta^2 - (kn')^2)]^{1/2} (n_2/n')^u \right\} \quad (2.53)$$

donde $u = 0$ para los modos TE, $u = 2$ para los modos TM, y $n' = n_1$ o n_3 respectivamente.

Las ecuaciones 2.52 definen las constantes de propagación $\beta = \frac{n_2\omega}{c}\sin\theta_r$ para los modos TE y TM . Como κ es diferente para cada modo las constantes de propagación también serán diferentes. En particular podemos definir la diferencia entre β_{TE} y β_{TM} para los modos del mismo orden:

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} \quad (2.54)$$

Si el medio de propagación en la guía de onda es girotropico, ocurre un fenómeno peculiar. En este caso, el tensor dieléctrico tiene elementos fuera de la diagonal, de tal forma que los modos TE y TM interactúan. Supongamos que la guía de onda esta magnetizada en la dirección de la propagación de la luz, es decir $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}$. Esta situación se denomina *geometría de Faraday*. En este caso el giro del plano de polarización se manifiesta como la conversión de un modo a otro. Es decir, si se excita un modo TE a la entrada de una guía de onda transparente, entonces debido a que el medio es girotropico, al propagarse el modo TE se convierte gradualmente en modo TM y posteriormente en modo TE otra vez. Naturalmente, la eficiencia de transformación se restringe por la absorción, pero como veremos a continuación, también se restringe por $\Delta\beta$.

El problema de propagación de la luz en una guía de onda dieléctrica puede resolverse en la aproximación de dos modos, es decir, tomando en cuenta solamente la interacción de modos TE y TM adyacentes (del mismo orden). Esto se debe a que las constantes de propagación de modos de diferente orden son muy distintas [23]. Ahora representemos el campo electromagnético en una guía de onda Φ_w como la combinación lineal de modos TE y TM adyacentes:

$$\Phi_w = A\Phi_{TE} + B\Phi_{TM} \quad (2.55)$$

En general Φ_w es un vector de seis componentes (\mathbf{E} , \mathbf{H}), pero es suficiente especificar solamente $E_y(z, x, t)$ y $H_y(z, x, t)$ porque los demás componentes pueden determinarse utilizando las ecuaciones de Maxwell. Las velocidades de fase de las ondas TE y TM $v = \frac{c}{\sin(\theta)}$ difieren, al igual que los velocidades correspondientes de modos normales en un medio birrefringente. Esto nos proporciona una semejanza muy útil entre un medio birrefringente y una guía de onda dieléctrica, con la salvedad de que $\Delta\beta = \frac{\omega\Delta n}{c}$.

De esta forma, podemos escribir:

$$\Phi_W = \left[\frac{1}{2}A(x) \begin{pmatrix} e_y(z) \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}B(x) \begin{pmatrix} 0 \\ h_y(z) \end{pmatrix} \right] e^{i(\tilde{\beta}x - \omega t)} + CC. \quad (2.56)$$

donde $\tilde{\beta} = \beta_{TE} - \frac{\Delta\beta}{2}$, que es la combinación de los modos TE y TM . La amplitud de los modos TE y TM ($A(x)$ y $B(x)$) cambian periódicamente en la coordenada x y se definen análogamente al caso de material birrefringente por la siguiente matriz:

$$\begin{pmatrix} A(x) \\ B(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\nu(x - x_0)) - i\frac{\Delta\beta}{2\nu}\sin(\nu(x - x_0)) & \frac{-\kappa}{\nu}\sin(\nu(x - x_0)) \\ \frac{\kappa}{\nu}\sin(\nu(x - x_0)) & \cos(\nu(x - x_0)) + i\frac{\Delta\beta}{2\nu}\sin(\nu(x - x_0)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A(x_0) \\ B(x_0) \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

donde $\nu = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + \kappa^2}$ y $\kappa = \frac{g\omega}{2nc} = \Phi_F$ y Φ_F es la rotación de Faraday específica en la película girotropica.

Asumiendo que $A(0) = 1$ y $B(0) = 0$, podemos definir el coeficiente de conversión de modos $R = |B(x)|^2$, o sustituyendo 2.57 :

$$R = \frac{\kappa^2}{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + \kappa^2} \sin^2(\nu x) \quad (2.58)$$

De esta ecuación es evidente que una conversión completa de modos puede obtenerse solo si $\Delta\beta = 0$, es decir, $\beta_{TE} = \beta_{TM}$.

2.6. Propagación de ondas de spin en una película delgada ferrimagnetica

En la descripción macroscópica no distinguiremos entre los medios ferrimagneticos y ferromagneticos, sino que los describimos como un medio continuo caracterizado por la magnetización $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, que obedece la ecuación de Landau-Lifshitz:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_e(\mathbf{r}, t)] + \mathbf{R} \quad (2.59)$$

donde \mathbf{H}_e es el campo magnético efectivo, R es el termino de relajación y γ es la razón giromagnética. El campo magnético efectivo incluye el campo electrodinámico $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ (que consiste de campo magnético $\mathbf{H}_B(\mathbf{r}, t)$ creado por fuentes externas en ausencia del material y un campo de demagnetización (dipolar) $\mathbf{H}_P(\mathbf{r}, t)$ creado por los momentos magnéticos elementales), así como el campo magnético efectivo de anisotropía cristalográfica $\mathbf{H}_A(\mathbf{r}, t)$ y un campo efectivo de intercambio $\mathbf{H}_X(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_A(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_X(\mathbf{r}, t) \quad (2.60)$$

En un dieléctrico debemos considerar la ecuación 2.59 junto con el sistema de ecuaciones de Maxwell 2.5 donde suponemos la permitividad eléctrica ϵ como un escalar.

En la frontera entre dos medios dieléctricos (que llamamos 1 y 2), los campos electromagnéticos deben satisfacer las siguientes condiciones:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \times \mathbf{n} &= \mathbf{E}_2 \times \mathbf{n} \\ \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{n} \\ \mathbf{H}_1 \times \mathbf{n} - \mathbf{H}_2 \times \mathbf{n} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \\ \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (2.61)$$

donde \mathbf{n} es el vector normal a la superficie con la dirección de medio 1 a medio 2, \mathbf{j} es la densidad de corriente libre superficial y $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$. En el caso cuando el segundo medio es un conductor perfecto, en la frontera tenemos que:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \times \mathbf{n} &= 0 \\ \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} &= 0 \end{aligned} \quad (2.62)$$

ya que en un dieléctrico el campo eléctrico es normal a la superficie y la inducción magnética es paralela a la superficie de separación con un conductor ideal. Si se incluye el campo magnético de intercambio \mathbf{H}_X , habría que incluir también condiciones a la frontera adicionales para la magnetización [24].

Es conveniente separar cada uno de los campos de las ecuaciones 2.59 y 2.5 en las correspondientes partes estática (que no depende del tiempo) y dinámica, debido a que solo consideramos variaciones pequeñas de $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ alrededor de una posición de equilibrio $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$. Así, tenemos $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \tilde{\mathbf{m}}(\mathbf{r}, t)$ y además se cumple que $|\tilde{\mathbf{m}}(\mathbf{r}, t)| \ll \mathbf{M}_0(\mathbf{r})$. Lo análogo es válido para $\mathbf{H}_e(\mathbf{r}, t)$. Además en este caso, la parte estática sería la suma de las partes estáticas correspondientes a campos externo, dipolar, de anisotropía cristalográfica y de intercambio y la parte dinámica sería la suma de los correspondientes campos dinámicos.

De esta forma, el problema se ha dividido en un problema dinámico y otro estático, pero en cada caso se debe resolver el sistema de ecuaciones de Maxwell y la ecuación de Landau-Lifshitz. En una primera aproximación, consideramos que los campos magnéticos de anisotropía cristalográfica y el de intercambio son despreciables, respecto al campo externo y el dipolar, de tal forma que la parte estática sería $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_{0B} + \mathbf{H}_{0P}$ y $\tilde{\mathbf{h}} = \tilde{\mathbf{h}}_B + \tilde{\mathbf{h}}_P$. Además supondremos que las pérdidas en el material ferromagnético son despreciables, es decir, $\mathbf{R} = 0$.

El sistema estático es:

$$\begin{aligned} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_{0P} &= 0 \\ \nabla \cdot (\mathbf{H}_{0P} + 4\pi\mathbf{M}_0) &= 0 \\ \mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.63)$$

y el sistema dinámico linealizado es :

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{\mathbf{h}} &= \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{e}}}{\partial t} \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{e}} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial (\tilde{\mathbf{h}} + 4\pi \tilde{\mathbf{m}})}{\partial t} \\ \nabla \cdot \tilde{\mathbf{e}} &= 0 \\ \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{h}} + 4\pi \tilde{\mathbf{m}}) &= 0\end{aligned}\tag{2.64}$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M}_0 \times \tilde{\mathbf{h}}] - \gamma [\tilde{\mathbf{m}} \times \mathbf{H}_0]\tag{2.65}$$

En lugar de la ecuación 2.65 se puede usar la relación material $\tilde{\mathbf{b}} = \hat{\mu} \tilde{\mathbf{h}}$, ya que es una consecuencia directa de la ecuación 2.65. Para un medio infinito e isotrópico, si los campos tienen una dependencia armónica del tiempo ($\approx e^{i\omega t}$) en un sistema de coordenadas donde M_0 va en la dirección de \hat{z} , el tensor tendrá la forma [24]:

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}\tag{2.66}$$

donde $\mu = \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_H^2}$, $\mu_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}$, $\omega_1^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, $\omega_M = 4\pi M\gamma$, $\omega_H = \gamma H_0$. La presencia de elementos fuera de la diagonal significa que el medio ferromagnético es girotrópico.

El estudio de las ondas electromagnéticas en un medio magnetogirotrópico infinito, aun sin considerar el campo de intercambio, es una tarea formidable. Del todo el conjunto de ondas electromagnéticas, solo nos interesan ondas magnetostáticas, de forma que debemos formular el criterio de la aproximación magnetostática, ya que en ese marco trabajaremos. Podemos escribir el campo magnético de intercambio como [25]:

$$H_X = \alpha_0 \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \alpha_0 \Delta \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \alpha_0 \Delta \tilde{\mathbf{m}}(\mathbf{r}, t)\tag{2.67}$$

donde α_0 es la constante de intercambio. También podemos definir una longitud característica del material $l_0 = \sqrt{\alpha_0}$, que llamaremos longitud de intercambio. Para YIG $l_0 = 6 * 10^{-4}$ cm a temperatura ambiente.

Si el material ferromagnético es homogéneo, la parte homogénea de H_X es prácticamente cero, y por lo tanto la influencia de los efectos de interacción de intercambio en las ondas magnetostáticas puede considerarse como nula cuando la longitud de onda de las ondas magnetostáticas λ y la longitud característica del material ferromagnético s satisfacen que $\lambda, s \gg l_0$.

Además se utiliza el criterio $\lambda, s \ll \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}$ donde $\lambda_0 = 2\pi \frac{c}{\omega}$ [24], que es una consecuencia de requerir que $|\mu_{ij}| < 1$ y que la longitud de onda de la onda magnetostática sea mucho menor que la longitud característica de la muestra s .

Combinando estos dos límites tenemos que $l_0 \ll \lambda, s \ll \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}$. En particular para las películas de YIG esto significa que la aproximación magnetostática es válida en $6 * 10^{-4} \ll \lambda, s \ll 0.01$ cm. Si λ o s están fuera de estos límites habría que considerar los efectos de interacción de intercambio o efectos de retardo.

En la aproximación magnetostática el sistema de ecuaciones 2.65 y 2.65 se reducen a:

$$\begin{aligned}\nabla \times \tilde{\mathbf{h}} &= 0 \\ \nabla \cdot \hat{\mu} \tilde{\mathbf{h}} &= 0\end{aligned}\quad (2.68)$$

La primera ecuación nos dice que el campo magnético puede derivarse de un potencial escalar Φ de tal forma que $\hat{\mathbf{h}} = \nabla \cdot \Phi$. Si esto se sustituye en la segunda ecuación se obtiene:

$$\nabla \cdot (\hat{\mu} \nabla \Phi) = 0 \quad (2.69)$$

Esta ecuación se llama *ecuación de Walker*, y seguiremos nuestro análisis tomando en cuenta esta ecuación.

La guía de onda más simple sería una película delgada ferrimagnética, de manera que estudiaremos las propiedades de las ondas magnetostáticas precisamente en esta estructura. Este modelo también es una buena aproximación para las películas de monocristal. Ahora consideremos ondas magnetostáticas que se propagan con un ángulo arbitrario θ_k respecto a la magnetización M_0 , resolviendo la ecuación de Walker en la aproximación magnetostática. Este estudio fue realizado por primera vez por R. Damon y J. Eshbach [26].

Si el eje \hat{x} es perpendicular a la superficie de la película, podemos escribir el potencial como:

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_1, & x < 0 & I \\ \Psi_2, & 0 < x < s & II \\ \Psi_3, & x > s & III \end{cases} \quad (2.70)$$

Entonces el problema se reduce al sistema de ecuaciones:

$$\nabla^2 \Psi_1 = 0, \quad x < 0; \quad (2.71)$$

$$\mu \left[\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} = 0, \quad 0 < x < s \quad (2.72)$$

$$\nabla^2 \Psi_3 = 0, \quad x > s; \quad (2.73)$$

junto con las condiciones de continuidad de inducción magnética normal y campo magnético tangente en la frontera. Sin embargo, la condición de continuidad de campo magnético tangente en la frontera es equivalente a la condición de continuidad de potencial magnetostático en la frontera. Utilizaremos justamente esta condición.

Notemos que las ecuaciones 2.72 y 2.73 siempre son elípticas, y la ecuación 2.73 puede ser elíptica ($\mu > 0$) o hiperbólica ($\mu < 0$). A continuación veremos que las soluciones elípticas son ondas superficiales y las soluciones hiperbólicas son ondas volumétricas.

Como soluciones de las ecuaciones (2.72-2.73) proponemos ondas planas, cuyo vector de onda $\mathbf{k}_s = (0, k_y, k_z)$ se encuentra en el plano yz :

$$\Psi_i = X_i(x) e^{i(\omega t - k_y y - k_z z)}, \quad i = 1, 3 \quad (2.74)$$

Al sustituir 2.74 en las ecuaciones 2.72-2.73, obtenemos ecuaciones diferenciales con coeficientes constantes:

$$\frac{d^2 X_i}{dx^2} - k_s^2 X_i = 0, \quad i = 1, 3 \quad (2.75)$$

$$\frac{d^2 X_2}{dx^2} - \chi^2 X_2 = 0 \quad (2.76)$$

donde $k_s^2 = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$ y $\chi = \sqrt{\frac{k_z^2}{\mu} + k_y^2}$.

Supongamos ahora que χ es una cantidad real y positiva. Esto es cierto cuando $\mu = 0$ o $\omega < \omega_H$, $\omega > \omega_1$ ya que $\mu = \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_H^2}$. Resolviendo las ecuaciones 2.76, 2.76 y tomando en consideración que Ψ_1 y Ψ_3 deben ser acotadas en $\pm\infty$, obtenemos:

$$\Psi_1 = Ae^{k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (2.77)$$

$$\Psi_2 = (Bch(\chi x) + Csh(\chi x))e^{i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (2.78)$$

$$\Psi_3 = De^{-k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (2.79)$$

$$(2.80)$$

Para obtener la relación de dispersión para este tipo de ondas, imponemos las condiciones a la frontera y se obtiene un sistema de ecuaciones para las constantes A , B , C y D :

$$A = B \quad (2.81)$$

$$De^{-k_s} = Bcosh(\chi s) + Csinh(\chi s) \quad (2.82)$$

$$k_s A = \mu\chi C - \mu_a k_y B \quad (2.83)$$

$$-k_s De^{-k_s s} = \mu\chi(Bsinh(\chi s) + Ccosh(\chi s)) - k_y \mu_a (Bcosh(\chi s) + Csinh(\chi s)) \quad (2.84)$$

Las soluciones no triviales de este sistema de ecuaciones existen si su determinante es cero. Esto nos lleva a una ecuación implícita para la relación de dispersión:

$$2k_s \mu \chi coth(\chi s) + \mu^2 \chi^2 + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0 \quad (2.85)$$

Sustituyendo aquí la forma explícita de χ obtenemos:

$$2k_s \sqrt{\mu(k_z^2 + \mu k_y^2)} ch\left(\sqrt{\frac{k_z^2}{\mu} + k_y^2} s\right) + \mu(k_z^2 + \mu k_y^2) + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0 \quad (2.86)$$

Al analizar la ecuación 2.86, podemos darnos cuenta que esta ecuación no tiene soluciones reales para $\omega > \omega_H$ y el espectro de las ondas magnetostáticas superficiales se encuentra en la región $\omega > \omega_1$. Además, el límite superior del espectro se encuentra en:

$$\omega_B = \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \quad (2.87)$$

En este caso, la ecuación 2.87 corresponde al caso de ondas que se propagan en la dirección perpendicular a M_0 ($\theta_k = \frac{\pi}{2}$). Suponiendo que $k_z = 0$ para estas ondas es fácil obtener de 2.86 una nueva ecuación de dispersión:

$$2\mu ch(|k_y| s) = \mu_a^2 - \mu^2 - 1 \quad (2.88)$$

Al sustituir la expresión explícita para μ y μ_a obtenemos la relación de dispersión con una expresión muy simple :

$$\omega_k^2 = \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{2}\right)^2 - \left(\frac{\omega_M}{2}\right)^2 e^{-2|k_y|s} \quad (2.89)$$

En particular, si $k = 0$ (una precesión de magnetización uniforme) obtenemos que:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 H_0 (H_0 + 4\pi M) \quad (2.90)$$

2.6. PROPAGACIÓN DE ONDAS DE SPIN EN UNA PELÍCULA DELGADA FERRIMAGNETICA 27

De esta manera, si se varía k_y de 0 a ∞ la frecuencia varía en el rango $\omega_1 < \omega < \omega_B$, que abarca toda la región de frecuencias donde existen las ondas superficiales:

$$\Delta\omega = \omega_B - \omega_1 = \frac{\omega_M^2}{4(\omega_B + \omega_1)} \quad (2.91)$$

Podemos notar que $\Delta\omega \rightarrow 0$ cuando $H_0 \rightarrow \infty$. En otras palabras, cuando se incrementa H_0 el rango de frecuencias disminuye.

Ahora, podemos expresar las constantes B , C y D de los potenciales magnéticos en términos de la constante A utilizando la ecuación 2.88.

$$\begin{aligned} B &= A & C &= \frac{1 + \mu_a}{\mu} A \\ D &= \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} A \end{aligned} \quad (2.92)$$

De esta forma, para $k > 0$ se tiene que:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A e^{kx + i(\omega t - ky)} \\ \Psi_2 &= A \left(ch(kx) + \frac{1 + \mu_a}{\mu} sh(kx) \right) e^{i(\omega t - ky)} \\ \Psi_3 &= A \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} e^{-kx + i(\omega t - ky)} \end{aligned} \quad (2.93)$$

donde

$$k = \frac{1}{2s} \ln \left(\frac{(\mu - 1)^2 - \mu_a^2}{(\mu + 1)^2 - \mu_a^2} \right) \quad (2.94)$$

Sabiendo las expresiones para el potencial magnetostático, podemos calcular los campos magnéticos en cada región:

$$\begin{aligned} \tilde{h}_x &= k\Psi_1 & , & & \tilde{h}_y &= -ik\Psi_1 & , & & x < 0; \\ \tilde{h}_x &= Ak \left(sh(kx) + \frac{1 + \mu_a}{\mu} ch(kx) \right) e^{i(\omega t - ky)} & , & & \tilde{h}_y &= -ik\Psi_2 \\ \tilde{h}_x &= -k\Psi_3 & , & & \tilde{h}_y &= -ik\Psi_3 & , & & x > s; \end{aligned} \quad (2.95)$$

Es interesante discutir la precesión homogénea de la magnetización, que corresponde al caso $k = 0$ y $\omega = \omega_1$ (es decir, $\mu = 0$). Para k pequeñas podemos desarrollar la ecuación 2.94 en potencias de μ alrededor de $\mu = 0$ y hasta el primer término tendríamos:

$$k = \frac{2\omega_H}{s\omega_M} \mu \quad (2.96)$$

De esta forma, de las ecuaciones 2.95 para $k = 0$ podemos concluir que $h_x = h_y = 0$ en las regiones 1 y 3. En la región 2:

$$\boxed{h_y = 0 \quad , \quad h_x = \frac{2A\omega_H}{s\omega_M} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\omega_H}{\omega_M}} \right) e^{i\omega t}} \quad (2.97)$$

De esta forma, la precesión homogénea de los spines no crea campos fuera de la película. Dentro de la película, el campo magnético solo tiene componente en dirección x .

Como características generales de las ondas coherentes de spin en películas ferrimagnéticas podemos mencionar [28]:

1. Existe un rango amplio de frecuencias ($\approx 1 - 50$) GHz, cuyo límite superior está dado por el incremento en el valor de campo magnético constante H_0 y el límite inferior está dado por la existencia de dominios en los campos magnéticos de baja intensidad H_0 .
2. Se puede cambiar la frecuencia de la onda en un rango grande, cambiando el valor de H_0 .
3. Existe un rango de números de onda ($\approx 10 - 10^4 \text{ cm}^{-1}$) que no dependen de la frecuencia ω .
4. La velocidad de grupo es pequeña.
5. Las pérdidas por dispersión son pequeñas.

Nos faltaría analizar el caso de la ecuación 2.73 para $\mu < 0$. Este caso se denomina comúnmente ondas magnetostáticas volumétricas. Sin embargo, la propagación de estas ondas en la dirección perpendicular a M es muy débil. Por eso no discutiremos ese caso.

Capítulo 3

Dispositivo Experimental

El propósito principal del trabajo experimental descrito en esta sección es observar y caracterizar las oscilaciones de la magnetización en una película delgada de YIG. En la primera parte observamos los dominios de momentos magnéticos en la película directamente a través de un microscopio mediante efecto Faraday, en la segunda parte se realiza la detección óptica del spin-ringing en la película, y por último se comparan las características de la película que tiene mejor spin-ringing con películas que tienen una respuesta más débil. Es precisamente en la segunda parte del trabajo experimental donde se aborda el principio operacional del magnetómetro basado en la espectroscopia de magnones.

El funcionamiento del dispositivo propuesto en este trabajo de tesis se basa en precesión de magnetización de una película delgada de YIG. Cuando a la muestra de YIG se aplica un campo magnético bias homogéneo, esta muestra se magnetiza, es decir los dominios magnéticos desaparecen y los momentos magnéticos se orientan en una dirección dada. Si posteriormente se aplica un campo magnético pulsado (menos intenso que el campo magnético bias) los momentos magnéticos en la muestra oscilarán alrededor de la nueva posición de equilibrio con una frecuencia proporcional al campo bias. La precesión de momento magnético se detecta utilizando efecto Faraday y la señal de salida se caracteriza con dos parámetros: la frecuencia de precesión y la amplitud de la respuesta óptica en esta frecuencia.

Existen dos regímenes operacionales del magnetómetro propuesto:

- El régimen lineal donde $h(t) < H_0$, es decir el campo magnético pulsado es menor al campo magnético bias. Cuando $h(t)$ de intensidad moderada es aplicado a una película de YIG saturada, su magnetización M precesará alrededor de la posición de equilibrio determinada principalmente por la dirección de H_0 . En este régimen la amplitud de la precesión de magnetización será lineal respecto a $h(t)$ hasta que $\frac{h(t)}{H_0} \approx 0.2$.
- El régimen no-lineal donde $h(t) > H_0$. Cuando $h(t)$ es muy intenso, \vec{M} precesará alrededor de la posición de equilibrio determinada principalmente por $h(t) + H_0$. En este régimen, la amplitud de precesión será fuertemente no-lineal respecto a $h(t)$. Sin embargo, una de las frecuencias de oscilación de M dependerá linealmente de $h(t)$. En este caso, no habrá efectos de saturación, debido a que se mide solamente diferencia en frecuencias y no amplitud.

La primera parte de nuestro trabajo consiste en observar los dominios de momentos magnéticos en una película delgada de YIG. Esto se logra a través del efecto Faraday, descrito en la sección

2.4. En este caso, la propagación de la luz es perpendicular a la película, de tal forma que no se trata de una guía de onda. El arreglo experimental se muestra en la figura 3.1.

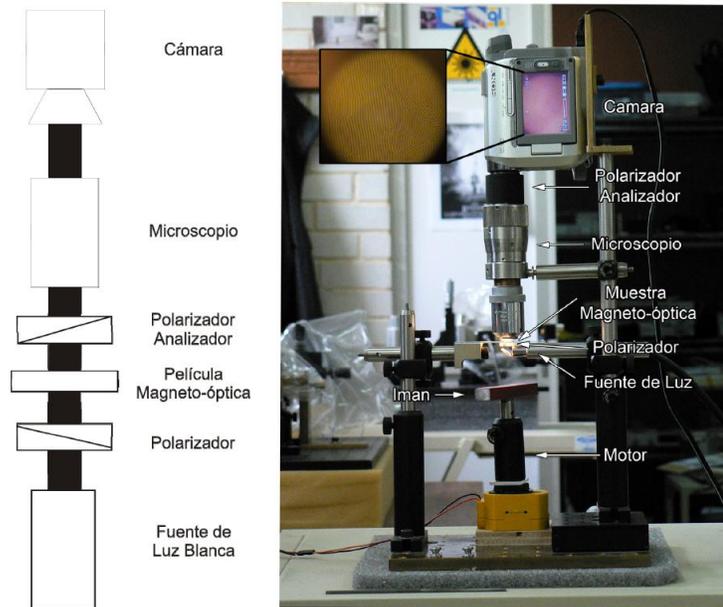


Figura 3.1: Dispositivo experimental para observar los dominios de momentos magnéticos en la muestra

Para realizar este experimento utilizamos la luz polarizada de una lámpara que se hizo pasar a través de la muestra en dirección perpendicular a la superficie de la película. Posteriormente, la luz se hizo pasar nuevamente por un polarizador analizador y captada por una cámara de video. Al atravesar la película, el plano de polarización de la luz gira según el efecto Faraday y este cambio se traduce en cambio de la intensidad de la luz gracias al polarizador analizador. Por lo tanto, podemos observar los dominios en los cuales la orientación de los momentos magnéticos esta fuera del plano de la película como áreas oscuras, y los dominios en los que la orientación de los momentos magnéticos esta en el plano de la película como áreas claras ya que en ese caso la polarización de la luz no cambia.

La segunda parte del experimento consistió en observar las oscilaciones de la magnetización en la película de YIG. Para realizar este experimento utilizamos los siguientes instrumentos:

- Un diodo láser, cuya longitud de onda es 1310 nm y cuya potencia es de 10 mW. La luz a la salida de este láser esta polarizada.
- Fotodetector, cuyo tiempo de subida de 100 ps.
- Osciloscopio Tectronix DPO4104 que tiene un ancho de banda de 1 GHz.
- Generador de pulsos cortos Avtech AVI-V-HV3-C. Su tiempo de subida es de 250 ps y de bajada es de 4 ns. El voltaje máximo (la altura) del pulso es de 100 V y la duración del pulso

es de 4-100 ns. El generador fue acoplado a un transductor de microcinta (5 mm de ancho) que funciona como antena para excitar las oscilaciones magnetostaticas en la muestra.

Cabe destacar que una característica importante de este arreglo experimental es que el osciloscopio esta sincronizado con el generador de pulsos. Es decir, cuando se aplica un voltaje en la microcinta y se crea un campo magnético pulsado en la muestra, al mismo tiempo observamos un escalón en el osciloscopio.

Para controlar las propiedades del haz, utilizamos una lente para enfocarlo y otra para colimararlo. Además, utilizamos un polarizador para analizar la polarización del haz a la salida de la muestra. Como muestra utilizamos una película delgada de YIG depositada sobre GGG de un solo lado. La muestra mide 6 mm en la dirección en la cual se hizo pasar la luz y 1.5 mm de ancho. Además, la muestra fue pulida con polvo de diamante para garantizar la entrada de la luz en un extremo y la salida en el otro.

Estos elementos fueron colocados como se muestra esquemáticamente en la figura 3.2.

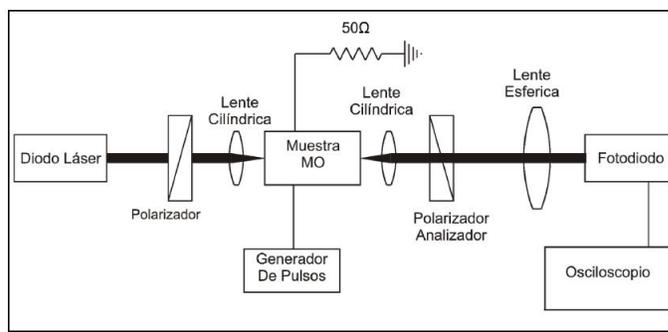


Figura 3.2: Dispositivo Experimental

Como podemos ver, la luz del láser fue enfocada en capa de YIG en la muestra. Supongamos por un momento que el generador de señal esta desconectado. En este caso, la magnetización de la muestra sería perpendicular a la dirección de propagación todo el tiempo. Debido a esto, no habría efecto Faraday en la muestra y la polarización de la luz a la salida sería igual que la de la entrada. La magnetización de la película fue variada utilizando un imán de ferrita, que genera un campo magnético de aproximadamente 800 G en su superficie. El campo que genera este imán se denomina *bias*.

El generador de señal genera un campo magnético variable en la microtira en dirección de la propagación de la luz. A este campo magnético le llamaremos *pulsado*. Las orientaciones respectivas de la magnetización de la película, el campo magnético de la microcinta y la luz se muestran esquemáticamente en la figura 3.3.

El campo pulsado causa que ahora haya una componente de la magnetización en dirección de la propagación de la luz. Entonces, en la muestra habrá una conversión de modos TE-TM de la luz de entrada, proporcional a la magnetización en dirección de propagación de la luz (ver ecuación 2.57). Utilizando un polarizador analizador a la salida de la muestra, esta conversión de modos se traduce en un cambio en la intensidad de la luz.

Sin embargo si el tiempo de subida del campo magnético es breve (de orden de picosegundos), la reorientación del momento magnético de la muestra es un proceso dinámico. Como hemos visto

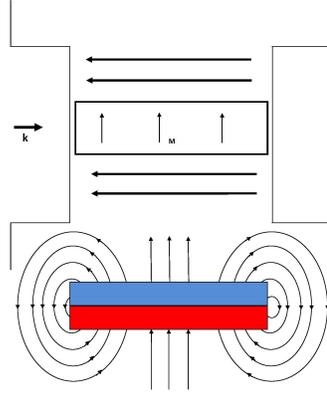


Figura 3.3: Orientaciones relativas del haz de luz de láser (\vec{k}), el campo magnético bias y el campo magnético pulsado.

en la sección 2.1 la magnetización empezará a precesar alrededor de la nueva posición de equilibrio. Esto causará que la componente de la magnetización en dirección de la luz cambie de acuerdo a la ecuación de Landau-Lifshitz (ecuación 2.23) y las ecuaciones de Maxwell. Debido a que el tamaño de la microcinta es comparable al de la muestra de YIG, supondremos que las oscilaciones de la magnetización serán homogéneas, es decir, se excitara una onda magnetostática con vector de onda $k = 0$. El caso de estas ondas fue discutido en la sección 2.6. Por lo tanto esperamos una oscilación en la señal de salida (también llamada *spin ringing*), cuya frecuencia es proporcional al campo magnético aplicado (bias) H_0 (ecuación 2.90). Sin embargo, también investigamos la dependencia de la frecuencia de spin ringing del campo magnético producido por la microcinta (campo pulsado) a campo magnético bias constante.

Como tercer punto medimos el parámetro S_{11} (el coeficiente de reflexión de la tensión del puerto de entrada) y S_{12} (es la ganancia de la tensión en directa) que caracterizan la película. Para hacer esto utilizamos el analizador de red Wiltron 360SS47. El dispositivo experimental utilizado se muestra en la figura 3.4

Como podemos ver, la muestra de YIG se magnetiza en dirección perpendicular al campo magnético de la antena que excita ondas de spin superficiales en la muestra con diferentes números de onda. Estas ondas llegan a la segunda antena y son detectadas. De esta forma, el parámetro S_{11} indica cuanto de las ondas que fueron generados por la antena se 'regresan' son detectados por la misma antena. Por otro lado, el parámetro S_{21} indica cuanto de las señales generadas son detectadas por la segunda antena. Estos parámetros son medidos para cada frecuencia de precesión de magnetización.

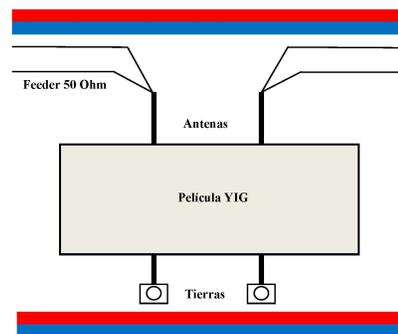


Figura 3.4: Dispositivo experimental para medir los parámetros de dispersión S_{11} y S_{21}

Capítulo 4

Resultados Experimentales

En este capítulo reportamos y discutimos los resultados obtenidos al realizar los procedimientos descritos en el capítulo anterior. En particular, discutimos los dominios magnéticos que se observan en la muestra, las propiedades de spin ringing y comparamos las características de la muestra de YIG que tiene spin ringing con las muestras que si tienen una fuerte respuesta óptica pero no presentan spin ringing.

4.1. Los dominios en la muestra

Al observar los dominios en la muestra, obtuvimos las imágenes que se muestran en las figuras 4.1-4.3. Podemos observar que en ausencia de campo magnético existen dominios cerca de la orilla

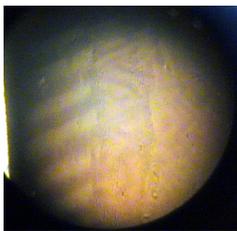


Figura 4.1: Los dominios en la muestra en ausencia de campo magnético.

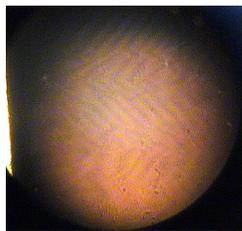


Figura 4.2: Los dominios en la muestra en un campo magnético débil.

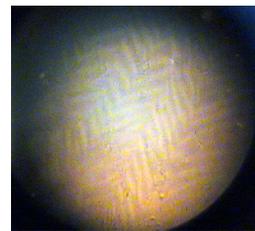


Figura 4.3: Los dominios en la muestra al aplicar un campo magnético en dirección distinta a figura 4.2

de la muestra en forma de tiras gruesas. Al aplicar un campo magnético débil a la muestra aparece un patrón de dominios en forma de "parquet", que cambia de orientación al cambiar la dirección del campo (figuras 4.2 y 4.3).

Por último debemos mencionar que los dominios magnéticos desaparecen en un campo magnético de aproximadamente 20 Gauss. Es decir, al aplicar un campo de esta magnitud, los momentos magnéticos de la muestra se orientan en el plano de la muestra.

4.2. El espectro de magnones

Al realizar la segunda parte del experimento, observamos una señal típica en el osciloscopio como la que se muestra en la figura 4.4 que fue obtenida con un voltaje fijo de 100 V en la microcinta. Podemos observar que la señal consiste de un escalón, que se debe al efecto Faraday en la muestra con una oscilación de la señal encima del escalón y justo cuando el escalón se acaba. Durante el experimento observamos que la frecuencia de estas oscilaciones depende de la magnitud del campo magnético bias (aunque esto no puede ser visto de la grafica 4.4), por lo cual podemos decir con seguridad que se trata de spin-ringing.

Las dos oscilaciones de la señal se deben a la precesión homogénea del spin en la muestra alrededor del nuevo campo magnético, hasta que se llega a la posición de equilibrio. Debido a esto la intensidad de la oscilación decae, es decir, proyección de la amplitud de la precesión del spin alrededor de la nueva posición de equilibrio sobre la dirección de propagación de la luz es cada vez menor.

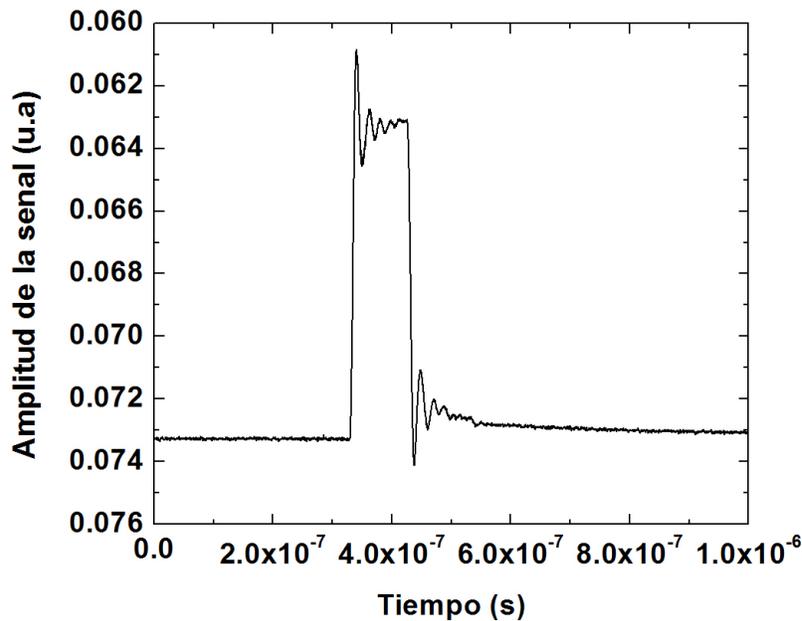


Figura 4.4: Señal magnetoóptica típica con un voltaje de 100 V en la microcinta.

Ahora observemos que la oscilación de la señal encima del escalón en este caso particular consiste de aproximadamente cuatro periodos, de lo que podemos inferir que el spin precesa aproxima-

mente cuatro veces alrededor del nuevo campo magnético con una amplitud de oscilación cada vez menor. Por otro lado al terminar el escalón la oscilación de la señal consiste del mismo número de periodos que en el caso anterior. Esto significa que el regreso de la magnetización a su posición original ocurre aproximadamente en el mismo número de oscilaciones. Por otro lado, las oscilaciones encima del escalón duran aproximadamente $0.1 \mu s$, al igual que las oscilaciones fuera del escalón. De estos datos podemos calcular una frecuencia de spin ringing de aproximadamente 40 MHz para este caso particular. Sin embargo, también se observaron señales de hasta 1 GHz (cien oscilaciones) en las mismas condiciones que no se presentan aquí debido a que es difícil ver tantas oscilaciones en una sola grafica. Como veremos más adelante las frecuencias de spin ringing de hasta 350 MHz aproximadamente corresponden a oscilaciones de las paredes de los dominios. En campos bias que producen frecuencias más altas los dominios desaparecen dando lugar a una precesión homogénea de la magnetización.

Por otro lado notemos que la amplitud máxima de las oscilaciones encima del escalón es de aproximadamente 0.004 u.a mientras que la amplitud máxima de las oscilaciones fuera del escalón es de 0.003 u.a. aproximadamente. Esto puede atribuirse a que el tiempo de subida del generador de señal es mucho más rápido que el tiempo de bajada. Por otro lado la amplitud del escalón es de aproximadamente 0.01 u.a, de tal forma que la amplitud del spin ringing es de 40-30 por ciento de la amplitud del escalón.

La existencia de dos oscilaciones en la señal puede explicarse como sigue en este párrafo. En ausencia de campo magnético pulsado en la tira, la magnetización de la muestra está orientada en una posición de equilibrio que se determina por la el campo magnético bias. Cuando empieza el escalón se produce un voltaje en la microcinta que origina un campo magnético nuevo en la muestra y la magnetización de la muestra oscila alrededor de este campo. Cuando el escalón se termina, el campo magnético originado por la microcinta también desaparece, de tal forma que ahora se tiene una situación idéntica a la original (ausencia de campo magnético pulsado) y la magnetización de la muestra oscila alrededor de su posición de equilibrio original y finalmente se orienta en la dirección de equilibrio. En resumen, se observan dos oscilaciones debido a que la reorientación de la magnetización de la muestra ocurre dos veces durante el pulso de campo magnético: cuando este aparece y cuando desaparece.

Durante el experimento se determino que el escalón puede ser eliminado preservando el spin ringing, como se muestra en la figura 4.5. Esta señal se logro cuando la entrada de la luz a la muestra estaba fuera de la microcinta, pero la salida de la luz de la muestra quedaba dentro de la microcinta.

En la grafica 4.5 podemos observar que en este caso la duración de la oscilación es aproximadamente $0.1 \mu s$ al igual que en el caso donde si se observa el escalón. La diferencia principal con el caso anterior es que en este caso se observa que la amplitud de la oscilación no decae continuamente, sino que aparece una especie de 'beating' que divide la señal en 3 porciones. Sin embargo debemos notar que las amplitudes máximas de las oscilaciones si decaen continuamente. En un periodo de spin ringing, la oscilación completa aproximadamente once oscilaciones en la primera porción, doce oscilaciones en la segunda y ocho oscilaciones en la tercera con un total de 31 oscilaciones. De aquí podemos aproximar la frecuencia de spin ringing con 310 MHz. Esto sugiere que existe otra señal de una frecuencia aproximadamente diez veces menor (31 MHz) que modula (es decir, multiplica) la señal original. Otra posibilidad sería una señal que difiere por 30 MHz en frecuencia respecto a la señal original y se suma con esta, de originando una nueva señal cuya amplitud varia periódicamente. La amplitud máxima de la señal en cada porción es de aproximadamente 0.09 u.a en la primera sección, 0.04 u.a en la segunda sección y 0.015 u.a en la última sección. De esta forma

a amplitudes máximas en cada sección si decaen continuamente. Debemos mencionar que esta situación no solo se observa cuando se ha eliminado el escalón, sino que se observa a frecuencias grandes sin importar la amplitud del escalón. La desaparición del escalón puede explicarse como

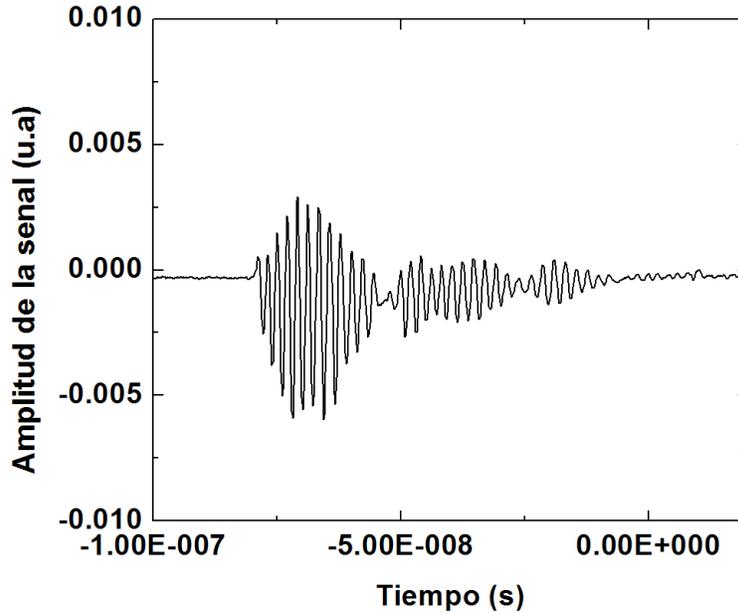


Figura 4.5: Spin ringing sin escalón

sigue en este párrafo. La porción de la muestra que queda fuera de la microcinta solo percibe el campo magnético bias. La orientación de la magnetización en esa parte de la muestra no necesariamente será perpendicular a la dirección de propagación de la luz debido a la no-uniformidad del campo o debido a que la magnitud de campos magnético internos de la muestra sean comparables al campo externo bias. Cuando la luz atraviesa esta porción de la microcinta, el plano de polarización gira debido al efecto Faraday en una guía de onda y al llegar a la porción de la muestra que está en contacto con la microcinta, entrara con condiciones iniciales que depende de la longitud recorrida fuera de la microcinta. Al entrar a la porción de la muestra que está dentro de la microcinta, la magnetización oscilara alrededor de la nueva posición de equilibrio, como ya se había discutido. De esta forma, al regular la longitud de la muestra queda fuera de la microcinta y cuanto queda dentro podemos eliminar el escalón.

Analicemos ahora la señal obtenida en el dominio de las frecuencias. Para facilitar esto se realizó la transformada rápida de Fourier (o por sus siglas en inglés FFT) de las señales. En la figura 4.6 podemos ver el espectro típico de una señal en el osciloscopio a campo pulsado fijo. La característica más notable del espectro es que consiste de tres picos de distintas amplitudes. Los picos tienen un ancho rms de aproximadamente 20 MHz cada uno, mientras que la señal completa tiene un ancho de 100 MHz. Los dos picos más altos están separados aproximadamente 30 MHz. Este comporta-

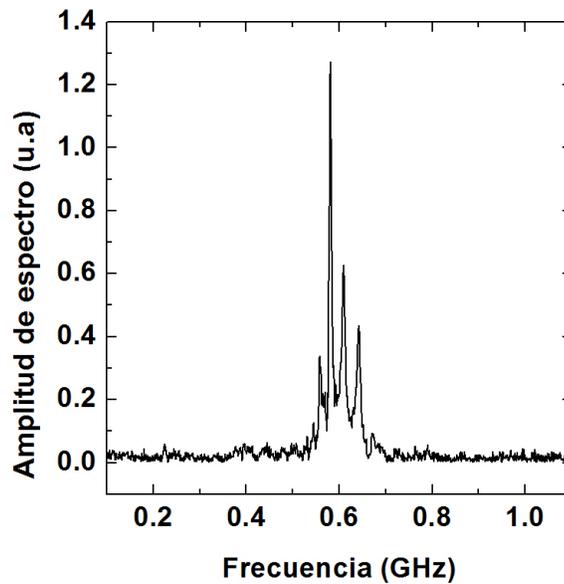


Figura 4.6: Transformada de Fourier de una señal típica

miento confirma que existe más de una frecuencia en la señal, lo cual ya habíamos argumentado anteriormente por la presencia del 'beating'. Aunque al discutir la teoría habíamos supuesto que existe solo una frecuencia de precesión de la magnetización y que la magnetización precesa de forma homogénea, esto no es necesariamente cierto, como lo indican los resultados de FFT. La existencia de más de una frecuencia de precesión de magnetización en la muestra puede explicarse de varias formas. Por ejemplo, si las dimensiones de la muestra exceden un poco las dimensiones de la microcinta, el campo magnético pulsado no sería homogéneo en toda la muestra. Entonces sobre la muestra actuaría un campo magnético que no homogéneo y como resultado, la magnetización de la muestra se reorientaría en direcciones ligeramente diferentes a lo largo de la muestra. Debido a que la frecuencia de precesión de la magnetización se determina por la magnitud del campo a lo largo del cual se orienta, las frecuencias de precesión serán ligeramente diferentes en distintas regiones de la muestra causando el 'beating' de la señal recibida. Implícitamente, esta situación se debe a que el campo magnético pulsado es inhomogéneo debido al diseño de la tira. Sin embargo, aunque tanto el campo magnético pulsado como el bias fueran completamente homogéneos, dentro de la muestra persistirían defectos locales (por ejemplo defectos de la red cristalina) que alterarían el campo magnético local dentro de la muestra, causando que la magnetización misma fuese inhomogénea. Al igual que en el caso anterior, las variaciones de la magnetización en la muestra causarían que existiera más de una frecuencia de precesión de la magnetización.

Para encontrar la dependencia del campo magnético bias con la frecuencia principal de la señal, observemos la figura 4.7. En esta gráfica podemos observar cómo cambia el espectro de la señal obtenida al cambiar el campo magnético bias. Podemos observar que en estas figuras al igual que en

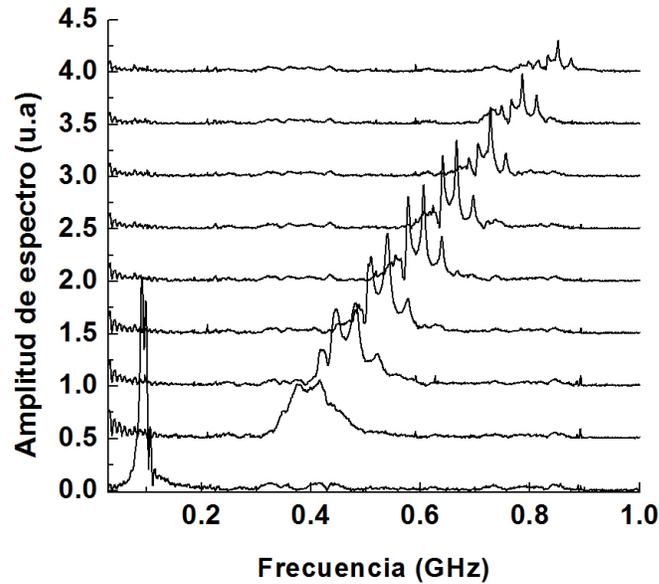


Figura 4.7: Transformada de Fourier de señales al variar el campo magnético bias

el caso discutido anteriormente existe más de una frecuencia principal. La primera señal se obtiene a aproximadamente 350 MHz. La amplitud relativa de las señales aumenta hasta alcanzar una amplitud máxima en la señal entre 600 y 700 MHz, para decaer posteriormente y desaparecer al llegar a 1 GHz. Este rango de frecuencias (350 MHz - 1GHz) determinan el rango de magnitud de campo magnético que se podría medir. Sin embargo, este rango se puede aumentar si procesamos digitalmente la señal.

A frecuencias bajas (hasta 100 MHz) podemos observar otro tipo de respuesta cuya amplitud es comparable a la señal discutida anteriormente. El ancho de estos picos es de aproximadamente 10 MHz. En esa región existen varios picos cuya amplitud decrece rápidamente y desaparece después de 100 MHz. Debido a la baja frecuencia de esos señales podemos afirmar que se trata de ruido.

Otra observación importante es que existe una respuesta muy grande (hasta 2 u.a) alrededor de 100 MHz. Esta respuesta corresponde a las precesiones de dominios que se muestran en la figura 4.3 ya que el campo magnético bias aplicado en ese caso fue pequeño. Al aumentar el campo magnético bias esa respuesta desaparece y empieza a crecer otro tipo de pico. Debido a esto es importante distinguir entre precesión de magnetización en los dominios y la precesión de magnetización cuando los dominios han desaparecido.

Otra característica importante de las señales mostradas es que su frecuencia principal se desplaza hacia valores más grandes al aumentar el campo magnético. Esto se cuantifica en la grafica 4.8, donde se muestra la magnitud del campo magnético bias como función de la frecuencia principal de spin ringing. El campo magnético bias fue medido directamente sobre la muestra con un gaussmetro. Podemos observar que la relación entre el campo magnético bias y la frecuencia de

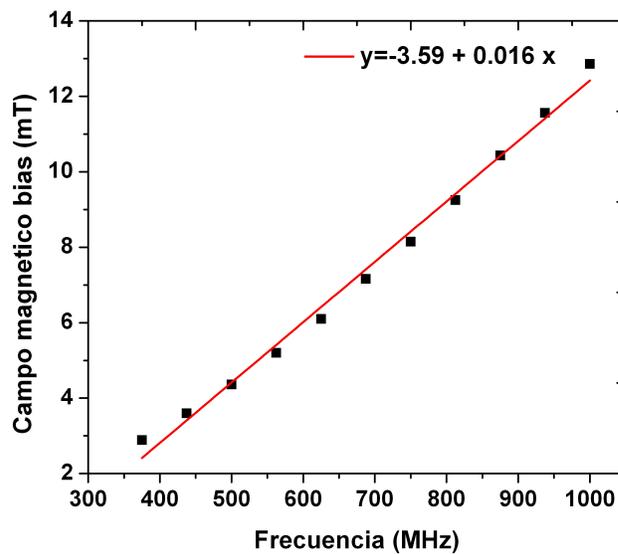


Figura 4.8: Frecuencia de spin ringing contra la magnitud del campo bias

spin ringing es claramente lineal, como podríamos esperar de la ecuación 2.90. En este hecho se basa el principio de funcionamiento del magnetómetro que se propone en esta tesis. Debido a que hemos confirmado el hecho de que el campo magnético en el que se encuentra la muestra de YIG es directamente proporcional a la frecuencia de spin ringing observado en la muestra, se puede construir un magnetómetro cuyo principio de funcionamiento este basado en este hecho.

Por otro lado, notemos que la frecuencia mínima de funcionamiento es de aproximadamente 350 MHz (que corresponde a un campo magnético bias de 3 mT), ya que antes de esta frecuencia no se observa la señal. Esto se debe a que existe un campo magnético mínimo (20 Gauss) necesario para que los dominios en la muestra desaparezcan, como se había discutido en la sección anterior. Como ya habíamos discutido, si en la muestra todavía existen dominios de todas formas observamos el spin ringing, sin embargo no podemos asegurar que el comportamiento de la frecuencia de spin ringing sea lineal con el campo magnético bias. De esta forma, el límite inferior de campo magnético que se podría medir con un dispositivo basado en la medición de la frecuencia de spin ringing se encuentra en aproximadamente 3 mT. Por otro lado, la amplitud de la señal es muy pequeña al acercarse a 1 GHz (que corresponde a 13 mT), lo que significa que este es el límite superior a los campos que se podrían medir. Sin embargo, creemos que este límite puede ser desplazado hacia campos más grandes si la señal es procesada. Otra forma de medir un campo magnético externo sería fijar el campo magnético bias, asegurándose que este sea suficiente para desaparecer los dominios en la muestra, y variar el campo magnético pulsado. Al realizar esto, obtuvimos las señales que se muestran en la figura 4.9. En esta grafica podemos observar que la señal es idéntica a la que hemos observado anteriormente (ver grafica 4.4) ya que el proceso físico responsable por esta respuesta es el mismo. Al variar el voltaje que se aplica a la microcinta, el campo magnético pulsado que se produce en cada caso es diferente. La señal que corresponde a un voltaje de 100 V en la microcinta,

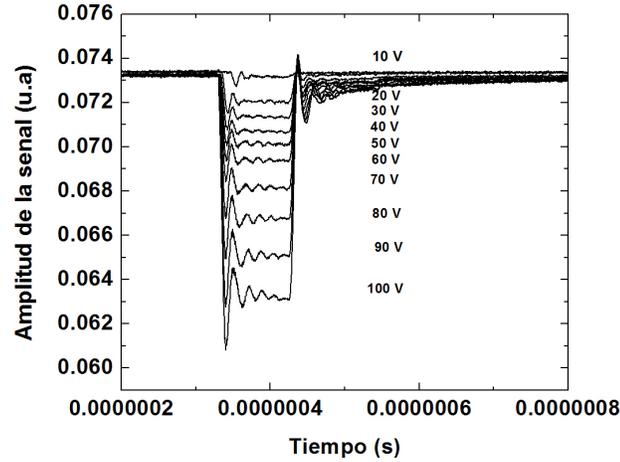


Figura 4.9: Señales típicas en el osciloscopio al variar el voltaje en la microcinta.

realiza aproximadamente 4 periodos de oscilación en $0.1 \mu s$, es decir una frecuencia de 40 MHz. Además podemos observar que en este caso, la frecuencia de las señales permanece constante, sin embargo la amplitud de la señal si decae de un máximo de 0.0035 u.a en 100 V a 0.0005 u.a para 10 V. Además, podemos notar que la amplitud del escalón no decrece de forma lineal en todo el rango de voltajes. Este comportamiento es radicalmente distinto al caso cuando mantenemos el campo magnético pulsado constante y variamos el bias, ya que al parecer la frecuencia de oscilación no depende de la magnitud del campo magnético pulsado. Esto era de esperarse ya que la expresión 2.90 para la frecuencia de oscilación en términos de campos magnéticos presentes no depende de la componente periódica del campo \tilde{h} .

Sin embargo si esperamos que la amplitud de la señal varíe cuando variamos el campo magnético pulsado ya que en este caso varia la amplitud de campo magnético que perturba la orientación de los spines. Es decir, es de esperarse que entre más grande sea el campo con el que se desvía el spin de su posición de equilibrio, mas grande será la proyección de la desviación sobre la dirección de propagación de la luz.

Otra posibilidad que investigamos es la dependencia de la amplitud de oscilación de la magnitud del campo bias (o equivalentemente la frecuencia de spin ringing, ya que hemos determinado que estos son directamente proporcionales). Para determinar si esta dependencia existe, medimos la amplitud de spin ringing como función del voltaje en la microcinta para distintas frecuencias del spin ringing. Los resultados obtenidos se reportan en la grafica 4.10. Cabe destacar que las amplitudes de spin ringing para cada frecuencias fueron normalizadas a la amplitud obtenida a 100 V (que también es la amplitud máxima) en cada caso.

Podemos observar que en cada caso, la dependencia es lineal y los puntos a mismo voltaje en la microcinta para cada frecuencia no están muy alejados entre sí. Esto significa que la forma en que depende la amplitud de spin ringing del campo magnético pulsado es la misma para cualquier magnitud del campo magnético bias, si las curvas se normalizan.

Al realizar estos experimentos se hizo evidente que la película delgada de YIG debe tener

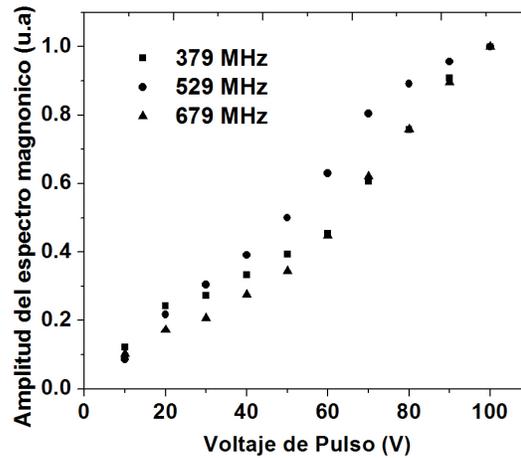


Figura 4.10: Voltaje en la microcinta contra la amplitud de la señal a diferentes frecuencias de spin ringing.

propiedades muy particulares para que se pueda observar la respuesta de spin ringing, ya que se pulieron varias muestras de YIG, pero solo una de ellas tenía respuesta notoria. Para esclarecer esto medimos los parámetros S_{11} y S_{21} de diferentes muestras de YIG, que se muestran en las figuras 4.11 - 4.12. En estas graficas llamamos 'superpelícula' a la muestra para la que obtuvimos una respuesta grande de spin ringing (es decir, la misma película para la que se muestran los resultados anteriores); y 'película 1' o 'película 2' a las películas en las que se observa efecto Faraday (es decir, el escalón) pero no tienen spin ringing. En particular, para película 1 no se observa spin ringing, mientras que para película 2 si hay respuesta pero es muy débil.

Cabe destacar que los resultados que se muestran fueron obtenidos en un campo magnético de 680 G para la superpelícula y 415 G para las demás películas, para poder mostrar todos los resultados en el mismo rango de frecuencias.

En estas graficas podemos observar que el parámetro S_{11} de la superpelícula llega hasta -7 dB, mientras que el de las demás películas llega a aproximadamente -4 dB, es decir en realidad la respuesta de la superpelícula es 1000 veces mayor. La reflexión en el puerto de entrada indica que las ondas de spin en la muestra se reflejan libremente en la superpelícula y película 2, pero no en la película 1.

Por otro lado, la superpelícula también es mejor en el parámetro S_{21} , que indica cuánto de la señal que entra al sistema sale de ésta, es decir la ganancia. Podemos observar en la figura 4.12 que para la película se llega a un máximo de -10 dB, lo que significa que se transmite 10% de la señal que entra, a través de las ondas de spin a lo largo de la película. Una situación similar corresponde al caso de la película 2, pero con una ganancia menor. Sin embargo, para la película 1 el parámetro S_{21} se encuentra en aproximadamente -50 dB, lo que significa que muy poco de la señal se transmite a través de la película, es decir, las ondas de spin no se transmiten.

De esta forma, podemos caracterizar una película de YIG en términos de la transmitancia y reflectancia de las ondas de spin en ésta. Una película útil para hacer el magnetómetro debe

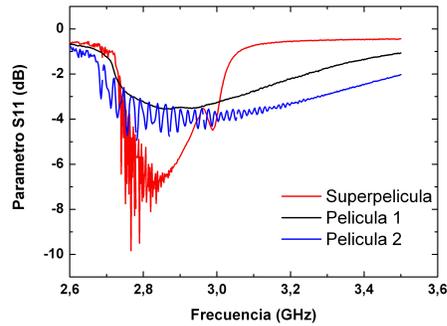


Figura 4.11: Parámetro S_{11} de diferentes muestras.

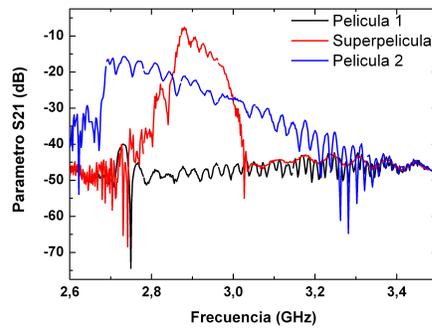


Figura 4.12: Parámetro S_{21} de diferentes muestras.

presentar características similares a la de la superpelícula, es decir, el parámetro S_{11} de al menos -7 dB y parámetro S_{21} de al menos -10 dB.

4.3. Resolución y sensibilidad

En la primera parte del experimento fijamos el campo magnético pulsado y variamos el campo magnético bias. Para determinar la resolución tomamos como referencia el ancho de un espectro típico a frecuencia fija (campo bias fijo). Este ancho se tomó a un valor rms del pico, y se estima una resolución de 1 a 3 MHz para el rango de frecuencias 0.3-1 GHz. Esto corresponde a una resolución en campo magnético bias de 1 a 0.3 Oe. La sensibilidad del dispositivo en la configuración donde el campo magnético bias es variable se determina por el campo magnético que necesita ser aplicado para desaparecer los dominios magnéticos en la muestra. Como podemos ver en la sección 4.1 los dominios desaparecen en un campo de aproximadamente 20 Gauss. Esto concuerda con la grafica 4.7, donde la primera señal de spin ringing aparece en un campo de más de 20 Gauss.

Para determinar la sensibilidad de la configuración donde se varía el campo magnético pulsado, se necesita estimar la amplitud de spin-ringing en unidades de campo magnético. Para esto, se

acercó un imán a la muestra (verticalmente desde el lado opuesto del imán que produce el campo bias) lo que produjo un cambio en la altura del escalón. Acercamos el imán hasta que el cambio en el escalón fuera comparable a la altura de spin ringing. Al medir el campo magnético producido por este imán a la misma distancia, se obtuvo que la amplitud de spin ringing es de aproximadamente 1 Oe. Por otro lado de la gráfica 4.9 podemos ver que una amplitud de 10 V (la mínima), corresponde a 0.1 en amplitud de la señal. Por lo tanto, podemos concluir que la sensibilidad es mejor que 0.1 Oe. No es posible determinar la resolución en esta configuración, debido a que el generador de señales solo puede producir señales de 0 a 100 V en intervalos de 10 V. Sin embargo, la resolución debe ser mejor que 0.1 Oe, ya que se distingue claramente entre respuestas a señales que difieren por 10 V porque hay una disminución de al menos 10 % en la amplitud de la respuesta.

4.4. Simulaciones en el régimen lineal y no-lineal

En esta sección discutimos cómo se puede aumentar el límite superior de operación del dispositivo magneto-óptico propuesto. Las simulaciones numéricas de la dinámica de magnetización de la película delgada de YIG fueron realizadas implementando ecuación de Landau Lifshitz y tomando en cuenta todos los campos efectivos H dentro de la película.

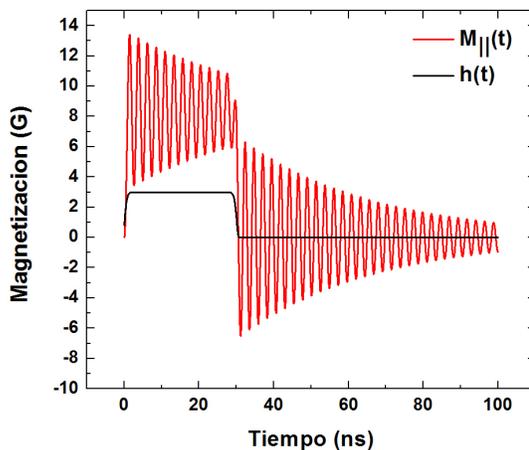


Figura 4.13: Oscilación de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} \ll H_0$

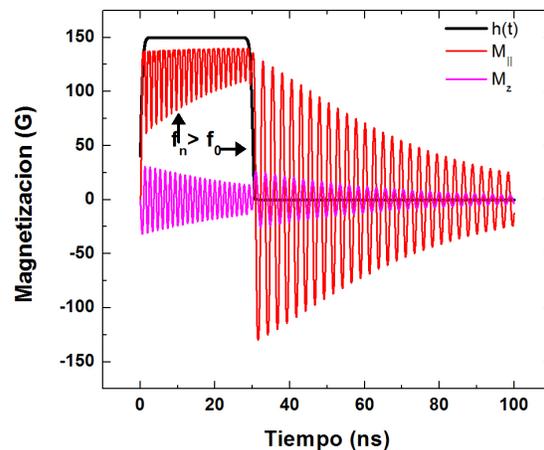


Figura 4.14: Oscilación de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} \gg H_0$

En las figuras 4.13 y 4.13 podemos ver cómo se comporta la componente dinámica de magnetización en el plano de la película $M_{||}$. La figura 4.13 muestra el comportamiento de $M_{||}$ cuando la altura máxima del campo magnético pulsado $h(t)_{max}$ es menor que el campo magnético bias H_0 . Podemos ver que en este caso $M_{||}$ oscila con la misma frecuencia al aparecer y desaparecer $h(t)$. Esto corresponde al régimen *lineal* de la precesión de magnetización. Sin embargo, la situación es diferente cuando $h(t)_{max}$ es mayor que el campo magnético bias, ya que en este caso la frecuencia de oscilación de $M_{||}$ dentro del tiempo de duración del pulso es diferente a la frecuencia de oscilación

de $M_{||}$ cuando el pulso termina.

El comportamiento de $M_{||}$ en el régimen lineal es básicamente el que se había detectado experimentalmente al mantener fijo el campo magnético bias y variar la magnitud del campo magnético pulsado. Es decir, la frecuencia de oscilación de $M_{||}$ no cambia apreciablemente al variar $h(t)_{max}$, sin embargo la amplitud espectral de la respuesta varía linealmente (figuras 4.15 - 4.18). En estas figuras $H_0 = 50$ Oe y el tiempo de duración de $h(t)$ es de 30 ns.

Sin embargo a diferencia de lo observado experimentalmente, las simulaciones en el régimen lineal muestran solo una frecuencia principal en el espectro de $M_{||}$.

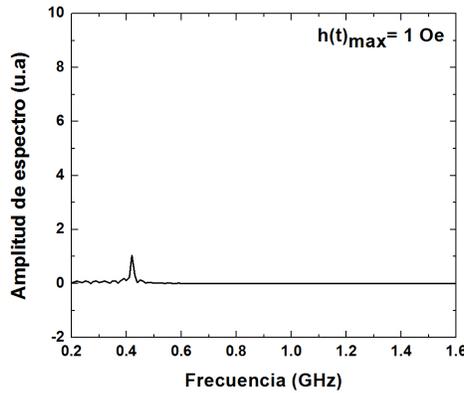


Figura 4.15: El espectro de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} = 1$ Oe.

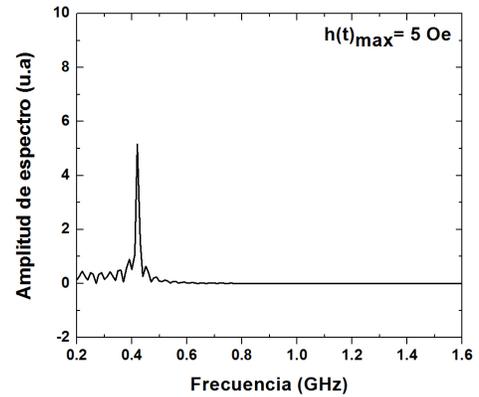


Figura 4.16: El espectro de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} = 5$ Oe.

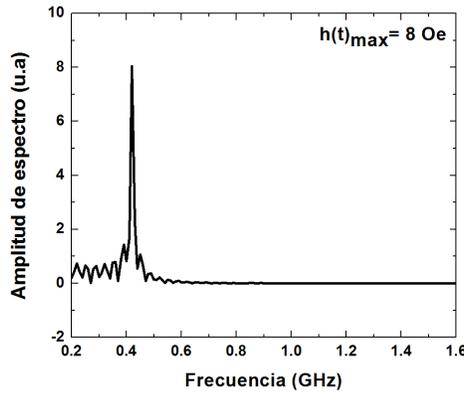


Figura 4.17: El espectro de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} = 8$ Oe.

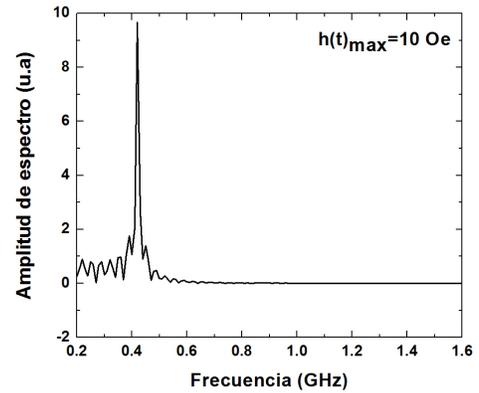


Figura 4.18: El espectro de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} = 10$ Oe.

En el régimen no-lineal (es decir, cuando $h(t)_{max}$ excede significativamente H_0) existe más de una frecuencia principal en el espectro de $M_{||}$, como se puede ver en la figura 4.19. En este caso,

la frecuencia de oscilación de magnetización dentro del tiempo de duración del pulso (f_n) aumenta respecto a la frecuencia de oscilación de magnetización al terminarse el pulso (f_0). Además se tiene que a frecuencia principal $f_0 \approx \frac{\gamma}{2\pi} H_0$, al igual que en el caso de régimen lineal. Sin embargo, a diferencia del régimen lineal el espectro exhibe otras frecuencias f_n .

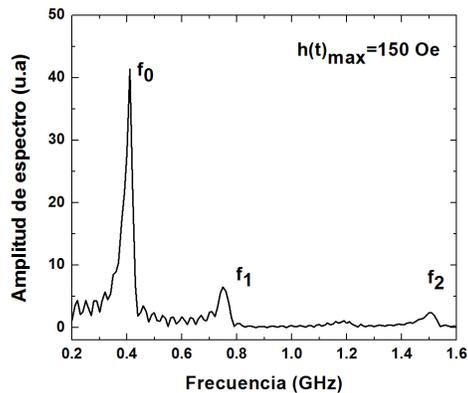


Figura 4.19: El espectro típico de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} \gg H_0$.

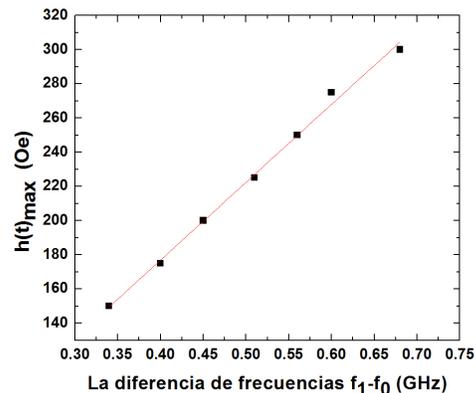


Figura 4.20: El espectro típico de $M_{||}$ cuando $h(t)_{max} \gg H_0$.

Al aumentar $h(t)_{max}$, f_0 permanece en el mismo valor. Sin embargo, f_1 aumenta significativamente y de forma lineal, como se puede ver en la gráfica 4.20. En este trabajo se han hecho simulaciones hasta $h(t)_{max} \approx 300$ Oe, debido a que cuando el campo pulsado es mayor a este valor, la amplitud del espectro en f_1 se vuelve de orden de 1 u.a.

Debido a que la diferencia de frecuencias $f_1 - f_n$ aumenta de forma lineal con la magnitud de campo magnético pulsado, esto puede ser utilizado como el principio operacional del magnetómetro para campos pulsados $h(t)_{max} \gg H_0$.

Además de esto, se calculó el espectro de las magnetizaciones M_x y M_z , es decir, las componentes transversales (respecto al plano de la película) de la magnetización. Los espectros típicos a $H_0 = 50$ Oe se presentan en las figuras 4.21 - 4.22. En el caso de espectro de M_x se observa solo una frecuencia principal, cuyo valor aumenta de forma lineal con el campo magnético pulsado. Por otro lado, el espectro de M_z muestra más de una frecuencia, al igual que en el caso de $M_{||}$. Una de ellas permanece prácticamente constante, mientras que la otra aumenta con la magnitud del campo magnético pulsado. De esta forma, al medir el estado de polarización completo de la luz de salida se puede determinar con precisión la magnitud del campo magnético pulsado.

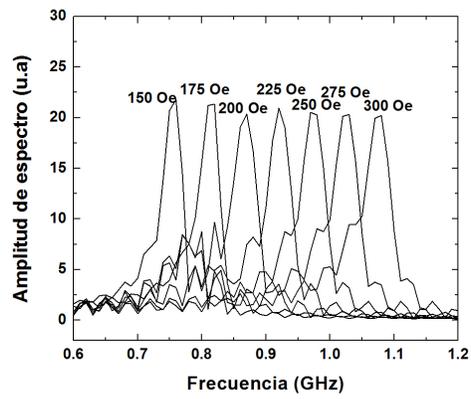


Figura 4.21: El espectro típico de M_x cuando $h(t)_{max} \gg H_0$.

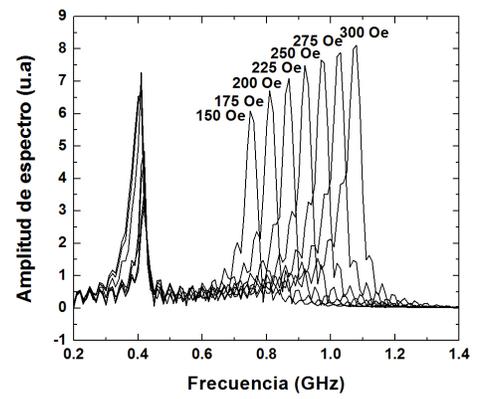


Figura 4.22: El espectro típico de M_z cuando $h(t)_{max} \gg H_0$.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo, hemos observado dominios magnéticos en una película de YIG que presenta spin-ringing. Estos dominios existen en ausencia de campo magnético, presentando una forma de tiras gruesas sobre la superficie de la muestra. Cuando la muestra está en un campo magnético menor a 20 G, los dominios se deforman presentando una forma de 'parquet' cuya dirección preferencial cambia con la dirección del campo magnético externo. Al aumentar aun más el campo magnético, los momentos magnéticos se orientan en el plano de la muestra.

Además, se ha observado spin-ringing en la configuración de campo magnético bias constante, así como en la configuración de campo magnético pulsado constante. Al fijar la magnitud del campo magnético pulsado se verificó la existencia de spin ringing en la muestra y se caracterizo su comportamiento, a través de una relación lineal entre la frecuencia de spin ringing y la magnitud del campo magnético bias. Por otra parte, se determinó que es posible eliminar el escalón de la señal, de tal forma que la señal consista únicamente de spin ringing. Esta configuración puede ser útil para medir campos magnéticos constantes y uniformes con una resolución mejor que 0.3 G y una sensibilidad mejor que 20 G. En la configuración de campo magnético bias constante, se determinó que la frecuencia de spin ringing no es sensible a los cambios en la magnitud máxima de campo magnético pulsado, pero la amplitud de la señal sí presenta una dependencia lineal de la magnitud del campo magnético pulsado. Se ha determinado que en la configuración con campo magnético bias constante se puede alcanzar una resolución y sensibilidad mejores que 0.1 G.

Por otro lado se ha observado que la película de YIG que presenta spin ringing puede caracterizarse utilizando los parámetros S_{11} y S_{21} . Gracias a esto, podemos determinar de antemano qué películas podrían servir para construir un magnetómetro (es decir, las que presentan un spin ringing notable). Este tipo de películas deben presentar un parámetro S_{11} de al menos -7 dB y parámetro S_{21} de al menos -10 dB.

Las simulaciones muestran que el magnetómetro propuesto en este trabajo permite aumentar el límite superior de los campos magnéticos pulsados a ser medidos, manteniendo el campo magnético bias constante. Además, las simulaciones muestran que la resolución del sensor puede mejorarse significativamente si se miden y se analiza el espectro las tres componentes de la magnetización, es decir, midiendo el estado completo de polarización de la luz de salida

De esta forma, se ha presentado un método para medir campos magnéticos mediante la determinación de la frecuencia de spin ringing en películas de YIG, y se han establecido las características que debe presentar una película en términos de los parámetros de dispersión. Con estos argumen-

tos, podemos afirmar que es posible construir un magnetómetro para campos magnéticos intensos y pulsados, cuyo elemento principal sería una guía de onda de YIG.

Bibliografía

- [1] Serson, P.H., *A Simple Proton Precession Magnetometer* (Dominion Observatory, Ottawa, Canada, 1962)
- [2] Yabuzaki T., Ogawa T. (1974) (*J. Appl. Phys.*) **45** (3) 1342 - 1355.
- [3] Enns R., *It's a nonlinear world* (Springer Verlag, Londres, 2010)
- [4] Rohlf, J. W. *Modern Physics from a to Z* (Wiley,Londres, 1994) pag 15.
- [5] Doriath G., Gaudry R., Hartemann P.(1982) *J. Appl. Phys.* **53** (11) 8263-8265.
- [6] Chung, R., Weber, R., Jiles, D.C. (2002) *Transactions on Magnetics, IEEE* **27** (6) 5358 - 5360.
- [7] Ruohonen J., Virtanen J., Ilmoniemi R. (1997) *Annals of Biomedical Engineering* **25**, 840–849.
- [8] AboveTopSecret.com; Kopp C., *Electromagnetic Bomb*
<http://www.abovetopsecret.com/forum/thread59555/pg1#pid622329> al 27 de septiembre 2011.
- [9] Uman M.A., *Lightning* (McGraw Hill, New York, 1969)
- [10] Gerriths Th., van der Berg H.A.M, Hohlfeld J., Bar L., Rasing Th. (2002) *Letters to Nature* **418**, 509-512.
- [11] Landau L.D, Lifshitz E.M, Pitaevskii L.P *The Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon, London, 1984)
- [12] Agranovich V.M, Ginzburg V.L *Spatial Dispersion in Crystal Optics and Theory of Excitons* (Springer, Berlin, 1985)
- [13] Stohr J., Siegmann H.C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics* (Springer, Berlin, 2006)
- [14] Kittel C., *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York , 1976)
- [15] Landau L.D, Lifshitz E.M *Quantum Mechanichs. Non-Relativistic Theory* (Pergamon, London, 1984)
- [16] Kubler, J. *Theory of Itinerant Electron Magnetism* (Clarendon, Oxford, 2000)
- [17] Gurevich A.M, Melkov G.A. *Magnetization Oscillations and Waves* (Nauka, Moscow, 1994)

- [18] Ramachandran G.N, S. Ramaseshan, *Handbuch der Physik* (Springer Verlag, Berlin, 1961) Vol. 25
- [19] Casimir H.B.G,(1966) *Philips Res. Rept.* **21**, 417 .
- [20] Polder D., (1949) *Phil. Mag.* **40**, 99 .
- [21] Tabor W.J, Chen F.S (1969) *J.Appl.Phys.* **40** 2760-5
- [22] Jackson J.D. *Classical Electrodynamics.* (John Wiley & Sons, New York, 1998)
- [23] Zvezdin, Kotov *Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials* (IOP Publishing, Bristol, 1997)
- [24] Agiezer A.I, Bariahtar V.G, Peletminsky S.V. *Spin waves* M., 1967, pag 368.
- [25] Gurevich A.G., *Magnetic resonance in ferrits and antiferromagnetic materials.* M., 1973, pag 572.
- [26] Damon R.W, Eshbach J.R. (1961) *J. Phys. Chem* **19** N3/4 308-320.
- [27] Walker L.R (1957) *Phys. Rev.* 105, 390
- [28] Danilov V.V , Zavislyak I.V , Balinskii M.G , *Spinwave Electrodynamics* (Lybid', Kiev, 1991)