



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

GUÍAS DE ONDA ESPÍN HETEROESTRUCTURADAS PARA EL
PROCESAMIENTO DE SEÑALES

TESIS

Que para optar por el grado de:

Doctor en ingeniería

PRESENTA:

Mtro. José Roberto Fragoso Mora

TUTORES PRINCIPALES:

Dr. Oleg V. Kolokoltsev. ICAT

Dr. Daniel Matatagui Cruz. ITEFI, CSIC

COMITÉ TUTOR:

Dr. Enoch Gutiérrez Herrera. ICAT

Dr. César Leonardo Ordóñez Romero. IF

Ciudad Universitaria, CD. MX. Noviembre 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Guillermo Monsiváis Galindo

Secretario: Dra. María Herlinda Montiel Sánchez

1^{er}. Vocal: Dr. Oleg V. Kolokoltsev

2^{do}. Vocal: Dr. Oleksandr Martynyuk

3^{er}. Vocal: Dr. Daniel Matatagui Cruz

Lugar donde se realizó la tesis: Ciudad de México

Tutor de tesis:

Dr. Oleg V. Kolokoltsev

Tutor de tesis:

Dr. Daniel Matatagui Cruz

Firma

Firma

Se agradece al CONACyT por la beca otorgada para la realización del presente proyecto.

Dedicado a mis seres queridos.

Resumen

En el presente trabajo de investigación se expone el marco teórico, experimentos, resultados y conclusiones alcanzadas en el estudio de guías de onda de espín tipo superficial originadas por la interacción dipolar, conocidas en la literatura como MSSWs (*Magnetostatic Surface Waves*). Las guías se conforman de heteroestructuras planas de diferentes capas de materiales: magnéticos, dieléctricos y conductores; dichas guías se sometieron a análisis teórico empleando la electrodinámica clásica para corroborar experimentalmente las hipótesis generadas, se discuten similitudes y diferencias en los resultados.

Existen dos fenómenos de interés; el acoplamiento entre dos guías de onda de espín y el efecto de capas conductoras en la proximidad de las guías, por lo que la discusión de estos temas es amplia; destacando la contribución realizada respecto al estudio de las características de acoplamiento en régimen de propagación de onda continua y propagación de pulsos, con un enfoque particular en las características de dispersión.

Por otra parte, se analiza el efecto de las capas conductoras en su papel de blindaje contra pérdidas, optimización de parámetros e implicaciones tecnológicas para el diseño de dispositivos de procesamiento de señales cuasi-ópticos. Aunado a lo anterior, se presenta una herramienta numérica basada en el método de elemento finito para la resolución general de problemas de guías de ondas heteroestructuradas.

Contenido

INTRODUCCIÓN	1
I. FUNDAMENTOS	5
I.1 ONDAS DE ESPÍN	5
I.2 MAGNÓNICA	11
I.3 HETEROESTRUCTURAS MAGNÓNICAS PLANAS.....	13
I.4 SIMULACIÓN NUMÉRICA DE HETEROESTRUCTURAS PLANAS.....	15
II. ELECTRODINÁMICA EN MEDIOS GIRO-MAGNÉTICOS Y ONDAS SUPERFICIALES.....	17
II.1 APROXIMACIÓN LINEAL DE LA ECUACIÓN DE LANDAU-LIFSHITZ.....	17
II.2 ECUACIÓN DE ONDA.....	20
II.3 CONDICIONES DE FRONTERA	22
II.4 TEOREMA DE POYNTING	23
II.5 APROXIMACIÓN TE PARA ONDAS SUPERFICIALES	26
II.5.1 <i>Energía de la onda</i>	29
II.5.2 <i>Propagación de ondas superficiales</i>	30
II.6 APROXIMACIÓN MAGNETOSTÁTICA	37
II.6.1 <i>Magnetización tangencial a la película</i>	38
II.6.2 <i>Vector de Poynting</i>	41
II.6.3 <i>Propagación de MSSWs</i>	42
II.7 DISCUSIÓN RESPECTO A LA APROXIMACIÓN MAGNETOSTÁTICA	44
II.8 PRINCIPIO VARIACIONAL.....	46

III.	ACOPLADOR DIRECCIONAL MAGNÓNICO	49
III.1	MODELO DE DOS GUÍAS DE ONDA ACOPLADAS	50
III.1.1	<i>Energía y acoplamiento</i>	56
III.1.2	<i>Retardo y velocidad de grupo</i>	60
III.2	TRABAJO EXPERIMENTAL	63
III.2.1	<i>Propagación de onda continua</i>	66
III.2.2	<i>Régimen pulsado</i>	67
III.3	DISCUSIÓN DE RESULTADOS	71
III.3.1	<i>Simplificación del modelo</i>	73
III.4	CONCLUSIONES	79
IV.	HETEROESTRUCTURAS MAGNÓNICAS CON CAPAS CONDUCTORAS	81
IV.1	MODELOS DE GUÍAS DE ONDA LIMITADA POR CAPAS CONDUCTORAS....	81
IV.1.1	<i>Apantallamiento de la superficie preferente de propagación</i>	84
IV.1.2	<i>Capas con propiedades magnéticas</i>	88
IV.2	TRABAJO EXPERIMENTAL	90
IV.3	DISCUSIÓN DE RESULTADOS	93
IV.4	CONCLUSIONES	99
V.	HERRAMIENTA NUMÉRICA.....	101
V.1	IMPLEMENTACIÓN	101
V.1.1	<i>Elementos y funciones de forma</i>	104
V.1.2	<i>Principio variacional</i>	105
V.1.3	<i>Puertos</i>	107

V.1.4	<i>Ecuaciones de elemento</i>	110
V.1.5	<i>Ecuación global</i>	111
V.2	SIMULACIÓN NUMÉRICA Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS	112
V.2.1	<i>Una película de YIG</i>	112
V.2.2	<i>Películas acopladas de YIG</i>	114
V.2.3	<i>Apantallamiento por una capa conductora</i>	114
V.2.4	<i>Cristal magnónico</i>	116
V.2.5	<i>Compuerta magnónica</i>	118
V.3	CONCLUSIONES	121
VI.	CONCLUSIONES GENERALES Y TRABAJO A FUTURO	123
	APÉNDICE.....	127
A.1	PROPIEDADES DEL GRANATE DE HIERRO E ITRIO	127
A.2	RELACIONES ENTRE MAGNITUDES CGS Y SI	128
A.3	CURVAS DE HISTÉRESIS PARA EL METGLAS Y LA CAPA DE MAGNETITA	129
	REFERENCIAS.....	131

Introducción

El trabajo de investigación consta de seis capítulos en donde se expone lo realizado en el estudio de la propagación de ondas de espín tipo superficial como consecuencia de la interacción dipolar de los momentos magnéticos en películas delgadas. Las películas delgadas conforman guías de onda estructuradas junto a múltiples capas de materiales con diversas propiedades eléctricas y magnéticas las cuales son de interés en el desarrollo de nuevos dispositivos magnónicos.

Se ha puesto especial atención en resaltar las particularidades de los casos de estudio, mediante modelos teóricos respaldados con información de resultados experimentales; la finalidad de presentar un análisis minucioso es que sea de utilidad en el diseño de dispositivos para el procesamiento de señales.

En el primer capítulo se habla acerca de los objetivos y alcances del proyecto, se exponen conceptos fundamentales y generalidades, abordando los principios de las ondas de espín, la magnónica y tecnología a la que dan origen, incluyendo una breve recopilación de avances que permite situar en un contexto histórico y tecnológico los resultados que serán presentados.

En el segundo capítulo se presentan los conocimientos teóricos que se aplicarán directamente en el desarrollo de los posteriores capítulos, se expone el marco teórico con base al cual se realizó el trabajo de simulación y modelado. A diferencia del primer capítulo, este tiene un enfoque concreto y con mayor grado de minuciosidad. Partiendo de la aproximación lineal de la precesión de momentos magnéticos para describir la propiedad giro-magnética de los materiales, se presentan las consideraciones específicas para describir la propagación de ondas magneto estáticas superficiales MSSWs (*Magneto-static Surface Waves*) a partir de las leyes electromagnéticas. Respecto a dos aproximaciones de las ecuaciones de Maxwell, se plantea y resuelve analíticamente el problema de guía de onda de una capa magnética para exponer las generalidades referentes a la relación de dispersión, conservación de energía y distribución de los campos.

Se presenta una discusión acerca de las diferencias y similitudes de ambas aproximaciones, además de las ventajas que nos supone elegir una sobre la otra. En el presente capítulo se dará pauta para la resolución de problemas de forma numérica, a partir del desarrollo del principio variacional asociado a una ecuación de onda.

El tercer capítulo profundiza en el acoplamiento de dos guías de onda a través del estudio de una estructura conformada por dos películas delgadas magnéticas paralelas. Se describen, a partir de un modelo teórico, los efectos que tiene el acoplamiento respecto a: la distribución espacial de campos eléctrico y magnético, distribución espacial de energía, dispersión, cambios abruptos en la fase de las ondas, velocidad de grupo, energía y señal. Experimentalmente se estudió la propagación de ondas de espín como onda continua y la propagación de grupo; el análisis de onda continua resultará útil para estudiar cambios súbitos que suceden en la fase de la onda a lo largo de la propagación; mientras que el estudio en régimen pulsado revela información sobre el comportamiento no monótono de la velocidad de la señal.

Dicha información resultaría de gran utilidad en el desarrollo de dispositivos que operen bajo este esquema y en su incorporación a sistemas más complejos, el conocimiento de factores como cambios repentinos en la fase y la dispersión de los pulsos deben tratarse con especial cuidado en la transferencia de información.

Continuamos con el cuarto capítulo, en donde se expone el efecto de capas conductoras en la proximidad de una capa magnética, siguiendo la distribución de información planteada en el capítulo anterior, se presenta un modelo teórico que ayude a describir efectos en: la distribución espacial de campos eléctrico y magnético, distribución espacial de energía, cambios en la relación de dispersión y retardo de la onda. Experimentalmente se analizó la posibilidad de optimizar el retardo y el confinamiento de campo evanescente asociado a la onda de espín, se puso especial atención en la utilidad de una capa conductora como blindaje contra pérdidas introducidas por materiales absorbentes de microondas. Lo que resulta de utilidad en el diseño de sistemas cuasi-ópticos con capas conductoras y magnéticas, principalmente en la manipulación del número de onda (índice de refracción) que permitiría, por ejemplo, enfocar espacialmente ondas de espín al igual que una lente lo hace a partir de cambios en el índice de refracción.

En el quinto capítulo se presenta la implementación de la base teórica en una herramienta de software basada en el método de elemento finito o FEM (*Finite Element Method*), esta herramienta se presenta para geometrías en dos dimensiones y para el caso particular de las ondas de espín tipo superficial; ofrece una gran versatilidad en el planteamiento de problemas desde un punto de vista geométrico, que estén basados en electrodinámica clásica, como la excitación de ondas de espín con corrientes transversales, pérdidas por amortiguamiento, interacción de ondas con materiales conductores, guías de onda con geometrías transversales no completamente planas, acoplamiento entre guías de onda, etc.; se consideran puertos pasivos y activos, así como el cálculo de coeficientes de transmisión y reflexión en estos.

Inicialmente se describe brevemente las generalidades del método, posteriormente se muestran las aplicaciones prácticas y así comprobar su utilidad; los casos de estudio propuestos son básicamente los tópicos aquí tratados y algunos otros de interés en los que no se profundiza en este texto. Se contrastan los resultados numéricos con soluciones analíticas, la información experimental y resultados de referencias externas.

Para concluir la redacción se muestran conclusiones generales y se habla acerca de los matices que podrían tomar las líneas de investigación en un futuro, retomando los elementos de mayor interés de los capítulos previos y se realizando una breve discusión de lo que se considera más relevante.

Los resultados aquí presentados son parte del esfuerzo conjunto de estudiantes y académicos que, a lo largo de varios años han construido estas líneas de investigación. Lo mencionado aquí debe interpretarse como una etapa cimentada en estudios previos, con perspectivas a seguir adelante, siendo lo aquí escrito testimonio de lo alcanzado y esperando que resulte de utilidad para futuros proyectos.

I. Fundamentos

Antes de entrar en materia se deben mencionar los conceptos básicos que constituyen el marco teórico utilizado en este trabajo de investigación, e instruir al lector en el estado del arte que competen a los alcances de los resultados que se presentarán. En este capítulo se da la información necesaria para introducir los siguientes capítulos de una manera práctica y sencilla.

I.1 Ondas de espín

Una onda de espín se origina por el efecto de precesión de momentos magnéticos, es decir, es la propagación de las perturbaciones de la precesión en medios continuos con propiedades magnéticas particulares, como lo son los ferromagnéticos y ferrimagnéticos. Respecto a lo anterior, los materiales magnéticos a los que nos referimos son aquellos con momentos magnéticos permanentes con un orden de largo alcance a temperatura ambiente. En la investigación realizada el principal material magnético utilizado es el granate de hierro e itrio o YIG (*Yttrium Iron Garnet*), el cual es ampliamente conocido por sus bajas pérdidas en la propagación de ondas de espín y cuyas propiedades se muestran en el apéndice A.1.

El origen de estas propiedades se puede intuir al observar los electrones en los átomos y en la forma en la que estos se comportan, en donde se han diferenciado dos fuentes principales: por la naturaleza misma de los electrones, que se conoce como interacción de espín y por su nivel energético respecto a los núcleos atómicos conocida como interacción orbital-espín [1]. El efecto de las partículas elementales en los núcleos también tiene su propia contribución, comúnmente es despreciable, pues el momento magnético que proviene de los núcleos suele estar alrededor de tres órdenes de magnitud por debajo de los momentos magnéticos provenientes de los electrones, sin embargo, dan origen a ondas de espín nucleares [2]. Desde el punto de vista clásico no es posible demostrar la existencia de un momento magnético en un medio material, esto se debe a que para describir apropiadamente la interacción de espín se debe recurrir a la mecánica cuántica, ya que no existe una analogía

clásica a diferencia de la interacción orbital-espín. Por lo tanto, se debe construir modelos semiclásicos que faciliten el estudio de los efectos macroscópicos de dichos fenómenos.

A continuación, se tomará una analogía clásica para describir la precesión de momentos magnéticos: la precesión de momentos magnéticos está relacionada a la precesión mecánica de un cuerpo respecto a un campo de fuerza, por ejemplo, el tambaleo de un trompo respecto a la fuerza de gravedad \mathbf{F}_g , cuyo centro de gravedad se encuentra definido por el vector \mathbf{d} , este y otros casos son descritos por la ecuación de movimiento

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathbf{d} \times \mathbf{F}_g, \quad (\text{I.1})$$

en donde \mathbf{J} es el momento angular. Si ahora se toma en cuenta el problema de un bucle de corriente expuesto a un campo magnético se tendrá que el momento angular está relacionado de forma análoga al caso mecánico, el comportamiento de \mathbf{J} en la presencia de un campo de inducción magnética \mathbf{B} está descrito por la ecuación

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \gamma \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (\text{I.2})$$

en donde el campo de fuerzas es suministrado por \mathbf{B} , este es el campo magnético presente, que dentro de un material puede deberse a la suma de diferentes contribuciones como la anisotropía, intercambio, campo externo, etc.

Y aparece la definición clave de momento magnético

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{J}, \quad (\text{I.3})$$

en donde γ es la relación giro-magnética. La ecuación (I.3) es la relación entre dos tipos de momento: mecánico y magnético, en realidad, esta es una simplificación pues describir las contribuciones del orbital y principalmente del electrón requieren de un mayor formalismo, sin embargo, estas ecuaciones son válidas al suponer que en \mathbf{J} ya están implícitas ambas contribuciones.

Para entrar en una perspectiva macrométrica (que es parte del enfoque que se seguirá en adelante) se introduce el término de la magnetización \mathbf{M} como el promedio volumétrico (en ΔV) de los momentos magnéticos

$$\mathbf{M} = \sum_{\Delta V} \boldsymbol{\mu} / \Delta V. \quad (\text{I.4})$$

La analogía con la precesión de momentos angulares mecánicos aplicada en (I.2), se aplica al caso macroscópico a partir de (I.4), dando origen a la ecuación acuñada por Landau y Lifshitz (I.5) en unidades CGS, que describe la precesión de momentos magnéticos a escala macroscópica entorno a un campo magnético \mathbf{H}_{eff} . En la Figura I.1 (a) se muestra la representación de la dinámica de precesión respecto al campo \mathbf{H}_{eff} , el cual es el campo interno efectivo en el material,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}. \quad (\text{I.5})$$

Posteriormente, a la ecuación (I.5) se le agrega un término que incluye pérdidas por amortiguamiento, dando lugar a la ecuación conocida como Landau-Lifshitz-Gilbert (I.6). Es importante mencionar que existen otras propuestas para incluir pérdidas por amortiguamiento, pero las propuesta originalmente por Landau y Lifshitz y posteriormente por Gilbert son las dos más conocidas, por simplicidad se usará el desarrollo aportado por Gilbert

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (\text{I.6})$$

donde α es la constante de amortiguamiento de Gilbert. El amortiguamiento se esquematiza en la Figura I.1 (b) como una espiral que inicia en el punto de máxima amplitud y termina en el punto de equilibrio en línea con la magnetización al campo \mathbf{H}_{eff} .

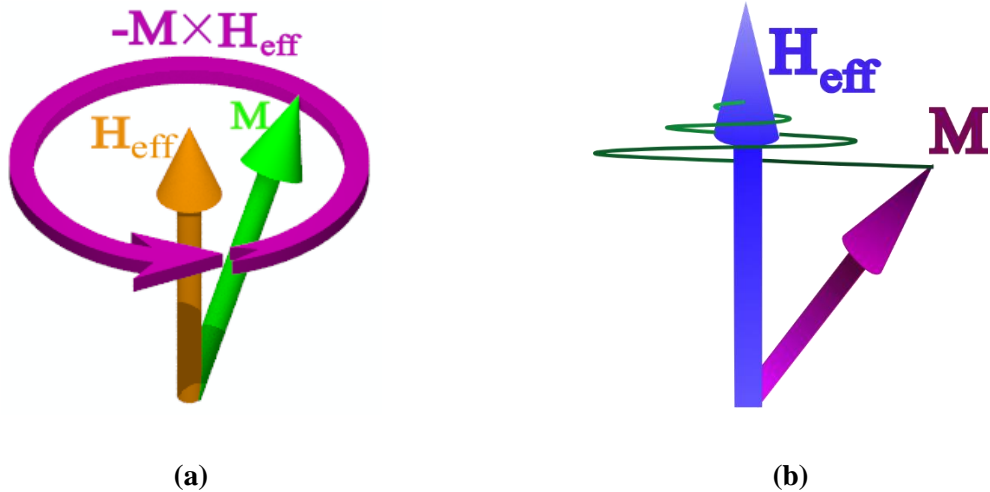


Figura I.1. (a) Representación esquemática de la precesión de la magnetización M en torno a un campo magnético H_{eff} (posición de equilibrio). (b) Precesión de M en donde se muestra la trayectoria que seguiría por la magnetización en un medio con pérdidas, ejemplificando el amortiguamiento.

La precesión de los momentos magnéticos es clave para entender el concepto de onda de espín, que se definen como la dinámica de precesión armónica de momentos magnéticos en donde existe un desfase en la precesión de un momento puntual con respecto a sus vecinos, el desfase es referente al ángulo de precesión, como se muestra en la Figura I.2. Este tipo de ondas suelen presentar ciertas características: longitudes de onda que van de nanómetros a centímetros, frecuencias en el orden de GHz incluso en el orden de los THz [3] y su velocidad de grupo es menor a la de ondas electromagnéticas en el espacio libre y en heteroestructuras, con el propósito de aumentar la velocidad de grupo de estas se tienen hasta 4500 m/s [4], mientras que teóricamente puede reducirse a cero para ondas monocromáticas [5].

Existen ciertas condiciones para la propagación de ondas de espín en capas magnéticas, quizá la más importante es proporcionar un campo magnético estático que propicie la saturación magnética de un medio, lo que en términos simples indica que: los momentos magnéticos deberán estar alineados con el campo externo alcanzando su estado de equilibrio. La precesión se realiza en torno a este estado de equilibrio, la frecuencia y longitud de onda es dependiente de la intensidad del campo de magnetización. Evidentemente la longitud de onda debe ser mayor a la constante de la red cristalina y debe propagarse varias veces la longitud de onda con una atenuación aceptable, de ahí la importancia de las pérdidas en el material.

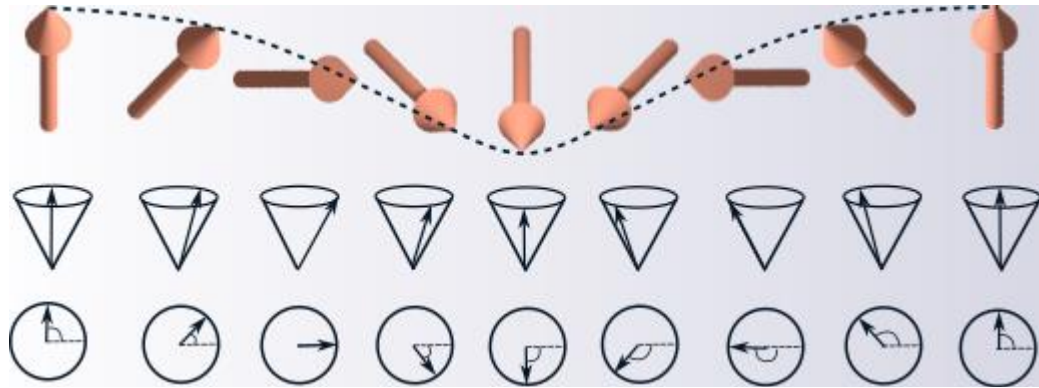


Figura I.2. Representación esquemática de ondas de espín en donde se muestra gráficamente el desfase de ángulo en la precesión de momentos magnéticos.

Se han observado dos tipos de energía interna en los materiales que propician el surgimiento de ondas de espín, cada una se relaciona a un campo magnético denominados de intercambio y dipolar; el primero con un menor alcance comúnmente referido a los momentos magnéticos vecinos y responsable de menores longitudes de onda; el segundo de un alcance que va más allá de los vecindarios de momentos magnéticos, que propicia longitudes de onda amplias.

La naturaleza de tales efectos determina la escala de los dispositivos que se podrán diseñar y la distancia de propagación de las ondas limitada por la atenuación, las ondas de intercambio se relacionan con componentes a escala nanométrica, mientras que las ondas dipolares se sitúan comúnmente a escalas micrométricas e incluso milimétricas. La presencia de ambos efectos también puede ser lo suficientemente importante como para tenerlos en consideración, lo anterior se resume en el esquema mostrado en la Figura I.3, en este esquema se hace una aproximación de la longitud de onda en las que ambas interacciones dominan, pero hay experimentos en los cuales se muestra que en ondas con longitudes de onda relativamente largas también hay presencia de intercambio [6]. Sin embargo, no resulta fundamental en todos los casos incluir ambas interacciones en el análisis.

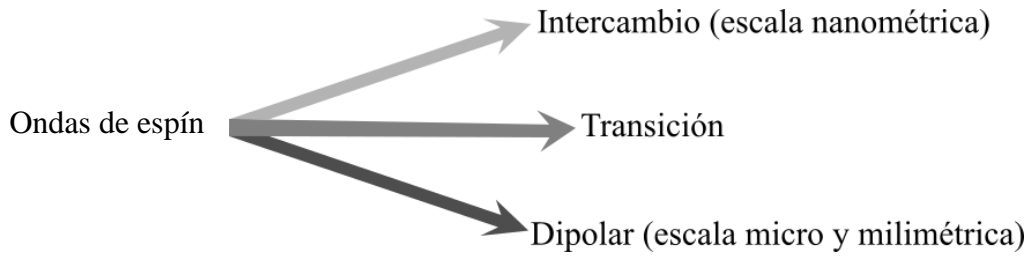


Figura I.3. Clasificación de las ondas de espín según la interacción predominante.

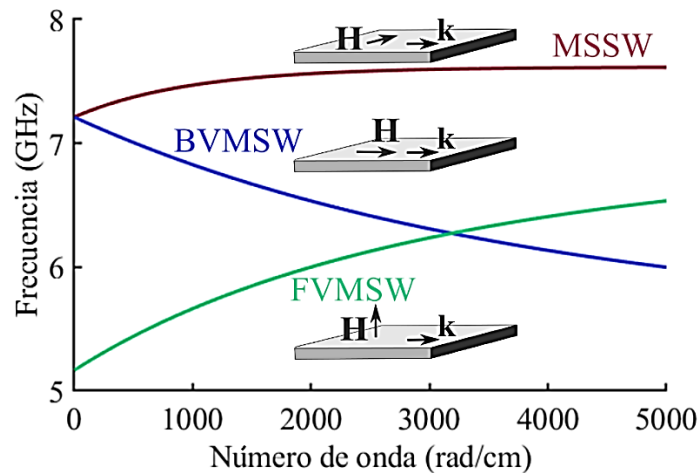


Figura I.4. Curvas de dispersión calculadas para los tipos ondas dipolares en películas delgadas de YIG de espesor de $5 \mu\text{m}$ para un campo aplicado de 1850 Oe. El vector \mathbf{H} indica la dirección del campo aplicado y \mathbf{k} la dirección de propagación de la onda.

Las ondas en donde predomina la interacción tipo dipolar son de nuestro interés particular, ya que sus longitudes de onda garantizan trabajar en escalas micro y milimétricas, lo que permite abaratar costos y prescindir de instalaciones y equipo especial. Respecto a la propagación de ondas tipo dipolar en películas delgadas, se han clasificado en tres tipos: el primer tipo el cual se propaga “hacia adelante” cuya característica más notoria es que la dirección de propagación de la energía es igual a la dirección de la velocidad de fase, conocidas como FVMSWs (*Forward Volume Magnetostatic Waves*). El segundo tipo corresponde a las ondas que se propagan “hacia atrás” en las cuales la dirección de propagación de la energía es contraria a la dirección de la velocidad de fase o BVMSWs (*Backward Volume Magnetostatics Waves*), el primero y segundo tipo son ondas de volumen. Y por último tenemos el tercer tipo que corresponde a las ondas superficiales o MSSWs (*Magnetostatic Surface Waves*) [7].

El tipo de onda que se propaga en una película delgada está determinado principalmente por la dirección de la magnetización del campo aplicado, en la Figura I.4 en donde se muestran las curvas de dispersión y un esquema de la dirección de campo y propagación de cada tipo, para un caso ejemplificativo, nótese que un campo tangencial propicia la propagación de MSSWs y BVMSWs, por otro lado un campo normal a la película propicia la propagación de FVMSWs.

I.2 Magnónica

El cuanto de las ondas de espín se conoce como magnón. La similitud con el campo de la fotónica y el concepto de fotón no es coincidencia, parte de la misma filosofía. Si bien el fotón es el cuanto de las ondas electromagnéticas, el magnón también es un cuanto de ondas electromagnéticas, al cual se le asocia la precesión de los momentos magnéticos en un medio.

En este punto se puede hacer una breve discusión sobre la naturaleza de las ondas de espín, si bien se ha dicho que estas son precesiones de los momentos desfasadas en tiempo y en espacio en un medio magnético, dicha precesión trae consigo la presencia de un campo electromagnético dinámico, al igual que el desplazamiento de cargas en conductores también tiene un campo electromagnético asociado. Por lo que al referirse a una onda de espín también se hace referencia a una onda electromagnética, que desde el punto de vista de la electrodinámica clásica el describir los campos resulta más factible que trabajar directamente con el flujo de los portadores de carga. Partiendo de la analogía previa, que se extrapola al estudio de ondas de espín, en los posteriores capítulos se hará un mayor énfasis en la descripción de las propiedades giro-trópicas a partir de las ecuaciones de Maxwell, relaciones constitutivas, condiciones de frontera electromagnéticas, etc. Inclusive se deja a un lado la narrativa referente a la dinámica de momentos magnéticos para construir un discurso en torno a la magnetización, los campos magnéticos y eléctricos.

La magnónica comprende lo relacionado a la excitación, propagación, control, procesamiento, amplificación y detección de ondas de espín [8]; aunque sea considerada un área de estudio relativamente nueva, se tienen grandes expectativas de lo que se puede alcanzar,

desde el extremo más ambicioso que es el cómputo utilizando puramente ondas de espín, hasta la creación de dispositivos que trabajen en conjunto a otros de tipo electrónico y óptico.

La razón de que la tecnología con base en ondas de espín sea un área de estudio atractiva, se debe a sus ventajas sobre la electrónica actual, la principal es que al no tratarse con flujo de electrones se limitan las pérdidas de energía derivadas del efecto Joule, lo que directamente reduce el costo energético de las capacidades de cómputo, algo que en la actualidad resulta de gran relevancia debido a la necesidad de reducir el consumo energético mundial por sus efectos adversos en el medio ambiente.

Los dispositivos de longitud de onda a escala nanométrica son compatibles con la tecnología CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*) lo que permite una transición de tecnología gradual. Existen desventajas como la alta atenuación (seis órdenes de magnitud mayor a la que sufre un fotón en una fibra óptica) o el hecho de que se trata de ondas lentas (tres órdenes de magnitud más que las electromagnéticas en el espacio libre) aspectos que se ven minimizados al proyectar los diseños a escalas micrométricas o menores [9].

Se han clasificado líneas generales de investigación referidas en la literatura como bloques de construcción de la magnónica, en donde abarcan los temas de mayor interés en el área; los principales son: el cómputo de espín, diseño de materiales magnéticos, metamateriales (como lo son los cristales magnónicos) y experimentos con estructuras magnónicas [3]. Los anteriores referidos involucran el estudio de compuertas lógicas, transistores y memorias RAM (*Random Acces Memory*) magnéticas (MRAMs).

El futuro de los circuitos magnónicos resulta prometedor, hay estimaciones de que el número de operaciones por densidad de área supera al de la tecnología CMOS, respecto a la miniaturización dependiente de la longitud de onda en cada tecnología [9].

De lo anterior se deduce que la selección de materiales y su diseño resulta de suma importancia; principalmente aquellos que tengan características propicias para crear dispositivos de tamaño nanoscópico manipulando sus propiedades. El uso de medios anisotrópicos permite sintonizar la frecuencia de trabajo, modificar la longitud de onda, cambiar el sentido de la velocidad de grupo y crear dispositivos no recíprocos, ofreciendo características de interés en el desarrollo de nuevos dispositivos. El bloque que nos atañe

directamente es el relacionado a las estructuras magnónicas y será el que se desarrolle a lo largo de esta investigación, aunque se podrán encontrar aplicaciones para compuertas lógicas y cristales magnónicos en la parte final.

I.3 Heteroestructuras magnónicas planas

Los dispositivos con propiedades magnéticas para el procesamiento de señales tienen un lugar especial, en consecuencia de la dinámica giro-magnética. La anisotropía inherente a estos materiales permite el diseño de diversos dispositivos con características peculiares que resultan muy útiles en el ámbito de las telecomunicaciones [10], por ejemplo, aisladores, desplazadores de fase, circuladores y resonadores en el espectro electromagnético de las microondas considerados elementos pasivos [11]. También elementos activos como los son osciladores de alta calidad que utilizan la resonancia ferromagnética o FMR y otros que usan una línea de retardo de ondas de espín [12].

Hablando acerca de las guías de espín, tienen un largo camino recorrido desde la década de los 60's cuando las aplicaciones de las ondas de espín proliferaron con los avances de la tecnología a frecuencia de microondas en la posguerra [13]. A pesar de que el concepto de onda de espín fue acuñado por Bloch desde 1930.

Posteriormente la miniaturización tecnológica ha permitido abrir el estudio de la precesión de espín a nuevos terrenos de investigación. En este ámbito, se ha dado origen a prototipos y conceptos innovadores entre los que destacan el desarrollo de dispositivos lógicos como compuertas [14] y transistores [15]. Gran parte de los esfuerzos se encaminan al desarrollo de tecnología totalmente basada en ondas de espín, aunque se busca crear puentes con el desarrollo de dispositivos en otros campos como la espintrónica [16] y fotónica [3].

En el 2021 se publicó un compendio realizado por expertos en la materia en la referencia [17] se muestran las perspectivas a futuro y las líneas de desarrollo de los retos que presenta la magnónica. Entre estas líneas de investigación se puede destacar el control de ondas de espín a través de interacción magneto-elásticas y eléctrica, el estudio de su propagación en múltiples estructuras, estudios de pérdidas por amortiguamiento, el desarrollo de dispositivos de radio frecuencia, las aplicaciones híbridas, entre otras, las cuales son tratadas directa o

indirectamente en este trabajo. El camino por recorrer en este terreno es largo, diverso y prometedor.

Un área de estudio amplia son las heteroestructuras conformadas por múltiples materiales que combinan sus propiedades para una finalidad. En este caso nos limitaremos a aquellas que trabajan como guías de onda que se conforman por capas planas.

Cuando se tienen múltiples capas magnéticas por las que se propagan ondas y cuyos campos interactúan, se refiere a ellas como guías de ondas acopladas. Las estructuras con múltiples capas guía similares y distribuidas periódicamente dan origen a metamateriales y a bandas prohibidas en el espectro de propagación [18]–[20]. Sin embargo, la estructura más simple la cual consta de únicamente dos capas, es la que ha captado mayor atención y cuyas aplicaciones directas son: acoplador direccional sintonizable de microondas, multiplexor de ondas de espín, divisor de potencia de microondas, etc. [21], [22].

Existen trabajos de interés particular como lo son cristales magnónicos acoplados, en donde el acoplamiento provee de control para el ajuste de las bandas prohibidas en el metamaterial [23] y un interruptor no lineal de potencia atractivo para compensar pérdidas en líneas de transmisión [24]. El principio base de estos dispositivos es el acoplamiento de dos guías magnónicas que se ha descrito a partir del acoplador direccional magnónico [21], [25]–[28], en donde se han descrito la presencia de dos modos característicos de propagación que originan dos ramas en la curva de dispersión y la redistribución de la energía de la onda al propagarse, esta última característica resulta fundamental para el diseño de estos dispositivos.

El efecto de capas conductoras en la propagación de onda se ha discutido ampliamente en estructuras limitadas por una o dos capas conductoras, se ha observado que su presencia propicia importantes cambios en las características de propagación de la onda, deformación importante de la curva de dispersión, no reciprocidad respecto a la dirección de propagación, variaciones en la distribución de los campos y eficiente manipulación del retardo en la propagación [29]–[33]. Estos efectos se han aprovechado para crear variados dispositivos, por ejemplo, cristales magnónicos fabricados a partir de tiras conductoras [34], películas con decoraciones metálicas cuya finalidad es controlar el flujo espacial de la onda [35], [36], apuntando a sistemas cuasi-ópticos como las lentes de ondas de espín y a mecanismos de

control, manipulando la conductividad de una capa [37]. Aprovechando el control en el retardo de la onda se busca reproducir el efecto de *trapped rainbow* [5] con la finalidad de crear sistemas de memoria óptica.

En este punto es necesario considerar que una tecnología de ondas de espín basada en heteroestructuras, con las diversas técnicas de fabricación nanométrica, requerirá de un riguroso conocimiento de las características que trae consigo la propagación de ondas de espín a través de diferentes guías de capas múltiples, para así limitar los aspectos negativos e impulsar los positivos.

Una rama relativamente nueva de las guías de ondas de múltiples capas es el desarrollo de sensores magnónicos, en donde comúnmente se usa una capa enfocada en la detección de objetivos, las guías conforman osciladores de frecuencia variable según la cantidad de objetivos detectados, estos sensores funcionan a partir de medir cambios de campo magnético estático, algo que afecta drásticamente la propagación de ondas de espín [38]–[40].

I.4 Simulación numérica de heteroestructuras planas

El uso de métodos numéricos para la resolución de problemas relacionados a los momentos magnéticos se engloba en lo que se conoce como simulación micromagnética (*micromagnetic simulation*), la cual es la base para el estudio de problemas de la dinámica de la magnetización, en la cual se aborda una teoría general que enlaza un análisis macroscópico con teoría cuántica, útil para una gran variedad de problemas entre los que se encuentra el estudio de las guías de onda magnónicas.

Existe un camino bastante recorrido por los desarrolladores de software que ofrecen diferentes plataformas: LLG micromagnetics (1997), OOMMF (1998), magpar (2003), Nmag (2007), FEMME (2010), Mumax (2011), etc. Con variaciones en el uso de métodos numéricos y uso de recursos de cómputo, sin importar la selección del método numérico empleado, ya sea el método de elemento finito (FEM, *Finite Element Method*) o el método de diferencias finitas (FD *Finite Differences*), la base consiste en resolver la ecuación LLG (I.6) para el problema en cuestión, señalando que ambos métodos son los más comunes. Estas herramientas han demostrado ser de gran utilidad en los campos del magnetismo, diseño de materiales,

magnónica, espintrónica, etc. Como su nombre lo indica están orientados para elementos con dimensiones micrométricas, nanométricas e inclusive atómicos [41].

El cálculo de campos magnetostáticos resulta una complicación para las herramientas de simulación micromagnética, esto se debe a que su valor depende del valor que tomen más de una célula de cómputo, pues la interacción dipolar es de largo alcance a diferencia de la interacción de intercambio [42]. El tamaño de las células dependerá de garantizar un buen muestreo espacial respecto a la geometría utilizada y los cambios en espacio del campo.

Existen diferentes estudios de MSSWs utilizando herramientas de simulación micromagnética, las cuales tienen una importancia indiscutible en el estudio de ondas magnetostáticas [43], por otra parte, su aplicación en dispositivos de mayor escala (milimétricos) podría traer consigo una excesiva demanda de recursos de cómputo por el incremento de células computacionales y si a esto se le asigna el cálculo de interacciones de largo alcance el desempeño disminuye. Desarrollar herramientas para el estudio de campos dipolares en escalas milimétricas con bajo costo computacional resulta de interés.

En este trabajo también se realiza un aporte respecto a la simulación de guías de onda con mayores dimensiones, por ahora no se ahonda en longitudes de onda que se relacionen con la interacción de intercambio y se busca que se pueda aplicar a las heteroestructuras planas principalmente analizando problemas de propagación y calculando parámetros de transmisión y reflexión, utilizando el FEM.

El FEM es ampliamente utilizado para el cálculo de propiedades de dispersión para heteroestructuras planas finitas limitadas a dimensiones micrométricas [43]. Por otra parte, se ha utilizado exitosamente teoría magnetostática para el estudio de película no homogéneas [44], películas con dimensiones finitas [45] y para el régimen no lineal [46]. A partir de la aproximación magnetostática se han realizado esfuerzos para aplicar FEM en el estudio de guía de ondas en estructuras multicapa, enfocándose principalmente en las características de dispersión, a través de un análisis de ondas TE [47], [48].

II. Electrodinámica en medios giro-magnéticos y ondas superficiales

En este capítulo estableceremos los fundamentos teóricos necesarios para modelar los casos de estudio que se tratarán, los cuales son clave para interpretar los resultados experimentales. Anteriormente se habló de las ondas de espín, tomando como punto inicial el concepto de momento magnético y su precesión, como puede notarse no se ha puesto un gran interés en desarrollar bases teóricas utilizando este punto de partida, se ha evitado entrar en innecesarios desarrollos matemáticos con una visión microscópica de los problemas. En general, se ha optado por una perspectiva semiclásica y macroscópica que presenta una versión simplificada de los problemas.

En la presente investigación se analizaron las ondas de espín en donde predomina la interacción dipolar, cuya longitud de onda es relativamente grande, por lo que el uso de la electrodinámica en medios continuos resulta oportuno, de manera predominante se utilizará el sistema de unidades gaussianas CGS (centímetro-gramo-segundo) puesto que, es bien conocido que su uso contribuye en gran medida a simplificar los cálculos. A pesar de que dicho sistema presenta ventajas en el desarrollo matemático, en electrodinámica no es usual presentar resultados en las unidades asociadas a esta, es más común el uso del SI, por lo que en algunas imágenes se usará el SI (Sistema internacional de unidades), en la mayoría se optará por normalizar los resultados y utilizar unidades arbitrarias (a. u.). En el apéndice A.2 se muestra una tabla de conversiones. La propagación de ondas se da en películas delgadas expuestas a un campo magnético estático perpendicular a la propagación de ondas superficiales.

II.1 Aproximación lineal de la ecuación de Landau-Lifshitz

La naturaleza dinámica en la precesión de la magnetización que describe a las ondas de espín puede ser representada mediante tensores de susceptibilidad magnética, recordando que la susceptibilidad en un material nos proporciona la relación de la intensidad del campo

magnético y la magnetización presentes en un material, lo que permite trabajar con campos electrodinámicos de forma directa. Se parte de preservar el vector de magnetización \mathbf{M} [49]

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}^2 = 0, \quad (\text{II.1})$$

y se toman las siguientes suposiciones $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{\sim}$ para el campo magnético y $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}_{\sim}$ para la magnetización, en donde el subíndice 0 corresponde a campos estacionarios y en letras minúsculas a las componentes dinámicas, estas últimas corresponden a la parte real de variables complejas expresadas como fasores $\dot{\mathbf{h}} = \mathbf{h}e^{i\omega t}$ y $\dot{\mathbf{m}} = \mathbf{m}e^{i\omega t}$

$$\mathbf{h}_{\sim} = \text{Re}\{\dot{\mathbf{h}}\}, \quad (\text{II.2})$$

$$\mathbf{m}_{\sim} = \text{Re}\{\dot{\mathbf{m}}\},$$

en donde ω es la frecuencia angular, t el tiempo y el subíndice xy indica la magnitud del fasor proyectada en el plano xy del espacio. Es importante distinguir entre las contribuciones estáticas y dinámicas.

Suponemos que las magnitudes de ambas componentes cumplen con las condiciones $|\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0|$ y $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$ para sus magnitudes, puesto que la magnetización estática se supone paralela al campo aplicado se tiene que $\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 = 0$. Tomando en cuenta las anteriores consideraciones para los campos dinámicos reales (II.2) y (II.1), la ecuación (I.6), en donde $H_0 \approx H_{eff}$, queda de la forma

$$\frac{\partial \mathbf{m}_{\sim}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_{\sim} + \mathbf{m}_{\sim} \times \mathbf{H}_0] + \frac{\alpha}{|\mathbf{M}_0|} \left[\mathbf{M}_0 \times \frac{\partial \mathbf{m}_{\sim}}{\partial t} \right], \quad (\text{II.3})$$

que se conoce como la forma lineal de la ecuación de movimiento, al considerar las derivadas temporales para los fasores y la parte imaginaria de estos, cumplen con

$$i\omega \mathbf{m} = -\gamma[\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0] + \frac{i\omega\alpha}{|\mathbf{M}_0|} [\mathbf{M}_0 \times \mathbf{m}] \quad (\text{II.4})$$

Por convención se considera que el campo de magnetización estático se aplica a lo largo de la dirección z , por lo que las componentes que se derivan de la precesión se proyectan en los planos xy . No se consideran variaciones de las componentes en z , pues dan origen a fenómenos no lineales ($m_z = 0$).

Se hace el desarrollo incluyendo pérdidas por amortiguamiento, sin embargo, en la mayoría de los capítulos se tratan medios sin pérdidas.

Proyectando la ecuación (II.4) en coordenadas cartesianas da lugar al siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} m_x &= -\frac{\gamma M_0}{\omega^2 - (\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2} h_x - \frac{i\gamma\omega M_0}{\omega^2 - (\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2} h_y, \\ m_y &= -\frac{\gamma M_0}{\omega^2 - (\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2} h_y + \frac{i\gamma\omega M_0}{\omega^2 - (\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2} h_x, \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

al representar (II.5) a través del tensor de susceptibilidad dinámica $\vec{\chi}$, queda como $\mathbf{m} = \vec{\chi}\mathbf{h}$,

$$\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{II.6})$$

en donde

$$\chi = \frac{\gamma M_0}{(\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2}, \quad \chi_a = \frac{\gamma\omega M_0}{\omega^2 - (\gamma H_0 + i\omega\alpha)^2}.$$

La relación entre la susceptibilidad y permeabilidad magnética esta dado por la relación $\vec{\mu} = (\vec{I} + 4\pi\vec{\chi})$, \vec{I} es la matriz identidad de aquí se obtiene el tensor de permeabilidad magnética

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{II.7})$$

en donde

$$\mu = \frac{\omega^2 - \omega_H (\omega_H + \omega_M)}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2},$$

$$\omega_M = 2\pi f_M = 4\pi\gamma M_0, \quad \omega_H = 2\pi f_H = \gamma H_0 + i\omega\alpha, \quad (\text{II.8})$$

(II.6) y (II.7) son los tensores propuestos por Polder [50], el tensor $\vec{\mu}$ como toda matriz cuadrada puede representarse como la suma de una matriz hermitiana y una antihermitiana; la matriz antihermitiana está asociada a las pérdidas.

En esta sección se desarrolla la ecuación de onda electromagnética en medios magnéticos giro-trópicos, cuyas propiedades son descritas a partir del tensor (II.7). La solución de esta ecuación en conjunto de las condiciones de frontera revelará el comportamiento de los campos eléctrico y magnético asociados a las ondas de espín en estructuras planas.

II.2 Ecuación de onda

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (\text{II.9a})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (\text{II.9b})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (\text{II.9c})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (\text{II.9d})$$

Sean las ecuaciones de Maxwell (II.9) para el campo eléctrico \mathbf{E} , el campo magnético \mathbf{H} , el campo de desplazamiento eléctrico \mathbf{D} , el campo de inducción magnética \mathbf{B} , la densidad de corriente eléctrica \mathbf{J} y la densidad de carga eléctrica ρ , en donde c es la velocidad de la luz y t es el tiempo. Al igual que se realizó en la sección anterior, se considera que los campos son la suma de componentes dinámicas y estáticas, se utiliza el sufijo 0 para especificar que se trata de un campo estacionario y con letras minúsculas se especifica que se trata de la amplitud del fasor que representa un campo dinámico, estas componentes son armónicas y se representan en términos de los fasores $\mathbf{e}(\omega)$, $\mathbf{h}(\omega)$, $\mathbf{d}(\omega)$, $\mathbf{b}(\omega)$ y $\mathbf{j}(\omega)$. Suponiendo un medio libre de cargas, mediante las relaciones constitutivas $\mathbf{d} = \epsilon \mathbf{e}$, $\mathbf{b} = \vec{\mu} \mathbf{h}$, $k_0 = \omega/c$, ϵ es la

permitividad eléctrica relativa, las ecuaciones se pueden reescribir para los campos armónicos de la siguiente manera

$$\nabla \times \mathbf{e} = -ik_0 \vec{\mu} \mathbf{h}, \quad (\text{II.10a})$$

$$\nabla \times \mathbf{h} = ik_0 \varepsilon \mathbf{e} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (\text{II.10b})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = 0, \quad (\text{II.10c})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (\text{II.10d})$$

ahora utilizando la ecuación (II.10a) pre-multiplicando por el inverso del tensor de permeabilidad $\vec{\mu}^{-1}$ y aplicándole el operado rotacional en ambos lados se obtiene

$$\nabla \times (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) = -ik_0 \nabla \times \mathbf{h}, \quad (\text{II.11})$$

sustituyendo (II.10b) en (II.11) da origen a la ecuación de onda general

$$\nabla \times (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - k_0^2 \varepsilon \mathbf{e} = \mathbf{f}, \quad (\text{II.12})$$

$$\mathbf{f} = -ik_0 \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

en donde \mathbf{f} acumula las fuentes de corriente externa.

Como puede deducirse, obtener una solución de las ecuaciones de Maxwell para materiales representados por el tensor de Polder puede ser en extremo desafiante, para simplificar la tarea se puede hacer uso de la aproximación magnetostática, la cual parte de despreciar las variaciones de campo eléctrico en tiempo al ser consideradas lentas respecto a las de campo magnético, lo que implica trabajar únicamente con las componentes de campo magnético.

Esta aproximación ha sido utilizada con mucho éxito para describir las ondas superficiales y volumétricas que se propagan en películas delgadas, las curvas de la Figura I.4 fueron calculadas a partir de [7] utilizando esta perspectiva.

Para las ondas superficiales específicamente, se puede utilizar otra aproximación que también distingue entre campos lentos y rápidos, que resulta ser “más completa” por preservar una componente de campo eléctrico como una onda TE (transversal eléctrica). Puesto que nos centramos en ondas superficiales, es de nuestro interés trabajar con ondas TE, aunque se presentarán ambas aproximaciones y se discutirá acerca de ellas a profundidad en la sección II.7.

II.3 Condiciones de frontera

Las condiciones de frontera generales de la electrodinámica entre un medio 1 y un medio 2 (II.13) son

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0, \quad (\text{II.13a})$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_s, \quad (\text{II.13b})$$

$$\mathbf{n} \cdot (\varepsilon_1 \mathbf{D}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{D}_2) = \rho_s, \quad (\text{II.13c})$$

$$\mathbf{n} \cdot (\vec{\mu}_1 \mathbf{H}_1 - \vec{\mu}_2 \mathbf{H}_2) = 0, \quad (\text{II.13d})$$

en donde \mathbf{n} es el vector normal a la interfaz entre medios, \mathbf{J}_s es la densidad de corriente eléctrica y ρ_s es la densidad de carga en la frontera entre los medios. Para los campos dinámicos en las interfaces de dos medios giro-magnéticos, libres de carga y libres de corrientes se tiene que

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2) &= 0, \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{h}_1 - \mathbf{h}_2) &= 0, \\ \mathbf{n} \cdot (\varepsilon_1 \mathbf{e}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{e}_2) &= 0, \\ \mathbf{n} \cdot (\vec{\mu}_1 \mathbf{h}_1 - \vec{\mu}_2 \mathbf{h}_2) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

II.4 Teorema de Poynting

El balance de energía puede ser analizado a partir de las ecuaciones de Maxwell, sumando los productos punto resultantes de multiplicar (II.10.a) por \mathbf{h}^* y el complejo conjugado de (II.10b) por \mathbf{e} , dando origen al teorema de Poynting complejo

$$\frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) + \frac{i\omega}{4\pi} [\mathbf{h}^* \cdot (\vec{\mu}\mathbf{h}) + \epsilon \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^*] + \mathbf{e} \cdot \mathbf{j}^* = 0. \quad (\text{II.15})$$

A partir de las ecuaciones (II.9) se puede obtener de la misma manera el teorema de Poynting general

$$\frac{c}{4\pi} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \frac{1}{4\pi} \left[\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right] + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (\text{II.16})$$

Se considerará la energía promedio respecto a un periodo en tiempo, recordando que el promedio del producto de dos campos armónicos en un periodo, expresados por los fasores \mathbf{a} y \mathbf{b} , es

$$\langle \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \rangle = \int_0^T \text{real}\{\mathbf{a}e^{i\omega t}\} \cdot \text{real}\{\mathbf{b}e^{i\omega t}\} dt = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}^*\},$$

en donde T es la duración de un periodo en tiempo t .

Por lo que la ecuación (II.15) queda como

$$\text{Re} \left\{ \frac{c}{8\pi} \nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) + \frac{i\omega}{8\pi} (\mathbf{h}^* \cdot \vec{\mu}\mathbf{h} - \epsilon \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^*) + \frac{1}{2} \mathbf{e} \cdot \mathbf{j}^* \right\} = 0, \quad (\text{II.17})$$

que puede reescribirse de la siguiente manera

$$\nabla \cdot \mathbf{P} + \frac{dU}{dt} + P_{ext} = 0.$$

Si se considera que la ecuación de equilibrio energético (II.17), es aplicable a un volumen finito V limitado por la superficie cerrada S y tomando en cuenta para el primer término, el teorema de Gauss-Ostrogradski

$$\oint_S \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \frac{dU}{dt} dV + \int_V P_{ext} dV = 0, \quad (\text{II.18})$$

en donde \mathbf{n} es el vector unitario normal saliente a la superficie S , la densidad de flujo de potencia que atraviesa la superficie transversal se expresa como

$$\mathbf{P} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}\{\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*\}. \quad (\text{II.19})$$

La densidad de energía que está almacenada en el volumen V es

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega}{8\pi} \text{Im}\{\mathbf{h}^* \cdot (\vec{\mu}\mathbf{h}) - \epsilon\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^*\}, \quad (\text{II.20})$$

y la energía en V por causa de corrientes externas

$$P_{ext} = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{e} \cdot \mathbf{j}^*\}.$$

La densidad de energía (II.20) puede expresarse de forma generalizada a partir de (II.16), para obtener una aproximación de la energía U en el volumen V [51]

$$\frac{dU}{dt} = \left\langle -\frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{H} \cdot \frac{d\vec{\mu}\mathbf{H}}{dt} + \mathbf{E} \cdot \frac{d\epsilon\mathbf{E}}{dt} \right) \right\rangle. \quad (\text{II.21})$$

Enfocándose en la energía dentro del volumen V sin corrientes involucradas, se asume que para $t \rightarrow -\infty$ todos los campos son nulos, a partir de integrar temporalmente (II.21) se obtiene una expresión para el promedio temporal de la densidad de energía

$$U = \int_{-\infty}^t \frac{dU}{dt'} dt' = - \int_{-\infty}^t \frac{1}{4\pi} \langle \mathbf{H} \cdot \frac{d\vec{\mu}\mathbf{H}}{dt} \rangle + \frac{1}{4\pi} \langle \mathbf{E} \cdot \frac{d\varepsilon\mathbf{E}}{dt} \rangle dt'. \quad (\text{II.22})$$

En lo que resta de la sección se considerará que los campos son variantes en tiempo de la forma $\mathbf{E}(t) = \text{Re}\{\mathbf{e}(s)e^{-ist}\}$, $\mathbf{H}(t) = \text{Re}\{\mathbf{h}(s)e^{-ist}\}$ en donde $s = \omega + i\alpha$ y $\alpha \ll \omega$. Así el promedio temporal de la componente asociada al campo magnético en (II.22) puede ser reescrita como

$$\langle \mathbf{H} \cdot \frac{d\vec{\mu}\mathbf{H}}{dt'} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{h}^*(s) \cdot (-is)\vec{\mu}(s)\mathbf{h}(s)\}e^{2\alpha t}, \quad (\text{II.23})$$

al tomar los primeros dos términos de la serie de Taylor

$$s\vec{\mu}(s) \approx \omega\vec{\mu}(\omega) + i\alpha \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega\vec{\mu}(\omega)],$$

sustituyendo estos en (II.23) y simplificando se obtiene

$$\langle \mathbf{H} \cdot \frac{d\vec{\mu}\mathbf{H}}{dt'} \rangle \approx \frac{\alpha}{2} \mathbf{h}^*(\omega) \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega\vec{\mu}(\omega)] \mathbf{h}(\omega) e^{2\alpha t},$$

de forma similar se puede obtener la componente para el campo eléctrico de (II.22) como

$$\langle \mathbf{E} \cdot \frac{d\varepsilon\mathbf{E}}{dt'} \rangle \approx \frac{\alpha\varepsilon}{2} \mathbf{e}^*(\omega) \cdot \mathbf{e}(\omega) e^{2\alpha t}.$$

La densidad de energía promedio resultante es

$$U = \int_{-\infty}^t \frac{1}{8\pi} \left(\alpha \mathbf{h}^*(\omega) \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} [\omega\vec{\mu}(\omega)] \mathbf{h}(s) e^{2\alpha t} \right) dt' + \int_{-\infty}^t \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\alpha\varepsilon}{2} \mathbf{e}^*(s) \cdot \mathbf{e}(s) e^{2\alpha t} \right) dt', \quad (\text{II.24})$$

si $\alpha \rightarrow 0$,

$$U = \frac{1}{16\pi} \text{Re} \left\{ \mathbf{h}^* \cdot \frac{\partial(\omega \vec{\mu})}{\partial \omega} \mathbf{h} + \varepsilon \mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e} \right\}. \quad (\text{II.25})$$

La velocidad de la densidad de energía se define como

$$V_e \equiv \frac{|\mathbf{P}^T|}{U^T}, \quad (\text{II.26})$$

$$U^T = \int_{-\infty}^{\infty} U dS_1, \quad \mathbf{P}^T = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{P} dS_1,$$

en donde S_1 es la superficie por la que atraviesa la onda, el cual es un tratamiento monomodal y de onda plana. Es conocido que para ondas electromagnéticas en medios homogéneos estables, no disipativos y lineales la velocidad del flujo de energía es igual a la velocidad de grupo [52].

II.5 Aproximación TE para ondas superficiales

En esta sección se estudia el problema de guía de onda mostrado en la Figura II.1. La película delgada con espesor s está formada de material ferrimagnético (región II), se encuentra limitada en el eje x por dos películas de material dieléctrico (regiones I y III) que tienen las mismas propiedades del aire. En las direcciones y y z se suponen infinitas todas las capas. Como se muestra en la Figura II.1, el campo de magnetización H_0 coincide con el eje coordenado z , por lo tanto la propagación de MSSWs sucede longitudinalmente al eje y , en z no se considera variación de campo, siendo una configuración para frentes de onda planos perpendiculares a la dirección y .

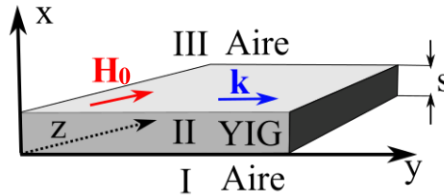


Figura II.1. Esquema de una película delgada magnetizada transversalmente, representando una guía de onda simple.

Para describir ondas de tipo superficial se asume que la onda electromagnética se propaga perpendicularmente a la dirección de magnetización, en dirección y . Como se muestra en la Figura II.1 con ayuda del vector de onda \mathbf{k} , despreciando la onda propagada en dirección z , únicamente considerando un frente de onda en el plano zx , por lo que $\partial \mathbf{e} / \partial z = \mathbf{0}$ y $\partial \mathbf{h} / \partial z = \mathbf{0}$. Por lo anterior es posible desacoplar las ecuaciones (II.10) en dos subgrupos independientes entre sí (II.27) y (II.28) proyectadas en el espacio cartesiano. Por simplicidad no se consideran fuentes de corriente

$$\frac{\partial e_y}{\partial x} - \frac{\partial e_x}{\partial y} = -ik_0 h_z,$$

$$\frac{\partial h_z}{\partial x} = -ik_0 \varepsilon e_y, \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{\partial h_z}{\partial y} = ik_0 \varepsilon e_x,$$

$$\frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} = i\varepsilon k_0 e_z, \quad (\text{II.28a})$$

$$\frac{\partial e_z}{\partial x} = ik_0 [\mu h_y + i\mu_a h_x], \quad (\text{II.28b})$$

$$\frac{\partial e_z}{\partial y} = -ik_0 [\mu h_x - i\mu_a h_y]. \quad (\text{II.28c})$$

Las ecuaciones del subgrupo (II.27) tienen una particularidad importante, su propagación es independiente de las componentes del tensor de permeabilidad magnética, por lo que la onda no se ve afectada por el efecto giró-magnético de la capa y su velocidad es la de una onda electromagnética en un medio libre, por lo que se conocen como ecuaciones para ondas rápidas, este subgrupo describe una onda tipo TM (transversal magnética) [53].

En el caso de las ecuaciones del subgrupo (II.28) la influencia de las propiedades giro-magnéticas está completamente presente, de esta manera estas ecuaciones serán las que describan los campos asociados a la propagación de ondas de espín. Es sabido que la velocidad

de este tipo de ondas electromagnéticas es menor debido a su relación de dispersión, por lo que se refiere a ondas lentas, este grupo describirá ondas tipo TE (transversal eléctrica).

La ecuación (II.12) es una ecuación de onda general derivada las ecuaciones de Maxwell (II.10), aunque al ser aplicadas las condiciones $\partial \mathbf{e} / \partial z = 0$ y $\partial \mathbf{h} / \partial z = 0$, únicamente afecta a las componentes asociadas a las ondas lentas e_z , h_x y h_y que coincide al grupo de ecuaciones (II.28) para describir las MSSWs [54]. La ecuación (II.12) teniendo en cuenta la propiedad $(\nabla \times (\nabla \times \mathbf{F})) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) - \nabla^2 \mathbf{F}$ para un vector cualquiera F , en un medio sin fuentes de corriente, da lugar a

$$\frac{\partial^2 e_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e_z}{\partial y^2} + \varepsilon \mu_{\perp} k_0^2 e_z = 0, \quad (\text{II.29})$$

en donde

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu}. \quad (\text{II.30})$$

La ecuación (II.29) puede ser obtenida partiendo directamente de (II.28). La expresión general (II.12) será útil para presentar la base de los estudios numéricos y (II.29) para los modelos analíticos. Si bien se desprecian las componentes h_z , e_x y e_y por ser independientes de las componentes de interés, es necesario decir que su valor no es nulo.

A partir de las ecuaciones (II.28) se obtienen las expresiones para el campo magnético en función de e_z ,

$$h_x = \frac{1}{\mu_{\perp} k_0} \left(i \frac{\partial e_z}{\partial y} + \frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial e_z}{\partial x} \right), \quad (\text{II.31})$$

$$h_y = \frac{1}{\mu_{\perp} k_0} \left(\frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial e_z}{\partial y} - i \frac{\partial e_z}{\partial x} \right). \quad (\text{II.32})$$

Considerando únicamente las componentes de interés e_z , h_x y h_y para la formulación de las MSSWs descritos en (II.28), las condiciones (II.14) pueden ser reescritas como

$$e_{z_1} = e_{z_2}, \quad (\text{II.33a})$$

$$h_{y_1} = h_{y_2}, \quad (\text{II.33b})$$

$$\mu_1 h_{x_1} - i\mu_{a1} h_{y_1} = \mu_2 h_{x_2} - i\mu_{a2} h_{y_2}. \quad (\text{II.33c})$$

La continuidad de los campos expresada en las ecuaciones (II.33) es de especial interés, pues debe ser garantizada en cada uno de los problemas planteados a continuación.

II.5.1 Energía de la onda

En materiales con propiedades magnéticas descritas por $\vec{\mu}$, considerando las ecuaciones del grupo (II.28), el vector de Poynting tomaría la siguiente forma

$$\mathbf{P} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}\{-e_z h_y^* \mathbf{a}_x + e_z h_x^* \mathbf{a}_y\}, \quad (\text{II.34})$$

la energía almacenada en el sistema (II.21) queda como

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= \frac{\omega}{8\pi} \text{Im}\{\mu|h_x|^2 + \mu|h_y|^2 + i\mu_a(h_x h_y^* - h_x^* h_y) + \varepsilon|e_z|^2\}, \\ \frac{dU}{dt} &= \frac{\omega}{8\pi} \text{Im}\{\mu_a(h_x h_y^* - h_x^* h_y)\}, \end{aligned}$$

y la potencia como consecuencia de fuentes externas

$$P_{ext} = \frac{1}{2} \text{Re}\{e_z j_z^*\}.$$

En el caso de las guías de onda sin pérdidas y libres de corrientes externas el único término de interés es el vector de Poynting puesto que $\frac{dU}{dt} = 0$ y $P_{ext} = 0$.

De la ecuación (II.25) puede obtenerse la expresión del flujo de energía para las MSSWs

$$U = \frac{1}{16\pi} \text{Re}\left\{\frac{\partial(\omega\mu)}{\partial\omega} [|h_x|^2 + |h_y|^2] + \varepsilon|e_z|^2\right\} + \frac{1}{16\pi} \frac{\partial(\omega\mu_a)}{\partial\omega} \text{Im}\{(h_x^* h_y - h_x h_y^*)\}. \quad (\text{II.35})$$

II.5.2 Propagación de ondas superficiales

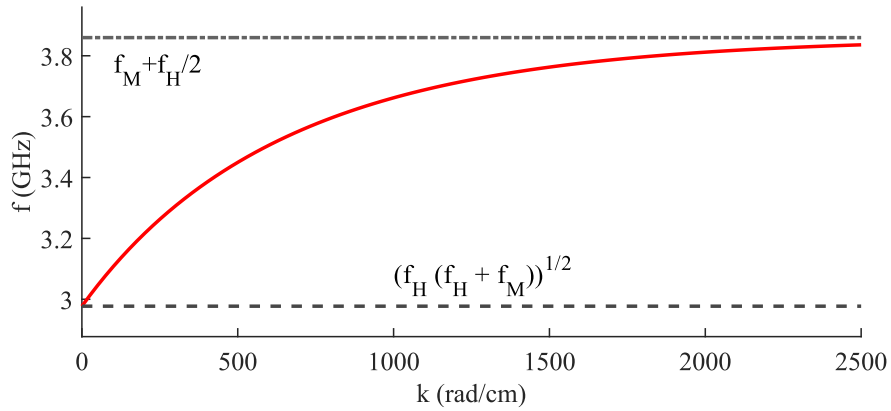


Figura II.2. Curva de dispersión. Para $H_0 = 500$ Oe y $s = 5 \mu\text{m}$.

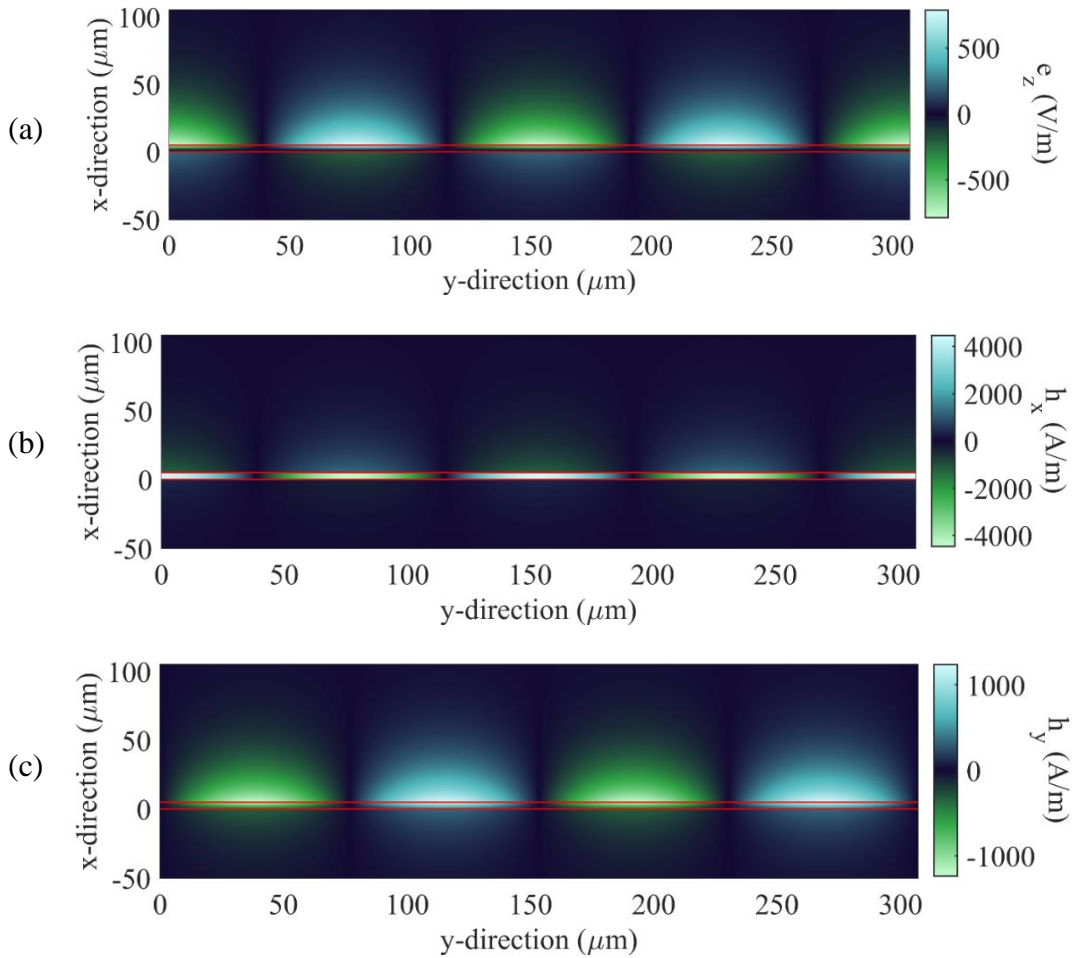


Figura II.3. Distribución de los campos e_z , h_x y h_y (parte real). Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

La solución propuesta a la ecuación diferencial (II.29) que gobierna las regiones del problema en la Figura II.1 es

$$\begin{aligned}
e_{zI} &= Ae^{\beta_a x + i(\omega t - ky)}, \\
e_{zII} &= (B \cosh(\beta_m x) + C \sinh(\beta_m x))e^{i(\omega t - ky)}, \\
e_{zIII} &= De^{-\beta_a x + i(\omega t - ky)},
\end{aligned} \tag{II.36}$$

en donde $\beta_m = \sqrt{k^2 - \epsilon k_0^2 \mu_\perp}$ y $\beta_a = \sqrt{k^2 - k_0^2}$, k es el número de onda, el subíndice para el campo eléctrico e denota que es la componente en dirección z del campo y con números romanos la región del dominio de la solución acorde a la Figura II.1. Los coeficientes A , B , C , D y la relación de dispersión para k pueden ser obtenidos al aplicar las condiciones de frontera (II.33a) y (II.33b), $e_{zI}|_{x=0} = e_{zII}|_{x=0}$, $h_{yI}|_{x=0} = h_{yII}|_{x=0}$, $e_{zII}|_{x=0} = e_{zIII}|_{x=0}$, $h_{yII}|_{x=0} = h_{yIII}|_{x=0}$, que dará lugar a un sistema lineal compatible representado por

$$[M][V] = [0], \tag{II.37}$$

y

$$[M] = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ \beta_a(\mu^2 - \mu_a^2) & -k\mu_a & -\beta_m \mu & 0 \\ 0 & -\cosh(\beta_m s) & \sinh(\beta_m s) & e^{-\beta_a s} \\ 0 & -[a_1 \sinh(\beta_m s) + a_2 \cosh(\beta_m s)] & [a_1 \cosh(\beta_m s) + a_2 \sinh(\beta_m s)] & -\beta_a e^{-\beta_a s} \end{bmatrix},$$

$$[V] = [A, B, C, D]^T,$$

considerando que $a_1 = \beta_m/\mu_\perp$, $a_2 = k\mu_a/(\mu\mu_\perp)$, la solución del sistema (II.37), a partir del determinante $\det [M] = 0$, da origen a la ecuación de dispersión

$$\frac{\beta_a(\mu^2 - \mu_a^2)^2 + \beta_m^2 \mu^2 - \mu_a^2 k^2}{\mu_a^2 - \mu^2} - 2\mu\beta_m\beta_a \coth(\beta_m s) = 0, \tag{II.38}$$

y los valores relativos de coeficientes respecto al coeficiente A son

$$B = A,$$

$$C = \frac{A}{\beta_m} \left[\beta_a \mu_{\perp} - \frac{k \mu_a}{\mu} \right], \quad (\text{II.39})$$

$$D = e^{\beta_a s} [B \cosh(\beta_m s) + C \sinh(\beta_m s)].$$

El valor del coeficiente A puede ser elegido aleatoriamente, de este depende directamente la amplitud de la onda. La elección del valor de A también se puede determinar según la potencia de la onda, algo útil para garantizar su conservación al comparar ondas en un barrio de frecuencias u otro parámetro.

Puesto que no se consideran corrientes, se puede demostrar que $\partial U / \partial t = 0$ por lo que el equilibrio de energía está únicamente a cargo del vector de Poynting (II.30). En un medio libre de acoplamiento P_y es invariante a lo largo de la dirección de propagación y $P_x = 0$, ninguna onda de espín se propaga en dirección normal a la película. Se puede estandarizar para un valor total de energía P^T al integrar la componente P_y en una superficie transversal a la dirección de propagación

$$P^T = \int_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} P_y dx dz. \quad (\text{II.40})$$

De las ecuaciones en (II.39) resulta evidente la posibilidad de factorizar A para los coeficientes, de la misma forma, A también es factorizable en las soluciones de los campos (II.36), siguiendo con esta línea de razonamiento el término A^2 también es factorizable de P^T . Por lo que (II.40) se puede reescribir como

$$P^T = A^2 f(\varepsilon, \mu, \mu_a, k_0, k), \quad (\text{II.41})$$

y el coeficiente A resulta en

$$A = \left(\frac{P^T}{f(\mu, \mu_a, k, \varepsilon, k_0)} \right)^{1/2}, \quad (\text{II.42})$$

en donde la función f es una función dependiente de los parámetros de las características del sistema y la onda. Este procedimiento para estandarizar los valores de los coeficientes con respecto a la potencia de la onda resulta útil para todos los problemas de guías de onda aquí planteados. A partir de las ecuaciones (II.31), (II.32), se obtienen las expresiones para las componentes de campo magnético

$$h_{xI} = \frac{Ake^{\beta_a x}}{k_0} e^{i(\omega t - ky)},$$

$$h_{xII} = \frac{\mu_a \beta_m}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [C \cosh(\beta_m x) + B \sinh(\beta_m x)] e^{i(\omega t - ky)} + \frac{k\mu}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [B \cosh(\beta_m x) + C \sinh(\beta_m x)] e^{i(\omega t - ky)}, \quad (\text{II.43})$$

$$h_{xIII} = \frac{Dke^{-\beta_a x}}{k_0} e^{i(\omega t - ky)},$$

$$h_{yI} = -\frac{iA\beta_a e^{\beta_a x}}{k_0} e^{i(\omega t - ky)},$$

$$h_{yII} = -\frac{i\mu\beta_m}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [C \cosh(\beta_m x) + B \sinh(\beta_m x)] e^{i(\omega t - ky)} - \frac{ik\mu_a}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [B \cosh(\beta_m x) + C \sinh(\beta_m x)] e^{i(\omega t - ky)}, \quad (\text{II.44})$$

$$h_{yIII} = \frac{i\beta_a D e^{-\beta_a x}}{k_0} e^{i(\omega t - ky)}.$$

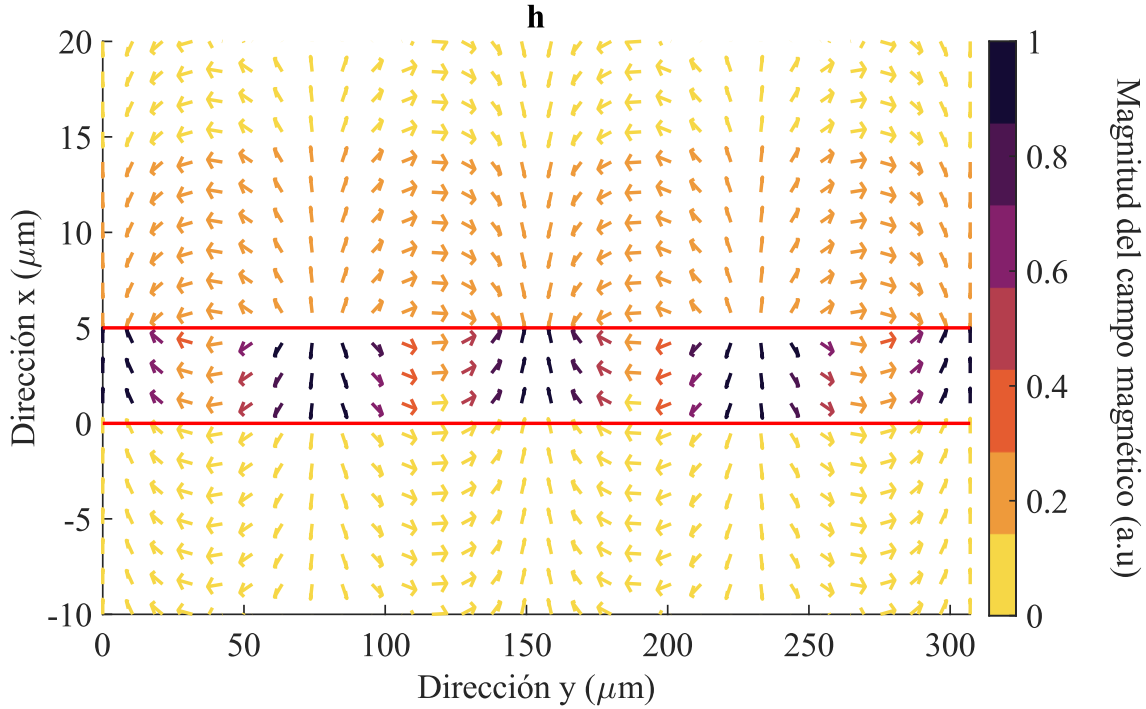


Figura II.4. Campo magnético \mathbf{h} (parte real), para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

En la Figura II.1 se muestra un ejemplo de la curva de dispersión obtenida a partir de la ecuación (II.39) resuelta numéricamente. En la Figura II.2 (a) se muestra el campo eléctrico (parte real) e_z , propagado en la guía, mientras que (b) y (c) muestra el campo magnético h_x y h_y respectivamente. Nótese que la dirección del campo aplicado \mathbf{H}_0 repercute en la dirección de propagación y en la superficie preferencial de propagación.

El campo e_z tiene la particularidad de concentrarse fuera de la película magnética, principalmente en las superficies, ambas con π rad de diferencia respecto a cada superficie, h_x tiene una amplitud comparablemente mayor a h_y , la cual se concentra principalmente en la capa. Por último h_y tiene la particularidad destacable que la fase es la misma en todas las regiones y se distribuye sin tener una región preferencial, por estas razones se elige esta componente como muestra del campo electromagnético en el trabajo experimental. En la Figura II.4 se muestra la distribución del campo magnético como campo vectorial, dando prioridad a las regiones de aire, mostrando la líneas de campo \mathbf{h} .

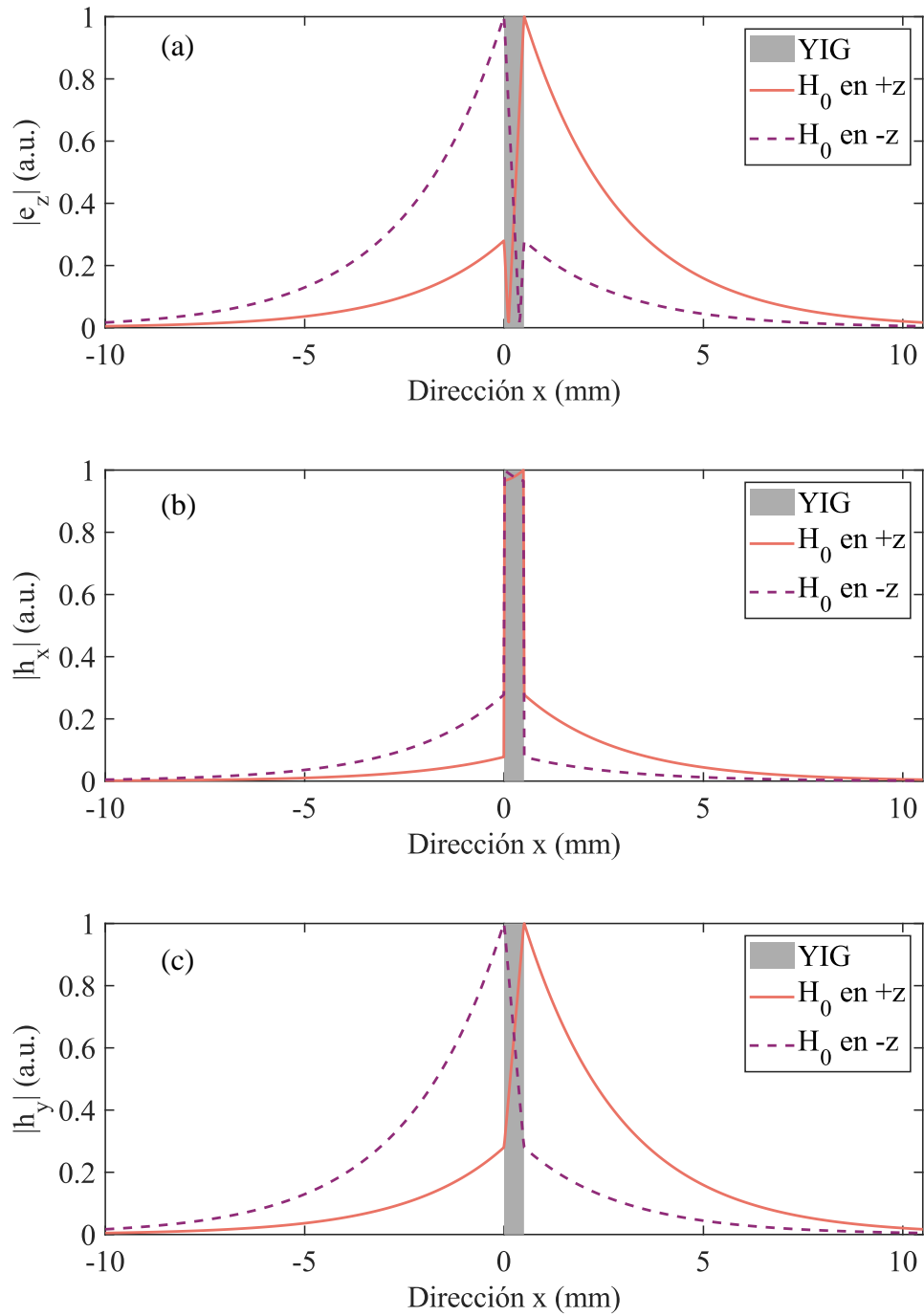


Figura II.5. Comparación de la magnitud compleja de los campos (a) e_z , (b) h_x y (c) h_y para un campo H_0 aplicado en dirección z positiva y negativa, en una región transversal. Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5$ μm y $f = 3.3$ GHz.

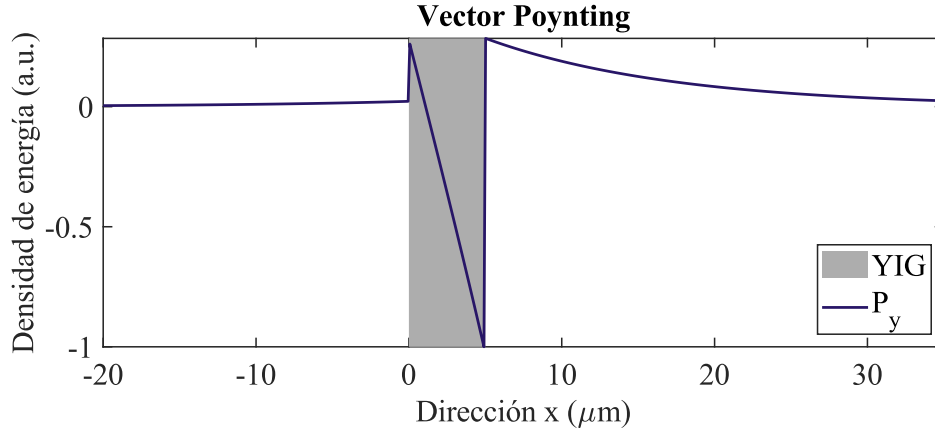


Figura II.6. Distribución de la potencia de la onda en la propagación. Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

En la Figura II.5 (a) se muestra la comparación en la amplitud de campo $|e_z|$ para los dos sentidos de \mathbf{H}_0 aplicado en un corte transversal de la guía, se muestra que el sentido de este determina el sentido y la superficie de propagación. Para los campos $|h_x|$ (b) y $|h_y|$ (c) sucede también un reflejo simétrico de la distribución de su magnitud respecto a la dirección de \mathbf{H}_0 .

En la Figura II.6 se muestra la distribución del vector de Poynting, destacando el máximo en la superficie de propagación y la presencia de valores negativos dentro de la película de YIG, lo que indica un sentido contrario de propagación.

También la velocidad de energía puede ser obtenida a través de (II.40) [55], de la manera

$$v_e = \frac{|\mathbf{P}^T|}{U^T},$$

$$U^T = \int_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} U \, dx dz.$$

Recordando que a partir de las soluciones de los campos (II.36), (II.43) y (II.44) la fase depende de

$$\phi = \omega t - ky, \quad (\text{II.45})$$

por lo que la relación del cambio de fase con la distancia [56] queda como

$$\left| \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_t \right| = k,$$

de la misma manera la relación del cambio de fase con el tiempo

$$\left| \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_y \right| = \omega,$$

la velocidad de fase se obtiene directamente de la relación de dispersión

$$v_p = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_\phi = \frac{\omega}{k},$$

al igual que la velocidad de grupo

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial F}{\partial k} \left(\frac{\partial F}{\partial \omega} \right)^{-1},$$

y el retardo

$$\tau_g = \frac{y}{v_g}. \quad (\text{II.46})$$

Numéricamente se evaluaron valores para v_g y v_e en donde se ha observado que ambas son similares, sin embargo, no se discutirá a detalle las implicaciones de la velocidad de grupo y flujo de energía.

II.6 Aproximación magnetostática

Este análisis de MSSWs se realiza a través de las leyes de Maxwell (II.10a) y surge a partir de considerar que la velocidad de fase de una onda electromagnética en un material magnético es mucho menor que en el espacio libre, lo que implicaría que para los números de

onda $k \gg k_0 \equiv \omega/c$, k se refiere al número de onda que se propaga en un material magnético y k_0 en el espacio libre, ω la frecuencia angular y c la velocidad de la luz [9]. A través de desarrollo matemático se puede llegar a la conclusión expresada en la ecuación

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (\text{II.47})$$

por lo anterior se puede definir un potencial magnético Ψ como

$$\mathbf{h} = -\nabla\Psi, \quad (\text{II.48})$$

de esta manera las ecuaciones de Maxwell para componentes dinámicas de los campos se puede reescribir como

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (\text{II.49a})$$

$$\nabla \cdot \vec{\mu}\mathbf{h} = 0, \quad (\text{II.49b})$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{i\omega}{c}\vec{\mu}\mathbf{h}, \quad (\text{II.49c})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{e} = 0. \quad (\text{II.49d})$$

Al sustituir (II.48) en (II.49.b) se obtiene la ecuación de onda (II.50), esta es la que gobierna la propagación de ondas magnetoestáticas o MSWs (*Magnetostatic Waves*), conocida como ecuación de Walker.

$$\nabla \cdot (\vec{\mu}\nabla\Psi) = 0. \quad (\text{II.50})$$

II.6.1 Magnetización tangencial a la película

El análisis fue instaurado por Damon y Eshbach [12] que describe el desarrollo teórico para la propagación de ondas MSWs a lo largo de una película delgada cuando es magnetizada tangencialmente, como se mostró en la Figura II.1. La película delgada con espesor s está formada de un material ferromagnético (región II), a su vez limitada en el eje x por dos

películas de material dieléctrico (regiones I y III) de aire. En las direcciones y y z se suponen infinitas todas las capas. Como se muestra en la Figura II.1, el campo de magnetización \mathbf{H}_0 coincide con el eje coordenado z , por lo tanto, la propagación de MSSWs sucede longitudinalmente al eje y , en la dirección z se da la propagación de MSBVs.

Las soluciones propuestas en cada región de la Figura II.1 son

$$\begin{aligned}\Psi_I &= A e^{\kappa x - i(k_y y + k_z z)}, \\ \Psi_{II} &= [B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x)] e^{-i(k_y y + k_z z)}, \\ \Psi_{III} &= D e^{-\kappa x - i(k_y y + k_z z)},\end{aligned}\tag{II.51}$$

en donde $k = k_y^2 + k_z^2$ y $\kappa^2 = k_y^2 + k_z^2/\mu$. Los números de onda k_y y k_z corresponden a la componente propagada en las direcciones y y z respectivamente. Una condición necesaria es que Ψ se desvanece cuando $x \rightarrow \pm\infty$.

Los coeficientes A , B , C y D , como también los números de onda k_y y k_z únicamente pueden ser encontrados al aplicar las condiciones de frontera entre las regiones I, II y III. Tomando en cuenta las condiciones de frontera (II.13) y la definición del potencial magnético (II.48), estas pueden expresarse en términos de Ψ

$$\begin{aligned}\Psi_I &= \Psi_{II}, \\ \Psi_{II} &= \Psi_{III}, \\ \frac{\partial \Psi_I}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}, \\ \frac{\partial \Psi_{III}}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}.\end{aligned}\tag{II.52}$$

Al aplicar las soluciones propuestas (II.51) en las ecuaciones (II.52) se da lugar a un sistema lineal de ecuaciones en término de los coeficientes A , B , C y D . La relación de dispersión se obtiene al resolver este sistema de ecuaciones, el cual es compatible

indeterminado lo que propicia multiples soluciones, dejando un coeficiente (en este caso A) que podrá tomar cualquier valor y definir el valor del resto B , C y D , de la misma manera que se planteó en la sección anterior,

$$B = A,$$

$$C = \frac{Ak + Bk_y\mu_a}{\kappa\mu},$$

$$D = -\frac{B[\kappa\mu \sinh(\kappa s) - k_y\mu_a \cosh(\kappa s)] + C[\kappa\mu \cosh(\kappa s) - k_y\mu_a \sinh(\kappa s)]}{k} e^{\kappa s}.$$

La ecuación de dispersión en su forma implícita es la siguiente

$$2k\mu\kappa \coth(\kappa s) + \mu^2\kappa^2 + k^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0. \quad (\text{II.53})$$

Para el caso de MSSWs se tiene únicamente la propagación en dirección y , perpendicular a \mathbf{H}_0 , por esto $k = k_y$ ó $k_z = 0$. Si de (II.53) se despeja ω se obtiene

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_M^2}{2[\coth(k_y s) + 1]} + \omega_0^2 + \omega_M\omega_0}. \quad (\text{II.54})$$

Los coeficientes para MSSWs tienen las siguientes expresiones en términos de A son

$$B = A,$$

$$C = A \frac{1 + \mu_a}{\mu},$$

$$D = A \left(1 - \frac{2}{\mu - \mu_a + 1}\right).$$

El campo magnético calculado por (II.48) y (II.51) es

$$h_{xI} = -Ake^{\kappa x - iky},$$

$$h_{yI} = iAke^{\kappa x - iky}, \quad (\text{II.55})$$

$$h_{xII} = -Ak \left\{ [\sinh(\kappa x)] + [\cosh(\kappa x)] \left(\frac{1 + \mu_a}{\mu} \right) \right\} e^{-iky},$$

$$h_{xII} = iAk \left\{ [\cosh(\kappa x)] + [\sinh(\kappa x)] \left(\frac{1 + \mu_a}{\mu} \right) \right\} e^{-iky},$$

$$h_{xIII} = Ak \left(1 - \frac{2}{\mu - \mu_a + 1} \right) e^{-\kappa x -iky},$$

$$h_{yIII} = iAk \left(1 - \frac{2}{\mu - \mu_a + 1} \right) e^{-\kappa x -iky}.$$

II.6.2 Vector de Poynting

En (II.19) se muestra la expresión del teorema de Poynting, recordando la relación matemática $\nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) = \mathbf{h}^* \cdot (\nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e} \cdot (\nabla \times \mathbf{h})^*$ y sustituyendo en dicha expresión las ecuaciones (II.49a), (II.49c) y (II.48) se tiene que

$$\frac{c}{8\pi} \nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) \cong -i \frac{\omega}{8\pi} \nabla \psi^* \cdot \vec{\mu} \mathbf{h}. \quad (\text{II.56})$$

Considerando la relación $\nabla \cdot (\psi \mathbf{b}) = \psi \nabla \cdot \mathbf{b} + (\nabla \psi) \cdot \mathbf{b}$ y (II.49d), la expresión (II.56) queda de la siguiente manera

$$\mathbf{e} \times \mathbf{h}^* = -i\omega\psi^* \vec{\mu} \mathbf{h}.$$

El vector de Poynting expresado en (II.34) para la aproximación magnetostática resulta como

$$\mathbf{P} = -\frac{\omega}{8\pi} \text{Re}\{i\psi^* \vec{\mu} \mathbf{h}\}. \quad (\text{II.57})$$

II.6.3 Propagación de MSSWs

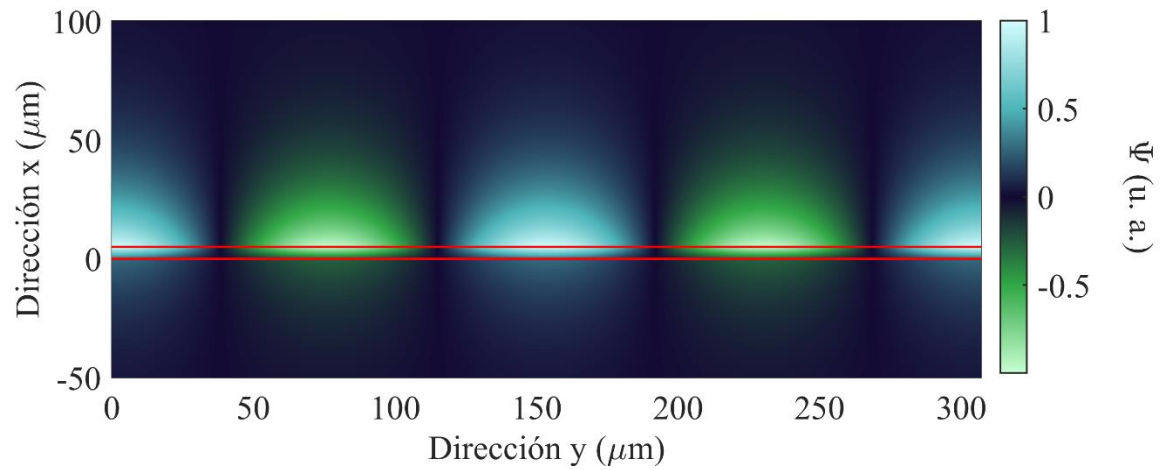


Figura II.7. Distribución del potencial magnético en una película. Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

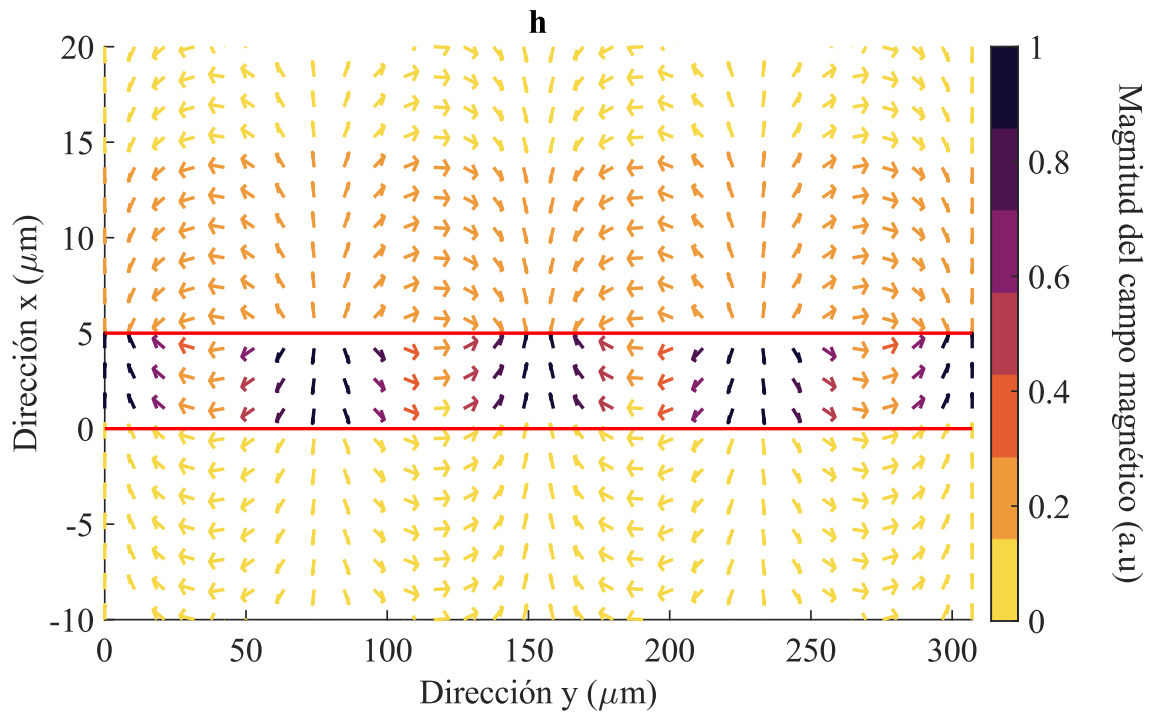


Figura II.8. Representación vectorial del campo magnético obtenido a partir de (II.55). Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

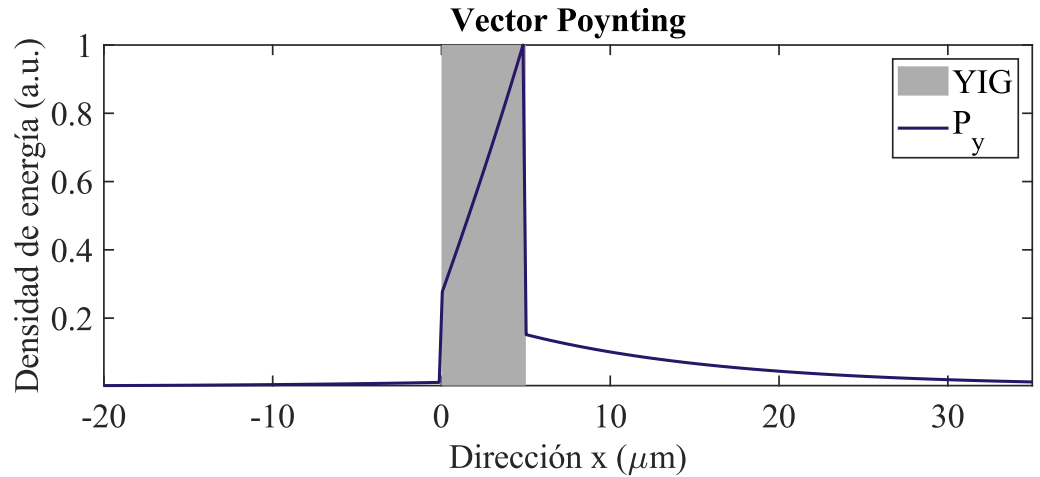


Figura II.9. Distribución de la potencia en la sección transversal de una capa con base a la magnetoeléctrica. Para $H_0 = 500$ Oe, $s = 5 \mu\text{m}$ y $f = 3.3$ GHz.

A partir de (II.51) se grafica el potencial magnético en la propagación de MSSWs en una capa en la Figura II.7. En la Figura II.8 se muestra el campo vectorial \mathbf{h} , resultante de (II.55). En la Figura II.9 se muestra el vector de Poynting calculado para un corte transversal. Como es evidente existen similitudes y diferencias en los resultados presentados en las imágenes de esta y la sección anterior, lo que requiere una mayor discusión, presentada en la siguiente sección.

II.7 Discusión respecto a la aproximación magnetostática

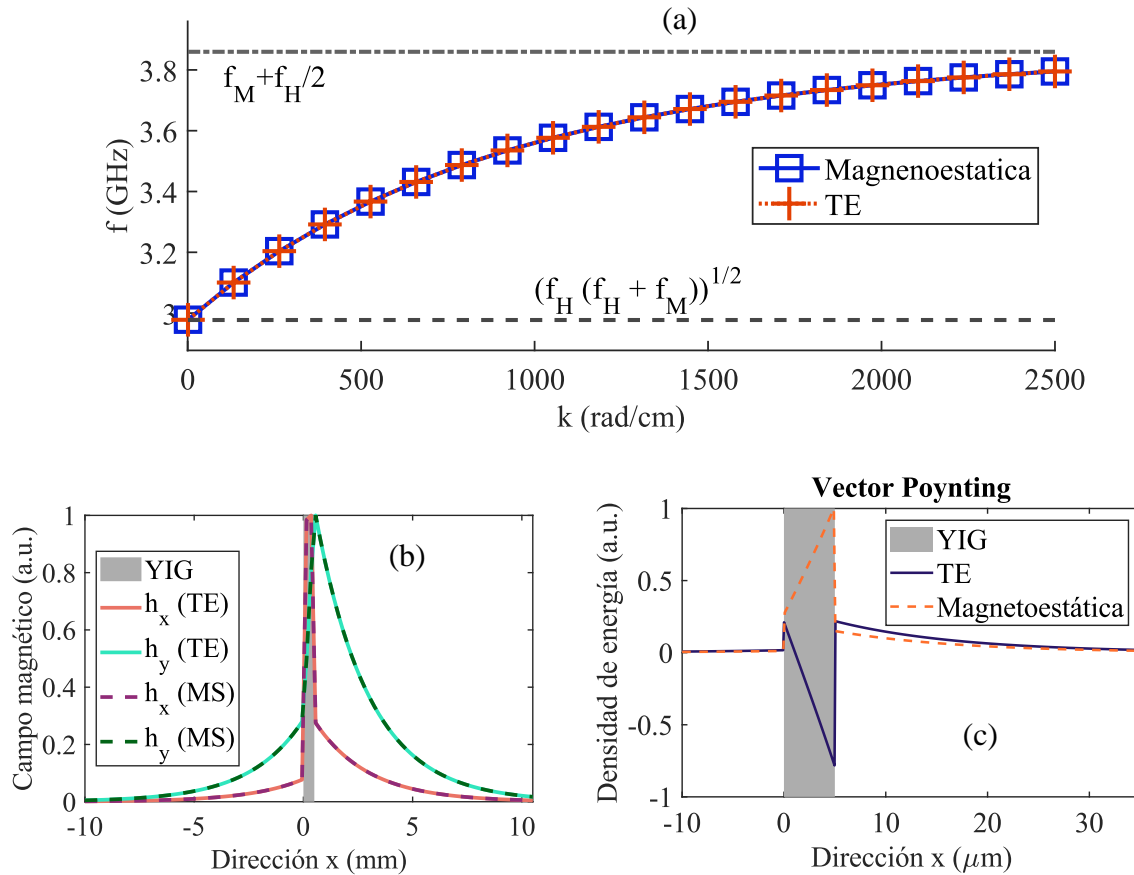


Figura II.10. Comparaciones entre la magnetoestática y el modo TE para ondas lentas (a) curva de dispersión, (b) distribución del campo magnético y (c) distribución de la potencia de onda. Para $H_0 = 500$ Oe y $s = 5 \mu\text{m}$. (b) y (c) para 3.3 GHz.

Como anteriormente se demostró, el estudio de MSSWs tiene dos interpretaciones de las ecuaciones de Maxwell. La más utilizada por ser la primera propuesta es la aproximación magnetostática; la segunda es el enfoque de ondas TE, ambos abordados en este capítulo. Las coincidencias de ambas teorías resultan en su indistinto uso para describir resultados experimentales relacionados con las características de dispersión de ondas lentas y su distribución de campo. Como sucede en la Figura II.10 (a) para la curva de dispersión y (b) la distribución del campo magnético para un corte transversal. Por otra parte, existen diferencias interesantes que crean preguntas en la validez del modelo utilizado, principalmente con respecto al cálculo de energía y el vector de Poynting, como se muestra en la Figura II.10 (c),

en donde la dirección del vector de Poynting dentro del YIG resulta ser contrario al considerar ambas aproximaciones, siendo esto el cambio más evidente respecto a la energía de la onda.

Al considerar las MSSWs como ondas TE, la presencia del campo eléctrico representa una ventaja respecto a la aproximación magnetostática en donde este es desestimado, debido a que el cálculo de la energía de la onda es directo y experimentalmente más acertado. Dichas comparaciones se han realizado entre los resultados de [55] y [53] encontrando discrepancias de sumo interés con respecto a la dirección de la energía y la dirección de la propagación de fase, en la referencia [53] se demuestra que dentro de capas ferromagnéticas la dirección de propagación de la energía puede ser contraria a la dirección de la propagación de fase que favorece al modelo de onda TE. Concluyendo que contemplar el campo eléctrico resulta vital para el desarrollo de dispositivo encaminados a efectos magnetoeléctricos [57].

El caso de las MSSWs es especial, al considerar la dirección de magnetización en plano de la película y el frente de onda perpendicular a la propagación es posible desacoplar las ecuaciones de Maxwell en los dos subgrupos (II.9) y (II.10). Esta ventaja matemática de tener dos sistemas simples de ecuaciones con variables independientes entre sí, no lo ofrece la formulación de cualquier onda volumétrica. Lo anterior implica una tarea complicada de resolver pues se involucran todas las variables de los campos en la solución. Algo que no sucede con la aproximación magnetostática que nos permite describir ondas de tipo volumétrico con facilidad. Por las ventajas que supone utilizar las ecuaciones completas de Maxwell (TE) para ondas superficiales, esta formulación se usará a lo largo del texto.

II.8 Principio variacional

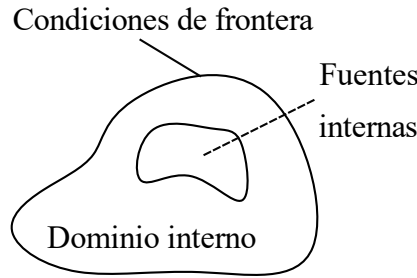


Figura II.11. Representación esquemática de un problema electrodinámico general en 2D.

La cualidad particular del cálculo variacional consiste en cambiar el problema de integrar una ecuación diferencial en obtener un extremo del principio variacional asociado. Por lo que se involucra un problema de máximos y mínimos.

El principio variacional asociado a la ecuación (II.11) está dado en [58] como

$$F(\mathbf{e}) = \langle \nabla \times (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}), \mathbf{e} \rangle - k_0^2 \langle \epsilon \mathbf{e}, \mathbf{e} \rangle + \langle \mathbf{f}, \mathbf{e} \rangle + \langle \mathbf{e}, \mathbf{f} \rangle,$$

en donde el producto interno es

$$\langle \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle = \iint_{\Omega} (\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{a}) d\Omega,$$

y tomando en cuenta las propiedades $\iint_{\Omega} \nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) ds = \oint_C (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) \cdot \hat{n} dl$ y $\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{A})$ queda

$$F(\mathbf{e}) = \iint_{\Omega} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \cdot (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - k_0^2 \epsilon \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^* d\Omega - \oint_C \mathbf{e}^* \cdot [(\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \hat{n}] dl + \iint_{\Omega} \mathbf{e} \cdot \mathbf{f}^* + \mathbf{f} \cdot \mathbf{e}^* dx dy, \quad (\text{II.58})$$

en donde la primera integral corresponde al dominio interior del problema, la segunda a las condiciones de frontera en contornos internos/externos y la última, a las fuentes de corriente. En la Figura II.11 se representa un esquema del problema en 2D que resuelve el principio variacional (II.58).

Como anteriormente se mencionó que la solución del problema implica resolver el extremo del principio variacional $\partial F / \partial e^* = 0$. Por conveniencia, la derivada parcial se aplica una vez que ya se han hecho algunas suposiciones para el método de elemento finito que se explicara en el capítulo IV.4.

III. Acoplador direccional magnónico

En este capítulo se realizó el estudio a dos guías de onda magnónicas acopladas, las cuales consisten de una estructura conformada por dos películas delgadas de YIG paralelas tal como se muestra en el esquema de la Figura III.1. Primero se presentará un modelo teórico, después se discutirá el montaje experimental y los métodos, posteriormente se discutirán los resultados que se interpretarán con ayuda del modelo, finalmente se aportarán conclusiones remarcando los puntos destacables que enfatizan la importancia de la investigación realizada.

Al situar dos capas lo suficientemente cerca (menos de 1 mm) podemos esperar que los campos evanescentes de las ondas superficiales que se propagan en estas interactúen entre sí, esta mutua interacción de los campos la denominaremos acoplamiento. El acoplamiento entre dos guías propicia el surgimiento de dos modos de propagación y la combinación lineal de los modos definirá la propagación de las ondas en este régimen multimodal.

A diferencia de otro tipo de guías, no hay régimen monomodal en la práctica, por lo que resulta infructuoso trabajar con los modos por separado, en consecuencia se debe tener conocimiento profundo de las particularidades del régimen; puesto que trae consigo complicaciones, propicia modulación de la amplitud de los campos eléctrico y magnético, intercambio espacial de la energía de la onda entre capas, discontinuidades abruptas de la fase resultado de frentes de onda no planos y características de dispersión variables en el espacio que afectan en la velocidad de la señal.

Las particularidades del régimen multimodal estarán presentes en todo dispositivo en donde esté presente el acoplamiento de las capas, por lo que conocer a fondo las características de propagación es de gran interés en el diseño de dispositivos de procesamiento de señales analógicas.

En investigaciones previas se ha analizado el efecto del intercambio de energía con respecto a este parámetro y se recabó la información referente a la fase sin profundizar en ella [59], [60]. Además se han planteado modelos teóricos basados en la aproximación magnetostática, a considerar [27], [33], [61], [62], en donde se describen aspectos básicos

respecto a las características de sus modos propios y el efecto de la propagación multimodal en el intercambio de energía.

III.1 Modelo de dos guías de onda acopladas

En esta sección se trata el problema de dos guías de onda paralelas que se conforma por dos películas delgadas de YIG como se muestra en la Figura III.1, la película inferior se define como la región II que tiene un espesor d_1 y la superior como la región IV la cual tiene un espesor d_3 . Están rodeadas de capas de materiales dieléctricos con las propiedades del aire, que corresponden a las regiones I, III y V. La capa III entre las películas magnéticas tiene un espesor d_2 , las capas externas I y V se suponen semi-infinitas a lo largo de x y todas las capas en general se consideran infinitas en el plano yz . Ambas son magnetizadas con un campo homogéneo \mathbf{H}_0 aplicado en la dirección z , por lo que la propagación de las MSSWs sucede en la dirección y .

Con el propósito de hacer un modelo general se incluyen diferencias en las propiedades magnéticas a partir de considerar un tensor de permeabilidad magnética $\vec{\mu}_1$ para la región II y $\vec{\mu}_2$ para la región IV, conforme a (II.7). Sin embargo, en las próximas secciones se considerarán semejantes ($\vec{\mu}_1 = \vec{\mu}_2$), experimentalmente se tomaron películas con las mismas características pertenecientes a la misma oblea de fabricación. Esta disposición se ha elegido por tener un mayor grado de interacción de los campos evanescentes y la facilidad de crear un modelo analítico lo suficientemente simple, a diferencia de la estructura en donde se involucran dos películas horizontales [63].

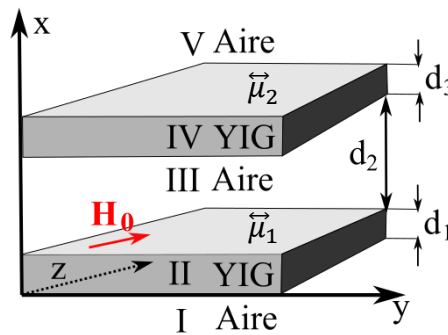


Figura III.1. Esquema de dos guías de onda acopladas.

El dominio del problema de guía de onda planteado estará gobernado por la ecuación de onda (II.29), cuyas soluciones propuestas para el campo eléctrico e_z en cada región de la Figura III.1 son

$$\begin{aligned}
e_{zI} &= A e^{\beta_a x + i(\omega t - ky)}, \\
e_{zII} &= [B_1 e^{\beta_{m1} x} + B_2 e^{-\beta_{m1} x}] e^{i(\omega t - ky)}, \\
e_{zIII} &= [C_1 e^{\beta_a x} + C_2 e^{-\beta_a x}] e^{i(\omega t - ky)}, \\
e_{zIV} &= [D_1 e^{\beta_{m2} x} + D_2 e^{-\beta_{m2} x}] e^{i(\omega t - ky)}, \\
e_{zV} &= E e^{-\beta_a x + i(\omega t - ky)},
\end{aligned} \tag{III.1}$$

en donde $\beta_{m1} = \sqrt{k^2 - \varepsilon_1 k_0^2 \mu_{11}}$, $\beta_{m2} = \sqrt{k^2 - \varepsilon_2 k_0^2 \mu_{12}}$, $\beta_a = \sqrt{k^2 - k_0^2}$, μ_{11} y μ_{12} se calculan a partir de (II.30) para la película inferior y superior respectivamente. ω es la frecuencia angular de la onda, t la variable de tiempo, k es el número de onda. Los coeficientes B_1 , B_2 , C_1 , C_2 , D_1 , D_2 , E y k pueden obtenerse a través de aplicar las condiciones de frontera (II.33) en las interfaces entre capas de la Figura III.1 para obtener un sistema lineal de ecuaciones similar al obtenido en la sección II.5.2.

Una vez resuelto el sistema lineal la ecuación de dispersión queda de la siguiente forma

$$\begin{aligned}
&\frac{P_{+2} Q_{-2}}{P_{+1} Q_{-1}} [e^{2\beta_{m1} d_1} + e^{2\beta_{m2} d_3} - 1 - e^{2\beta_{m1} d_1 + 2\beta_{m2} d_3}] \\
&\quad + \frac{(P_{-2})(Q_{-2})}{(P_{-1})(Q_{-1})} e^{2\beta_a d_2 + 2\beta_{m1} d_1} \\
&\quad + \frac{(P_{+2})(Q_{+2})}{(P_{+1})(Q_{+1})} e^{2\beta_a d_2 + 2\beta_{m2} d_3} \\
&= \frac{(P_{-2})(Q_{-2})}{(P_{+1})(Q_{+1})} e^{2\beta_a d_2} \\
&\quad + \frac{(P_{+2})(Q_{+2})}{(P_{-1})(Q_{-1})} (e^{2\beta_a d_2 + 2\beta_{m1} d_1 + 2\beta_{m2} d_3}),
\end{aligned} \tag{III.2}$$

en donde $P_1 = \frac{1}{\beta_a \mu_{\perp 1}} \left(\beta_{m1} + k \frac{\mu_{a1}}{\mu_1} \right)$, $Q_1 = \frac{1}{\beta_a \mu_{\perp 1}} \left(\beta_{m1} - k \frac{\mu_{a1}}{\mu_1} \right)$, $P_2 = \frac{1}{\beta_a \mu_{\perp 2}} \left(\beta_{m2} + k \frac{\mu_{a2}}{\mu_2} \right)$,
 $Q_2 = \frac{1}{\beta_a \mu_{\perp 2}} \left(\beta_{m2} - k \frac{\mu_{a2}}{\mu_2} \right)$, $P_{+1} = (P_1 + 1)$, $P_{+2} = (P_2 + 1)$, $P_{-1} = (P_1 - 1)$,
 $P_{-2} = (P_2 - 1)$, $Q_{+1} = (Q_1 + 1)$, $Q_{+2} = (Q_2 + 1)$, $Q_{-1} = (Q_1 - 1)$ y $Q_{-2} = (Q_2 - 1)$.

Y los coeficientes también resultan de resolver el sistema lineal, los cuales tienen la forma

$$\begin{aligned}
 B_1 &= A \left(1 - \frac{P_{-1}}{P_{-1} + Q_{+1}} \right), \\
 B_2 &= \frac{AP_{-1}}{P_{-1} + Q_{+1}}, \\
 C_1 &= \frac{1}{2} [2\beta_1 e^{\beta_{m1} d_1} + 2B_2 e^{-\beta_{m1} d_1} \\
 &\quad + B_1 P_{-1} e^{\beta_{m1} d_1} - B_2 Q_{+1} e^{-\beta_{m1} d_1}] e^{-\beta_a d_1}, \\
 C_2 &= [B_1 e^{\beta_{m1} d_1} + B_2 e^{-\beta_{m1} d_1} - C_1 e^{\beta_a d_1}] e^{\beta_a d_1}, \\
 D_1 &= \frac{Q_{-2} [C_1 e^{\beta_a (d_1 + d_2)} + C_2 e^{-\beta_a (d_1 + d_2)}] + 2C_1 e^{\beta_a (d_1 + d_2)}}{P_{+2} e^{\beta_{m2} (d_1 + d_2)} + Q_{-2} e^{\beta_{m2} (d_1 + d_2)}}, \\
 D_2 &= e^{\beta_{m2} (d_1 + d_2)} [C_1 e^{\beta_a (d_1 + d_2)} + C_2 e^{-\beta_a (d_1 + d_2)} \\
 &\quad - D_1 e^{\beta_{m2} (d_1 + d_2)}], \\
 E &= e^{\beta_a (d_1 + d_2 + d_3)} [D_1 e^{\beta_{m2} (d_1 + d_2 + d_3)} + D_2 e^{-\beta_{m2} (d_1 + d_2 + d_3)}]
 \end{aligned} \tag{III.3}$$

El coeficiente A es un valor que se puede asignar aleatoriamente, o puede hacerse a partir del vector de Poynting de forma análoga tal como se realizó en la ecuación (II.42), con la finalidad de preservar la energía de la onda constante ante la variación de parámetros.

El campo magnético se calcula a partir de las ecuaciones (III.1), (II.31) y (II.32) como

$$\begin{aligned}
h_{yI} &= -\frac{i\beta_a}{k_0} A e^{\beta_a x + i(2\pi f t - ky)}, \\
h_{yII} &= \frac{-i}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [\mu\beta_m (B_1 e^{\beta_m x} - B_2 e^{-\beta_m x}) \\
&\quad + k\mu_a (B_1 e^{\beta_m x} + B_2 e^{-\beta_m x})] e^{i(2\pi f t - ky)}, \\
h_{yIII} &= -\frac{i\beta_a}{k_0} (C_1 e^{\beta_a x} - C_2 e^{-\beta_a x}) e^{i(2\pi f t - ky)}, \\
h_{yIV} &= \frac{-i}{k_0(\mu^2 - \mu_a^2)} [\mu\beta_m (D_1 e^{\beta_m x} - D_2 e^{-\beta_m x}) \\
&\quad + k\mu_a (D_1 e^{\beta_m x} + D_2 e^{-\beta_m x})] e^{i(2\pi f t - ky)}, \\
h_{yV} &= i \frac{\beta_a}{k_0} E e^{-\beta_a x + i(2\pi f t - ky)}.
\end{aligned} \tag{III.4}$$

La potencia de la onda puede obtenerse a partir de (II.34) y las expresiones de los campos (III.1) y (III.4), para cada uno de los modos por separado, P_{ya} la componente del vector de Pointyng en la dirección de propagación para el modo antisimétrico y P_{ys} para el modo simétrico. La potencia total de la onda que atraviesa el plano xz , transversal a la dirección de propagación en cada modo, se obtiene como

$$P_a^T = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 P_{ya} dz dx, \quad P_s^T = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 P_{ys} dz dx, \tag{III.5}$$

en donde P_s^T y P_a^T corresponden al modo simétrico y antisimétrico respectivamente, cuya unidad es [W]. Nótese que en (III.5) se toma un rango de valores $z \in [0,1]$, en consecuencia a que se consideran los campos invariantes en esta dirección, de esta manera es posible considerar de forma independiente la energía en cada modo, que para nuestros propósitos se supondrá que la energía en cada modo es la misma $P_a^T = P_s^T$.

En la Figura II.2 (a) se muestra la curva de dispersión obtenida a partir de la ecuación (III.2), como se puede observar en dicha curva son apreciables dos ramas asociadas a los dos modos de propagación, el modo simétrico en azul y el modo antisimétrico en rojo. Estos modos reciben su nombre de la comparación de la fase de la onda propagada en las dos películas, en el modo simétrico la fase es única, mientras que en el modo antisimétrico la propagación difiere π (*rad*).

En la Figura III.2 (b) se muestran los campos normalizados: e_z en (b), h_x en (c) y h_y en (d), asociado a los modos simétrico y antisimétrico para un corte transversal de la estructura. En las tres componentes de campo es posible notar las diferentes características de la fase, asociadas a cada uno de los modos; lo cual resulta particularmente notorio en (d).

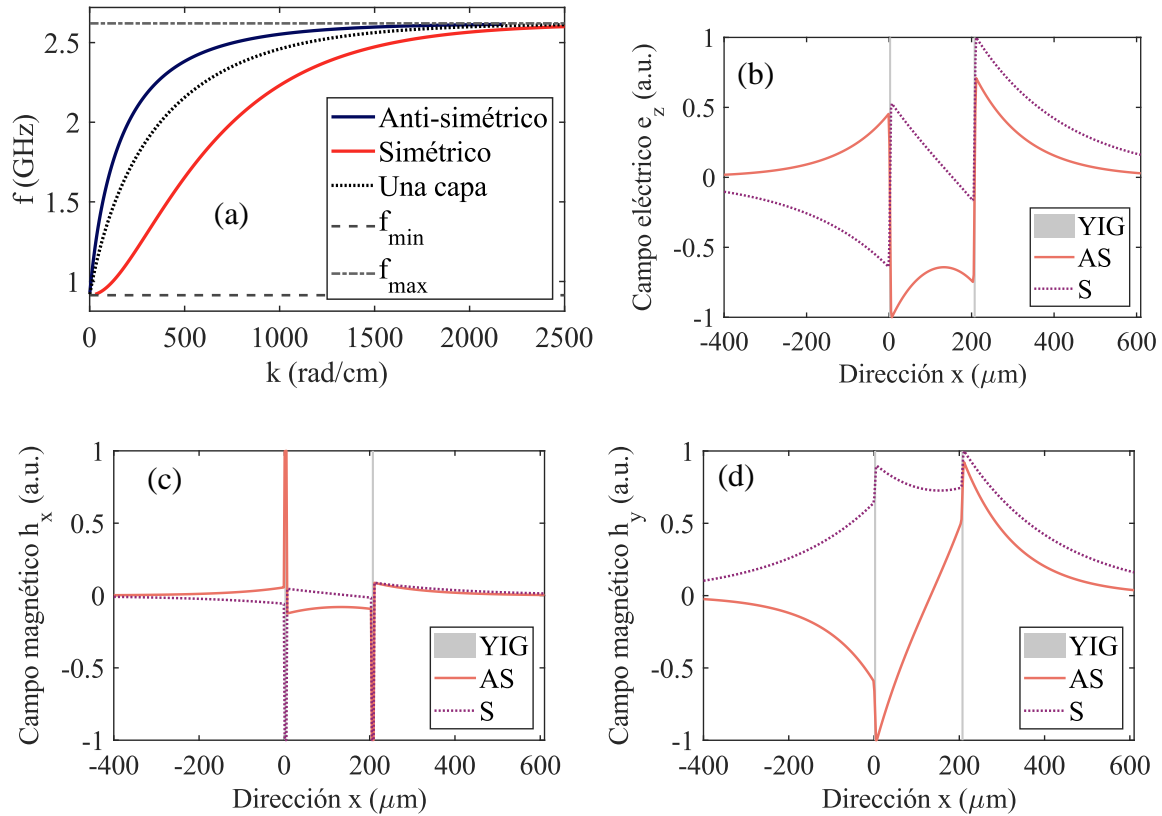


Figura III.2. (a) Curva de dispersión con dos ramas asociadas a los modos de propagación, para $d_1 = 10 \mu\text{m}$, $d_2 = 10 \mu\text{m}$, $d_3 = 10 \mu\text{m}$ y $H_0 = 58.61$ Oe. (b) Magnitud del campo eléctrico e_z para un corte transversal, (c) magnitud del campo magnético h_x para un corte transversal y (d) magnitud del campo magnético h_y para un corte transversal para $d_2 = 200 \mu\text{m}$ y $f = 1.1$ GHz. En las curvas se usa S para el modo simétrico y AS para el modo antisimétrico.

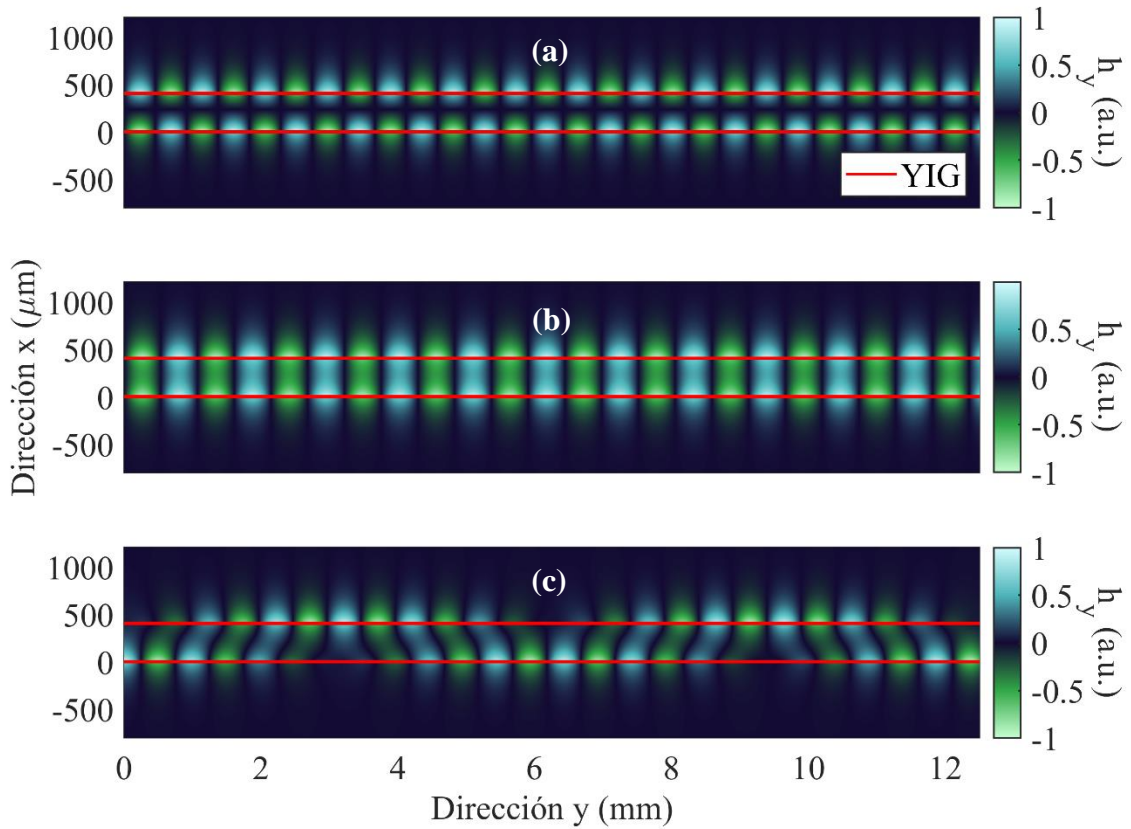


Figura III.3. Campo magnético h_y (a) para el modo antisimétrico, (b) para el modo simétrico y (c) para la superposición de ambos. Para los parámetros $d_1 = d_3 = 5 \mu\text{m}$, $d_2 = 400 \mu\text{m}$ y $H_0 = 58.61 \text{ Oe}$.

En la Figura III.3 se muestra el campo h_y , en (a) el modo antisimétrico y en (b) el modo simétrico graficado en el plano yz , en (a) se evidencia la diferencia de $\pi \text{ rad}$ en la fase de las ondas propagadas en las superficies y en (b) ondas propagadas con la misma fase. Ambos modos son característicos de la heteroestructura y como muestra la curva de dispersión en la Figura III.2 (a) ambos se propagan al unísono (no hay regiones del espectro con propagación monomodal), por lo que las ondas deben ser interpretadas como la combinación lineal de ambos modos, tal como se muestra en la en la Figura III.3 (c).

La combinación lineal de los modos en la Figura III.3 (c) muestra una modulación espacial en la amplitud del campo h_y , que da origen a patrones sinusoidales asociados a una redistribución del campo en la superficie de las capas, propiciando la aparición de máximos y

mínimos de magnitud que se distribuyen periódicamente entre capas. Esta redistribución tiene un periodo espacial

$$T_{inter} = 2\pi/(k_a - k_s). \quad (\text{III.6})$$

Las componentes de los campos e_z y h_x también son modulados en consecuencia del régimen multimodal de la guía, por lo que es necesario tomar la contribución de estos a partir del análisis de la energía de la onda.

III.1.1 Energía y acoplamiento

El régimen de propagación multimodal consta de los dos modos antes mencionados: simétrico y antisimétrico (que se propagan al unísono), por lo que los campos son el resultado de la combinación lineal de ambos modos a partir de (III.1) y (III.4), lo que implica que

$$\begin{aligned} e_z &= e_z^a + e_z^s, \\ h_x &= h_x^a + h_x^s, \\ h_y &= h_y^a + h_y^s, \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

en donde el superíndice indica el modo de propagación a para el modo antisimétrico y s para el simétrico. Siguiendo lo visto en (II.19) el vector de Poynting quedaría como $\mathbf{P} = P_x \mathbf{a}_x + P_y \mathbf{a}_y$ y los componentes del vector son resultado de la combinación lineal de los campos de cada modo

$$\begin{aligned} P_x &= -\frac{c}{8\pi} \text{Re}\{[(e_z^a + e_z^s)(h_y^a + h_y^s)^*] \mathbf{a}_x\}, \\ P_y &= \frac{c}{8\pi} \text{Re}\{[(e_z^a + e_z^s)(h_x^a + h_x^s)^*] \mathbf{a}_y\}. \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Respecto a las soluciones para los campos (III.7) es posible demostrar que para la componente normal a la propagación en x se tiene que $P_{xI} = P_{xV} = 0$, mientras que en el resto de las regiones es diferente de cero. Esto último es especialmente importante porque indica un

flujo de energía en estas regiones, teniendo en cuenta que el flujo está limitado a las regiones II, III y IV.

En la Figura III.4 se muestran las componentes del vector P_x y P_y , en donde se hace evidente un flujo de energía que puede traducirse como un intercambio de energía entre películas a lo largo de la propagación de la onda. Observando P_x se muestra la oscilación de la dirección del flujo de energía de la onda, sin embargo, en P_y se muestra distribución de máximos y mínimos de energía. Nótese que el intercambio de potencia tiene un comportamiento armónico que coincide con el periodo T_{inter} . Se desprecia la energía dentro de la capa, pues ya se ha comprobado que dentro de esta es máxima y existen características de interés como la dirección negativa de la potencia. Sin embargo, ahora se busca destacar el comportamiento en las regiones de aire.

Al igual que para una película, es posible demostrar que $\partial U/\partial t = 0$, por lo que el balance de energía está por completo en manos del vector de Poynting, puesto que el vector P_x no supone una salida de energía al estar confinado en $x \in [0, d_1 + d_2 + d_3]$, el análisis de conservación de energía compete puramente a P_y . Se define la potencia total de la onda como

$$P_T^T = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 P_y dz dx. \quad (\text{III.9})$$

De acuerdo con la conservación de la energía se debe cumplir que la potencia total debe ser igual a la suma de la contribución de la potencia de cada modo calculado de forma similar a (III.9), en donde P_y se debe sustituir por P_y^s y P_y^a , como se define en (III.8), por lo que la potencia total queda como

$$P_T^T = P_a^T + P_s^T. \quad (\text{III.10})$$

Al resolver (III.10) se llega a la siguiente condición

$$\cos[(k_a - k_s)y] = 0, \quad (\text{III.11})$$

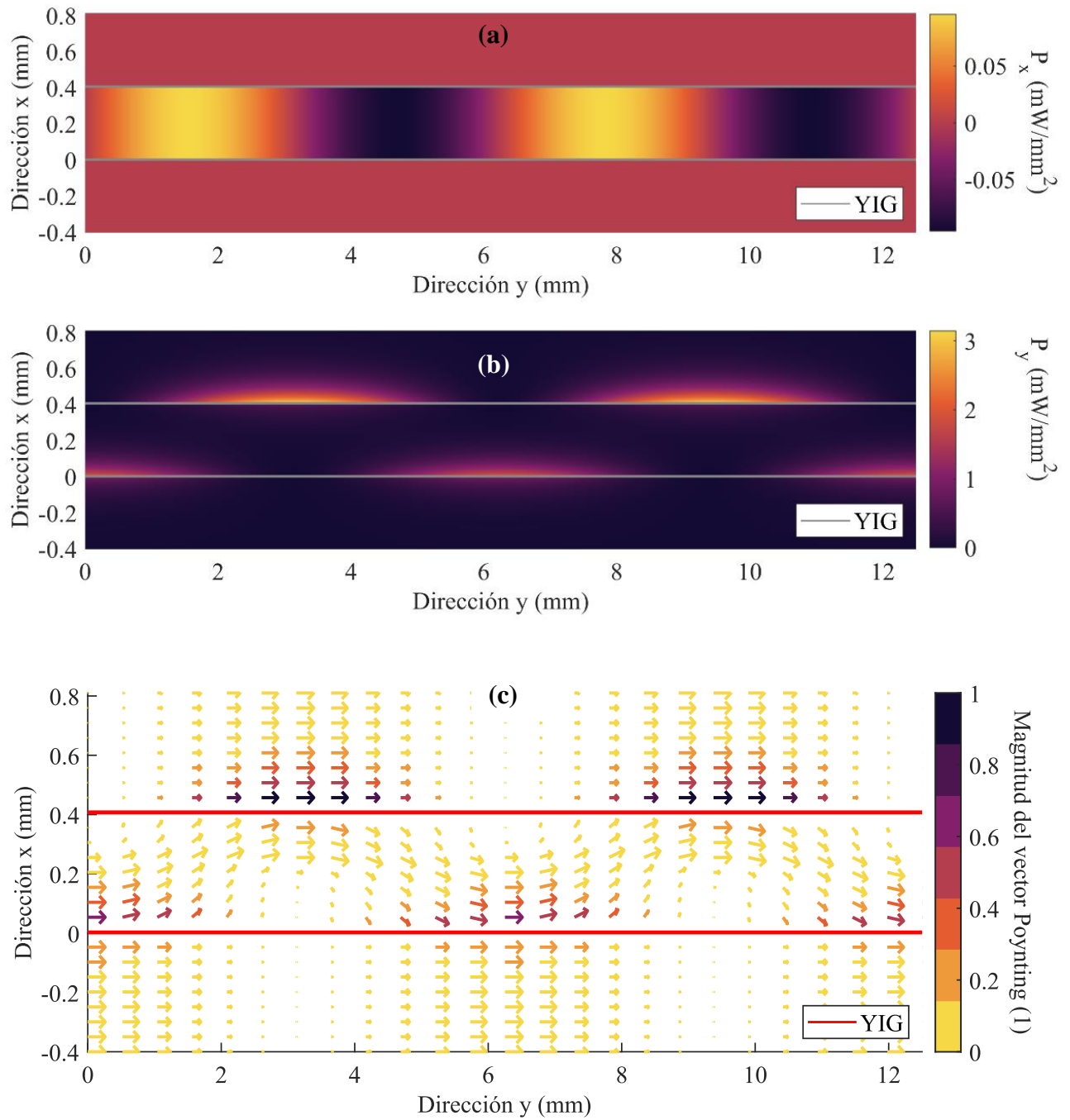


Figura III.4. Vector de Poynting (a) componente normal a la propagación, (b) componente en la dirección de propagación y (c) representación vectorial. Para los parámetros $d_1 = d_3 = 5 \mu\text{m}$, $d_2 = 400 \mu\text{m}$, $H_0 = 58.61 \text{ Oe}$ y $f = 1.1 \text{ GHz}$.

lo que nos indica que la conservación de energía se cumple solamente en la condición (III.11), siendo esta periódica y correspondiente a T_{inter} . Si el mismo ejercicio se realizara con la

energía U_a^T para el modo antisimétrico y U_s^T para el simétrico de (II.25) se llegaría a la misma conclusión para

$$U_T^T = U_a^T + U_s^T. \quad (\text{III.12})$$

El vector de Poynting graficado en la Figura III.4 corresponde únicamente a las capas de aire, como se hizo notar en la sección II.5.2, también existen valores negativos para el vector de Poynting en las capas magnéticas los cuales no se grafican. El acoplamiento entre dos capas produce un comportamiento interesante en el vector de Poynting, en la Figura III.4 (c) se muestra como el intercambio de energía es descrito a partir de la dirección del vector en la región intermedia que se dirige de una capa a otra a lo largo de la dirección de propagación, en este problema el vector de Poynting en la dirección normal P_x no es nulo a diferencia de los otros casos de estudios, la no nulidad del vector se extiende en la capa intermedia y en las dos capas magnéticas por lo que no se trata de otra dirección de propagación.

Como se muestra en la Figura III.5 (a) la fase en la dirección de propagación dista de tener un frente de onda plano, algo que complica su análisis de manera importante, a diferencia de la propagación monomodal en donde el frente de onda plano resulta intuitivo.

En la Figura III.5 (a) la deformación del frente de onda resulta evidente. En un corte para un valor y constante la onda variará en valor absoluto hasta $\frac{\pi}{2} \text{rad}$, esto derivado de las discontinuidades de fase señalizadas con flechas, estas ocurren en los puntos de mínima energía en la dinámica del intercambio. Hay un “salto” de fase que se debe al cambio del signo de la combinación lineal de las dos ondas en torno al punto de discontinuidad, lo cual se analizará a profundidad en la sección III.3.

En la Figura III.5 (b) se muestra el efecto las discontinuidades de fase respecto a la separación entre películas, calculando el campo puntual en la superficie de una de las películas. Cuando se origina el cambio abrupto de π rad en la fase coincide con la superposición lineal que pasa por un nulo de energía, al comparar la Figura III.4 (c) y la Figura III.5 (a). En la Figura III.5 (b) y (c) se muestra que existe un cambio rápido de fase cuando la superposición pasa por un mínimo, aproximado a π rad.

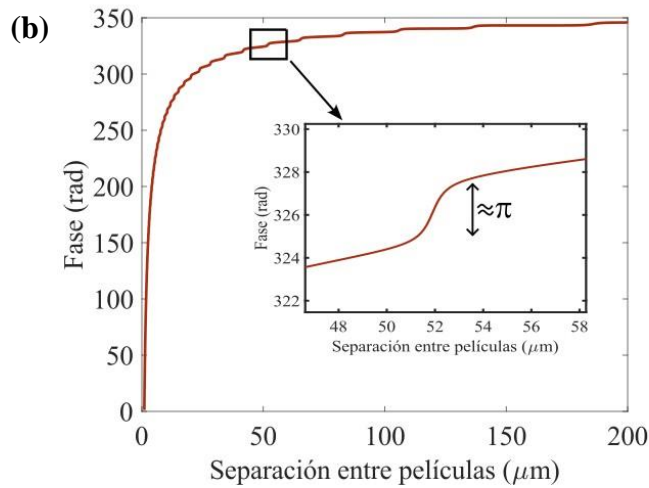
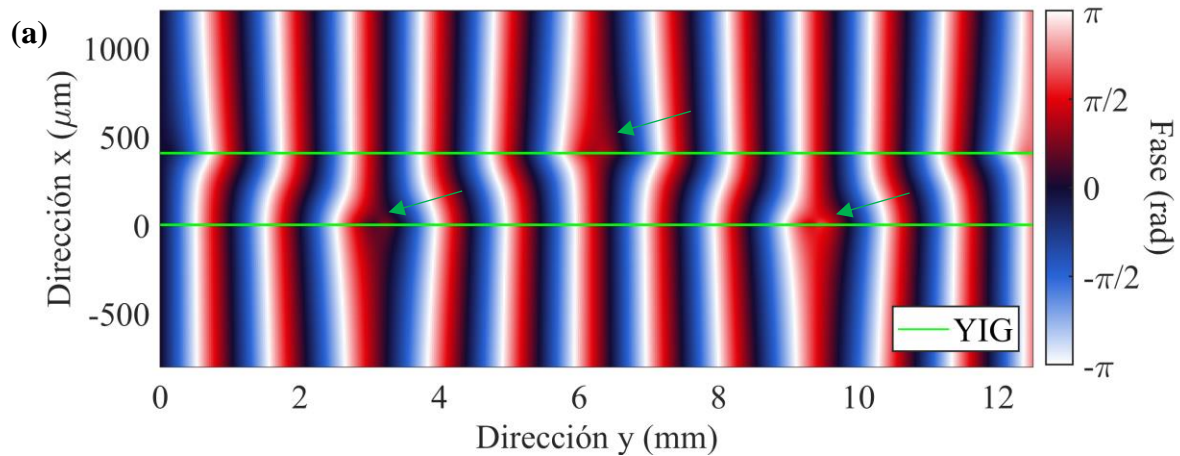


Figura III.5. (a) Fase de la onda propagada tomada del campo h_y , para los parámetros $d_1 = d_3 = 5 \mu\text{m}$, $d_2 = 400 \mu\text{m}$, $H_0 = 58.61 \text{ Oe}$ y $f = 1.1 \text{ GHz}$. (b) Valor puntual de la superficie de la película superior en $x = d_1 + d_2 + d_3$ y $y = 3\text{mm}$, respecto a la variación de la separación entre películas d_2 .

III.1.2 Retardo y velocidad de grupo

Derivado de lo expuesto anteriormente se tienen dos modos con los que tratar, como es de esperarse cada uno tendrá su propia velocidad de fase y velocidad de grupo, sin embargo, el tratamiento individual de cada modo resulta impreciso, puesto que se ha observado evidencia de propagación multimodal. Para este caso, la propagación multimodal propicia una deformación del frente de onda, en donde se aprecia que cada modo presenta frentes de onda planas, sin embargo, la suma de estos en la Figura III.3, muestra una deformación en el frente

de onda, lo que lo hace un frente de onda no plano. La relación de la fase de una onda ϕ_0 constante, su número de onda \mathbf{k} y la distancia de propagación \mathbf{r} estará determinada por

$$\mathbf{k}(x, y) \cdot \mathbf{r} - \omega t_0 = \phi_0.$$

Este caso resulta análogo a la propagación de ondas acústicas superficiales en medios no homogéneos [64], para el estudio de este tipo de medios se implementan dos conceptos: números de onda estructurales, que se refieren a la relación de onda en dominios específicos y números de onda dinámicos que engloban las transiciones entre dominios y son variables en el espacio.

Respecto a lo anterior, se propone un número de onda dinámico $\mathbf{k}^e(x, y)$ respecto a la ecuación (II.45). Este número de onda corresponde a la fase de la onda resultante de la suma de ambos modos ϕ_Σ . Como se observó en la Figura III.5 el comportamiento de la fase para la propagación multimodal ϕ_Σ indica que la fase no se propaga únicamente en la dirección y , sino también en la dirección x , por lo que a partir de esto se puede definir un número de onda multimodal dinámico para este caso

$$\mathbf{k}^e = -\nabla_{xy}\phi_\Sigma, \quad (\text{III.13})$$

bajo la misma tesitura la velocidad de fase puede expresarse como

$$\mathbf{v}_p = \omega \left(\frac{1}{k_x^e} \mathbf{a}_x + \frac{1}{k_y^e} \mathbf{a}_y \right),$$

y la velocidad de grupo

$$\mathbf{v}_g = \nabla_{\mathbf{k}}\omega, \quad (\text{III.14})$$

en donde $\nabla_{\mathbf{k}} = \partial/\partial k_x \mathbf{a}_x + \partial/\partial k_y \mathbf{a}_y$, \mathbf{a}_x y \mathbf{a}_y son vectores unitarios referidos a las direcciones cartesianas y el retardo de grupo respecto a la dirección de propagación puede obtenerse así

$$\tau_g = \frac{y}{v_{g_y}}. \quad (\text{III.15})$$

Como se muestra en la ecuación (III.14) la velocidad de grupo es dinámica en el espacio, resultado directo del número de onda dinámico (III.13). Lo que la hace más compleja y que se diferencie de una velocidad de grupo con un número de onda.

Existe una complicación al calcular la velocidad de la energía (II.26), en medios con distribución homogénea de la energía resulta inmediato su cálculo e interpretación, sin embargo, en el caso de la densidad de energía no homogénea al considerar la energía total resulta en una pérdida de información. Al integrar en una región amplia del espacio se pierde la complejidad de los valores puntuales que describen las características más interesantes de la propagación multimodal.

Considerando (II.26) se calculó la velocidad de energía

$$V_e = \frac{\mathbf{P}_T}{U_T}, \quad (\text{III.16})$$

A diferencia de la ecuación (II.26) la ecuación (III.16) es puntual, esto se debe a que la distribución de energía no es homogénea por lo que al integrar se ensombrece la dinámica de intercambio. Lo anterior también debe tenerse en cuenta al considerar los cálculos puntuales de la velocidad de transferencia de energía, en este caso no es viable esperar que la velocidad de grupo y energía sean iguales, como sucedería en una sola película.

A partir de (III.17) se puede observar que la velocidad de energía tendrá la misma dirección que el vector de Poynting. Por otra parte, según las estimaciones numéricas para la velocidad de grupo (III.14) y la velocidad de energía no comparten la misma dirección en cada punto del espacio. Un hecho de especial interés, pero no tan sorprendente pues se trata del análisis de una onda no plana.

Por lo dicho anteriormente, se realizó el trabajo experimental en un régimen pulsado y de onda continua, que permitieron corroborar lo planteado hasta ahora.

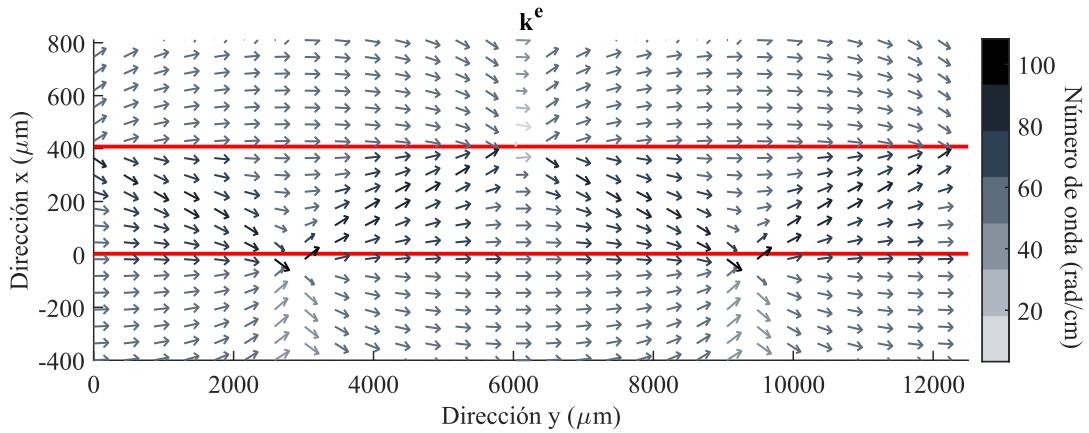


Figura III.6. Número de onda dinámico obtenido a partir de la fase de la componente h_y . Para los parámetros $d_1 = d_3 = 5 \mu\text{m}$, $d_2 = 400 \mu\text{m}$, $H_0 = 58.61 \text{ Oe}$ y $f = 1.1 \text{ GHz}$.

III.2 Trabajo experimental

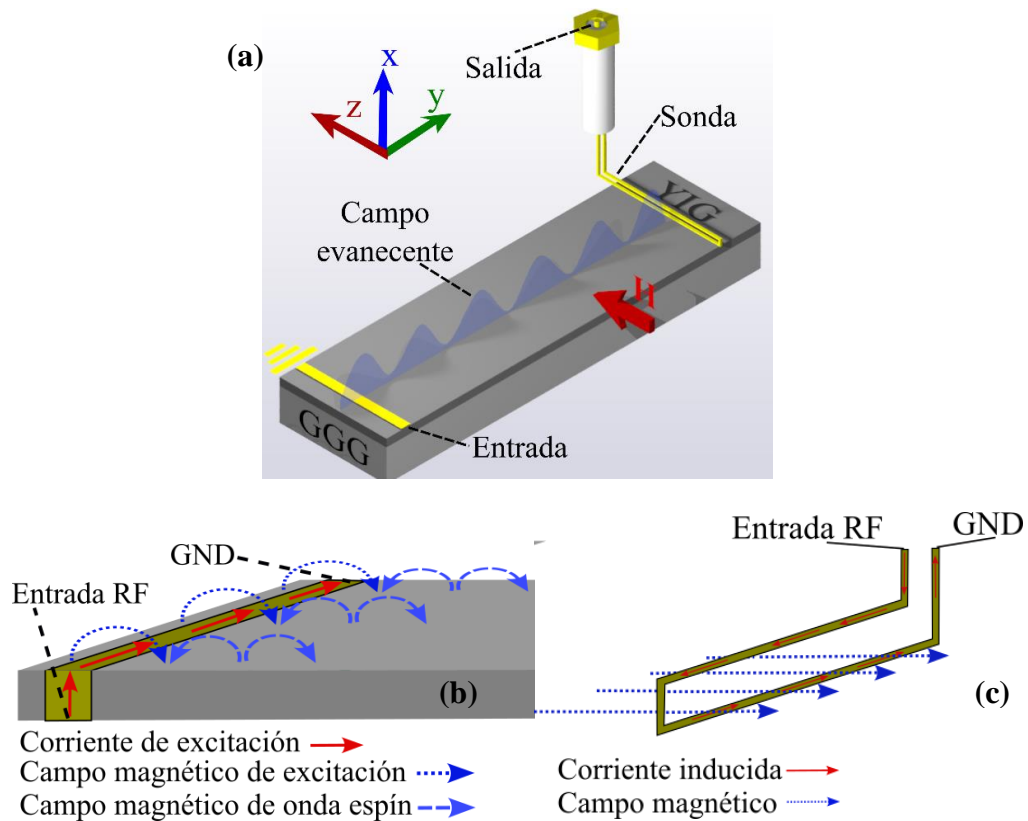


Figura III.7. (a) Propagación de ondas superficiales en una capa magnética. (b) Funcionamiento de las antenas de excitación. (c) Funcionamiento de la sonda magneto-inductiva.

En general, el trabajo experimental aquí mostrado parte de una idea: obtener una componente del campo magnético evanescente (h_y) como una muestra puntual del campo electromagnético asociado a la onda de espín en su propagación, en la Figura III.7 (a) se muestra el caso más simple que consta de la propagación en una película delgada con una línea microcinta para entrada/excitación de la señal y una sonda para salida/lectura. Sobre la película delgada se coloca la antena tipo microcinta, la cual excita las ondas de espín a partir del campo magnético asociado a la corriente presente en la antena de acuerdo a la ley de Ampere, como se muestra en la Figura III.7 (b) [65].

La lectura de la señal se realiza a través de una sonda magneto-inductiva orientada para la lectura de campo transversal con base a la ley de inducción de Faraday, como se muestra en la Figura III.7 (c), que ha sido de suma utilidad en el análisis de este tipo de estructuras [66]–[68]. Tanto el campo magnético de excitación como el campo evanescente de las ondas de espín es variable en el plano xy conforme a la Figura III.7, en donde se muestra que la sonda está encaminada a leer la componente en la dirección y , que coincide con la propagación.

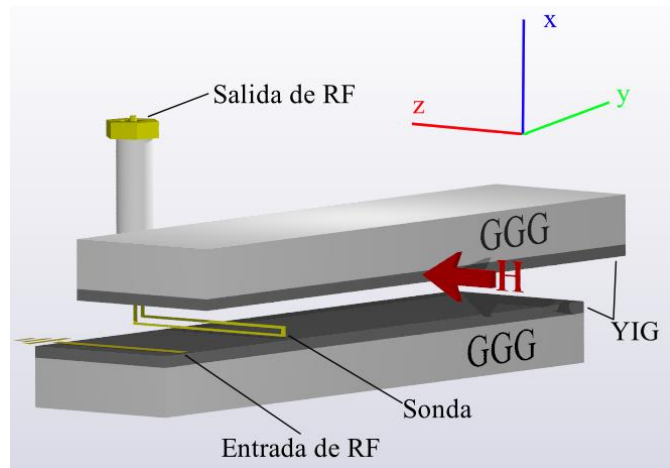


Figura III.8. Esquema del acoplador direccional magnónico experimental, que consiste en dos películas delgadas paralelas de YIG.

Para el estudio del acoplador magnónico se utilizó la estructura representada en la Figura III.8, en donde se muestra que el acoplador direccional consta de dos películas delgadas paralelas, con una separación necesaria para que el campo evanescente garantice el

acoplamiento (menor a un 1 mm por lo general), estas películas tienen 5 μm de espesor, un ancho de 2 mm y de largo 35 mm. Ambas son sometidas al mismo campo estático de magnetización.

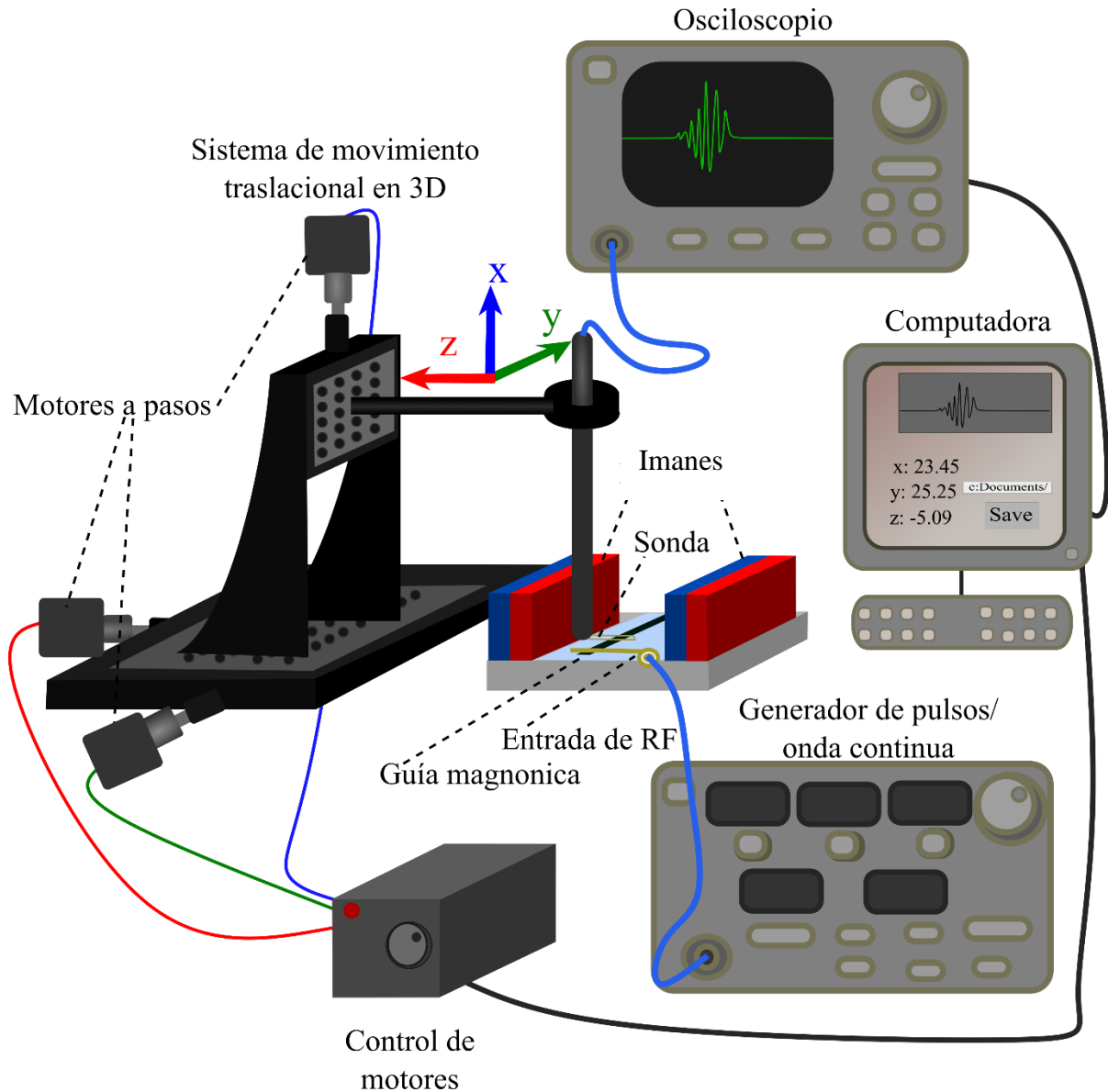


Figura III.9. Esquema del montaje experimental utilizado para el estudio del acoplador magnónico.

La estructura de la Figura III.8 está integrada al montaje (guía magnónica) representado en la Figura III.9 en donde se indica la posición de la guía de onda. En el montaje, la señal de

entrada consiste en un generador de pulsos, que puede ser reemplazado por un generador de onda continua monocromática, según el análisis realizado. El origen de la señal se conecta coaxialmente a la antena microcinta.

Se contemplan dos tipos de experimento, el primero es el análisis de onda continua, con la finalidad de obtener información acerca de las discontinuidades en la fase y el segundo el análisis de grupo utilizando pulsos para el análisis de grupo.

La sonda magneto-inductiva está conectada coaxialmente a un oscilador, mecánicamente esta se fija a un sistema de traslación en tres dimensiones. Este sistema automatizado funciona a partir de motores a pasos para posicionar y desplazar la sonda. La posición se controla por una computadora al igual que la toma de datos desde el osciloscopio. El sistema de traslación también permite desplazar la película superior para variar la distancia entre ambas y mantener la sonda fija; el sistema de desplazamiento mecánico también sujeta la película superior, garantizando su desplazamiento y la variación en la distancia de separación entre películas.

III.2.1 Propagación de onda continua

Para el estudio de onda continua, la distancia entre la antena de excitación y la sonda se mantuvo fija a 11 mm. Se aplica un campo de 98.5 Oe y se trabaja una frecuencia de 1.3 GHz. Además se sitúa la sonda sobre la superficie interior de la capa inferior. Se utilizó el sistema de desplazamiento de posición para variar la separación entre capas. En la Figura III.10 (a) y (b) se muestra en un mapa de color el resultado obtenido del osciloscopio para la amplitud de la onda respecto al tiempo contra la separación de las capas d_2 , en donde se aprecian variaciones abruptas en la fase respecto a las variaciones de d_2 , como se observa, estos cambios resultan ser puntuales y en general son variaciones de πrad o menores.

A medida que las capas están más cercanas, estas discontinuidades de fase se presentan con mayor frecuencia, como se muestra particularmente en el acercamiento de la Figura III.10 (b). A medida que se alejan, dichas discontinuidades dejan de ser frecuentes hasta que no aparecen más, esto último está relacionado a la falta de interacción entre los campos evanescentes responsables del acoplamiento. Anteriormente analizó a profundidad más efectos

del acoplamiento utilizando una fuente de onda continua, entre los que se destaca la aparición de bandas prohibidas en el espectro de transmisión y su manipulación [60].

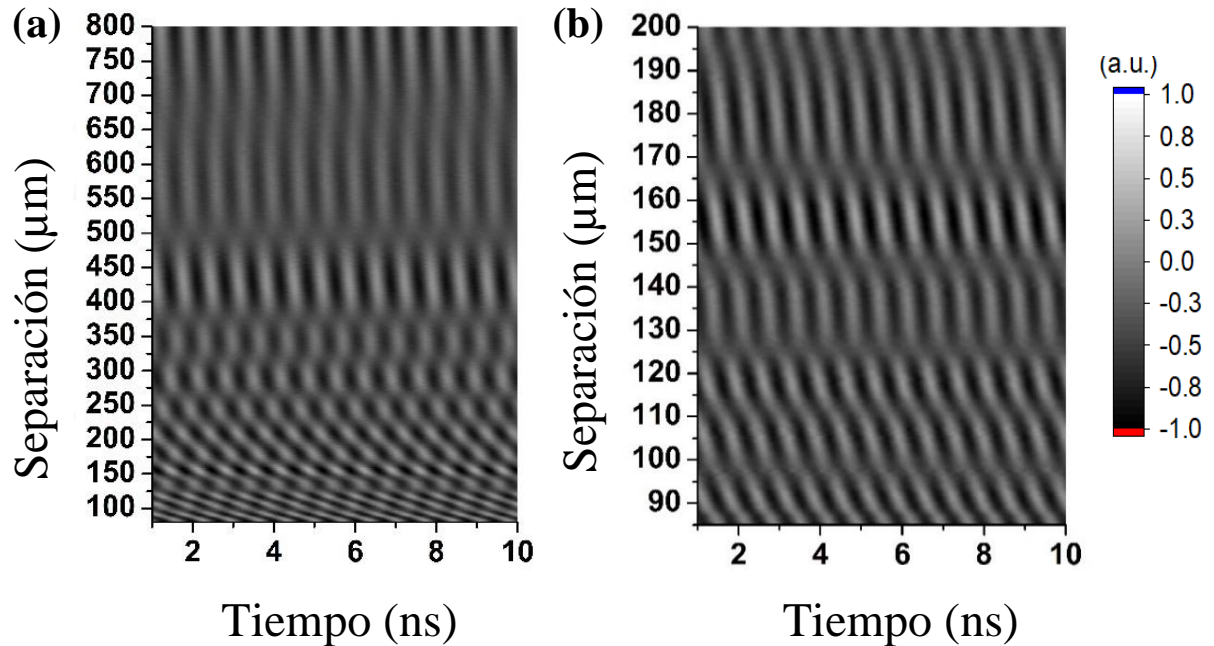


Figura III.10. Efecto de la separación entre películas (parámetro d_2) en la fase de las ondas continuas. (a) Amplitud de la onda leída en el osciloscopio respecto a la separación de películas. (b) Acercamiento a separación entre películas menores a 200 μm .

III.2.2 Régimen pulsado

Para el análisis de la propagación de los pulsos se excitaron ondículas de ondas de espín con ancho de 3 MHz y frecuencia central de 1.2 GHz, empleando pulsos con una corriente aproximada de 50 mA, con duración de 3 ns y un periodo de repetición de entre 0.35–10 μs . Se tomaron mediciones puntuales a lo largo de la dirección de propagación, por lo cual se desplaza la sonda en esta dirección mientras se toman datos con el oscilador.

La sonda toma muestras de los campos en las dos películas, situándose en las caras externas de estas y la separación entre ambas se mantendrá fija mientras se escanea la propagación de la onda. Los resultados del escaneo se muestran en Figura III.11, en (a) se muestra la propagación del pulso en la película inferior y en (b) el mismo pulso propagándose en la película superior, la separación entre ambas es de 300 μm .

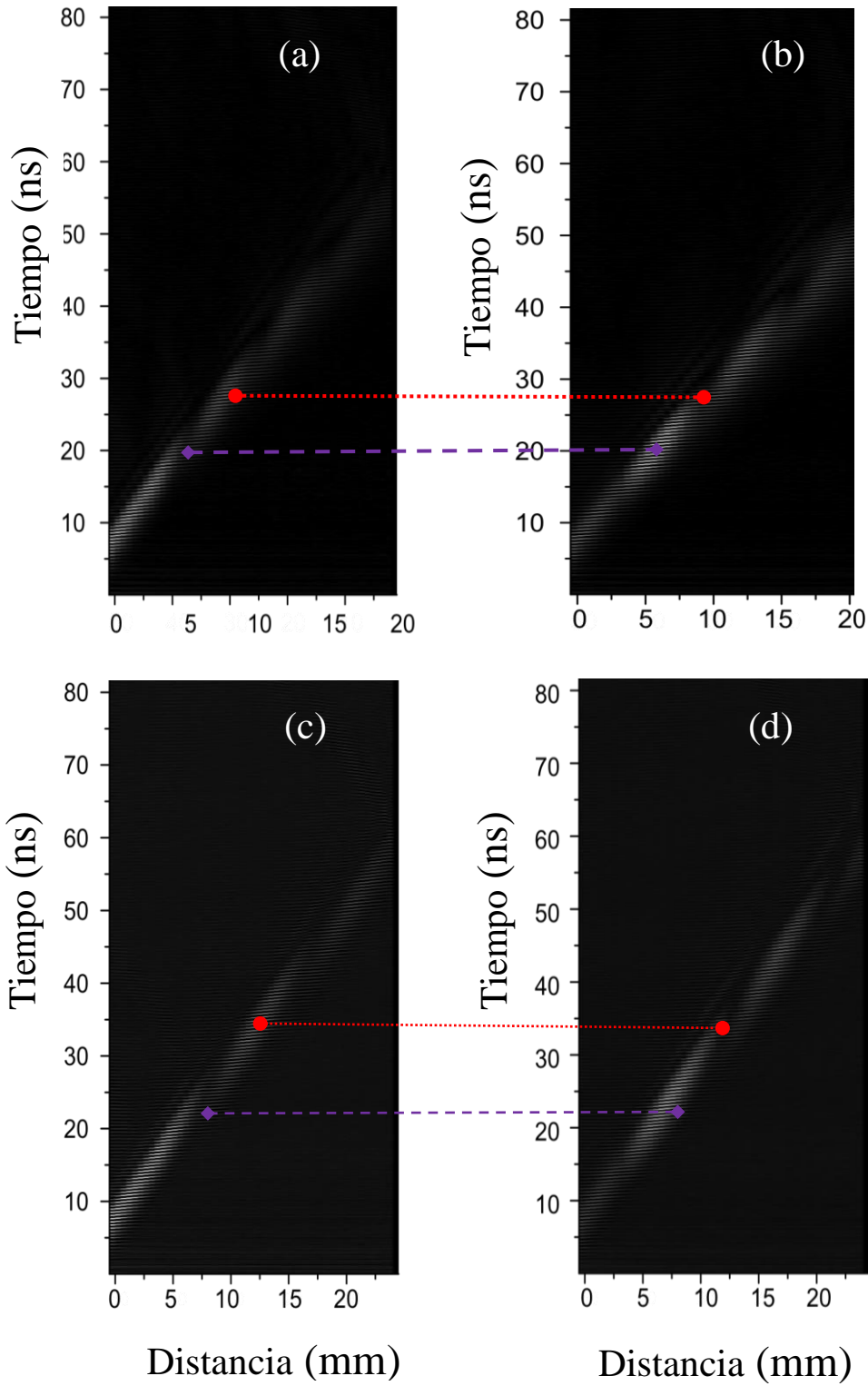


Figura III.11. Propagación del pulso.

Al comparar la propagación del pulso en las películas, se observa la dinámica de intercambio entre ambas, con el apoyo de la línea roja se muestra que, mientras en la capa inferior se tiene un máximo de señal, en la superior se tiene un mínimo, lo cual se invierte como se indica con la línea en color morado. En la Figura III.11 se presenta el escaneo resultante de la película inferior (c) y la superior (d), en este caso ambas están separadas $400\ \mu\text{m}$, con ayuda de las dos líneas es posible reconocer el patrón de intercambio de la señal entre las películas, con un periodo de intercambio mayor. Este intercambio de la señal es periódico y dependiente de la separación entre películas.

Hasta lo que se ha visto, una mayor cercanía entre capas implica una mayor incidencia en las discontinuidades de fase al variar la separación y propicia un periodo de intercambio menor en la propagación. También se muestra la deformación del pulso después de propagarse varios milímetros como consecuencia del efecto de dispersión del medio en el espectro del pulso.

Respecto a lo que se aprecia en la Figura III.11, la distribución del pulso en cada película a lo largo de medio periodo de intercambio no es monótono, lo cual indica que la velocidad del pulso tampoco lo es. Para evaluar el retardo del pulso y su velocidad, se aplicó al frente del pulso un *trigger* del 10% respecto a su valor máximo en cada caso.

En la Figura III.12 se muestra con círculos rojos los puntos en donde se dispara el *trigger*, que corresponden a los valores del retardo del pulso en (a), (b), (e) y (f), utilizando la relación (II.46) se obtiene la velocidad del pulso mostrado en las curvas azules (c), (d), (g) y (h). Como se mencionó antes, la velocidad del pulso no es constante lo que difiere con la teoría clásica de medios homogéneos, que presenta una forma característica en la cual el pulso al inicio de su periodo de propagación incrementa su velocidad para llegar a su máximo y para posteriormente decaer, propagándose en la otra película repitiendo este patrón.

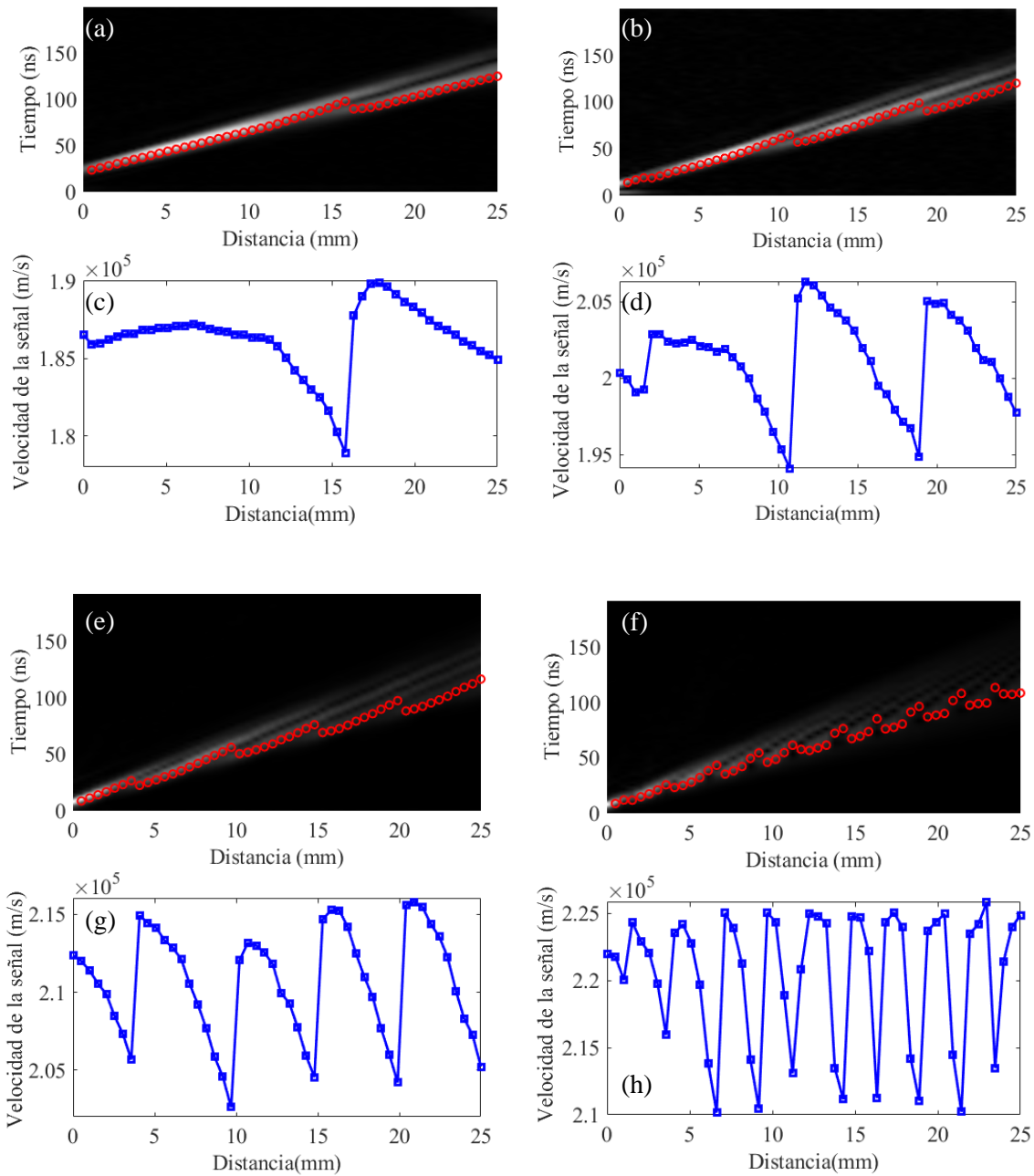


Figura III.12. Retardo (círculos rojos) y velocidad de la señal (cuadrados azules) para la película superior. La separación de las películas para (a) y (c) es 600 μm , para (b) y (d) es 500 μm , para (e) y (g) es 400 μm y para (f) y (h) es 300 μm .

III.3 Discusión de resultados

En la Figura III.13 se muestra una comparación de los valores para la velocidad de grupo y la velocidad de la energía, se hace el cálculo en medio periodo de intercambio, que en consecuencia a las discontinuidades de fase en ese punto no es diferenciable, en el caso de la velocidad de grupo esto dará origen a asíntotas. Como se observa, las diferencias entre ambas velocidades resaltan con lo visto en el capítulo anterior (en donde ambas coincidían), esto se debe a la complejidad que plantea la propagación multimodal.

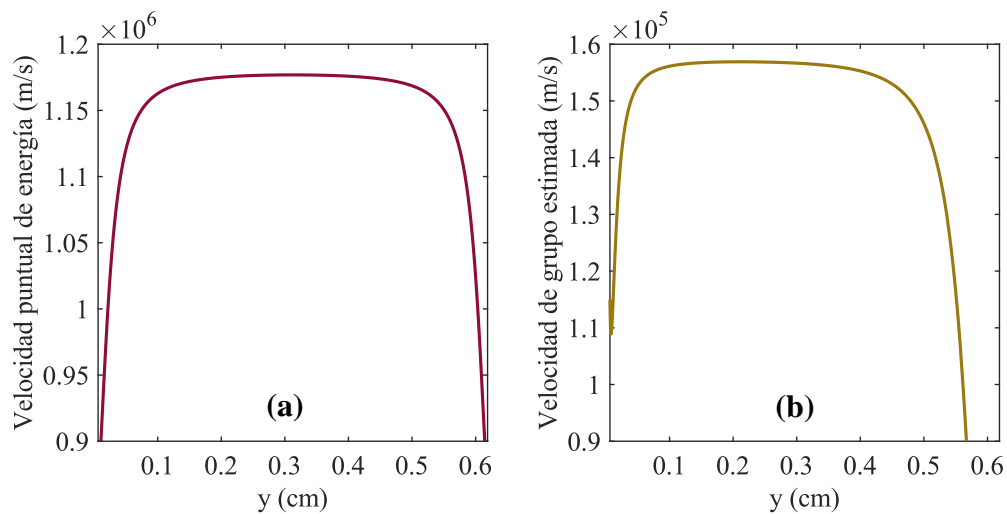


Figura III.13. (a) Velocidad de la transferencia de energía puntual (b) Velocidad de grupo; calculadas en la superficie de la película superior a lo largo de la mitad de un periodo de intercambio.

Como se muestra en la Figura III.13 ambas velocidades distan de ser iguales, inclusive tienen una diferencia cercana a un orden de magnitud, lo cual es derivado de la propagación multimodal. Sin embargo, es importante destacar la evolución que presentan en medio periodo de intercambio con una forma cóncava, una forma similar a la que se muestra en la Figura III.12 en donde se muestra la velocidad de la señal.

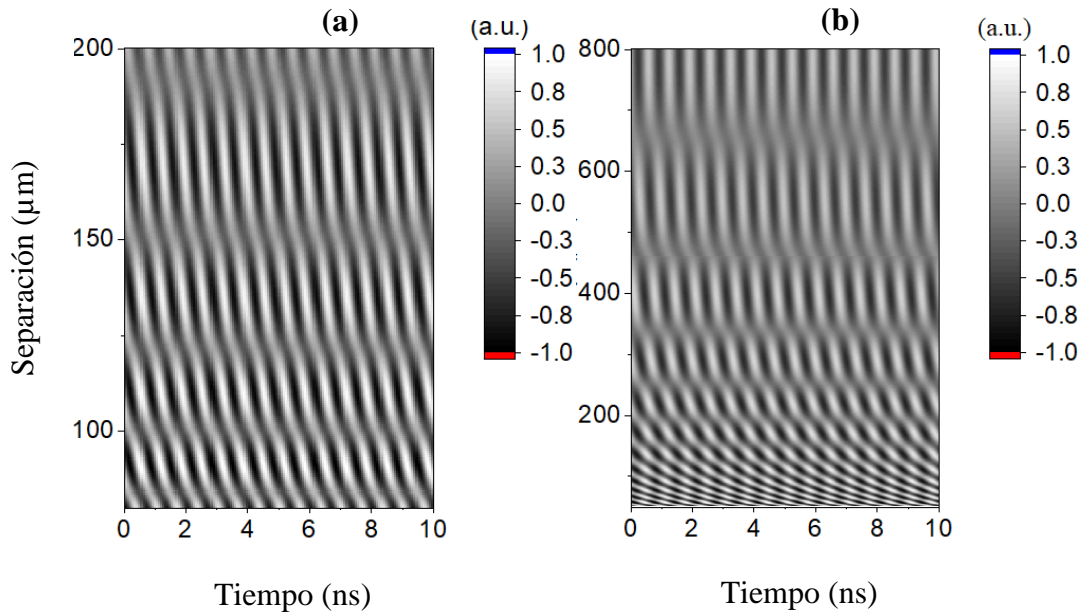


Figura III.14. Efecto de la variación de la separación de películas calculado teóricamente.

La Figura III.14 muestra la dependencia de la fase calculada con respecto a la separación entre películas, se realizó una variación del parámetro utilizando una onda continua, en esta imagen se replica lo visto experimentalmente. A medida que se disminuye la separación entre capas las variaciones de fase se hacen más frecuentes, como se mencionó esto se relaciona con el periodo de intercambio T_{inter} , tal cual se muestra en la Figura III.15 (b) que el periodo tiende a disminuir cuando se acercan las películas, esto indica que hay un mayor número de transiciones de energía y por tanto discontinuidades de fase. Como se muestra en la Figura III.15 (a) es resultado directo del cambio de las ramas de los modos k_s y k_a respecto a la separación entre capas, considerando que T_{inter} es inversamente proporcional a la diferencia de estos (III.6).

Es posible comparar las Figura III.10 y Figura III.14 obteniendo una razonable similitud de los resultados teóricos y experimentales, el análisis hecho a partir del modelo teórico resulta de utilidad para interpretar los resultados experimentales. Con esto en mente, se hace un esfuerzo por explicar las características de mayor interés como las discontinuidades de fase y velocidad del pulso en la siguiente sección.

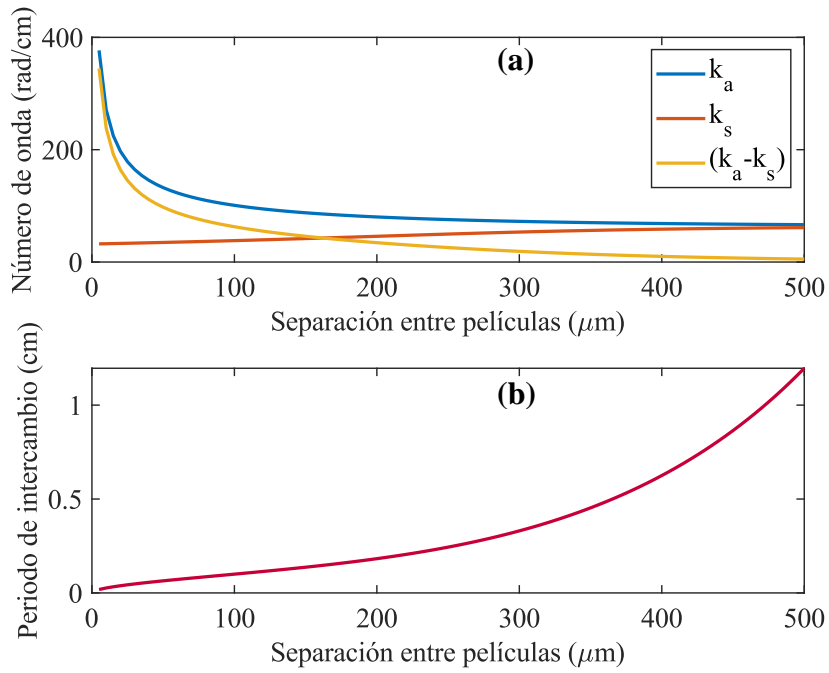


Figura III.15. Evolución del periodo de intercambio respecto a la separación entre capas.

III.3.1 Simplificación del modelo

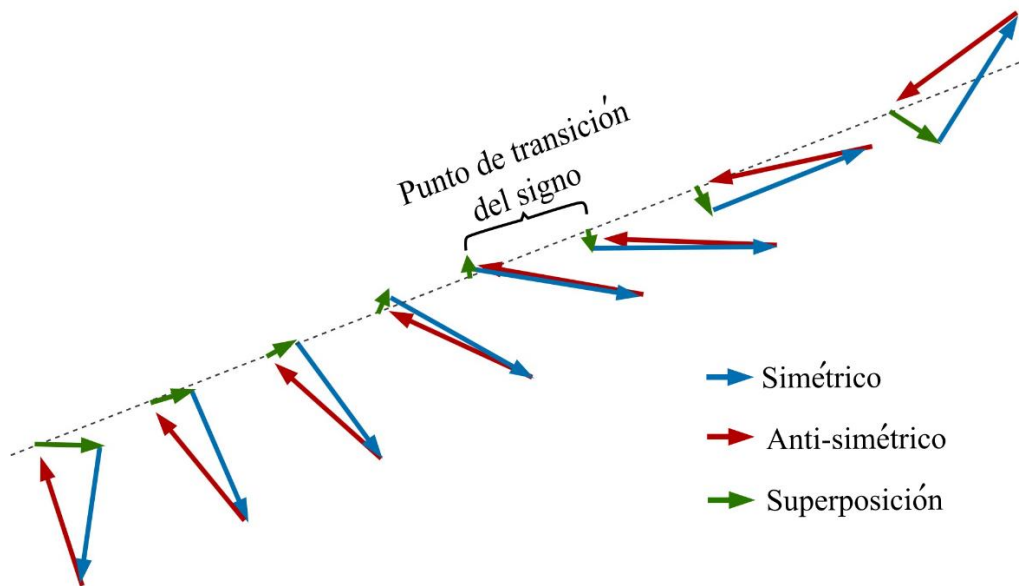


Figura III.16. Representación fasorial de la propagación de modos; en color verde se representa el modo simétrico, en color azul el modo antisimétrico y en color rojo la suma de estos, indicando el brinco de fase como consecuencia del cambio repentino en la orientación del fasor resultante.

El comportamiento de las guías acopladas expuesto en este capítulo presenta aspectos muy interesantes y útiles para el diseño de dispositivos magnónicos. Sin embargo, el modelo teórico puede presentar cierta complejidad y la extensión de las ecuaciones puede ser excesiva; por lo que se ha hecho un esfuerzo para simplificar el modelo y adaptarlo como un caso de la suma de dos ondas, cada una acorde a un modo de propagación. Este modelo parte de la relación de dispersión (III.2) que define la fase de las ondas que representa cada modo. Esta aproximación es sumamente útil para ajustar los valores experimentales al modelo teórico.

Puesto que la onda propagada es resultado de la suma de los dos modos: simétrico representado con el subíndice s y antisimétrico representado con el subíndice a , la parte real del campo total en la superficie las películas se pueden aproximar con los fasores

$$\begin{aligned} e_{inf} e^{i\omega t} &= (A_s e^{-ik_s y} + A_a e^{-ik_a y}) e^{i\omega t}, \\ e_{sup} e^{i\omega t} &= (A_s e^{-ik_s y} + A_a e^{-i(k_a y + \pi)}) e^{i\omega t}, \end{aligned}$$

en donde e_{inf} corresponde al campo en la superficie preferencial de la película de YIG inferior, e_{sup} es el campo en la superficie de YIG superior, k_a es el número de onda del modo antisimétrico, k_s el del modo simétrico siendo y la distancia de propagación.

En la Figura III.16 se muestra la evolución de los fasores que representan los modos (en rojo el modo antisimétrico y en azul el simétrico), a lo largo de su propagación. La superposición resultante de estos (en verde) varía de acuerdo a la fase de los modos al propagarse, siendo de interés la inversión abrupta de la dirección del fador de superposición a su paso por un nulo, que está relacionada a la discontinuidad de fase en las ondas.

Tomando únicamente el campo del YIG inferior y suponiendo por simplicidad que $A_s \cong A_a \cong A_0/2$, siendo $A_0/2$ la amplitud de la señal modulada, entendiendo que la amplitud de los campos de los modos es igual entorno a las superficies de propagación. Es posible notar que para la Figura III.16, cuando el campo de prueba está en puntos diferentes de la superficie de las películas la condición $A_s \cong A_a$ no se cumple en todos los puntos del espacio.

$$Re\{e_{inf}\} \cong A_s \cos(k_s y) + A_a \cos(k_a y) \cong A_0 \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos(\bar{k}y), \quad (\text{III.17})$$

$$Im\{e_{inf}\} \cong -[A_s \sin(k_s y) + A_a \sin(k_a y)] \cong -A_0 \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin(\bar{k}y),$$

en donde $\Delta\phi = \phi_a - \phi_s$, $\phi_a = k_a y$ y $\phi_s = k_s y$ son las fases de los modos y $\bar{k} = (k_a + k_s)/2$ es el promedio de los números de onda de los modos. En la ecuación (III.17), es posible diferenciar la componente moduladora como $\cos(\Delta\phi/2)$, de donde se deduce que el periodo $T_m = 2\pi/\Delta\phi$ coincide con el periodo de intercambio (III.6). Y la señal portadora tiene la forma $\cos(\bar{k}y/2)$.

La potencia de la señal modulada en un periodo T se calcula como

$$P = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} e_z(e_z)^* dt, \quad (III.18)$$

en donde la potencia de la película inferior es

$$P_{inf} = 4A_0^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) = 2A_0^2[1 - \cos(\Delta\phi)]. \quad (III.19)$$

La fase de esta onda se puede obtener como

$$\begin{aligned} \phi_{inf} &= \tan^{-1} \left(\frac{im\{e_{inf}\}}{re\{e_{inf}\}} \right) \\ &= \tan^{-1} \left\{ -\text{sign} \left[\cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}y\right) \right] \frac{\sin(\bar{k}y)}{\cos(\bar{k}y)} \right\}. \end{aligned} \quad (III.20)$$

A simple vista en la ecuación (III.20) la envolvente no tiene ningún efecto en la fase, sin embargo, el valor positivo o negativo influirá en la función \tan^{-1} . Esto propicia cambios de fase abruptos cercanos al valor nulo de la envolvente $\Delta\phi = n\pi$, $n = 1, 3, 5, 7, 9, \dots$, en dicho punto existe una discontinuidad de la fase que da origen a una variación abrupta o discontinuidad de fase de π rad, lo anterior es una explicación puramente matemática; pero resulta útil para simplificar el análisis de estos cambios repentinos de fase y replicar su aparición.

En la aproximación (III.17) la fase está dada por \bar{k} que es la frecuencia espacial de la portadora (por simplicidad suponemos $t = 0$). Tomemos los puntos en los que hay un mínimo de energía en la película inferior: $\Delta\phi/2 = \pi n$, en donde $n = 1, 3, 5, \dots$, podemos asumir que es un mínimo pues la onda moduladora, es nula esto implica que la amplitud de $e_{zT} \rightarrow 0$ por efecto de esta, aunque la señal portadora es máxima en el mismo punto. El efecto de la modulación hace que la onda tenga una discontinuidad de fase, considerando que la portadora (representada por una señal coseno) de su punto máximo cayó a un nulo, la discontinuidad de fase es de π rad. En esta aproximación se considera una modulación del 100% por lo que este cambio de fase variará. Sin embargo, podemos atribuir estas variaciones de fase al efecto que tiene la modulación en amplitud.

Considerando la representación fasorial en (III.16) se muestra la evolución de los fasores e^s y e^a así como interactúan mediante su combinación lineal a lo largo de la dirección de propagación. Indicando que en los puntos cuando $e^s + e^a$ es mínimo, el fasor de la combinación lineal sufre un cambio abrupto en su dirección, que se traduce en la discontinuidad de fase que tanto hemos hablado.

En la Figura III.5 (b) se muestran los resultados teóricos, en donde se aprecia un incremento exponencial de la fase, el cual tiene relación con la curva de dispersión, pero también cambios abruptos de π (rad). Estos cambios también están relacionados con el efecto antes descrito, los cuales son de interés, ya que muestran un sistema con la capacidad de invertir la fase de la señal de forma sencilla, útil en dispositivos lógicos que usen la fase como referencia.

El mismo camino se usa para obtener el campo e_z aproximado sobre la superficie preferente de la película superior, las componentes real e imaginaria se presentan como

$$\begin{aligned} Re\{e_{sup}\} &\cong A_s \cos(k_s y) - A_a \cos(k_a y) \cong -A_0 \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin(\bar{k}y), \\ Im\{e_{sup}\} &\cong -A_s \sin(k_s y) + A_a \sin(k_a y) \cong -A_0 \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \cos(\bar{k}y), \end{aligned} \tag{III.21}$$

y la potencia (III.18) es

$$P_{sup} = 4A_0^2 \cos^2 \left(\frac{\Delta\phi}{2} y \right), \quad (\text{III.22})$$

la fase se obtiene de forma análoga

$$\phi_{sup} = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}\{e_{sup}\}}{\text{Re}\{e_{sup}\}} \right) = \tan^{-1} \left\{ -\text{sign} \left[\sin \left(\frac{\Delta ky}{2} \right) \right] \frac{\cos(\bar{k}y)}{\sin(\bar{k}y)} \right\}. \quad (\text{III.23})$$

Considerando que las medidas se toman en la superficie de la película superior, es posible realizar el cálculo de la velocidad de grupo en la dirección de propagación para la mitad del periodo de intercambio. El análisis de únicamente medio periodo de intercambio busca evitar los brincos de fase, que al tratarse de discontinuidades no son diferenciables. Tomando en cuenta el número de onda dinámico en (III.13) se puede obtener un número d onda de la forma

$$k_y^{sup} = \frac{\partial \phi_{sup}}{\partial y}.$$

Esta simplificación del modelo trae consigo dos inconvenientes, el primero de ellos es que solamente resulta válido para $A_s = A_a$ y el segundo es que, tanto el número de onda dinámico k_y^e como la velocidad de grupo v_g son indeterminados en las discontinuidades de fase.

Teóricamente hablando el comportamiento hiperbólico de la amplitud de los campos \mathbf{e}_z , \mathbf{h}_x y \mathbf{h}_y y su dependencia del número de onda modal (k_a, k_s) indican que la condición de igualdad de amplitudes difícilmente se cumplirá y no representa fielmente los campos a lo largo de x (exceptuando las superficies). Por esta razón se analizan los otros dos casos posibles $A_s < A_a$ y $A_s > A_a$, y aplicando lo visto hasta ahora, el valor de la fase puede obtenerse a partir de

$$\phi = \begin{cases} \tan^{-1} \left\{ -\frac{A_s \sin\left(\frac{\Delta ky}{2}\right) \cos(\bar{k}y) + (A_a - A_s) \cos(k_a y)}{A_s \sin\left(\frac{\Delta ky}{2}\right) \sin(\bar{k}y) + (A_a - A_s) \sin(k_a y)} \right\}, & A_s < A_a \\ \tan^{-1} \left\{ -\text{sign} \left[\sin\left(\frac{\Delta ky}{2}\right) \right] \frac{\cos(\bar{k}y)}{\sin(\bar{k}y)} \right\}, & A_s = A_a, \\ \tan^{-1} \left\{ -\frac{A_a \sin\left(\frac{\Delta ky}{2}\right) \cos(\bar{k}y) + (A_s - A_a) \cos(k_s y)}{A_a \sin\left(\frac{\Delta ky}{2}\right) \sin(\bar{k}y) + (A_s - A_a) \sin(k_s y)} \right\}, & A_s > A_a \end{cases}, \quad (\text{III.24})$$

en donde $(A_a - A_s)$ y $(A_s - A_a)$ son los términos que corresponden a la contribución que añade el modo de mayor amplitud en la ecuación, por lo que la amplitud de los campos tiene efecto en la fase, para ejemplificar esto se grafican algunos casos de estudio en la Figura III.17.

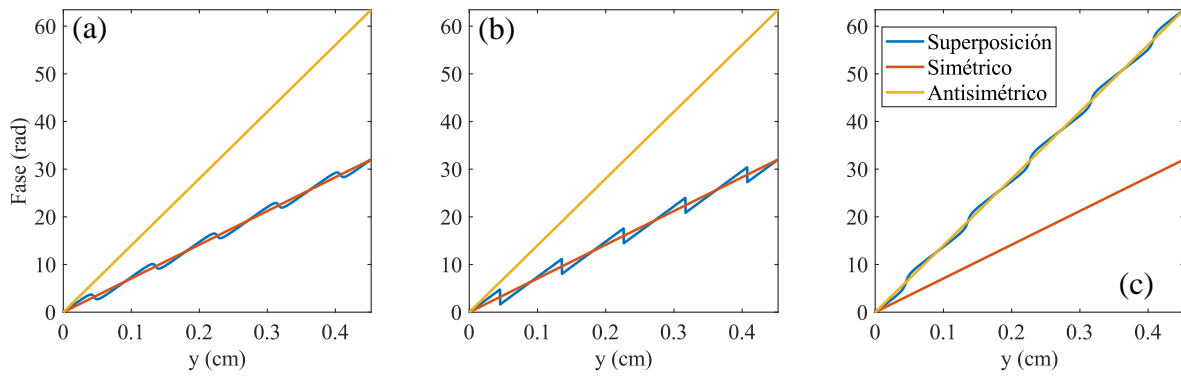


Figura III.17. Comparación de la evolución de la fase para tres casos propuestos (a) $A_s < A_a$, (b) $A_s = A_a$ y (c) $A_s > A_a$.

Con respecto a lo visto en la ecuación (III.24), es notorio que la fase es dependiente de las amplitudes de los campos (como se muestra en la Figura III.17). A lo largo de la dirección de propagación existe algo parecido a una conservación de fase en torno a alguno de los modos, esto significa que las discontinuidades de fase propician una oscilación en torno al modo preponderante. Aquí se puede concluir que los cambios no suponen incrementos que prevalecen a lo largo de la propagación, la fase se conserva en torno al modo preponderante, cuando ambos modos tienen la misma amplitud el modo simétrico es el preponderante y las variaciones de fase son iguales a $\pi \text{ rad}$, en los otros casos son menores.

III.4 Conclusiones

En este capítulo se estudiaron las características que tiene la propagación de ondas sometidas al acoplamiento de dos guías, hecho que propicia el surgimiento de un régimen multimodal. Se presenta un modelo teórico eficiente, trabajo experimental que lo respalda y discusión de resultados.

La propagación multimodal presenta un cambio de paradigma en el estudio de la propagación de ondas en estos medios, la presencia del acoplamiento propicia la modulación de campos, intercambio de energía, discontinuidades de fase y generación de un número de onda variable en el espacio. También se propicia una diferencia cuantitativa (aunque no cualitativa) entre la velocidad de la energía y la velocidad de grupo; esto supone una complicación en el análisis del sistema por tratarse de ondas con un frente no plano.

Respecto a la fase se tiene que esta depende de los números de onda (frecuencia) de cada modo y también de su amplitud, algo a destacar, ya que implica que la amplitud de los modos también repercute directamente en las velocidades de grupo, fase y energía. Recordando que la amplitud puntual de los campos tiene una distribución hiperbólica en el plano normal, la fase dependerá de la diferencia de la potencia de cada modo. Por lo anterior debe tenerse en cuenta que cada campo e_z , h_x y h_x tiene diferente distribución espacial, por lo que para un valor $x = cte$ se tiene que las discontinuidades de fase en cada campo serán diferentes en amplitud, aunque aparecerán en el mismo punto del espacio. Aunque en promedio la fase se conservará a lo largo de la propagación.

Aunque se cuenta con una base sólida que permite describir las discontinuidades de fase, se requiere un análisis para desarrollar a profundidad las discrepancias entre la velocidad de grupo, de energía y de señal. Se considera que se puede ahondar en la propagación de pulsos en este tipo de estructura, por lo que abre la posibilidad de trabajo a futuro.

IV. Heteroestructuras magnónicas con capas conductoras

En este capítulo se estudia la posibilidad de manipular el número de onda, el campo evanescente, el retardo y la potencia de las ondas de espín; lo anterior con la finalidad de crear dispositivos cuasi-ópticos, incorporando capas conductoras y magnéticas paralelas en las guías. Estos dispositivos serían análogos a aquellos que utilizan diferencias en su índice de refracción para controlar la propagación de ondas electromagnéticas.

Se ha optado por enfocarse en las capas conductoras como elementos que modifican la relación de dispersión, esto por su potencial capacidad de blindaje electromagnético, el cual resulta de suma utilidad para evitar interferencias y limitar pérdidas por resonancia ferromagnética, causadas por materiales magnéticos. Respecto a lo anterior, también se estudian efecto de capas magnéticas.

Este capítulo está organizado de la siguiente manera: primero se presentan los modelos teóricos, posteriormente el trabajo experimental, se aporta la discusión de resultados y al final conclusiones.

IV.1 Modelos de guías de onda limitada por capas conductoras

En un principio se analiza una capa magnética acotada por dos capas conductoras paralelas, con la finalidad de utilizar el desarrollo matemático para implementar puertos acoplados en la herramienta de simulación numérica tratada en el capítulo V. Posteriormente, se discute el caso en el cual únicamente se limita el campo evanescente en la superficie preferencial de propagación por una capa conductora, esta será la estructura en la cual nos enfocaremos para el análisis más profundo. Para concluir, se aborda el efecto de capas magnéticas, este efecto se estudia respecto al campo magnético estático a diferencia de los dos anteriores que involucran los campos dinámicos; las variaciones de campo estático hacen despreciables el impacto en las componentes dinámicas de una capa magnética, con excepción de las pérdidas que aporta.

En la Figura IV.1 se presenta la guía de onda que está compuesta por una capa de YIG, acotada normalmente por dos capas paralelas de un material conductor que se supone un conductor perfecto PEC (*Perfect Electric Conductor*), entre las capas conductoras y la película delgada (II) se asume la presencia de un dieléctrico con las propiedades similares a las del aire (I y III). La película de YIG es magnetizada en dirección z por un campo \mathbf{H}_0 . La configuración de la guía de onda está centrada a la mitad de la película delgada de YIG (que coincide con $x = 0$), a diferencia del resto de problemas, esto por comodidad en el desarrollo matemático.

La distancia de separación entre capas respecto a la capa de YIG, es de d_1 para la capa de PEC superior y d_2 para la inferior.

El efecto de las capas conductoras se ha planteado en modelos teóricos antes, destacando la no reciprocidad en la propagación de ondas superficiales [30]–[33].

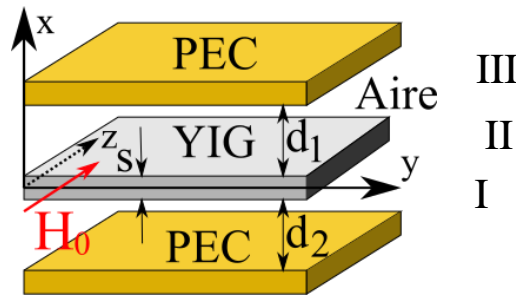


Figura IV.1. Esquema de una película delgada de YIG acotada por capas paralelas de PEC, la capa de YIG (II) está rodeada por un dieléctrico con las propiedades de aire (por debajo I y por arriba III).

Los resultados para la ecuación de onda (II.29) en las capas de la Figura IV.1 es

$$\begin{aligned}
 e_{zI} &= (A e^{\beta_a x} + B e^{-\beta_a x}) e^{i(\omega t - ky)}, \\
 e_{zII} &= (C e^{\beta_m x} + D e^{-\beta_m x}) e^{i(\omega t - ky)}, \\
 e_{zIII} &= (E e^{\beta_a x} + F e^{-\beta_a x}) e^{i(\omega t - ky)},
 \end{aligned}
 \tag{IV.1}$$

a partir de (II.31) y (II.32) se obtienen las componentes de campo magnético

$$\begin{aligned}
h_{xI} &= \frac{k}{k_0} e^{i(\omega t - ky)} (Ae^{\beta_a x} + Be^{-\beta_a x}), \\
h_{xII} &= \left[\frac{\beta_m}{k_0 \mu_{\perp a}} (Ce^{\beta_m x} - De^{-\beta_m x}) \right. \\
&\quad \left. + \frac{k}{k_0 \mu_{\perp}} (Ce^{\beta_m x} + De^{-\beta_m x}) \right] e^{i(\omega t - ky)}, \\
h_{xIII} &= \frac{k}{k_0} e^{i(\omega t - ky)} (Ee^{\beta_a x} + Fe^{-\beta_a x}), \\
h_{yI} &= -\frac{i\beta_a}{k_0} (Ae^{\beta_a x} - Be^{-\beta_a x}) e^{i(\omega t - ky)}, \\
h_{yII} &= -\frac{i}{k_0} \left[\frac{\beta_m}{\mu_{\perp}} (Ce^{\beta_m x} - De^{-\beta_m x}) \right. \\
&\quad \left. + \frac{k}{\mu_{1a}} (Ce^{\beta_m x} + De^{-\beta_m x}) \right] e^{i(\omega t - ky)}, \\
h_{yIII} &= -\frac{i\beta_a}{k_0} (Ee^{\beta_a x} - Fe^{-\beta_a x}) e^{i(\omega t - ky)}.
\end{aligned} \tag{IV.2}$$

Al aplicar las condiciones de frontera (II.36.a) y (II.36.b) en las interfaces YIG/Aire y la condición de PEC $e_z|_{x=d_1+s/2} = e_z|_{x=-(d_2+s/2)} = 0$ se obtiene la expresión para la ecuación de dispersión

$$\begin{aligned}
&[(p+q)^2 - r^2] [e^{-2(\beta_a d_1 + \beta_a d_2 + \beta_m s)} - 1] \\
&\quad + [(p-q)^2 - r^2] (e^{-2\beta_m s} - e^{-2\beta_a(d_1+d_2)}) \\
&= [(p-r)^2 - q^2] (1 - e^{-2\beta_m s}) (e^{-2\beta_a d_2} + e^{-2\beta_a d_1}),
\end{aligned} \tag{IV.3}$$

mientras que los valores para los coeficientes son

$$\begin{aligned}
B &= -Ae^{-\beta_a(2d_1+s)}, \\
C &= \frac{A}{2q} [(p - q + r)e^{-2\beta_a d_1} + p + q - r] e^{(\beta_m - \beta_a)\frac{s}{2}}, \\
D &= e^{-\frac{s}{2}(\beta_a + \beta_m)} (A + Be^{\beta_a s}) - Ce^{-\beta_m s}, \\
E &= \frac{(D + Ce^{\beta_m s})}{(1 - e^{2\beta_a d_2})} e^{-(\beta_m + \beta_a)\frac{s}{2}}, \\
F &= -Ee^{\beta_a(2d_2+s)},
\end{aligned} \tag{IV.4}$$

en donde $q = \beta_m \mu_{\perp} \mu / \mu_a$, $p = \beta_a \mu_{\perp}^2 / \mu_a$, $r = k \mu_{\perp}$, $\beta_m = \sqrt{k^2 - \varepsilon k_0^2 \mu_{\perp}}$ y $\beta_a = \sqrt{k^2 - k_0^2}$. El valor del coeficiente A se determina a partir de un criterio referente a la potencia total de la onda como se hizo en los modelos anteriores, similar a (II.40) y (II.42).

IV.1.1 Apantallamiento de la superficie preferente de propagación

En el caso en donde la distancia $d_2 \rightarrow \infty$ respecto a la Figura IV.1, se tiene una condición especial la cual implica que solamente habrá una capa conductora, que limitará la onda evanescente en la superficie preferencial de propagación, siendo equivalente a la Figura IV.2 (a). En dicha figura se muestra la estructura de interés que será utilizada como modelo el resto de este capítulo. En la ecuación de dispersión (IV.3) al suponer que $d_2 \rightarrow \infty$ e intercambiando la variable d_1 por d , da origen a la ecuación de dispersión para una capa conductora

$$\begin{aligned}
[r^2 - (p + q)^2] + [(p - q)^2 - r^2] e^{-2\beta_m s} \\
= [(p - r)^2 - q^2] [1 - e^{-2\beta_m s}] e^{-2\beta_a d}.
\end{aligned} \tag{IV.5}$$

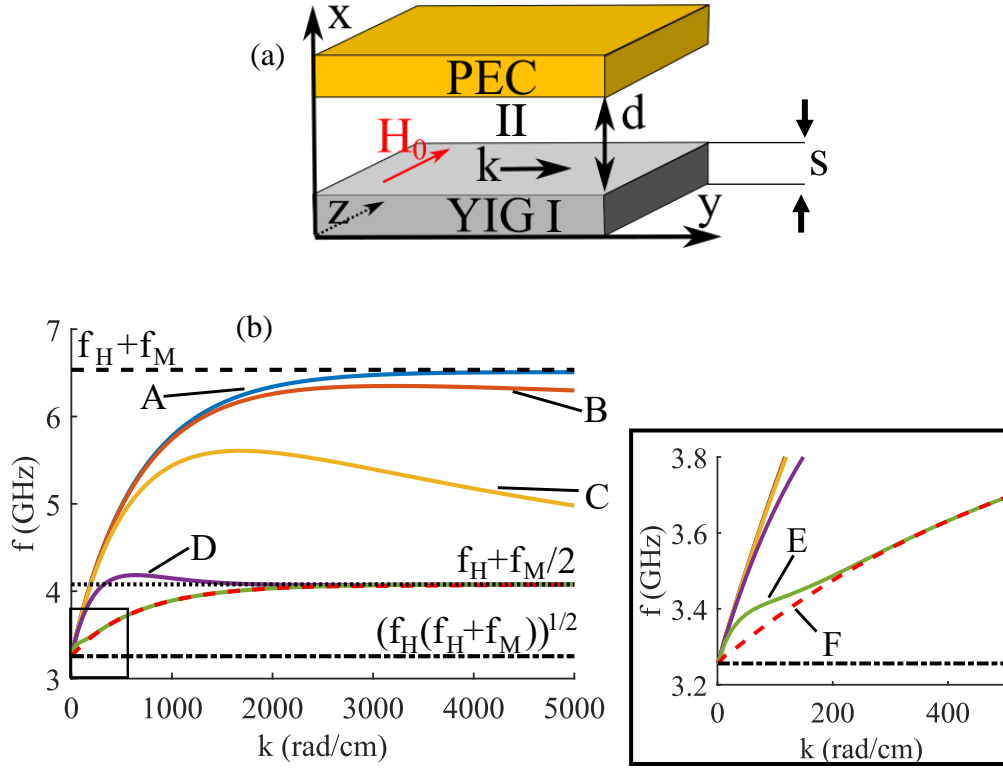


Figura IV.2. (a) Esquema de una capa de PEC limitante de la superficie preferente de propagación. (b) Curvas de dispersión para diferentes separaciones entre capas, en donde A ($d \rightarrow 0$), B ($d = 0.1 \mu m$), C ($d = 1 \mu m$), D ($d = 10 \mu m$), E ($d = 100 \mu m$) y F ($d \rightarrow \infty$), para $H_0 = 578 Oe$ y $s = 7 \mu m$.

Con respecto a la estructura de la Figura IV.2 (a) en donde la superficie inferior de la capa de YIG coincide con $x = 0$, el campo eléctrico queda como

$$\begin{aligned}
 e_{zIII} &= (Ae^{\beta_a x} + B e^{-\beta_a x})e^{i(\omega t - ky)}, \\
 e_{zII} &= (Ce^{\beta_m x} + De^{-\beta_m x})e^{i(\omega t - ky)}, \\
 e_{zI} &= Ee^{\beta_a x + i(\omega t - ky)},
 \end{aligned}
 \tag{IV.6}$$

y el campo magnético en dirección de propagación, es obtenido con las ecuaciones (IV.6), (II.31) y (II.32)

$$h_{yIII} = -\frac{i\beta_a}{k_0}(Ae^{\beta_a x} - B e^{-\beta_a x})e^{i(\omega t - ky)},
 \tag{IV.7}$$

$$\begin{aligned}
h_{yII} &= -\frac{i}{k_0} C \left(\frac{k}{\mu_{\perp a}} + \frac{\beta_m}{\mu_{\perp}} \right) e^{\beta_m x + i(\omega t - ky)} \\
&\quad - \frac{i}{k_0} D \left(\frac{k}{\mu_{\perp a}} - \frac{\beta_m}{\mu_{\perp}} \right) e^{-\beta_m x + i(\omega t - ky)}, \\
h_{yI} &= -\frac{i\beta_a}{k_0} E e^{\beta_a x + i(\omega t - ky)},
\end{aligned}$$

los coeficientes después de aplicar las condiciones de frontera son

$$\begin{aligned}
A &= -B e^{2\beta_a(d+s)}, \\
B &= \frac{C e^{\beta_m s} + D e^{-\beta_m s}}{e^{-\beta_a s} - e^{2\beta_a d + 3\beta_a s}}, \\
C &= E \frac{p + q - r}{2q}, \\
D &= E \frac{q - p + r}{2q},
\end{aligned} \tag{IV.8}$$

y como se ha realizado en los capítulos anteriores, el valor de E se determina a través del criterio de conservación de la energía.

En la Figura IV.2 (b) se observa la curva de dispersión referente a distintas separaciones entre capas, en donde es posible notar el impacto de la presencia de la capa conductora en el número de onda, que evidentemente afectará otros aspectos en la propagación de la onda. La curva A en su mayoría está a un par de GHz por encima del caso extremo F (que equivale a una capa sin influencia del conductor), un cambio importante en la relación de dispersión. Al comparar otras curvas, como las C y D en donde 9 μm de diferencia en la separación entre capas, tiene un gran impacto en la curva y su forma, desplazándola en frecuencia más de 1 GHz para algunos puntos. Por otra parte, es posible notar que en las curvas C y D existen valores para k en donde la velocidad de grupo teóricamente es nula.

En la Figura IV.3 se muestra el efecto de la proximidad de capas para el campo h_y calculado a partir de (IV.7) y el retardo τ_y , a partir de (II.46) y (IV.5). En la Figura IV.3 (a) se

muestra que el campo magnético y el retardo presentan un máximo a una distancia de separación específica, estos máximos no coinciden, difieren por $5 \mu\text{m}$ aproximadamente respecto a la separación.

En la Figura IV.3 (b) se muestra la distribución del campo h_y a lo largo de la sección de aire entre capas (dirección x de nuestro sistema de referencia), se nota que se tiene un incremento máximo del campo, lo que indica confinamiento de este en la región, alrededor de $26 \mu\text{m}$ de separación. El interés principal se centrará en torno a los valores de separación, en donde se registran el máximo confinamiento de campo y el máximo retardo.

En el caso que la separación entre capas se reduzca más allá del punto de óptimo confinamiento, el campo se repliega dentro del YIG y de la capa inferior, como se muestra en la Figura IV.3 (b). Cuando la capa se aleja, el efecto de esta en la propagación de la onda disminuye, lo que propicia que esta guía se comporte como la guía de onda simple, vista en el capítulo II.

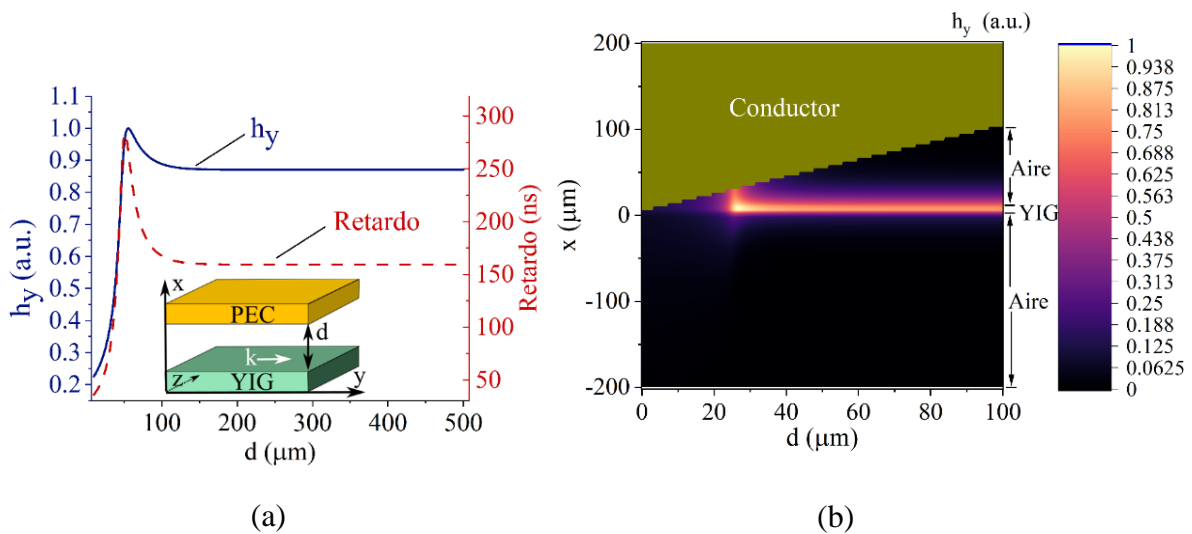


Figura IV.3. (a) Cálculo de campo h_y (parte real) y retardo en la superficie del YIG respecto a la separación entre capas, para un campo de 586.95 Oe y películas de YIG de $7 \mu\text{m}$ de espesor. (b) Distribución del campo h_y a lo largo de la dirección x , mostrando la separación de la capa conductora. Se usa un campo de 500 Oe y películas de YIG de $7 \mu\text{m}$ de espesor.

IV.1.2 Capas con propiedades magnéticas

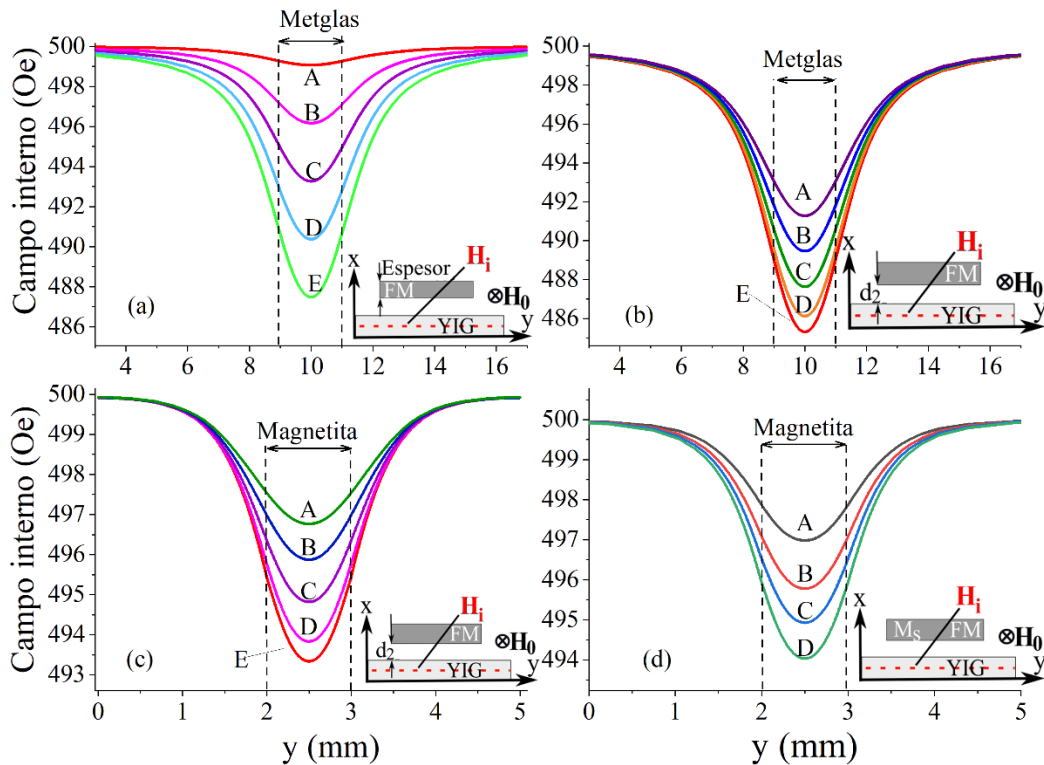


Figura IV.4. Resultado del análisis numérico para el campo estacionario interno de una capa de YIG de 7 μm de espesor, en la presencia de otras capas externas de materiales magnéticos, ya sea Metglas o magnetita. En (a) se varía el espesor de la capa externa para Metglas separada 30 μm (A, B, C, D y E corresponden a 5, 25, 45, 65 y 85 μm), en (b) se varía la distancia de separación entre capas para Metglas de espesor de 100 μm (A, B, C y D corresponden a 1000, 750, 500, 250 y 0 μm), en (c) se varía la distancia de separación entre capas para magnetita de 5 μm de espesor (A, B, C y D corresponden a 500, 375, 250 y 125 μm) y en (d) se varía la magnetización de saturación en la magnetita separada 30 μm (A, B, C y D corresponden a 27, 40, 50 y 60 emu/g).

El efecto de la capa conductora involucra principalmente la componente dinámica de los campos, sin embargo, las propiedades magnéticas tienen un mayor efecto en la componente estática del campo magnético, puesto que afecta la densidad del campo magnético a su alrededor (si es suficientemente cercana) también afecta el campo magnético interno de la película de YIG. Respecto a los campos dinámicos se tiene que estas capas inducen pérdidas por amortiguamiento debidas a la resonancia ferromagnética, pérdidas mayores en comparación con las características del YIG.

Se realizaron estudios numéricos de campo magnético estacionario con el software comercial COMSOL, para lo cual se aplica un campo magnético externo a dos capas; la capa base de YIG es en donde se medirá el campo interno, exactamente en el centro de esta a su largo; la segunda capa será de Metglas o nanopartículas de magnetita (se supone una capa homogénea) y los parámetros de esta variarán. Todas las capas tienen de ancho 3mm en dirección paralela al campo aplicado, el cual es normal al plano del papel, como se muestra en los esquemas de la Figura IV.4.

Los dos materiales mencionados se consideraron por sus aplicaciones prácticas; las nanopartículas de magnetita por su uso en capas sensibles para sensores [40] y en cristales magnónicos [69], mientras que las aleaciones de Metglas con base Fe son materiales que inducen pérdidas, utilizados como absorbentes de microondas [70], [71]. Las propiedades de estos materiales se encuentran en el anexo A.3.

En la Figura IV.4 se muestran los resultados del estudio numérico, en la proximidad de una película delgada de YIG se pone una película paralela del material Metglas, primero se estudió el efecto de la separación de capas (a), en donde se tiene que el aumento del espesor de la capa de este material propicia una caída del campo magnético interno en el YIG. También se analizó el efecto de la distancia de la capa de Metglas (b), en este caso una mayor cercanía de las capas se traduce en un decaimiento en el campo interno del YIG.

Estudios similares se realizaron respecto a capas de nanopartículas de magnetita, en la Figura IV.4 también se muestran los resultados de estos: en (c) se varía la separación entre las capas con resultados similares a (b), salvo que las caídas del campo magnético interno son relativamente menores en este caso. En (d) se muestra el resultado de variaciones de la magnetización de saturación en la capa de magnetita, este último estudio está vinculado al mecanismo de detección de los sensores magnónicos, en el cual la magnetización de saturación de las nanopartículas disminuye cuando algún compuesto se adhiere a su superficie [72]–[74]. La caída de la magnetización de saturación propicia que la caída en el campo interno se reduzca.

Según lo visto en la Figura IV.4 el efecto del Metglas tiene mayor impacto en el campo interno del YIG, teniendo en cuenta una mayor permeabilidad magnética respecto a la

magnetita; el caso de la magnetita es especial pues al conformar una capa de partículas tiene una menor respuesta que una capa sólida. Como se mencionó antes el efecto de las capas magnéticas es considerable, pues los cambios en el campo interno pueden traducirse en la traslación de frecuencia de la curva de dispersión en el orden de unos cuantos MHz. Estimamos que en torno a un campo de 587 Oe y en una película de 7 μm la tasa variación de la frecuencia de la onda respecto al campo interno estaría en los 3.5 MHz/Oe.

IV.2 Trabajo experimental

En la Figura IV.5(a) se representa el montaje experimental utilizado, consta de una película de YIG/GGG situada en la base (GGG se refiere al granate de gadolinio y galio que sirve de sustrato al YIG, y cuyas propiedades se consideran similares al aire), encima se ponen capas de conductores y/o capas magnéticas, las cuales se fijan a un sistema de desplazamiento mecánico, entre YIG y conductores se deja una sección de aire. Una antena microcinta se sitúa en la superficie de la película, en esta se excitan las ondas que se propagaran. La lectura se hace con ayuda de una sonda magneto inductiva normal a la dirección de propagación, orientada a la lectura del campo magnético en la dirección de propagación. Dicha sonda está fijada a un sistema mecánico de traslación en la dirección de propagación y en la dirección normal x . Tanto la antena de excitación (entrada) y la sonda (salida) se conectan a un analizador de redes vectorial. El sistema de traslación también puede ser utilizado para desplazar las capas conductoras para variar la separación entre capas d .

En la Figura IV.5 se esquematizan los experimentos realizados; en (b) la sonda se sitúa por encima de las capas y en (c) entre capas, en ambos casos la sonda realiza un recorrido en la dirección de propagación para realizar un mapeo. En (d) la sonda se coloca por debajo del sistema en la cercanía de la capa de GGG (manteniendo la misma posición), con el objetivo de tomar una medida del campo cuando las capas están en contacto. En (e) la sonda se mantiene fija entre capas y la separación entre estas varía, levantando las capas superiores con el sistema de traslación vertical, lo anterior, con motivo de estudiar el efecto de la separación de estas.

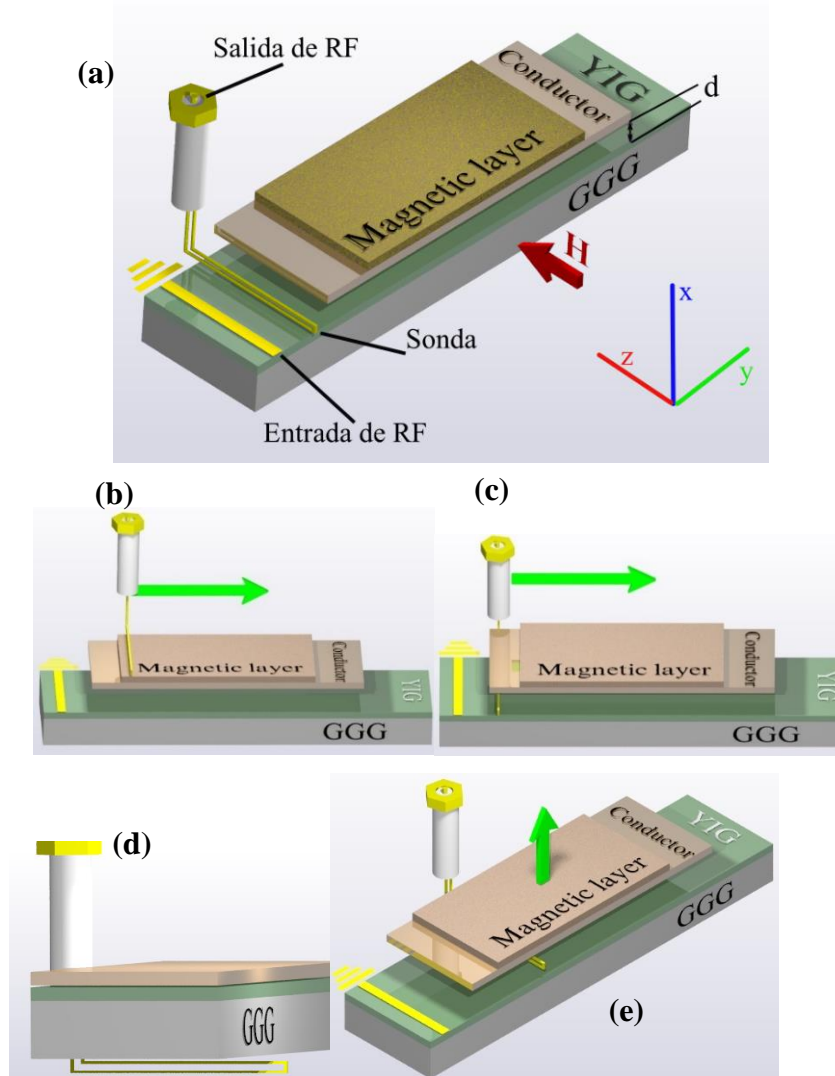


Figura IV.5. (a) Esquema de la estructura de interés. (b) Recorrido de la sonda a lo largo de la dirección de propagación sobre las capas. (c) Recorrido de la sonda a lo largo de la distancia de propagación situando la sonda en el espacio entre capas, (d) Sonda colocada en las proximidades del GGG y (e) desplazamiento vertical de las capas superiores.

En la Figura IV.6 se muestra el montaje experimental completo, en donde se esquematizan las conexiones realizadas, se tiene un analizador de redes vectoriales el cual se conecta coaxialmente a la guía de onda en la entrada (antena microcinta) y a la salida (sonda). Se usa un sistema traslacional para desplazar a la sonda o para variar la separación entre capas, una computadora controla el desplazamiento de los elementos y almacena la información

recabada. Un par de imanes suministran el campo externo, el montaje experimental es muy similar al que se usó en la Figura III.9.

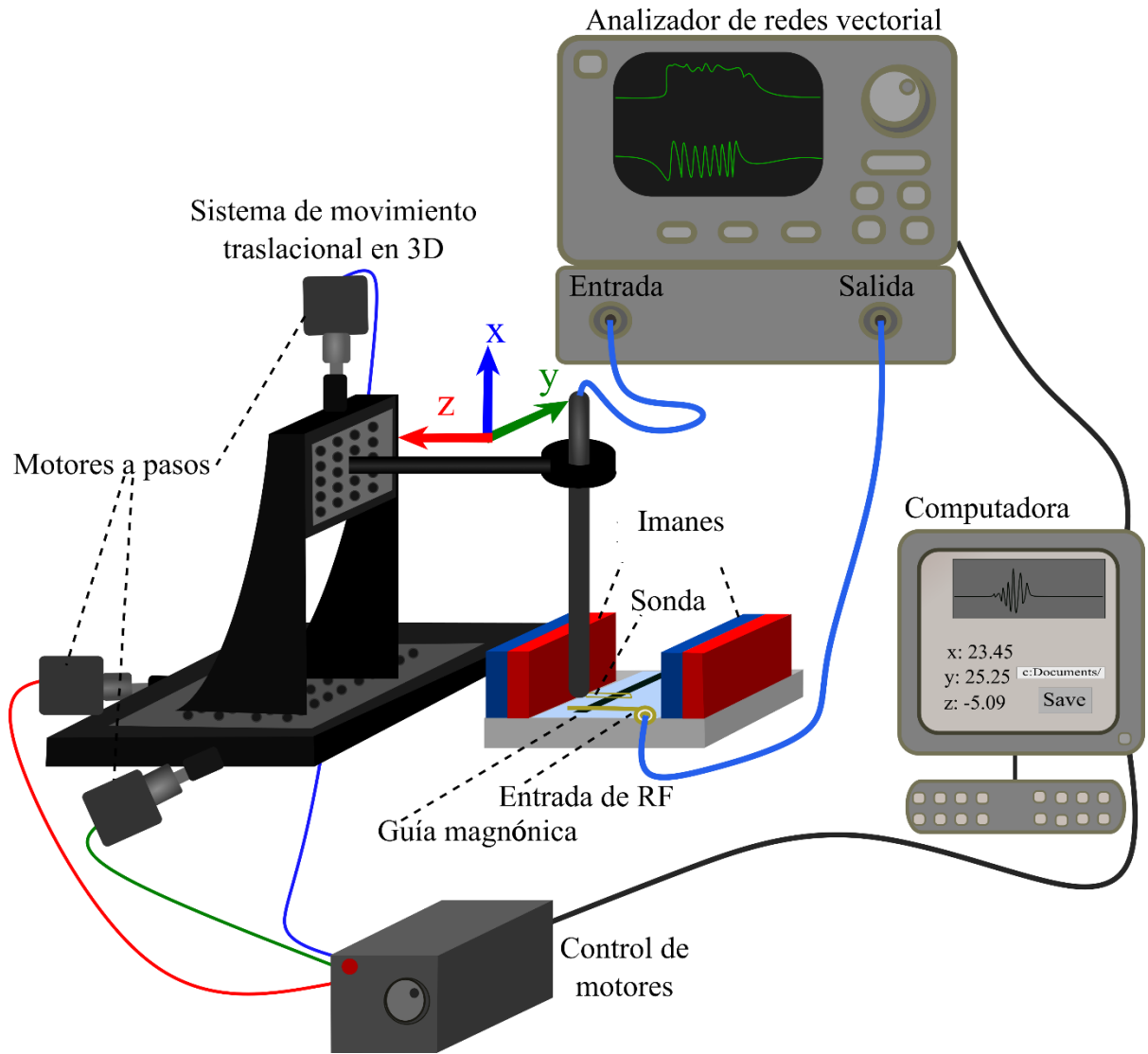


Figura IV.6. Montaje experimental.

IV.3 Discusión de resultados

En la Figura IV.7 se muestra el espectro transmitido, resultante para cuatro configuraciones de la heteroestructura de interés, en donde se realizan barridos de la sonda que corresponden a los descritos en la Figura IV.5 (b). En (a) de la Figura IV.7 se muestra como referencia una película de YIG, en (b) se muestra una capa conductora de cobre (metal no magnético) sobre la película de YIG, en (c) se muestra una capa de Metglas encima de la película de YIG, conductor magnético y en (d) se pone la capa de cobre entre el Metglas y el YIG.

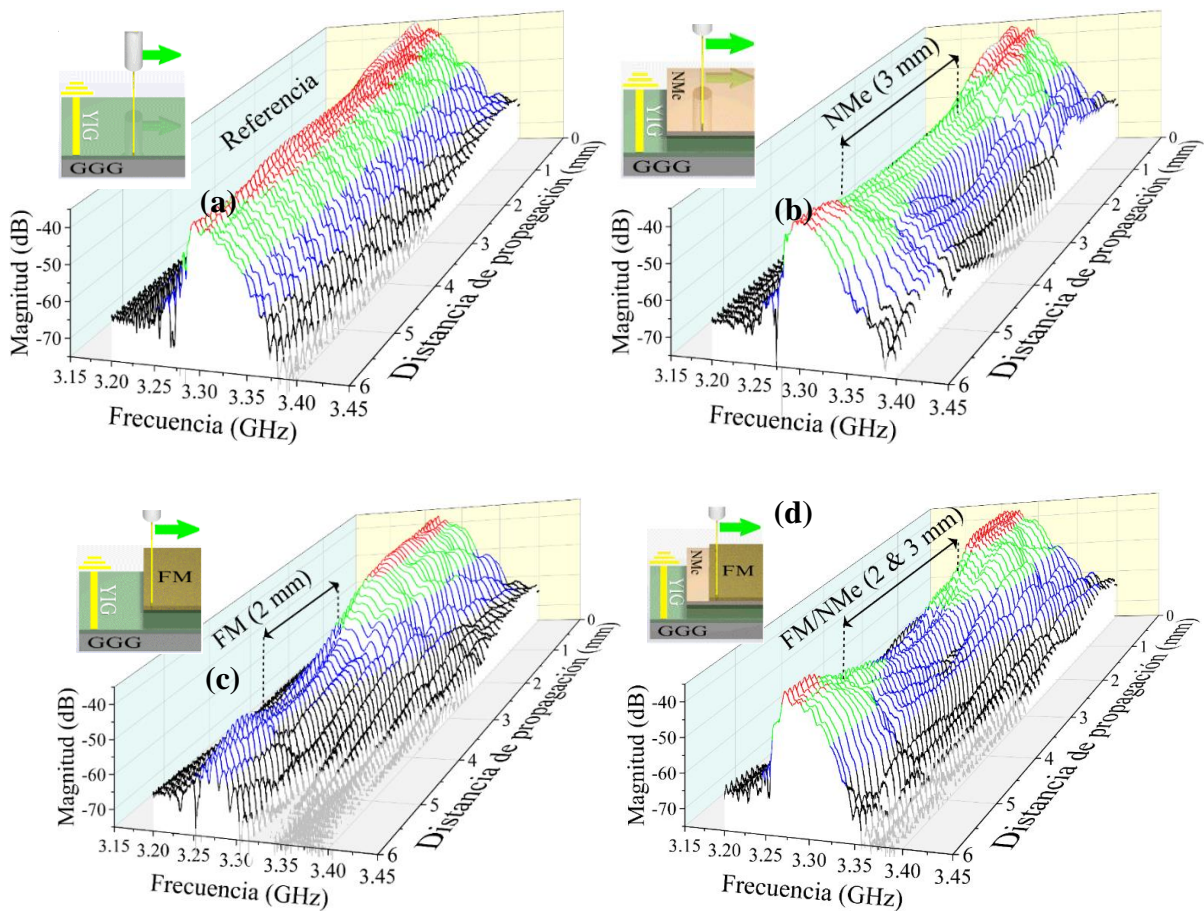


Figura IV.7. Espectro de transmisión para el recorrido de la sonda mostrado en la Figura IV.5 (b). En (a) se muestra como referencia únicamente una película de YIG, en (b) se incluye una capa conductora (NMe) de 3mm, en (c) se agrega una capa magnética (FM) de 2mm y en (d) se hace uso de ambas capas superpuestas para blindar la onda de las pérdidas.

Como se aprecia en la Figura IV.7 (a) la onda se propaga sufriendo el mínimo de pérdidas, en (b) y (c) en la presencia de las capas, la magnitud del espectro muestra un valle, en (b) al término de la capa la amplitud de la onda se recupera por completo, por lo contrario, en (c) se recupera solo una parte, esto originado por las pérdidas inducidas por la capa de Metglas. Por otra parte, la configuración utilizada en (d) limita el efecto de la capa magnética, al interponer una capa conductora entre ambas capas magnéticas, el impacto de las pérdidas es nulo no así el efecto en el campo estacionario, como se observó antes.

Por lo anterior, se intuye que una capa de metal no magnético tiene el efecto de apantallamiento contra pérdidas, las pérdidas que podrían originar de esta no resultan significativas y aparentemente existe una redistribución de campo en su presencia.

En la Figura IV.8 (a) se muestra la amplitud del campo evanescente obtenido a lo largo de la dirección de propagación, acorde al recorrido en la Figura IV.5 (b) para capas conductoras no magnéticas (NMe). Respecto a la referencia A, en cada caso de los espectros antes mostrados, se observa el valle en la magnitud de la onda, cuya profundidad depende de la duración de la capa conductora, al final de estas se recupera la magnitud de la señal, lo que indica una redistribución del campo presumiblemente entre capas, esta información es complementaria a la Figura IV.7 (b).

En la Figura IV.8 (b) se muestra el mismo recorrido, pero para capas magnéticas (FM), hay signos de recuperación en la amplitud y de redistribución del campo, sin embargo, la atenuación impacta de forma significativa en la propagación, impacto que se acentúa con una mayor exposición a las capas magnéticas. Es necesario destacar que en (a) y (b) el uso de la capa NMe como blindaje en las curvas E, resulta totalmente útil para limitar las pérdidas introducidas por la capa FM.

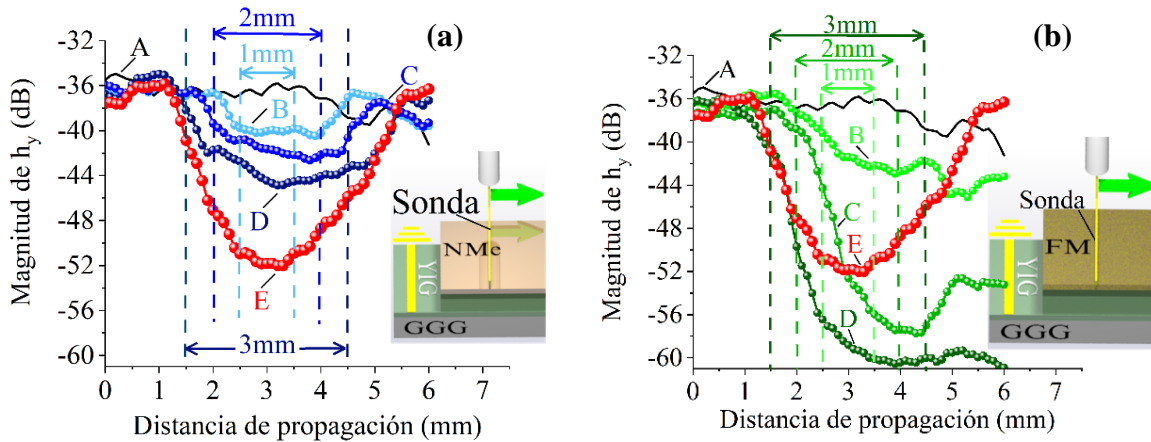


Figura IV.8. Magnitud de la transmisión para el escaneo representado en la Figura IV.5(b). En (a) se incluyen capas conductoras de Cu de 1, 2 y 3mm en las curvas B, C y D. En (b) se agregan capas magnéticas de 1, 2 y 3mm en las curvas B, C y D. En ambas gráficas las curvas A son de referencia (una sola capa YIG) y E es la comparación con la capa de blindaje, sobre la capa de YIG se sitúan capas FM/NMe de 2 y 3 mm de largo.

En la Figura IV.9 (a) se muestran los resultados para el recorrido de la Figura IV.5 (c) utilizando capas conductoras, en este caso es posible notar un incremento que permite afirmar que la redistribución de campo se realiza entre capas, dando como resultado el confinamiento del campo evanescente. Aunque el confinamiento de campo es óptimo en ciertas condiciones, para distancias muy cercanas entre capas, el campo se repliega a las capas inferiores como se mostró antes. En la Figura IV.9 (b) se muestra los resultados para la configuración de la Figura IV.5 (d) en donde la distancia entre capas tiende a ser nula, en este caso se muestra un aumento en la señal por la presencia de una capa conductora, lo que sugiere evidencia del repliegue del campo a la zona del sustrato de GGG.

En la Figura IV.10 se muestra el resultado de desplazar la capa conductora mientras la sonda se mantiene fija a 3 mm de la antena de excitación, cercana a la superficie de la película de YIG. En (a) se muestra la fase que arroja directamente el analizador de redes, en donde es posible notar una dependencia de la separación entre capas d , destacando la zona de una rápida variación de fase indicada con un círculo de contorno blanco, con esta fase se calcula el retardo experimental de la señal en (b), en donde es posible notar que los máximos valores de retardo

coinciden con las regiones de alta variación de la fase, lo que tiene sentido si se echa un vistazo a las ecuaciones (II.45) y (II.46).

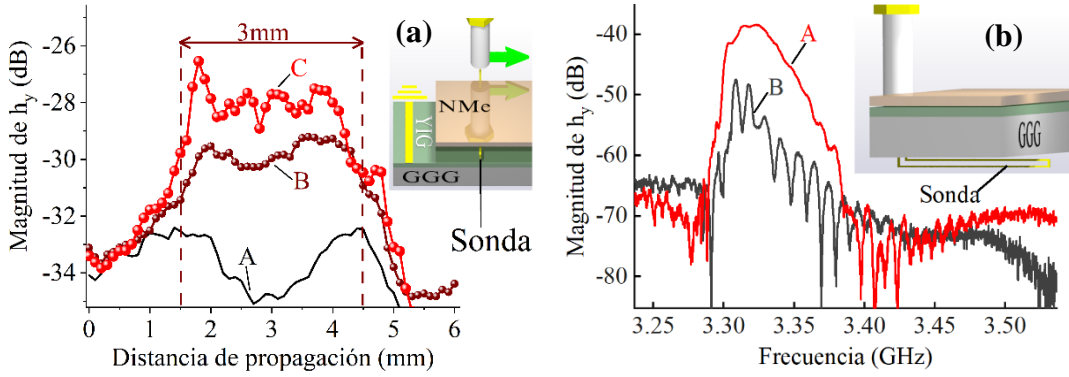


Figura IV.9. (a) Magnitud de la transmisión para el escaneo representado en la Figura IV.5(c). (b) Medición del espectro por debajo de la capa de GGG.

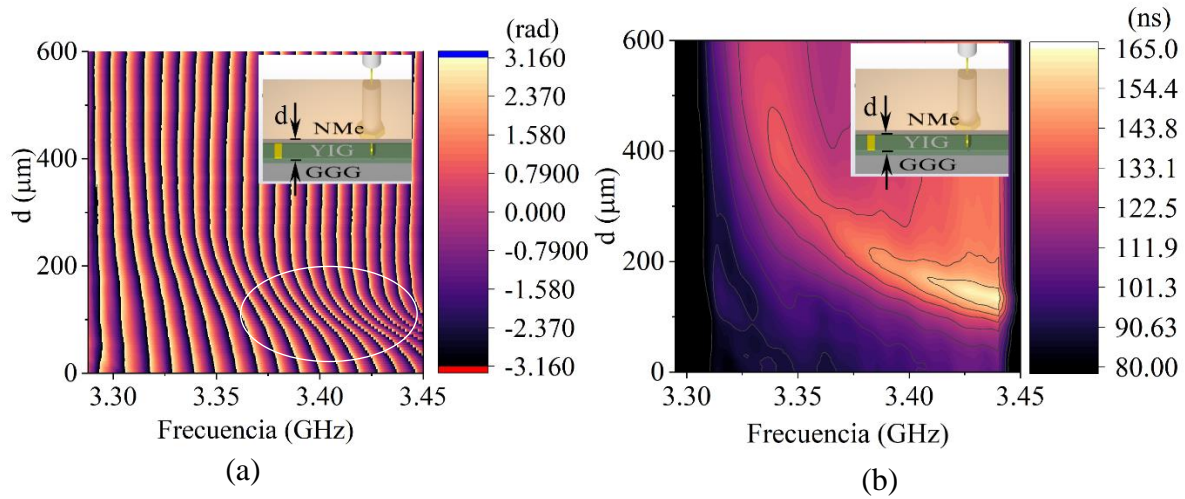


Figura IV.10. (a) Fase experimental. (b) Retardo experimental.

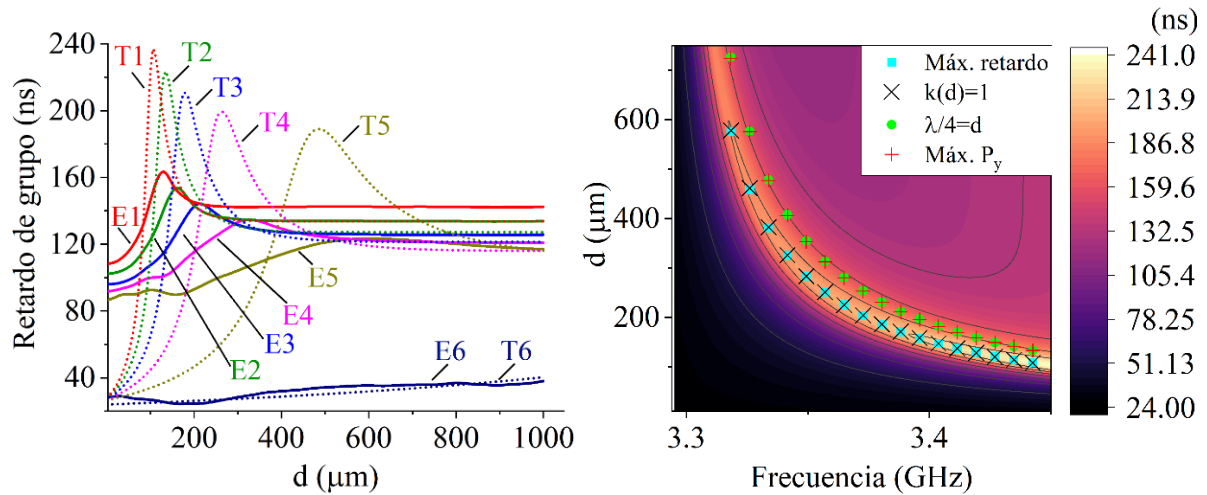


Figura IV.11. (a) Valores teóricos de retardo en líneas punteadas (T) y experimentales en línea continua (E), la frecuencia de las MSSWs es 1) 3.32 GHz, 2) 3.33 GHz, 3) 3.35 GHz, 4) 3.37 GHz, 5) 3.45 GHz y 6) 3.5 GHz. (b) En el mapa de color se calcula el retardo respecto a la variación entre capas d y la frecuencia, se superponen los valores máximos del retardo, máximos de P_y , los puntos en donde se cumplen las condiciones $k(d) = 1$ y $\lambda/4 = d$.

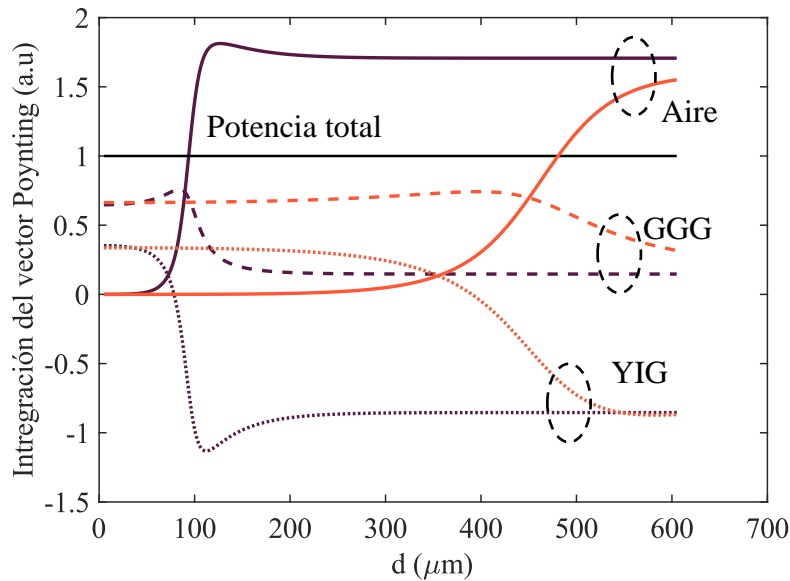


Figura IV.12. Cálculos de la potencia parcial como función de d : las curvas en color morado corresponden a la frecuencia de 3.45GHz y las curvas en color anaranjado a 3.32GHz. Las curvas continuas corresponden a la región de aire entre capas conductoras y YIG, las curvas con guiones a la región del GGG o inferior al YIG y las curvas punteadas dentro del YIG.

A partir de la fase del campo magnético (IV.7) se calcula el retardo teórico y se compara con el experimental en la Figura IV.11 (a), en donde se observa una importante coincidencia en la ubicación de máximos en cada curva con la misma frecuencia. En la Figura IV.11 (b) se muestra el retardo respecto a la separación de capas que también es comparable al presentado en la Figura IV.10 (b), también se muestran los puntos de máxima potencia del vector de Poynting P_y .

Es importante remarcar que para los valores máximos de retardo mostrados en la Figura IV.11 (b) por los cuadrados en color azul, satisfacen la relación $k(d) = 1$. Relación identificada gráficamente con una tolerancia de 2.3%. En dicha figura se muestra con círculos en color verde los valores máximos para la componente del vector de Poynting P_y en el espacio entre capas, estos ocurren cuando se satisface la relación $d = \lambda/4$, recordando que $\lambda = 2\pi/k_y$.

En la Figura IV.12 se muestra la distribución de la potencia de la onda para los casos de mínima y máxima frecuencia, queda establecida la conservación de esta en las tres regiones de estudio, es posible notar que para 3.32 GHz no hay máxima potencia confinada, esto se debe a que el criterio de la distancia de un cuarto de longitud de onda no se cumple, esto se puede ver gráficamente en la Figura IV.11 (b). La potencia cuando $d \rightarrow \infty$ tiende a converger manteniendo la misma potencia en cada región.

En la Figura IV.13 se muestran las curvas de dispersión respecto a λ para cinco diferentes distancias d , con círculos en color azul y en color rojo se muestran las posiciones en donde se cumplen las relaciones $d = \lambda/4$ y $k_y(d) = 1$ respectivamente. Estas relaciones se encontraron a través del análisis teórico de estas curvas de dispersión y la posición de los valores óptimos de potencia y retardo.

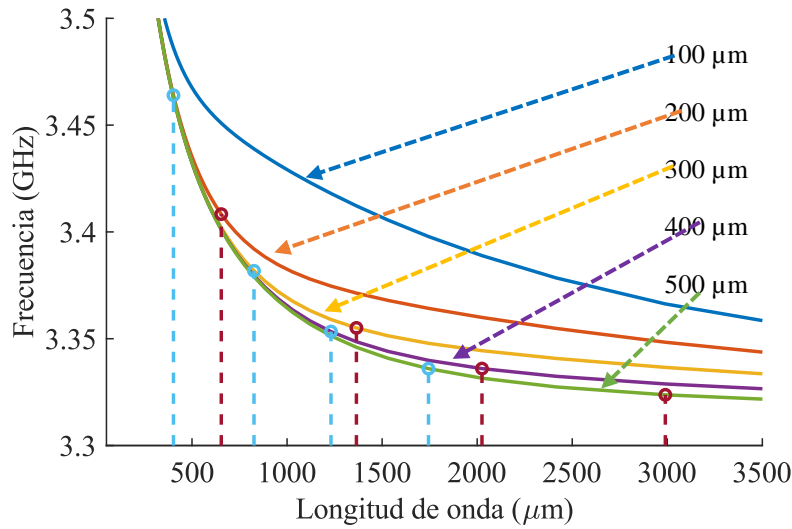


Figura IV.13. Curvas de dispersión calculadas para diferentes valores de d . Los círculos en color azul y los círculos en color muestran las condiciones $d = \lambda/4$ y $k_y(d) = 1$, respectivamente.

IV.4 Conclusiones

En este capítulo se mostró el efecto de las capas conductoras y magnéticas en la propagación de ondas MSSWs en una película delgada de YIG. Se analizó el efecto de capas PEC en la curva de dispersión, el retardo, la potencia y el campo evanescente de la onda. Se resaltó la importancia de la estructura (mostrada en la Figura IV.5 a) en la investigación de las ondas espín.

En el capítulo concluido, se presentó el análisis realizado, resultados y discusión de estos, se destacó el estudio en la concentración de campo magnético en la región entre capa conductora y capa guía. Se demostró el uso de capas conductoras como un método eficiente para el apantallamiento contra pérdidas. Se aborda el efecto de capas magnéticas en las variaciones del campo estacionario interno de la capa guía y como fuente de pérdidas por resonancia ferromagnética.

Se presentaron las relaciones $\lambda/4 = d$ y $k(d) = 1$ que coinciden con el máximo confinamiento de potencia en la región de aire entre capas y el máximo retardo respectivamente. Estas relaciones podrían ser de interés práctico en el desarrollo de sistemas

cuasi-ópticos basados en ondas de espín. Sin embargo, no se tiene la certeza para afirmar que estas relaciones pueden ser generalizadas o si únicamente son válidas bajo las consideraciones aquí tratadas.

V. Herramienta numérica

El método numérico conocido como FEM (*Finite Element Method*) es ampliamente utilizado para la solución de ecuaciones diferenciales. Su característica más destacada es su capacidad para tratar con geometrías complicadas, lo que a nuestro parecer resulta de gran utilidad para el modelado de una gran variedad de casos, en donde resulte poco probable crear un modelo analítico eficiente, que nos permita interpretar correctamente los resultados derivados del trabajo experimental.

Hablando rigurosamente, lo que se ha implementado es conocido como *Transfinite Element Method* [75], lo que implica que en el contorno del dominio del problema se implementan puertos de entrada y salida para la lectura de ondas incidentes, reflejadas y transmitidas. Lo anterior útil para el cálculo de pérdidas por inserción, pérdidas por transmisión, acoplamiento de impedancias, etc. Los puertos resultan necesarios si no se quiere depender únicamente de fuentes de corrientes internas o limitarse a problemas de valores característicos.

En la sección II.8 se abordaron las bases necesarias para la implementación del método, comúnmente se conoce al principio variacional de la ecuación diferencial que gobierna un problema, como el corazón del método. Por lo que una de las características más importantes para resolver problemas que involucren MSSWs, es definir un principio variacional que garantice la continuidad del campo eléctrico y magnético, lo que se logra partiendo de la ecuación de onda (II.11) y su principio variacional asociado (II.58).

V.1 Implementación

En la Figura V.1 se muestra el esquema del tipo general de problema a resolver (problemas en dos dimensiones), considerando un corte transversal al espesor de las capas que compongan la geometría en cuestión, en la dirección normal al plano se consideran semi-infinitas las capas. En dicho esquema se tiene una capa de YIG como guía base, la cual se conecta a dos puertos que podrían ser activos o pasivos, cuyos dominios son Ω_1 y Ω_2 , estos se

suponen guías de onda semi-infinitas en los extremos. El dominio Ω_{FEM} compete la aplicación del método numérico, el cálculo en los dominios de los puertos tiene solución analítica. Los dominios están acotados por capas de conductores perfectos PEC (*Perfect Electric Conductor*).

El manejo de las interfaces Γ_1 y Γ_2 , son clave para acoplar correctamente los dominios, al garantizar la continuidad de los campos electromagnéticos.

Dentro de Ω_{FEM} podrían existir diferentes elementos con geometrías irregulares, como cuerpos materiales con diferentes propiedades electrodinámicas y magnéticas y/o fuentes de corriente. Por lo anterior, se considera que con esta herramienta se podrán resolver una gran variedad de problemas.

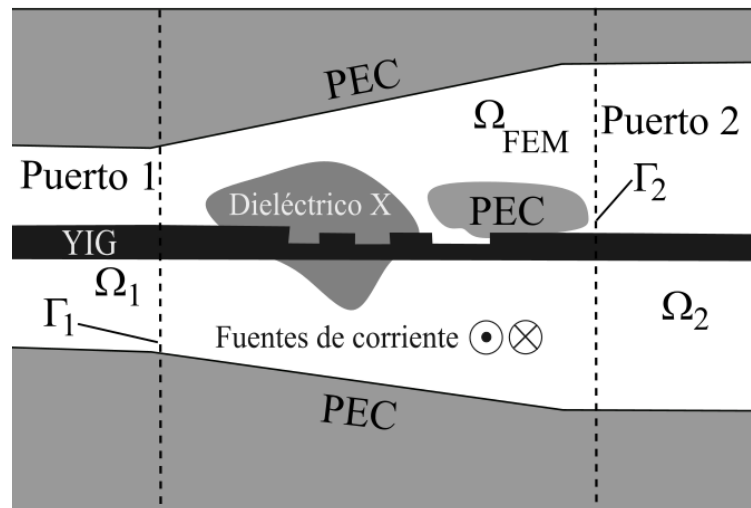


Figura V.1 Esquema del problema general considerado para resolverse con FEM.

Los pasos para implementar FEM están descritos como los siguientes [76]:

1. Definir el dominio computacional del problema.
2. Escoger el esquema truncado.
3. Escoger elementos discretos y funciones de formas.
4. Generar el mallado (preprocesamiento).
5. Hacer cumplir la ecuación parcial que gobierna el problema en cada elemento del mallado.
6. Aplicar las condiciones de frontera y ensamblar los elementos en la forma de un sistema lineal de tipo disperso (con abundantes valores nulos en la matriz de coeficientes).

7. Asegurar la simetría de la matriz con materiales recíprocos (nuestro tensor de permeabilidad visto en la sección II.1, se encarga de que esto no sea así).
8. Elegir un algoritmo para la solución de sistemas lineales y resolverlo.
9. Posprocesamiento de resultados.

El primero y el segundo paso competen al tipo de problemas a resolver, algo que ya se ha descrito en la Figura II.1. Conforme al desarrollo matemático presentado en la sección II.8, se especifica que únicamente se busca establecer el estudio de MSSWs en un régimen lineal y en dominio de la frecuencia.

Como se mencionó, las geometrías de los problemas están limitadas por un contorno de conductor eléctrico perfecto PEC o la presencia de puertos bien acoplados, por lo tanto no se consideran problemas en espacio abierto ni estudios de campo lejano, aunque existe la posibilidad de implementar paredes absorbentes.

Respecto a los pasos 3 y 4 se escogen los elementos discretos cuya función de forma se cree la más simple: elementos triangulares basados en tres nodos, que se tratarán más adelante. El motivo de esta selección se debe a que se tiene experiencia en su uso [77]. Existen ciertos inconvenientes en el uso de estos elementos algo que se discutirá en el capítulo VI para mejoras posteriores. La eficiencia del mallado dependerá de aspectos geométricos y especialmente de la longitud de onda, como referencia se tiene que el muestreo en el mallado como mínimo debe cumplir $\lambda/10$, λ es la longitud de onda. En el desarrollo de esta herramienta se utilizó el lenguaje y entorno de programación Matlab, por lo que se hizo uso de los algoritmos de mallados del módulo PDE.

Los puntos 5, 6 y 7 se tratarán con especial atención en breve.

Para el punto 8 también se hace uso de los algoritmos preprogramados en Matlab para la solución de sistemas lineales. Se considera que la migración de este lenguaje a otro puede resultar relativamente sencilla con las paqueterías correctas, esto para los amantes de ciertos lenguajes de programación.

Por último, el posprocesamiento variará según el caso de estudio y los requerimientos del análisis.

V.1.1 Elementos y funciones de forma

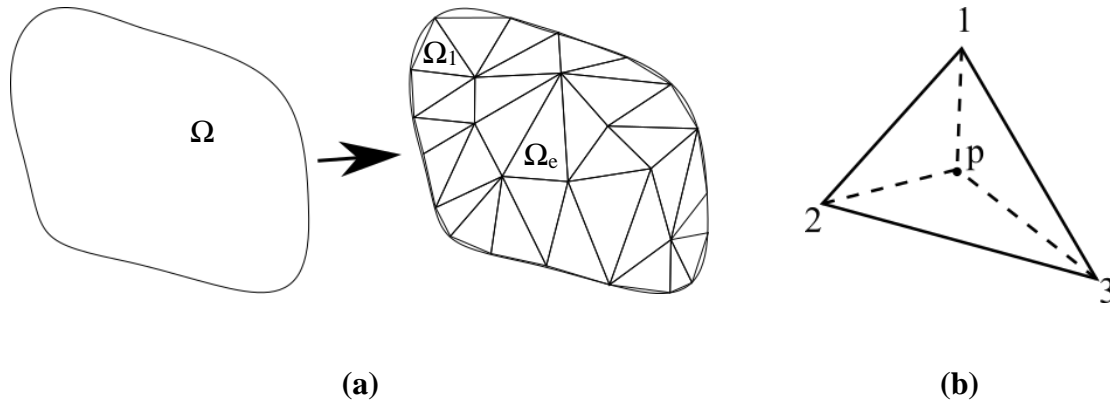


Figura V.2. (a) Mallado y (b) elemento triangular basado en nodos.

FEM se basa en dividir un dominio completo Ω (como se muestra en la Figura V.2 a) cuya geometría puede ser complicada, en un mosaico de N_e subdominios Ω_e con geometrías simples, en este caso usando elementos triangulares, en donde e hace referencia al e -ésimo elemento triangular que comprende dicho subdominio y e_z^e a la variable de campo eléctrico asociado al elemento, la unión de las contribuciones en la variable e_z^e de los elementos se aproxima a la solución e_z en el dominio inicial Ω

$$e_z(x, y) \cong \sum_{e=1}^{N_e} e_z^e. \quad (\text{V.1})$$

La idea detrás usar elementos simples es poder encontrar sus funciones de forma N_i^e , estas dependerán de la geometría del elemento asociadas a los nodos, en la Figura V.2 (b) se presenta un a elemento triangular con tres nodos en los vértices. Las funciones de forma actúan como base de un sistema coordenado referente a los nodos del elemento, por lo tanto una combinación lineal de los valores de e_z en los nodos, pueden expresar el valor de la variable e_z dentro del subdominio Ω_e a partir de

$$e_z^e \cong \sum_{i=1}^3 N_i^e e_{zi}^e, \quad (\text{V.2})$$

en donde e_{zi}^e es el valor del campo puntualmente en el nodo i . En la ecuación (V.2) las funciones de forma N_i^e se definen a partir de la posición de los vértices del elemento triangular (conocidos como nodos) que se enumeran como se muestra en la Figura V.2 (b). Dichas funciones de forma se calculan como

$$N_i^e(x, y) = \begin{cases} 1/(2\Delta^e) (a_i^e + b_i^e x + c_i^e y) & \mathbf{r} \in \Omega^e \\ 0; & \text{fuera del subdominio} \end{cases},$$

$$a_i^e = x_j^e y_k^e - x_k^e y_j^e,$$

$$b_i^e = y_j^e - y_k^e,$$

$$c_i^e = x_k^e - x_j^e,$$
(V.3)

en donde x, y son las coordenadas de los nodos, los índices que indican los nodos $(i, j, k) = (1, 2, 3), (2, 3, 1), (3, 1, 2)$ [78]. En este caso se eligió este tipo de elementos por ser los más fáciles de implementar a criterio de quien escribe, sin embargo, no se piense que se puede limitar a estos, el desarrollo que a continuación se plantea está pensado para utilizar elementos basados en nodos, para el uso de elementos basados en aristas (*edge based element*) la formulación debe enfocarse en el campo \mathbf{h} .

V.1.2 Principio variacional

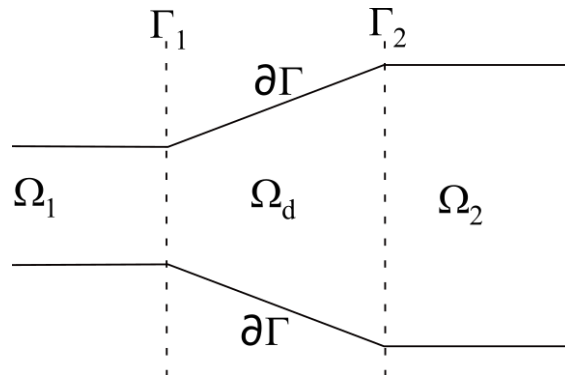


Figura V.3. Dominios de puertos y fronteras del área de estudio.

El espacio solución para los dominios de la Figura V.3 es el siguiente [75]

$$\Lambda \equiv \left\{ \phi | \phi = \begin{cases} \alpha^I \Phi^I + \sum_{i=1}^P \alpha^{\Gamma_i} \Phi^{\Gamma_i} & \text{en } \Omega_d \\ \delta_{i1} \Phi_{inc} + a_{ij} \Phi_{i,j} & \text{en } \Omega_i \end{cases} \right\}, \quad (V.4)$$

en donde α se refiere a las funciones de forma, Φ^I es la variable por resolver en el interior del dominio, Φ^{Γ_i} es la variable por resolver en las fronteras de los puertos, Φ_{inc} es el valor incidente en el puerto de excitación, P es el número de puertos, i es el índice del puerto, $j=0,1$ indica si se refiere a ondas que entran o salen del puerto respectivamente y los coeficientes se representan como a_{ij} . En este planteamiento el puerto de excitación es exclusivamente el 1; expresado por

$$\delta_{i1} = \begin{cases} 1, & i = 1 \\ 0, & \text{otro} \end{cases}.$$

El funcional (II.58) puede expresarse de la siguiente manera para incluir cada uno de los dominios de la Figura V.3 y conforme al espacio solución (V.4) se tiene

$$\begin{aligned} F(e_z) = & \iint_{\Omega_d} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \cdot (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e}^* \cdot k_0^2 \epsilon \mathbf{e} + \mathbf{e} \cdot \mathbf{f}^* + \mathbf{f} \cdot \mathbf{e}^* d\Omega \\ & - \int_{\partial\Gamma} \mathbf{e} \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl \\ & - \sum_{k=1}^P \int_{\Gamma_i} \mathbf{e}^* \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl \\ & + \sum_{k=1}^P \iint_{\Omega_i} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \cdot (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e}^* \cdot k_0^2 \epsilon \mathbf{e} d\Omega. \end{aligned} \quad (V.5)$$

Puesto que dentro del dominio de los puertos la ecuación de onda es resuelta analíticamente, la componente $\sum_{k=1}^P \iint_{\Omega_i} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \cdot (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e}^* \cdot k_0^2 \epsilon \mathbf{e} d\Omega$ no se considera, esto porque el extremo del principio variacional alcanzará su mínimo para la solución analítica exacta.

Ya que Ω_d se limita por conductores eléctricos perfectos, en las fronteras $\partial\Gamma$ la componente $\oint_{\Gamma} \mathbf{e}_z^* \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}_z) \times \mathbf{n}] dl_{\Gamma}$ también se hace nula, por lo que (V.5) queda como

$$F(e_z) = \iint_{\Omega_d} (\nabla \times \mathbf{e}^*) \cdot (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e}^* \cdot k_0^2 \varepsilon \mathbf{e} + \mathbf{f}^* \cdot \mathbf{e} + \mathbf{f} \cdot \mathbf{e}^* d\Omega_d - \sum_{i=1}^P \int_{\Gamma_i} \mathbf{e}^* \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl_i, \quad (\text{V.6})$$

en donde el inverso del tensor de permeabilidad es

$$\hat{\mu}^{-1} = \mu_{\perp}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & i\mu_a/\mu & 0 \\ -i\mu_a/\mu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp} \end{bmatrix}.$$

V.1.3 Puertos

Conforme a la Figura V.3 se plantea usar dos puertos ($P = 2$), en el puerto uno se excitarán las ondas y en ambos se medirán los coeficientes de las ondas entrantes. Para el puerto uno de excitación se tiene que el campo en la frontera Γ_1 es

$$e_{z\Gamma_1} = e_{zinc} + a_r e_{zr},$$

en donde e_{zinc} es el valor de la onda que incide (excitación), e_{zr} es el valor esperado del campo reflejado y a_r es el coeficiente de reflexión. Al ser a_r una variable compleja nos da información de la amplitud y de la fase de la onda reflejada con respecto a e_{zr} . Un aspecto importante de implementar los puertos está en considerar las superficies preferenciales, por donde se propaga la onda según su dirección, tal como se mostró en la Figura II.5.

En la frontera Γ_2 el campo será únicamente el campo que se trasmite al puerto

$$e_{z\Gamma_2} = a_t e_{zt},$$

en donde e_{zt} es el campo transmitido esperado y a_t es el coeficiente de transmisión, la cual es una variable compleja. Los valores de los campos en las fronteras Γ_1 y Γ_2 se calculan con las expresiones siguientes

$$\begin{aligned}
e_{zinc} &= Q_i(x)e^{-iky}, \\
e_{zr} &= a_r Q_r(x)e^{iky}, \\
e_{zt} &= a_t Q_t(x)e^{-iky},
\end{aligned} \tag{V.7}$$

en donde $Q_t(x) = Q_i(x)$, por lo tanto

$$Q_i(x) = \begin{cases} A_i \exp(\beta_{ai}x) + B_i \exp(-\beta_{ai}x); & -\left(d_1 + \frac{s}{2}\right) < x \leq -\frac{s}{2} \\ C_i \exp(\beta_{mi}x) + D_i \exp(-\beta_{mi}x); & -\frac{s}{2} < x \leq \frac{s}{2} \\ E_i \exp(\beta_{ai}x) + F_i \exp(-\beta_{ai}x); & \frac{s}{2} < x \leq \frac{s}{2} + d_2 \end{cases},$$

$$Q_r(x) = \begin{cases} A_r \exp(\beta_{ai}x) + B_r \exp(-\beta_{ai}x); & -d_1 - \frac{s}{2} < x \leq -\frac{s}{2} \\ C_r \exp(\beta_{mi}x) + D_r \exp(-\beta_{mi}x); & -\frac{s}{2} < x \leq \frac{s}{2} \\ E_r \exp(\beta_{ai}x) + F_r \exp(-\beta_{ai}x); & \frac{s}{2} < x \leq \frac{s}{2} + d_2 \end{cases}.$$

Los coeficientes $A_{i,r}$, $B_{i,r}$, $C_{i,r}$, $D_{i,r}$, $E_{i,r}$, $F_{i,r}$, $\beta_{ai,ar}$, $\beta_{mi,mr}$ y el número de onda k se calculan con respecto al desarrollo realizado en la sección IV.1. Hasta este punto se ha considerado que ambos puertos tienen las mismas dimensiones, explícitamente expresado en (V.7), esto se hace por cuestión de simplicidad. En el caso de necesitar puertos con características diferentes el valor del $Q_t(x)$ será diferente a $Q_i(x)$ y deberá ajustarse a la dimensión del puerto. La relación entre puertos se preserva al considerar la misma potencia de la onda en cada puerto, homogeneizándola mediante el vector de Poynting.

La componente de (V.6) para las fronteras en los puertos el campo puede expresarse como

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=1}^P \int_{\Gamma_i} \mathbf{e}^* \cdot [(\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl \\
&= \int_{\Gamma_1} \mathbf{e}^* \cdot [(\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl_1 \\
&+ \int_{\Gamma_2} \mathbf{e}^* \cdot [(\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] dl_2.
\end{aligned} \tag{V.8}$$

Recordando las consideraciones presentadas en (II.28) el valor de la integral puede simplificarse a términos puramente analíticos

$$\mathbf{e}^* \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \mathbf{n}] = e_{zi}^{e*} \left(\mu_{\perp}^{-1} \frac{\partial e_{zj}^e}{\partial n} \pm i \mu_{a\perp}^{-1} \frac{\partial e_{zj}^e}{\partial \tau} \right),$$

en donde el signo \pm corresponde al vector normal; es positivo si $\mathbf{n} = \mathbf{a}_x$ o negativo si $\mathbf{n} = \mathbf{a}_y$.

Entonces las integrales en (V.8) quedan de la siguiente manera, para el puerto 1

$$\int_{\Gamma_1} \mathbf{e}^* \cdot [(\hat{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{e}) \times \hat{\mathbf{n}}] dl_1 = a_r a_r^* g_{1\Gamma_1} + a_r g_{2\Gamma_1} + a_r^* g_{3\Gamma_1} + g_{4\Gamma_1},$$

$$g_{1\Gamma_1} = \mu_{\perp}^{-1} \int_{-s/2}^{s/2} e_r^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx - i \mu_{a\perp}^{-1} \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} e_r^* \frac{\partial e_r}{\partial x} dx + \int_{-\frac{s}{2}-d_1}^{-\frac{s}{2}} e_r^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx + \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}+d_2} e_r^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx,$$

$$g_{2\Gamma_1} = \mu_{\perp}^{-1} \int_{-s/2}^{s/2} e_{inc}^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx - i \mu_{a\perp}^{-1} \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} e_{inc}^* \frac{\partial e_r}{\partial x} dx + \int_{-\frac{s}{2}-d_1}^{-\frac{s}{2}} e_{inc}^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx \\ + \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}+d_2} e_{inc}^* \frac{\partial e_r}{\partial y} dx,$$

$$g_{3\Gamma_1} = \mu_{\perp}^{-1} \int_{\Gamma_1} e_r^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx - i \mu_{a\perp}^{-1} \int_{\Gamma_1} e_r^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial x} dx + \int_{-\frac{s}{2}-d_1}^{-\frac{s}{2}} e_r^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx \\ + \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}+d_2} e_r^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx,$$

$$g_{4\Gamma_1} = \mu_{\perp}^{-1} \int_{-s/2}^{s/2} e_{inc}^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx - i \mu_{a\perp}^{-1} \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} e_{inc}^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial x} dx + \int_{-\frac{s}{2}-d_1}^{-\frac{s}{2}} e_{inc}^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx \\ + \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}+d_2} e_{inc}^* \frac{\partial e_{inc}}{\partial y} dx,$$

y para el puerto 2

$$\mu_{\perp}^{-1} \int_{\Gamma_2} e_z^* \frac{\partial e_z}{\partial y} dx - i\mu_{a\perp}^{-1} \int_{\Gamma_2} e_z^* \frac{\partial e_z}{\partial x} dx = a_t a_t^* g_{1\Gamma_2},$$

$$g_{1\Gamma_2} = \mu_{\perp}^{-1} \int_{-s/2}^{s/2} (e_t)^* \left(\frac{\partial}{\partial y} [e_t] \right) dx - i\mu_{a\perp}^{-1} \int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} (e_t)^* \left(\frac{\partial}{\partial x} [e_t] \right) dx + \int_{-\frac{s}{2}-d_1}^{-\frac{s}{2}} e_t^* \frac{\partial e_t}{\partial y} dx$$

$$+ \int_{\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}+d_2} e_t^* \frac{\partial e_t}{\partial y} dx.$$

V.1.4 Ecuaciones de elemento

En cada elemento el objetivo es formar un sistema de ecuaciones lineales, cuyo propósito es encontrar los valores de campo en los nodos. A partir de N_e sistemas lineales locales asociados a cada elemento, se ensamblan en un sistema lineal global para todo el dominio. Este sistema puede obtenerse a partir de aplicar la aproximación (V.2) basada en las funciones de forma (V.3) en el funcional (V.6) quedando como

$$F^e(e_z) \cong [e_z^{e*}] \left[\iint_{\Omega_d} (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \mathbf{N}_j^e) d\Omega_d \right] [e_z^e]^T$$

$$- k_0^2 \varepsilon [e_z^{e*}] \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_i^e \cdot \mathbf{N}_j^e d\Omega_d \right] [e_z^e]^T + \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_j^e \cdot \mathbf{f}_j^{e*} d\Omega_d \right] [e_z^e]^T$$

$$+ [e_z^{e*}] \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_i^e \cdot \mathbf{f}_i^e d\Omega_d \right]^T,$$

en donde i identifica renglones y j columnas en forma matricial, ambos asociados a los nodos del elemento e , dicha forma matricial se muestra como

$$F^e(e_z) \cong [e_z^{e*}] [C^e] [e_z^e]^T + [b_1^e] [e_z^e]^T + [e_z^{e*}] [b_2^e]^T, \quad (\text{V.9})$$

en donde $[e_z^e]$ es el vector de incognitas del sistema y

$$[C^e] = \left[\iint_{\Omega_d} (\vec{\mu}^{-1} \nabla \times \mathbf{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \mathbf{N}_j^e) d\Omega_d \right] - k_0^2 \varepsilon \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_i^e \cdot \mathbf{N}_j^e d\Omega_d \right],$$

$$[b_1^e] = \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_j^e \cdot \mathbf{f}_j^{e*} d\Omega_d \right],$$

$$[b_2^e] = \left[\iint_{\Omega_d} \mathbf{N}_i^e \cdot \mathbf{f}_i^e d\Omega_d \right].$$

V.1.5 Ecuación global

En esta sección se muestra cómo se ensambla la ecuación lineal final que engloba el dominio en su conjunto, a partir de los sistemas lineales de los elementos. En el ensamble se suma la contribución de cada elemento por nodo¹. A diferencia del funcional para cada elemento (V.9) a la versión global se agrega la contribución de las fronteras de los puertos (V.8), por lo que el funcional queda como

$$F(e_z) \cong [e_z^*][C][e_z]^T + [b_1][e_z]^T + [e_z^*][b_2]^T + (a_r^* g_{1\Gamma_1} a_r + g_{2\Gamma_1} a_r + a_r^* g_{3\Gamma_1} + g_{4\Gamma_1}) + a_t^* g_{1\Gamma_2} a_t. \quad (\text{V.10})$$

Como se mencionó antes, la solución de la ecuación diferencial se encuentra cuando el funcional encuentra un extremo ($\partial F / \partial e_z^* = 0$), buscando el extremo de (V.10) con respecto a e_z^* se tiene

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} [C_{ii}] & [C_{i\Gamma_1}][Q_r(x)] & [C_{i\Gamma_2}][Q_{inc}^2(x)] \\ [Q_r(x)]^{T*} C_{\Gamma_1 i} & [Q_r(x)]^{T*} C_{\Gamma_1 \Gamma_1} [Q_r(x)] - g_{1\Gamma_1} & [Q_r(x)]^{T*} C_{\Gamma_1 \Gamma_2} [Q_{inc}^2(x)] \\ [Q_{inc}^2(x)]^{T*} C_{\Gamma_2 i} & [Q_{inc}^2(x)]^{T*} C_{\Gamma_2 \Gamma_1} [Q_r(x)] & [Q_{inc}^2(x)]^{T*} C_{\Gamma_2 \Gamma_2} [Q_{inc}^2(x)] + g_{1\Gamma_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{zi} \\ a_r \\ a_t \end{bmatrix} \\ & = - \begin{bmatrix} [C_{i\Gamma_1}][Q_{inc}^1(x)] \\ [Q_r(x)]^{T*} [C_{\Gamma_1 \Gamma_1}][Q_{inc}^1(x)] - g_{3\Gamma_1} \\ [Q_{inc}^2(x)]^{T*} [C_{\Gamma_2 \Gamma_1}][Q_{inc}^1(x)] \end{bmatrix} - [b_2], \end{aligned} \quad (\text{V.11})$$

en donde los subíndices i corresponden a los nodos interiores presentes en todo el dominio, $\Gamma_{1,2}$ para los nodos coincidentes con las fronteras de los puertos. En la ecuación (V.11) tenemos nuestro sistema lineal global a resolver, en donde el vector $[e_z] = [e_{zi}, a_r, a_t]^T$ nos ofrece los

¹ Una explicación más detallada de las bases del método y la forma en la que se pueden organizar los nodos para hacer el ensamble de la ecuación global de forma ordenada, se puede encontrar en [76], [77].

valores de campo para los nodos interiores, los coeficientes de reflexión y de transmisión en los nodos de los puertos. Estas variables son las incógnitas del sistema.

V.2 Simulación numérica y discusión de resultados

Con la finalidad de validar y conocer los alcances de la herramienta de simulación, se plantean cinco casos de estudio para ser sometidos a una resolución numérica, los resultados obtenidos se comparan con resultados teóricos y/o experimentales.

Para iniciar se propone el caso más sencillo, una sola capa de YIG como guía en donde se espera ver el funcionamiento de los puertos y poder comparar con lo expuesto en la sección II.5.2. También se incluyen dos casos ya ampliamente conocidos, el primero consta del acoplamiento entre dos capas de YIG y el segundo del efecto de una capa conductora, de los capítulos III y IV. Adicionalmente se agregan dos casos que son de interés, un cristal magnónico de una dimensión basado en ranuras y el diseño de una compuerta lógica, estos dos casos se comparan con referencias externas.

Para todos los casos de estudio se considera por convención, un campo magnético estático en la dirección $+z$ incidente al plano, por lo que en la dirección $+y$ se propagan las ondas incidentes en las superficies superiores de las películas, éstas corresponden a las ondas incidentes y transmitidas, la onda que se propaga en la dirección $-y$ lo hace por la superficie inferior de las películas, que corresponderán a las ondas reflejadas. No se ahondará de forma extensa en cada caso como en los capítulos anteriores, únicamente se busca establecer las utilidades de esta herramienta.

V.2.1 Una película de YIG

El análisis de la guía simple de una película tiene dos finalidades: la primera estimar la similitud con la solución analítica, lo cual se hace a través de comparar el número de onda para ambos casos y la segunda es evaluar el acoplamiento de los puertos a través del cálculo de los coeficientes de transmisión y de reflexión.

En la Figura V.4 (a) se muestra un esquema del problema planteado, en donde se usa el puerto uno de forma activa y el puerto dos de forma pasiva, en la Figura V.4 (b) se muestra el mallado utilizado para obtener el campo calculado en la Figura V.4 (c) para una frecuencia de 3.2 GHz , el campo aplicado es de 500 Oe y el espesor de las películas $7 \text{ }\mu\text{m}$. Es posible observar la propagación del campo en la superficie superior de la película. En la Figura V.4 (c) se muestra la comparación de la curva de dispersión obtenida de forma analítica a partir de (II.29) y la calculada con FEM, aplicando la transformada rápida de Fourier a los valores de campo, se observa una cercanía entre ambos resultados principalmente en las frecuencias menores, en las frecuencias mayores hay una mayor diferencia, esto por la disminución de la longitud de onda y la necesidad de un mallado más denso para un mejor muestreo.

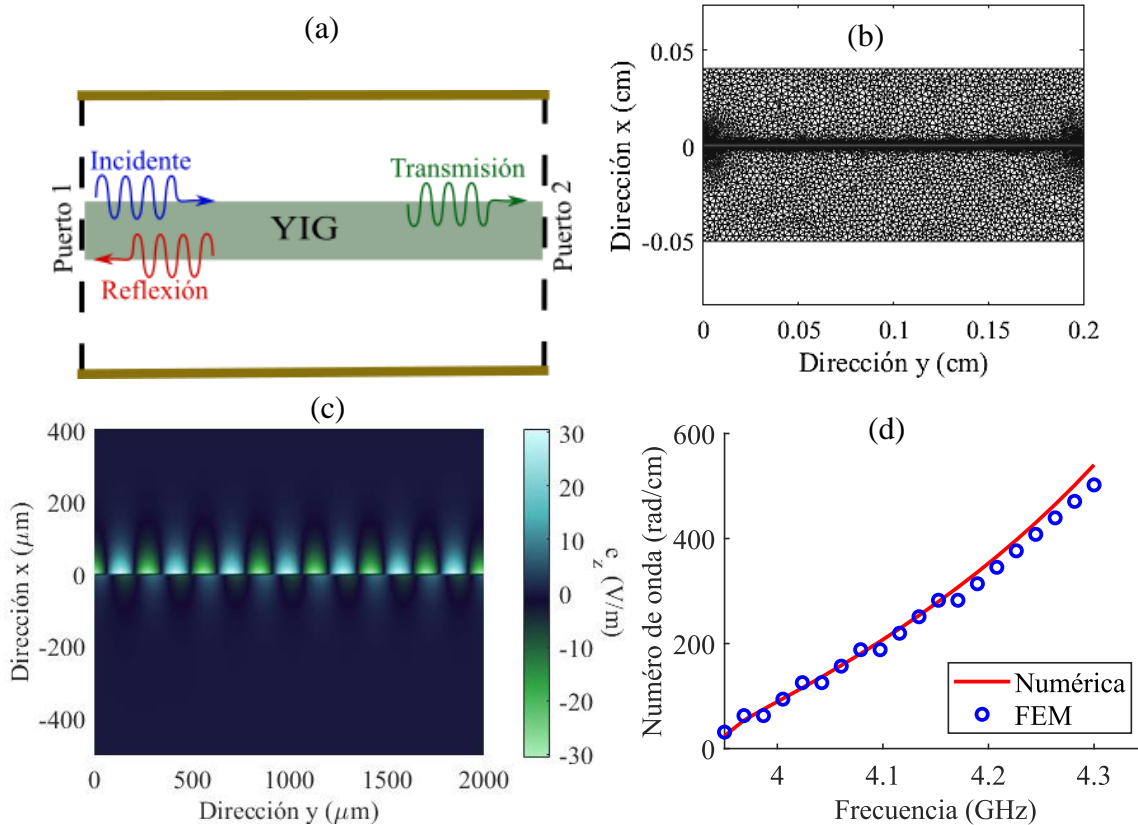


Figura V.4. (a) Esquema del problema de una película delgada, (b) mallado, (c) campo calculado y (d) comparación de las curvas de dispersión.

V.2.2 Películas acopladas de YIG

Se retoma la estructura analizada en el capítulo III, la cual tiene características que la hacen una guía de onda con una propagación con cierta complicación para modelar. En la Figura V.5 (a) se muestra esquemáticamente el problema, la distancia L indica la longitud de la película superior. En la Figura V.5 (b) se muestra el campo eléctrico calculado, en este caso se observa la modulación del campo, un efecto del acoplamiento similar a lo mostrado en la Figura III.3 (c) y en la Figura V.5 (c), salvando la diferencia de parámetros en ambos casos, se muestra la fase de la onda en donde también existe evidencia de discontinuidades de la fase que coinciden con las áreas de campo mínimo como se discutió antes.

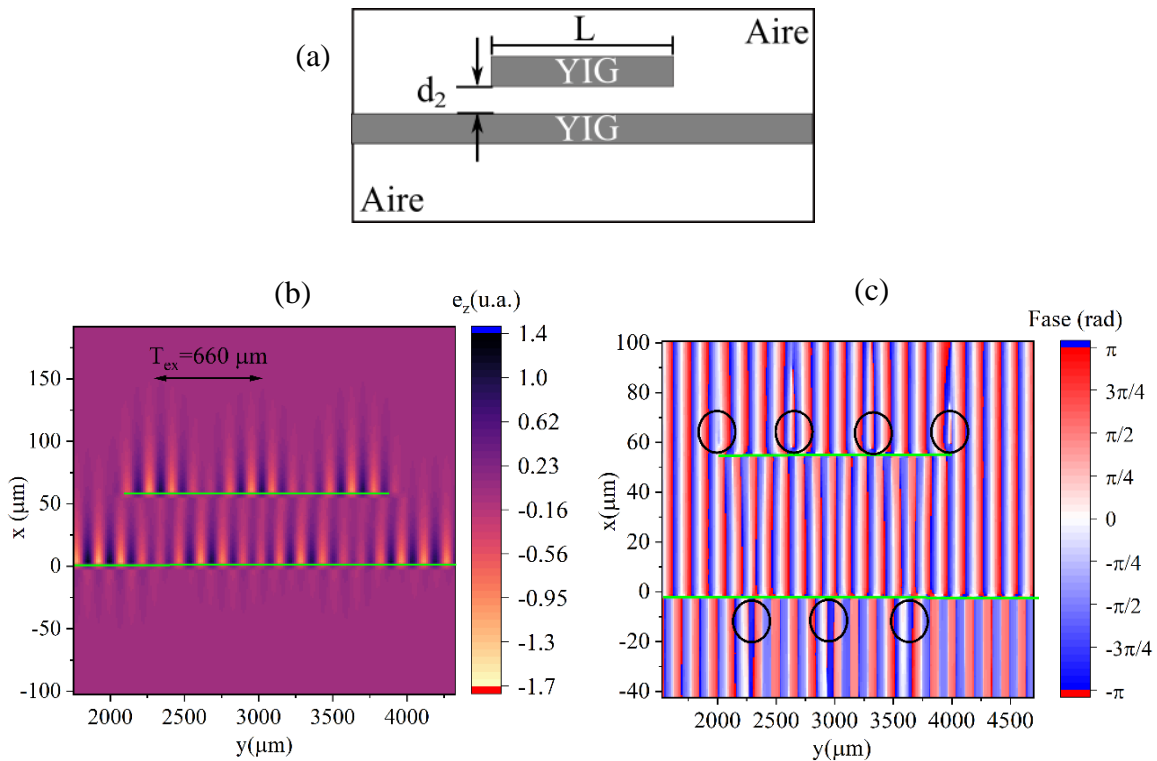


Figura V.5. (a) Esquema de las dos películas de YIG superpuestas, en donde $L = 0.2 \text{ mm}$, $d_2 = 50 \mu\text{m}$ para un campo de 770 Oe y películas de $7 \mu\text{m}$. En (b) tenemos el campo eléctrico calculado de forma numérica y en (c) tenemos la fase del campo calculado.

Hasta este momento nos hemos limitado a mostrar un análisis de onda continua, sin embargo, se tiene planteado implementar el análisis de grupo también.

V.2.3 Apantallamiento por una capa conductora

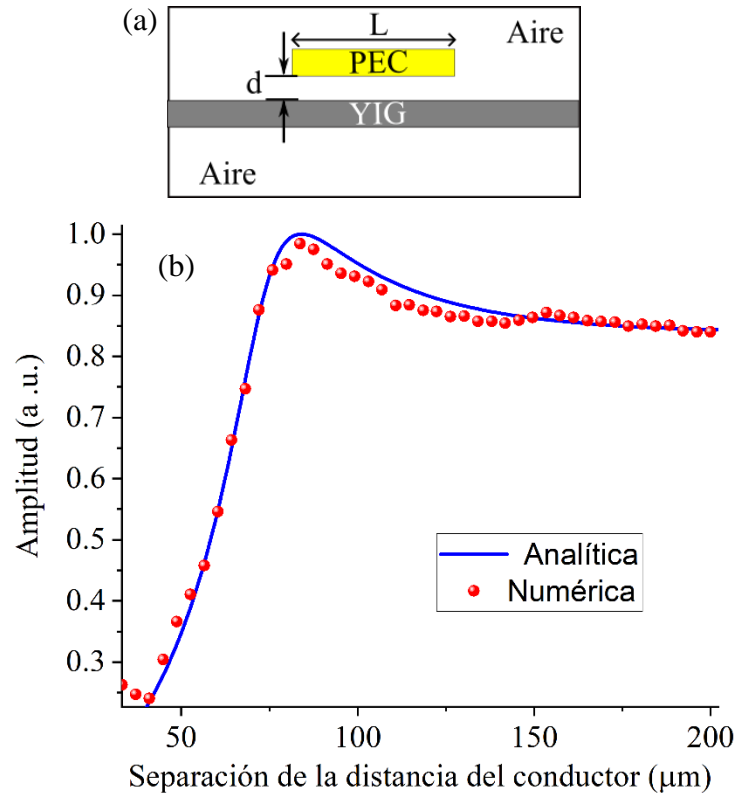


Figura V.6. (a) Esquema de una capa delgada magnética con una capa de conductor perfecto superpuesta en donde $L = 1.5 \text{ mm}$, para un campo de 500 Oe y frecuencia de 3.2 GHz. En (b) se establece la comparación del campo confinado en entre capas, calculado de forma numérica y analítica.

En este caso se analiza el efecto de una capa conductora como en el capítulo IV. En la Figura V.6 (a) se muestra el esquema del problema en donde la capa conductora tiene una longitud L . Aunado a lo anterior se realizó un análisis respecto a la distancia de separación, mostrado en la Figura V.6 (b) con círculos en color rojo, el campo calculado numéricamente en la superficie de la película y comparado con el caso analítico en color azul, en donde se observa concordancia en los resultados.

En este punto estos resultados son esperados, considerado lo visto previamente, tenemos un máximo del campo en una distancia dada cercana a $\lambda/4$. Se toman dos puntos de la curva para graficar el campo en el espacio, el primero en Figura V.7 (a) el caso para $d \ll \lambda/4$, en donde se observa un campo replegado del espacio entre capas, para situarse en el YIG

y en su parte inferior, esto coincide con los resultados de la Figura IV.9 (b). El segundo es el caso $d = \lambda/4$ en donde está el máximo de confinamiento, esto concuerda con lo visto teóricamente en la Figura IV.3 (b). El caso $d \gg \lambda/4$ carece de interés pues no hay efecto de la capa conductora en la onda.

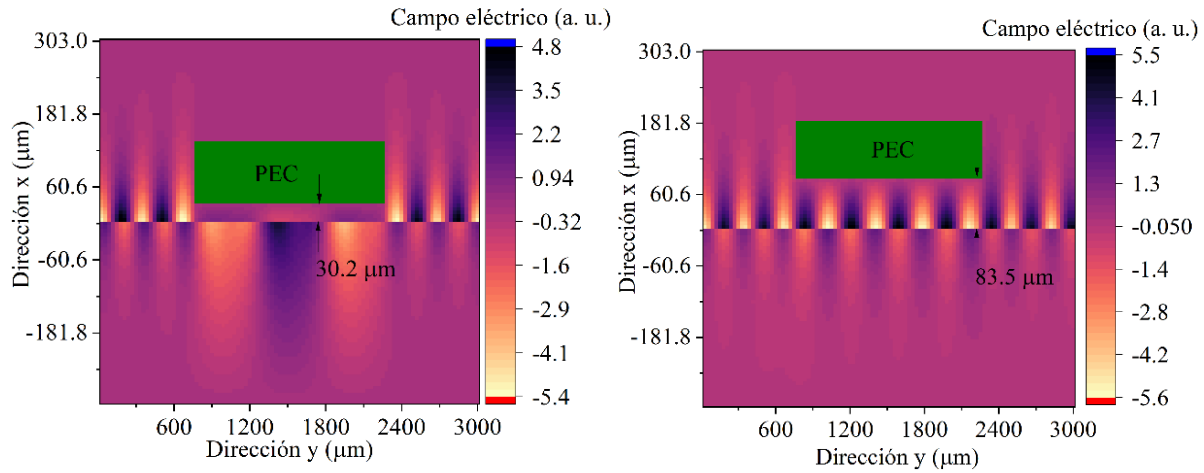


Figura V.7. Campo eléctrico para el caso para $d \ll \lambda/4$ (a) y (b) para el caso de confinamiento máximo $d = \lambda/4$.

V.2.4 Cristal magnónico

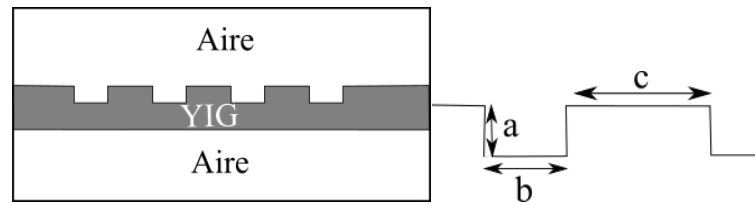


Figura V.8. Esquema del cristal magnónico simulado, se consideran cinco ranuras cuyos parámetros son $a = 0.8 \mu\text{m}$, $b = 25 \mu\text{m}$ y $c = 300 \mu\text{m}$. Para una película de $3.5 \mu\text{m}$ de espesor y campo magnético estático de 770 Oe .

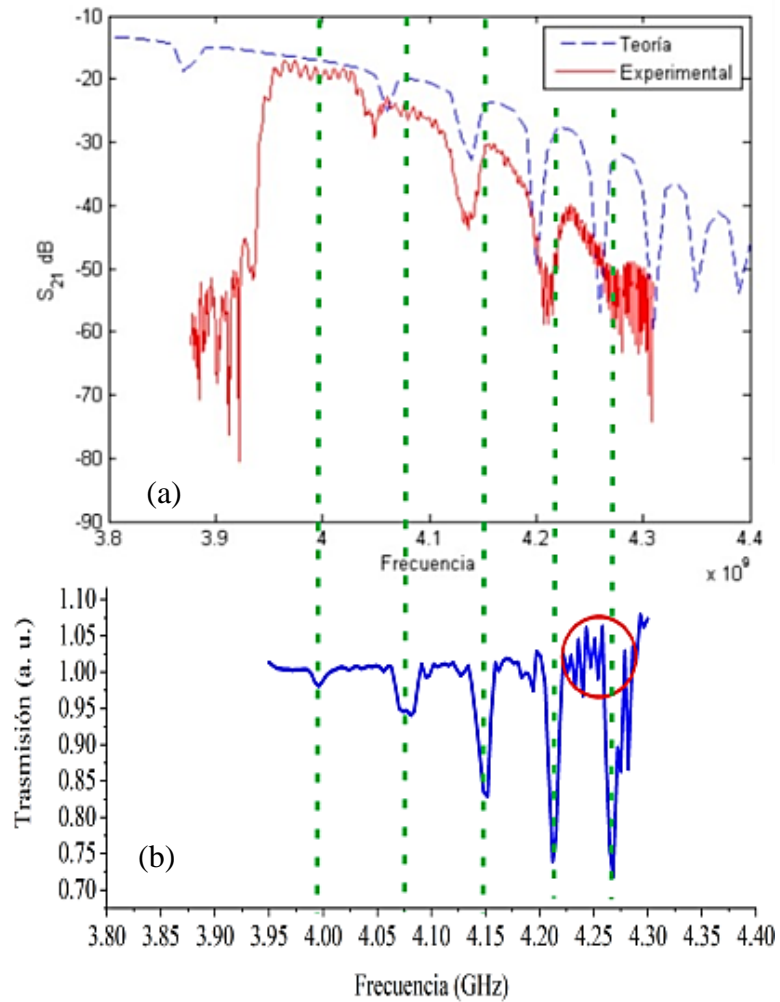


Figura V.9. (a) Trasmisión del cristal magnónico de forma teórica y experimental [79]. Resultados de transmisión para FEM (b).

El siguiente elemento bajo análisis es un cristal magnónico de una dimensión, basado en ranuras hechas en la superficie de una película delgada de YIG_2 . En la Figura V.8 se muestra el esquema del problema. La curva de transmisión original se muestra en la Figura V.9 (a) para un cristal magnónico de 15 ranuras, en donde lo importante a destacar es la presencia de bandas

² Como no se ahonda en el análisis de cristales magnónicos, se recomienda consultar la referencia [79] en donde se muestran las características de diseño y fabricación de estos.

prohibidas, utilizando FEM se ha simulado este cristal únicamente con 5 ranuras (por cuestiones de tiempo y capacidad de cómputo) mostrando los resultados en la Figura V.9 (b).

Al comparar con la ayuda de las líneas punteadas en color verde, es posible notar que no hay coincidencias tajantes en la posición de las bandas prohibidas en el espectro, aunque no se puede descartar que se puedan hacer mejoras al modelo para mejorar los resultados. Se podrían reconsiderar las suposiciones tomadas: el número de ranuras simulado es menor o que se consideran ranuras rectangulares rectas. Respecto a la porción de curva encerrada en un círculo en color rojo en Figura V.9 (b), puede deberse a un muestreo ineficiente, para lo que se debe trabajar en incluir mallados más adecuados al problema. Se propone que esta herramienta resulte complementaria a trabajos previos en donde se estudia la distribución espacial de la onda de espín en este tipo de metamateriales [80].

V.2.5 Compuerta magnónica

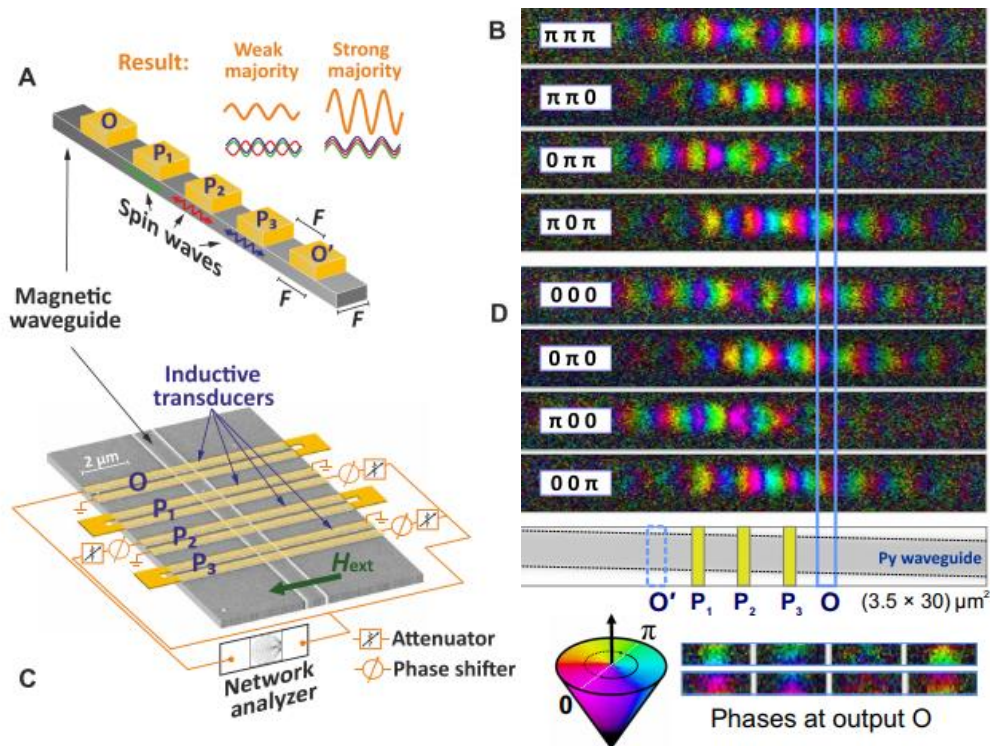


Figura V.10. (A) y (C) Diseño de compuerta magnónica y su implementación experimental, (B) y (D) resultados experimentales para las diferentes combinatorias de entrada [14].

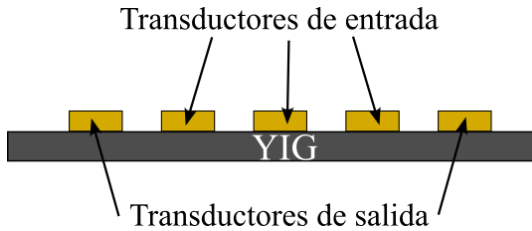


Figura V.11. Esquema de la compuerta magnónica.

Con la intención de mostrar aplicaciones más atractivas, se simula el funcionamiento de una compuerta magnónica según el diseño mostrado en la referencia [14]. El principio de funcionamiento está basado en la interferencia destructiva y constructiva de las ondas generadas en los transductores de entrada cuya adición determinará la fase de la onda resultante en los transductores de salida. Los unos y ceros lógicos se asignan conforme a la fase de la onda 0 rad para los ceros y $\pi \text{ rad}$ para los unos, en estas salidas. La Figura V.10 A muestra el diseño, con dos salidas (O y O') y tres entradas (P1, P2 y P3), todas separadas a una distancia $2F \approx \lambda$ desde el punto central. En la Figura V.10 C se esquematiza el montaje experimental, cuya base es una guía magnónica.

En la Figura V.10 B y D se muestra la fase de la onda obtenida experimentalmente a través de microscopía de rayos x, la fase en las salidas respecto a las entradas (los tres números a la entrada de cada imagen y corresponden a P₁, P₂ y P₃ respectivamente) define la Tabla V.1, que es la tabla lógica mostrada que representa las salidas que se obtendrán para las combinaciones de entradas. La longitud de onda que dio origen a estos resultados es $\lambda = 2.4 \mu\text{m}$.

En la Figura V.11 se muestra el esquema utilizado en la simulación, con los tres transductores de entrada para los cuales se utilizaron fuentes de corrientes transversales y los dos de salida, en los cuales se analiza la fase de la onda. Para este trabajo se utilizó una longitud de onda de $272 \mu\text{m}$.

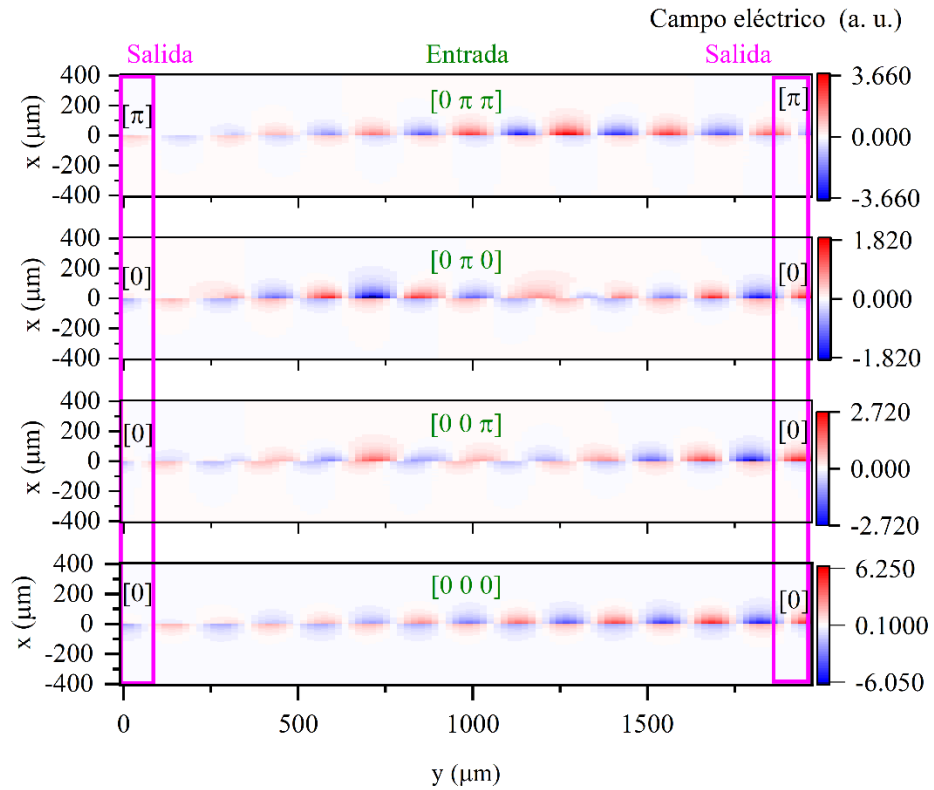
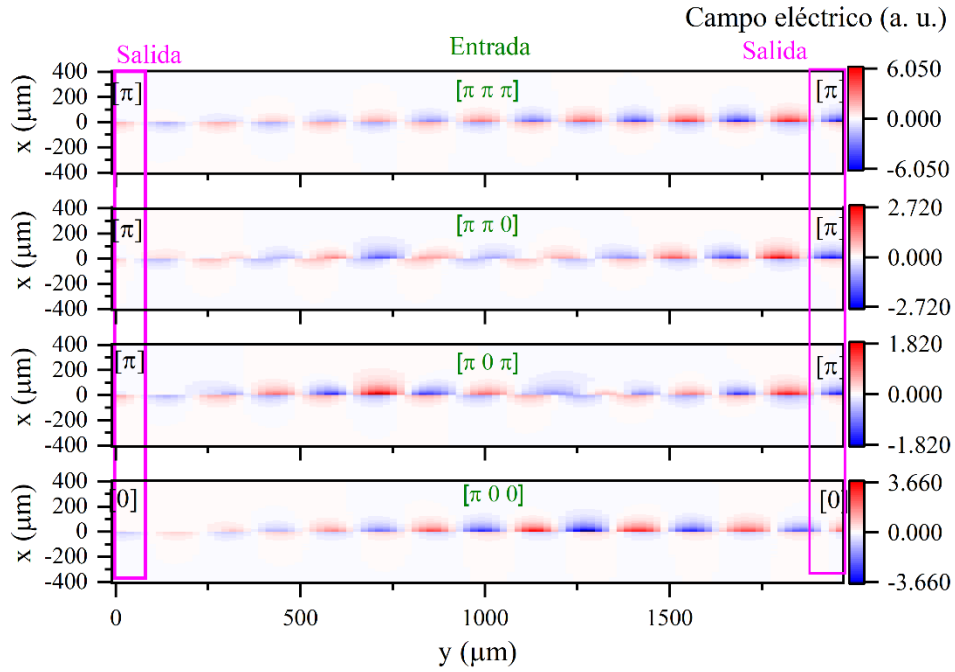


Figura V.12. Resultados de la simulación numérica para cada una de las combinatorias de la compuerta lógica.

En la Figura V.12 se muestran los resultados de la simulación llevada a cabo para cada una de las combinaciones de las entradas, en mapa de color se muestra el campo eléctrico que se propaga en cada caso, la combinatoria de entradas se muestra en color verde y en color magenta se muestra en donde se sitúan las salidas.

Una comparación directa con la Figura V.10 B y D puede no ser reveladora respecto al uso de la herramienta de cálculo para replicar el comportamiento de la estructura. Salvando el hecho de que ambos estudios difieren en dos órdenes de magnitud lo presentado en la Figura V.12 cumple con la Tabla V.1.

Tabla V.1. Tabla lógica.

<i>Salida O</i>	<i>Salida O'</i>	<i>Entrada P1</i>	<i>Entrada P2</i>	<i>Entrada P3</i>
0	0	0	0	0
0	0	0	0	1
0	0	0	1	0
1	1	0	1	1
0	0	1	0	0
1	1	1	0	1
1	1	1	1	0
1	1	1	1	1

Fase de la onda de espín	0	π
Estado lógico	0	1

V.3 Conclusiones

Se presenta una herramienta de cálculo que prueba ser útil para abordar diferentes problemas como los aquí tratados, que permite simplificar el desarrollo de modelos teóricos.

Como se mencionó antes, no es la primera vez que se usa el método para el estudio de las MSSWs, sin embargo, su uso está enfocado en planos transversales para las características de dispersión, en este caso se hace mayor énfasis en analizar la propagación de la onda mediante la implementación de puertos y ampliando la visión a un contexto que compete a la electrodinámica en general.

Como se mostró en el caso de la propagación de una capa, esta perspectiva también es útil para el análisis de las curvas de dispersión. En los otros casos muestra que es eficiente en el análisis de la distribución de los campos.

La herramienta de cálculo permite trabajar con fuentes de corriente como se muestra en el caso de la compuerta magnónica, también permite añadir pérdidas por amortiguamiento en la propagación para el estudio de casos más complejos. En el caso del cristal magnónico se tiene un ineficiente uso de las capacidades de cómputo, lo que tendría que ser implementado son condiciones de frontera periódicas utilizando el teorema de Floquet. Se tiene como trabajo a futuro mejorar el posprocesamiento que permita obtener las componentes de campo magnético y potencia de la onda. El caso de la compuerta es un claro ejemplo de cómo la tecnología magnónica puede ser geoméricamente escalable.

VI. Conclusiones generales y trabajo a futuro

En este trabajo de investigación se presentó un panorama amplio sobre las bases del estudio de estructuras heterogéneas en la propagación de las MSSWs, un punto de partida para futuros trabajos. Por esta razón, se puso especial énfasis en describir los modelos matemáticos utilizados y en desarrollar nuevas herramientas.

Respecto al trabajo experimental, se encontraron similitudes cualitativas y cuantitativas entre los resultados experimentales y teóricos, lo que permitió corroborar las hipótesis planteadas y validar la utilidad de los modelos teóricos, lo cual resulta significativo para el desarrollo de nuevos dispositivos.

Por lo anterior, se considera que el marco teórico y los fundamentos presentados en los primeros dos capítulos resultan sólidos, para abordar la propagación de MSSWs de una forma certera y acorde a los resultados originados de los experimentos realizados. Resaltando el análisis del segundo capítulo, en donde se incorpora el campo eléctrico para describir de forma más acertada la potencia de las ondas, lo cual resultó fundamental para los modelos teóricos en este trabajo de investigación.

Con respecto a la información presentada en el capítulo III, la propagación de pulsos requiere un análisis exhaustivo de la dispersión, el cual se complica en el régimen de acoplamiento causado por la propagación multimodal. Se concluye que aún se tiene camino por recorrer, para describir correctamente la velocidad de la señal respecto al modelo teórico. El esfuerzo realizado para describir el comportamiento de la velocidad de grupo, velocidad de la energía y velocidad de la señal será de utilidad para el desarrollo de nuevas aplicaciones prácticas, desde elementos lógicos o hasta posibles sensores de desplazamiento.

Respecto a las discontinuidades de fase, son una característica del sistema a tener en consideración para el diseño de dispositivos lógicos, los cuales pueden dar origen a regiones de máxima sensibilidad en sensores ya existentes [38]–[40]. El estudio de la fase aquí presentado, permitió crear un modelo para su correcta interpretación.

En el capítulo IV se presentó una alternativa para modificar las propiedades de dispersión de una guía a través de la proximidad de capas conductoras y magnéticas. Encontrando en el efecto de capas conductoras, un punto de confinamiento óptimo de la potencia, que coincide con la separación entre capas de un cuarto de longitud de onda y se da una relación ($kd = 1$), en donde están presente el valor máximo de retardo.

Se presentó el efecto de las capas magnéticas, respecto a las pérdidas por resonancia ferromagnética, introducidas en las guías de onda y los cambios que propician en el campo estático interno de la capa guía.

Se demostró la utilidad de las capas conductoras para el apantallamiento contra pérdidas inducidas materiales externos. Este estudio se plantó directamente para su aplicación en sensores magnónicos, en donde la atenuación de las ondas de espín afecta directamente el desempeño del sensor. El blindaje contra pérdidas puede ser utilizado en otros diseños en donde la reducción de las pérdidas y el confinamiento de la potencia resulten clave.

La aplicación principal de la presente investigación realizada, es crear dispositivos cuasi-ópticos en la topografía de la superficie de las guías, para formar elementos similares a las lentes ópticas que permitan enfocar la propagación de las ondas de espín, de esta manera el diseño de estos dispositivos es el siguiente paso lógico. Esta parte del trabajo se define como “nuevo conocimiento”, el cual dio lugar a la publicación [81].

En el capítulo V se presenta una herramienta de cálculo versátil desde el punto de vista geométrico. La importancia de esta radica en lo específico de la problemática que resuelve, que un área de oportunidad dentro de los problemas que competen a la simulación numérica de la dinámica de espín. Las dimensiones de estos problemas pueden representar una carga de cómputo excesiva para los simuladores de propósito general, por lo que esta alternativa es eficiente.

Como se demostró, esta herramienta tiene aplicaciones inmediatas, las cuales pueden seguir desarrollándose con prontitud y es complementaria a los modelos antes presentados. Queda por hacer trabajo crucial, como implementar el uso de elementos basados en contorno o elementos basados en nodos, que satisfagan la continuidad de la primera derivada con el fin de eliminar la posibilidad de soluciones espurias [82].

En general, los resultados aquí planteados corresponden a dispositivos de escala milimétrica y micrométrica, en muchos casos los resultados pueden ser considerados para ser implementados en dispositivos nanométricos. Sin embargo, se considera que debe hacerse con especial cuidado ya que la escala nanométrica trae consigo dificultades particulares.

Apéndice

A.1 Propiedades del granate de hierro e itrio

El granate de hierro e itrio o YIG por sus siglas en inglés *Yttrium Iron Garnet* tiene como composición química $Y_3Fe_5O_{12}$, es un material monocristalino ideal para la propagación de ondas de espín por las bajas pérdidas por amortiguamiento que presenta, lo que propicia la propagación a distancias relativamente largas, que permite trabajar cómodamente a escalas milimétricas [7].

El YIG con composición $Y_3Fe_5O_{12}$ tiene anisotropía cristalina cúbica, en este los momentos magnéticos son proporcionados por los iones Fe^{3+} que carecen de momento angular en su estado fundamental, por lo que las propiedades magnéticas del YIG están enteramente relacionadas con el espín y su relación giro-magnética es $|\gamma/2\pi| = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ [1]. En este proyecto se realizó trabajo experimental, análisis teórico y de simulaciones con películas delgadas de YIG depositadas en sustratos de granate de gadolinio-galio o GGG (*Gadolinium Gallium Garnet*) cuya estructura lo hace ideal para depositar sobre sí capas de YIG. El método empleado se conoce como *epitaxial phase deposition*, que permite obtener obleas de unas cuantas micras de espesor desde 2 hasta 10 μm y corte en el plano cristalográfico (111), características que son óptimas para la propagación de MSWs, además de pérdidas por amortiguamiento tolerables [83]. Para el YIG: la permitividad eléctrica relativa es $\epsilon = 10$ [54].

A.2 Relaciones entre magnitudes CGS y SI

Tabla A.1. Equivalencias entre sistema de unidades [84].

Magnitud	Símbolo	SI	CGS
Longitud	d	1 metro	10^2 centímetro
Masa	m	1 kilogramo	10^3 gramo
Tiempo	t	1 segundo	segundo
Energía	U	1 joule	10^7 ergs
Potencia	P	1 watt	10^7 ergs s ⁻¹
Densidad de corriente	J	1 amp m ⁻²	3×10^5 statamp cm ⁻²
Campo eléctrico	E	1 volt m ⁻¹	$\frac{1}{3} \times 10^{-4}$ statvolt cm ⁻¹
Campo magnético	H	1 ampere m ⁻¹	$4\pi \times 10^{-3}$ oersted
Inducción magnética	B	1 weber m ⁻²	10^4 gauss
Magnetización (masa)	M	1 A m ² kg ⁻¹	emu/g

A.3 Curvas de histéresis para el Metglas y la capa de magnetita

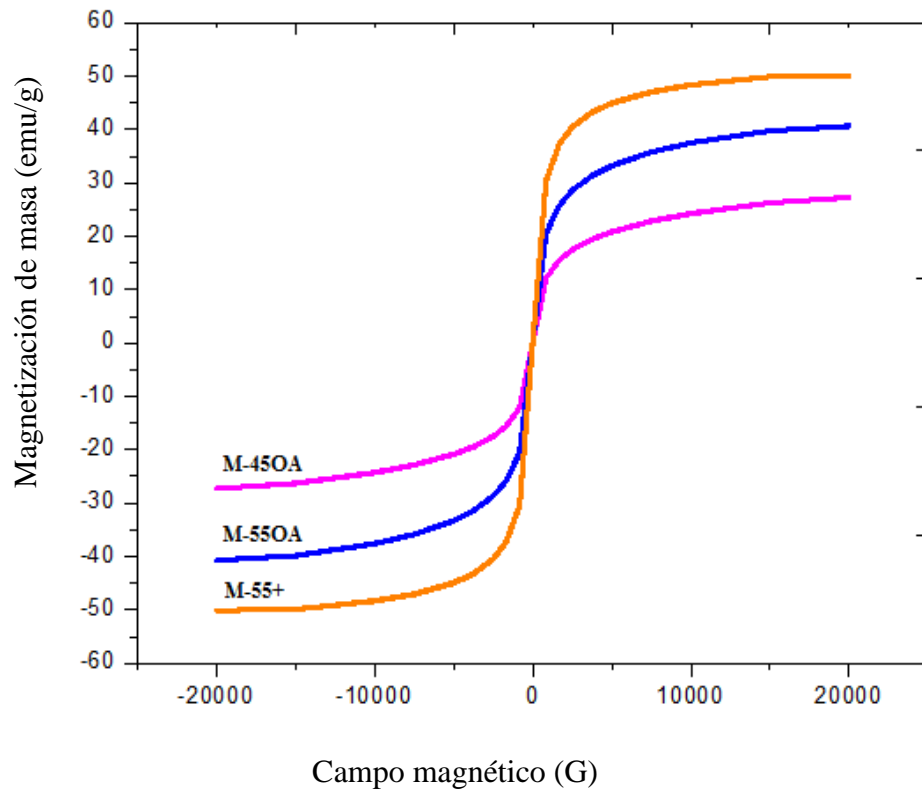


Figura A.1. Curva de histéresis para capas de nanopartículas de magnetita para la adsorción de diferentes compuestos [74] y la densidad de la ferrita es de $\rho = 5.150 \times 10^3 \left(\frac{kg}{m^3}\right)$.

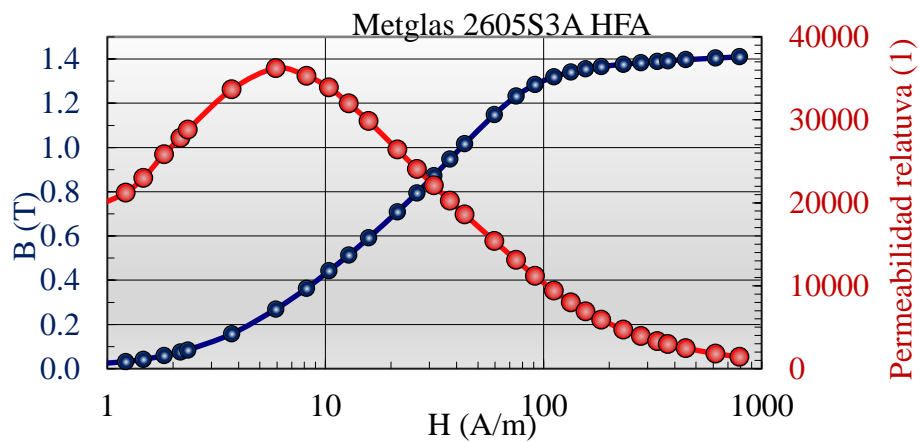


Figura A.2. Curva BH y curva de la permeabilidad relativa respecto al campo magnético [85].

Referencias

- [1] D. D. Stancil y A. Prabhakar, “Introduction to Magnetism”, en *Spin Waves: Theory and Applications*, Estados Unidos: Springer US, 2009, pp. 1–31. doi: 10.1007/978-0-387-77865-5_1.
- [2] S. M. Rezende, “Introduction to nuclear spin waves in ferro- and antiferromagnets”, *J Appl Phys*, vol. 132, núm. 9, p. 091101, sep. 2022, doi: 10.1063/5.0107157.
- [3] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, y M. Münzenberg, “The building blocks of magnonics”, *Phys Rep*, vol. 507, núm. 4, pp. 107–136, 2011, doi: 10.1016/j.physrep.2011.06.003.
- [4] K. An, V. S. Bhat, M. Mruzckiewicz, C. Dubs, y D. Grundler, “Optimization of Spin-Wave Propagation with Enhanced Group Velocities by Exchange-Coupled Ferrimagnet-Ferromagnet Bilayers”, *Phys Rev Appl*, vol. 11, núm. 3, p. 34065, mar. 2019, doi: 10.1103/PhysRevApplied.11.034065.
- [5] K. Liu y S. He, “Truly trapped rainbow by utilizing nonreciprocal waveguides”, *Sci Rep*, vol. 6, p. 30206, jul. 2016, doi: 10.1038/srep30206.
- [6] B. A. Kalinikos y A. N. Slavin, “Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions”, *J. Phys. C: Solid State Phys*, vol. 19, pp. 7013–7033, 1986, doi: 10.1088/0022-3719/19/35/014.
- [7] A. A. Serga, A. V Chumak, y B. Hillebrands, “YIG magnonics”, *J Phys D Appl Phys*, vol. 43, núm. 26, p. 264002, 2010.
- [8] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, y D. Grundler, “Magnonics”, *J Phys D Appl Phys*, vol. 43, núm. 26, 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/26/264001.
- [9] A. Khitun, M. Bao, y K. L. Wang, “Magnonic logic circuits”, *J Phys D Appl Phys*, vol. 43 (26), núm. 26, p. 264005, 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/26/264005.
- [10] M. Pardavi-Horvath, “Microwave applications of soft ferrites”, *J Magn Magn Mater*, vol. 215, pp. 171–183, 2000, doi: 10.1016/S0304-8853(00)00106-2.

- [11] D. M. Pozar, “Theory and Design of Ferromagnetic Components”, en *Microwave Engineering*, 4a ed. Estados Unidos: Wiley, 2011, pp. 451–493.
- [12] R. L. Carter, J. M. Owens, y D. K. De, “YIG Oscillators: Is a Planar Geometry Better?”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 32, núm. 12, pp. 1671–1674, 1984, doi: 10.1109/TMTT.1984.1132912.
- [13] R. W. Damon y J. R. Eshbach, “Magnetostatic modes of a ferromagnet slab”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 19, núm. 3, pp. 308–320, 1961, doi: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5).
- [14] G. Talmelli *et al.*, “Reconfigurable submicrometer spin-wave majority gate with electrical transducers”, *Sci Adv*, vol. 6, núm. 51, pp. 1–10, 2020, doi: 10.1126/SCIADV.ABB4042.
- [15] A. V. Chumak, A. A. Serga, y B. Hillebrands, “Magnon transistor for all-magnon data processing”, *Nat Commun*, vol. 5, p. 4700, 2014, doi: 10.1038/ncomms5700.
- [16] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, y B. Hillebrands, “Magnon spintronics”, *Nat. Phys.*, vol. 11, núm. 6. Nature Publishing Group, pp. 453–461, el 4 de junio de 2015. doi: 10.1038/nphys3347.
- [17] A. Barman *et al.*, “The 2021 Magnonics Roadmap”, *Journal of Physics Condensed Matter*, vol. 33, núm. 41, p. 413001, 2021, doi: 10.1088/1361-648X/abec1a.
- [18] P. R. Emtage y M. R. Daniel, “Magnetostatic waves and spin waves in layered ferrite structures”, *Phys Rev B*, vol. 29, núm. 1, pp. 212–220, ene. 1984, doi: 10.1103/PhysRevB.29.212.
- [19] P. Grünberg, “Some ways to modify the spin-wave mode spectra of magnetic multilayers”, *J Appl Phys*, vol. 57, núm. 8, pp. 3673–3677, 1985, doi: <https://doi.org/10.1063/1.334985>.
- [20] P. Grünberg y K. Mika, “Magnetostatic spin-wave modes of a ferromagnetic multilayer”, *Phys Rev B*, vol. 27, núm. 5, p. 2955, 1983, doi: 10.1103/PhysRevB.27.2955.

- [21] H. Sasaki y N. Mikoshiba, “Directional coupling of magnetostatic surface waves in a layered structure of YIG films”, *J Appl Phys*, vol. 52, pp. 3546–3552, 1981, doi: 10.1063/1.329134.
- [22] Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, y A. V. Chumak, “Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler”, *Sci Adv*, vol. 4, núm. 1, pp. 1–13, 2018, doi: 10.1126/sciadv.1701517.
- [23] M. A. Morozova *et al.*, “Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures”, *J Appl Phys*, vol. 120, núm. 22, p. 223901, 2016, doi: <https://doi.org/10.1063/1.4971410>.
- [24] Q. Wang *et al.*, “A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders”, *Nat Electron*, vol. 3, núm. 12, pp. 765–774, 2020, doi: 10.1038/s41928-020-00485-6.
- [25] L. R. Adkins, “Dispersion control in magnetostatic wave delay lines”, *Circuits Syst Signal Process*, vol. 4, núm. 1, pp. 137–156, 1985, doi: 10.1007/BF01600077.
- [26] A. K. Ganguly y C. Vittoria, “Magnetostatic wave propagation in double layers of magnetically anisotropic slabs”, *J Appl Phys*, vol. 45, núm. 10, pp. 4665–4667, 1974, doi: 10.1063/1.1663113.
- [27] K. Sun y C. Vittoria, “Magnetostatic Wave Propagation in YIG Double Layers”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 39, núm. 2, pp. 339–345, 1991, doi: 10.1109/22.102979.
- [28] N. E. Buris, “Magnetostatic wave propagation in lossy ferrite layers under perpendicular bias”, *J Appl Phys*, vol. 64, núm. 9, pp. 4726–4732, 1988, doi: 10.1063/1.341188.
- [29] V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, S. F. Karmanenko, A. A. Semenov, y P. Edenhofer, “Electrical tuning of dispersion characteristics of surface electromagnetic-spin waves propagating in ferrite-ferroelectric layered structures”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 51, núm. 10, pp. 2090–2096, oct. 2003, doi: 10.1109/TMTT.2003.817461.
- [30] H. Van De Vaart, “Influence of metal plate on surface magnetostatic modes of magnetic slab”, *Electron Lett*, vol. 6, núm. 19, pp. 601–602, 1970, doi: 10.1049/el:19700419.

- [31] S. R. Seshadri, “Surface magnetostatic modes of a ferrite slab”, *Proc. IEEE*, vol. 58 (3), núm. 3, pp. 506–507, 1970, doi: 10.1109/PROC.1970.7680.
- [32] V. E. Demidov, B. A. Kalinikos, y P. Edenhofer, “The effect of metallic screens on the spectrum of exchange dipole hybrid electromagnetic-spin waves”, *Technical Physics*, vol. 47, núm. 3, pp. 343–349, 2002. doi: 10.1134/1.1463125.
- [33] W. L. Bongianni, “Magnetostatic propagation in a dielectric layered structure”, *J Appl Phys*, vol. 43, pp. 2541–2548, 1972, doi: 10.1063/1.1661557.
- [34] E. N. Beginin, Y. A. Filimonov, E. S. Pavlov, S. L. Vysotskii, y S. A. Nikitov, “Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal”, *Appl Phys Lett*, vol. 100, núm. 25, p. 252412, 2012, doi: 10.1063/1.4730374.
- [35] M. S. Sarker, H. Yamahara, y H. Tabata, “Spin wave modulation by topographical perturbation in Y3Fe5O12 thin films”, *AIP Adv*, vol. 10, núm. 1, p. 15015, 2020, doi: 10.1063/1.5130186.
- [36] Y. V. Khivintsev, G. M. Dudko, V. K. Sakharov, Y. V. Nikulin, y Y. A. Filimonov, “Propagation of Spin Waves in Microstructures Based on Yttrium–Iron Garnet Films Decorated by a Ferromagnetic Metal”, *Phys. Solid State*, vol. 61, núm. 9, pp. 1614–1621, sep. 2019, doi: 10.1134/S1063783419090129.
- [37] A. Aleksei A. Nikitin, Andrey A. Nikitin, Alexey B. Ustinov, Andrey E. Komlev, Erkki Lähderanta y B. A. Kalinikos, “Metal–insulator switching of vanadium dioxide for controlling spin-wave dynamics in magnonic crystals”, *J Appl Phys*, vol. 128, núm. 18, p. 183902, 2020, doi: 10.1063/5.0027792.
- [38] D. Matatagui, O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. V. Mejía-Uriarte, y J. M. Saniger, “Spin waves and magnetic nanoparticles for gas sensing applications”, *SPIE Newsroom*, 2016, doi: 10.1117/2.1201602.006364.

- [39] D. Matatagui *et al.*, “Magnonic sensor array based on magnetic nanoparticles to detect, discriminate and classify toxic gases”, *Sens Actuators B Chem*, vol. 240, pp. 497–502, 2017, doi: 10.1016/j.snb.2016.08.174.
- [40] D. Matatagui, O. V. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. V. Mejía-Uriarte, y J. M. Saniger, “A magnonic gas sensor based on magnetic nanoparticles”, *Nanoscale*, vol. 7, pp. 9607–9613, 2015, doi: 10.1039/c5nr01499a.
- [41] J. Leliaert y J. Mulkers, “Tomorrow’s micromagnetic simulations”, *J Appl Phys*, vol. 125, núm. 18, may 2019, doi: 10.1063/1.5093730.
- [42] A. Vansteenkiste y B. Van De Wiele, “MUMAX: A new high-performance micromagnetic simulation tool”, *J Magn Magn Mater*, vol. 323, núm. 21, pp. 2585–2591, 2011, doi: 10.1016/j.jmmm.2011.05.037.
- [43] H. Hata *et al.*, “Micromagnetic simulation of spin wave propagation in a ferromagnetic film with different thicknesses”, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, vol. 39, núm. 4, pp. 151–155, 2015, doi: <https://doi.org/10.3379/msjmag.1506R004>.
- [44] Y. Long, M. Koshihara, y M. Suzuki, “Finite-element solution of planar inhomogeneous waveguides for magnetostatic waves”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 35, núm. 8, pp. 731–736, 1987. doi: 10.1109/TMTT.1987.1133739.
- [45] M. Koshihara y Y. Long, “Finite-Element Analysis of Magnetostatic Wave Propagation in a YIG Film of Finite Dimensions”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 37, núm. 11, pp. 1768–1772, 1989, doi: 10.1109/22.41043.
- [46] T. Ueda, Y. Ueda, H. Shimasaki, y M. Tsutsumi, “Numerical Analysis of Nonlinear Magnetostatic Wave Propagation by Finite-Element Method”, *IEEE Trans Magn*, vol. 39, núm. 5 II, pp. 3157–3159, 2003, doi: 10.1109/TMAG.2003.816042.
- [47] A. V. Sadovnikov, K. V. Bublikov, E. N. Beginin, y S. A. Nikitov, “The electrodynamic characteristics of a finite-width metal/dielectric/ ferroelectric/dielectric/metal layer structure”, *J. Commun. Technol. Electron.*, vol. 59, núm. 9, pp. 914–919, 2014, doi: 10.1134/S106422691408018X.

- [48] A. V. Sadovnikov, K. V. Bublikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, y S. A. Nikitov, “Nonreciprocal propagation of hybrid electromagnetic waves in a layered ferrite–ferroelectric structure with a finite width”, *JETP Lett*, vol. 102, núm. 3, pp. 142–147, ago. 2015, doi: 10.1134/S0021364015150102.
- [49] A. G. Gurevich y G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. Estados Unidos: CRC press, 1996.
- [50] D. Polder, “On the theory of ferromagnetic resonance”, *Physica*, vol. 15, núm. 1, pp. 253–255, 1949, doi: [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(49\)90051-8](https://doi.org/10.1016/0031-8914(49)90051-8).
- [51] D. D. Stancil y A. Prabhakar, “Electromagnetic Waves in Anisotropic-Dispersive Media”, en *Spin Waves: Theory and Applications*, Estados Unidos: Springer US, 2009, pp. 111–137. doi: 10.1007/978-0-387-77865-5_4.
- [52] A. Bers, “Note on group velocity and energy propagation”, *Am J Phys*, vol. 68, núm. 5, pp. 482–484, may 2000, doi: 10.1119/1.19471.
- [53] A. V. Vashkovsky y E. H. Lock, “On the relationship between magnetostatic wave energy and dispersion characteristics in ferrite structures”, *Physics-Uspekhi*, vol. 54 (3), núm. 3, pp. 281–290, 2011, doi: 10.3367/UFNe.0181.201103c.0293.
- [54] Danilov B. B., Zavyslyak I. B., y Nechyporuk O. F., *Electrodinámica de ondas de espín*. Ucrania: Universidad de Kiev, 2008.
- [55] S. S. Gupta y N. C. Srivastava, “Power flow and energy distribution of magnetostatic bulk waves - In dielectric-layered structure”, *J Appl Phys*, vol. 50, núm. 11, pp. 6697–6699, 1979, doi: 10.1063/1.325902.
- [56] E. Hecht, “Wave motion”, en *Optics*, 5a ed. Reino Unido: Pearson Education , 2017, pp. 18–41.
- [57] B. Rana y Y. Otani, “Towards magnonic devices based on voltage-controlled magnetic anisotropy”, *Commun Phys*, vol. 2, núm. 1, p. 90, 2019, doi: 10.1038/s42005-019-0189-6.

- [58] A. Konrad, “Vector variational formulation of electromagnetic fields in anisotropic media”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 24, núm. 9, pp. 553–559, 1976.
- [59] A. Acevedo Araque, “Procesamiento analógico de señales de alta frecuencia en ondas de spin”, Tesis de doctorado, FI, UNAM, Cd. Mx., 2018.
- [60] J. R. Fragoso Mora, “Bicapas de guías magnónicas para el procesamiento de señales”, Tesis de maestría, FI, UNAM, Cd. Mx., 2016.
- [61] P. Swiatek, F. Saurenbach, Y. Pang, P. Grünberg, y W. Zinn, “Exchange coupling of ferromagnetic films across nonmagnetic interlayers”, *J Appl Phys*, vol. 61, núm. 8, pp. 3753–3755, 1987, doi: 10.1063/1.338657.
- [62] A. K. Ganguly y C. Vittoria, “Magnetostatic wave propagation in double layers of magnetically anisotropic slabs”, *J Appl Phys*, vol. 45, núm. 10, pp. 4665–4667, 1974, doi: 10.1063/1.1663113.
- [63] A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskii, y S. A. Nikitov, “Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes”, *Appl Phys Lett*, vol. 107, p. 202405, 2015, doi: 10.1063/1.4936207.
- [64] E. Wielandt, “Propagation and Structural Interpretation of Non-Plane Waves”, *Geophys J Int*, vol. 113, núm. 1, pp. 45–53, abr. 1993, doi: 10.1111/j.1365-246X.1993.tb02527.x.
- [65] T. Schneider, A. A. Serga, T. Neumann, B. Hillebrands, y M. P. Kostylev, “Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna”, *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*, vol. 77, núm. 21, jun. 2008, doi: 10.1103/PhysRevB.77.214411.
- [66] P. Borys *et al.*, “Thermally controlled confinement of spin wave field in a magnonic YIG waveguide”, *J Magn Magn Mater*, vol. 498, p. 166154, 2019, doi: 10.1016/j.jmmm.2019.166154.
- [67] O. Kolokoltsev, I. Gómez-Arista, N. Qureshi, A. Acevedo, C. L. Ordóñez-Romero, y A. Grishin, “Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with

- thermal non-uniformity”, *J Magn Magn Mater*, vol. 377, pp. 1–5, 2015, doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.10.001>.
- [68] I. Gómez-Arista, O. Kolokoltsev, A. Acevedo, N. Qureshi, y C. L. Ordóñez-Romero, “Control of propagation characteristics of spin wave pulses via elastic and thermal effects”, *J Magn Magn Mater*, vol. 429, pp. 86–93, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.12.117>.
- [69] Z. Lazcano-Ortiz *et al.*, “Magnonic crystal with strips of magnetic nanoparticles: Modeling and experimental realization via a dip-coating technique”, *Magnetochemistry*, vol. 7 (12), núm. 12, p. 155, 2021, doi: [10.3390/magnetochemistry7120155](https://doi.org/10.3390/magnetochemistry7120155).
- [70] Z. Frait, “Surface studies of amorphous metallic glass by magnetic resonance (Resonance surface studies of Fe₄₀Ni₄₀B₂₀)”, *J Magn Magn Mater*, vol. 35, núm. 1, pp. 37–42, 1983, doi: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(83\)90450-X](https://doi.org/10.1016/0304-8853(83)90450-X).
- [71] I. C. Baianu, K. A. Rubinson, y J. Patterson, “Ferromagnetic resonance and spin wave excitations in metallic glasses: The effects of thermal ageing and long-range magnetic ordering”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 40, núm. 12, pp. 941–950, ene. 1979, doi: [10.1016/0022-3697\(79\)90122-7](https://doi.org/10.1016/0022-3697(79)90122-7).
- [72] T. G. Glover, D. Sabo, L. A. Vaughan, J. A. Rossin, y Z. J. Zhang, “Adsorption of sulfur dioxide by CoFe₂O₄ spinel ferrite nanoparticles and corresponding changes in magnetism”, *Langmuir*, vol. 28, núm. 13, pp. 5695–5702, abr. 2012, doi: [10.1021/la3003417](https://doi.org/10.1021/la3003417).
- [73] P. V. Shinde y C. S. Rout, “Magnetic gas sensing: working principles and recent developments”, *Nanoscale Adv.*, vol. 3, núm. 6. Royal Society of Chemistry, pp. 1551–1568, el 21 de marzo de 2021. doi: [10.1039/d0na00826e](https://doi.org/10.1039/d0na00826e).
- [74] F. I. El-Dib, D. E. Mohamed, O. A. A. El-Shamy, y M. R. Mishrif, “Study the adsorption properties of magnetite nanoparticles in the presence of different synthesized surfactants for heavy metal ions removal”, *Egypt. J. Pet.*, vol. 29, núm. 1, pp. 1–7, mar. 2020, doi: [10.1016/j.ejpe.2019.08.004](https://doi.org/10.1016/j.ejpe.2019.08.004).

- [75] Z. J. Cendes y J.-F. Lee, “The transfinite element method for modeling MMIC devices”, *IEEE Trans Microw Theory Tech*, vol. 36, núm. 12, pp. 1639–1649, 1988.
- [76] J. L. Volakis, A. Chatterjee, y L. C. Kempel, *Finite element method for electromagnetics*. Estados Unidos: IEEE Press, 1998.
- [77] J. R. Fragoso Mora, “Introducción al método del elemento finito para el electromagnetismo”, Tesis de licenciatura, FI, UNAM, Cd. Mx., 2013.
- [78] C. J. Reddy, M. D. Deshpande, C. R. Cockrell, y F. B. Beck, “Finite element method for eigenvalue problems in electromagnetics”, vol. 3485. NASA, Langley Research Center, Hampton, 1994.
- [79] C. E. Rodríguez Reyes, “Diseño e implementación de cristales magnónicos para dispositivos de microondas”, Tesis de maestría, FI, UNAM, Cd. Mx., 2016.
- [80] C. L. Ordóñez-Romero *et al.*, “Mapping of spin wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal”, *J Appl Phys*, vol. 120, núm. 4, p. 043901, jul. 2016, doi: 10.1063/1.4958903.
- [81] J. R. Fragoso-Mora *et al.*, “Optimization of Y3Fe5O12 based layered structures for quasi-optic spin wave elements”, *J Magn Magn Mater*, vol. 564, p. 170149, 2022, doi: 10.1016/j.jmmm.2022.170149.
- [82] S. H. Wong y Z. J. Cendes, “Combined finite element-modal solution of three-dimensional eddy current problems”, *IEEE Trans Magn*, vol. 24, núm. 6, pp. 2685–2687, 1988.
- [83] M. Shone, “The technology of YIG film growth”, *Circuits Syst Signal Process*, vol. 4, núm. 1–2, pp. 89–103, 1985, doi: 10.1007/BF01600074.
- [84] R. B. Goldfarb y F. R. Fickett, “Units for magnetic properties”. National Bureau of Standards, 1985. Consultado: el 25 de abril de 2023. [En línea]. Disponible en: https://ieemagnetics.org/files/ieemagnetics/2022-04/magnetic_units.pdf

[85] B. H. curves Free, “Magweb”. 2020. Consultado: el 29 de marzo de 2020. [En línea].
Disponible en: <https://www.magweb.us/>