

Difracción de Bragg de ondas ópticas guiadas por ondas de dipolo de spin en guías de onda ferromagnéticas de doble capa

O. Cortés-Pérez, C.L. Ordoñez-Romero, R. Ortega-Martínez y O.V. Kolokoltsev

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico (CCADET), Universidad Nacional Autónoma de México, México, D.F., 04510, México.

A. Grishin

Condensed Matter Physics Department, Royal Institute of Technology, S-100 44 Stockholm, Sweden.

Recibido el 16 de noviembre de 2007; aceptado el 26 de agosto de 2008

Las peculiaridades de la difracción de Bragg de ondas ópticas guiadas (*Optical Guided Waves* o OGW) por ondas de dipolo de spin (*Spin Dipole Waves* o SDW) en una heteroestructura de ferrita, basada en una película delgada de $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BIG) depositada en una muestra estándar de YIG/GGG (una película delgada de granate de hierro e itrio sobre un sustrato de granate de galio y gadolinio). Se muestra que la eficiencia de interacción entre ondas OGW y SDW en BIG/YIG/GGG puede ser de 4 a 30 veces más grande que la eficiencia en una guía de onda estándar de YIG/GGG, aun en este caso cuando las ondas que interactúan están localizadas en la guía de onda de YIG.

Descriptores: Heteroestructuras ferromagnéticas; ondas ópticas guiadas; YIG; BIG.

The peculiarities of the Bragg diffraction of optical guided waves (OGWs) by spin-dipole waves (SDWs) in a new ferrite heterostructure, based on $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BIG) thin film deposited on a standard YIG/GGG (a Yttrium Iron Garnet thin film over a Gallium Gadolinium Garnet substrate) sample, is presented. It is shown that the efficiency of waveguide magneto-optic interaction between OGWs and SDWs in BIG/YIG/GGG can be 4-14 times larger than in the standard YIG/GGG waveguide, even in the case when the interacting waves are localized in YIG waveguide layer.

Keywords: Ferromagnetic heterostructure waveguide; optical guided waves; YIG; BIG.

PACS: 42.25Bs; 42.15; 42.25

1. Introducción

La facilidad para controlar electrónicamente las características de propagación de las ondas de dipolo de spin (*Spin Dipole Waves*, SDW) en películas ferromagnéticas las hace muy atractivas para varias aplicaciones de procesamiento de señales de microondas. Particularmente, se han propuesto recientemente [1,2] una nueva clase de dispositivos de microondas magneto-ópticas (MO), dispositivos como moduladores Bragg, detectores y cambiadores de frecuencia, basados en las interacciones entre SDW y ondas ópticas guiadas (*Optical Guided Waves*, OGW) a través de los efectos dinámicos de Cotton-Moutton en películas delgadas de ferritas dieléctricas. El material usado clásicamente en los dispositivos MO es un ferromagnético, un granate de itrio y hierro (*Yttrium-Iron Garnet*, YIG). La principal ventaja de esta estructura es un factor de calidad Q muy alto a frecuencias ópticas y de microondas. Sin embargo, un problema general con este material es una relativa baja eficiencia de la interacción MO entre SDW y OGW en las guías de ondas de YIG/GGG, las cuales consisten en un depósito de YIG sobre un sustrato comercial de granate de galio/gadolinio ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ o GGG). Esto ha estimulado una búsqueda por nuevos materiales con coeficientes MO más altos.

Una solución se basa en películas de YIG dopadas con bismuto (BI-YIG) [3]. Su factor de rotación de Faraday (α_F) es aproximadamente 10 veces más grande que

el coeficiente de Cotton-Muton en YIG puro, $\alpha_F(\text{BI-YIG}) \approx -2300 \text{ deg/cm}$ a una longitud de onda de $\lambda = 1300 \text{ nm}$, muy usada en telecomunicaciones. Tsai *et al.* [3] demuestra experimentalmente que la eficiencia de interacción (*Magneto Optical Interaction Efficiency*) en la estructura (Bi-YIG)/GGG es de hasta 12% en una longitud de interacción de 1 cm. La desventaja de (Bi-YIG)/GGG es que usar sustratos de GGG comerciales es muy problemático debido a las diferencias en la red cristalina (*lattice*). El cristal del sustrato debe ser dopado para compensar esta diferencia entre las red cristalina del Bi-YIG y del GGG. Como resultado las estructuras (Bi-YIG)/GGG tienen un factor Q menor que los sistemas cristalinos de YIG/GGG puros. También se han hecho intentos de fabricar granates con sustitución por bismuto. Tamada [4] ha reportado un MOIE muy alto, 47% en películas $(\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ crecidas en GGG por epitaxia en fase líquida (*liquid phase epitaxy*). Sin embargo, como ellos mencionan es muy difícil crecer este material con un nivel aceptable de pérdidas.

En algunos trabajos teóricos los autores han propuesto una nueva forma de alcanzar ambas una alta MOIE y bajas pérdidas ópticas y de microondas usando heteroestructuras de granates. En las Refs. 5 y 8 se discute sobre una guía de onda óptica monomodo de capa doble (Bi-YIG)/YIG/GGG. Además, muy recientes avances en el crecimiento de películas monocristalinas de $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BIG) en sustratos de YIG o GGG [9] hacen a este acercamiento muy interesante. Es

de esperarse que una estructura de dos capas con una capa relativamente gruesa de YIG, provea un gran MOIE, tomando en cuenta que α_F en BIG es 2-3 veces más grande que Bi-YIG. Recientes experimentos han mostrado que en BIG $\alpha_F \approx -7000 \text{ deg/cm}$ a una longitud de onda de $\lambda = 1300 \mu\text{m}$. Al mismo tiempo, la heteroestructura puede también permitirnos optimizar las características de dispersión de las SDWs, las condiciones de fase (*phase matching*) y las pérdidas de propagación de las ondas, variando el grosor de las capas. Las películas de BIG pueden ser crecidas por pulverización por magnetrón (*rf magnetron sputtering*) o deposición por láser pulsado (*pulsed laser deposition*). Sin embargo, las inestabilidades termodinámicas del material limitan el grosor de la película entre 1 y 2 μm . En la práctica esto conlleva problemas técnicos cuando se excitan rayos colineales de ondas OGW en películas de BIG, necesarias para una operación óptima de dispositivos MO basados en SDW, y cuando se acoplan ondas OGW en una guía de onda de BIG con fibras ópticas.

En este trabajo se presentan los resultados experimentales sobre difracción magnetoóptica de Bragg de ondas OGW por SDW en heteroestructuras de BIG/YIG/GG. Sin embargo, en contraste con el trabajo de las Refs. 5 y 8, donde las películas de Bi-YIG son consideradas como una guía de onda, nuestro objetivo aquí es revelar las peculiaridades de la difracción magnetoóptica de Bragg cuando, ambas ondas SDW y OGW están localizadas en la película YIG. En este caso la mejora de la MOIE, con respecto a un sistema YIG/GGG, se puede deber a un incremento en el valor promedio α_F en la estructura completa. Este acercamiento nos permite excluir un problema importante que aparece cuando las OGW están localizadas en la película delgada de BIG. En este caso la diferencia (Δ) entre las constantes de propagación TE(β_{TE}) y TM(β_{TM}) de las OGW fundamentales, las cuales participan en el proceso de esparcimiento (*scattering*) de Bragg, es tan grande como $\Delta = \beta_{TE} - \beta_{TM} \approx 600 \text{ cm}^{-1}$. Por lo tanto, esto forzará a excitar SDW con números de onda mayores a 600 cm^{-1} para satisfacer las condiciones de acoplamiento del ángulo de fase (*phase matching*). Sin embargo, en la geometría de interacciones considerada en este trabajo está dificultad desaparece.

2. Preparación de la película y sus propiedades ópticas

La estructura investigada en este trabajo se muestra en la Fig. 1. Una película delgada de granate de bismuto y hierro BIG, con un grosor de $t_B = 1 \mu\text{m}$ que fue depositada por *rf magnetron sputtering* en una muestra comercial de YIG sobre GGG de dimensiones de $5 \times 8 \text{ mm}^2$, la cual es una película crecida epitaxialmente en un sustrato GGG (111). El grosor de la película de YIG y GGG fue de $t_{YIG} = 7 \mu\text{m}$ y $t_{GGG} = 500 \mu\text{m}$, respectivamente. El ancho de la resonancia ferromagnética (FMR) en YIG/GGG fue de $\Delta H = 0.6 \text{ Oe}$ a $\Omega/2\pi = 5 \text{ GHz}$.

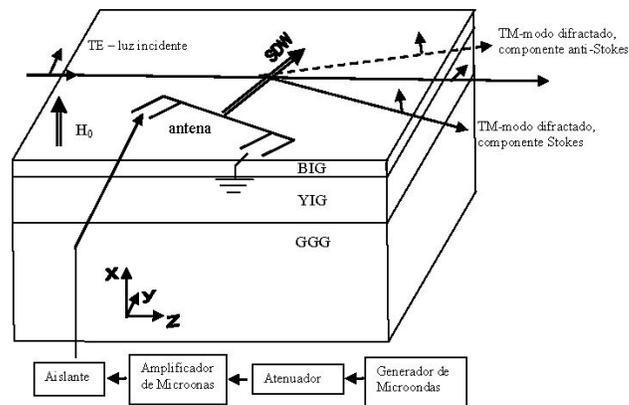


FIGURA 1. Esquemático de la estructura BIG/YIG/GGG y la geometría experimental no-colineal de difracción de Bragg.

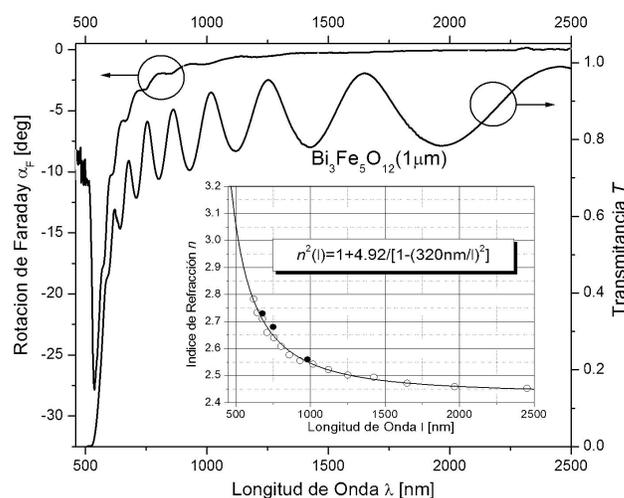


FIGURA 2. Curva de Rotación de Faraday (α_F), transmitancia (T) e índice de refracción (n) para películas de BIG de $1 \mu\text{m}$ de grueso.

El depósito de BIG sobre YIG fue hecho con una potencia de RF de 50 W aplicada a un blanco (*target*) compuesto por $3\text{xBi}_2\text{O}_3 + 5\text{xFe}_2\text{O}_3$. Una vez alcanzada la presión deseada de 10^{-6} Torr , se introdujo una mezcla de gas de Ar y O_2 con una relación (5:1) llegando a una presión de 35 mTorr. La temperatura de la muestra durante el proceso era de 525°C . La tasa de deposición fue de 7.6 \AA/s . La deposición fue terminada por post recocido in situ (*post-annealing*) a 525°C en un ambiente de oxígeno a 500 Torr por 15 minutos. Para definir la estructura cristalina de la película de BIG sinterizada se usó un difractor de rayos X (XRD) *Siemens D-5000* operando en $\text{CuK}\alpha$. Las curvas XRD muestran claramente que la película obtenida fue de una sola fase y orientada exclusivamente en (111). La magnetización de saturación de la película de BIG es $4\pi M_s^B = 1750\text{G}$, y el de la película de YIG $4\pi M_s^Y = 1750\text{G}$.

La dispersión de la rotación magnetoóptica de Faraday α_F en BIG fue medida por un espectrómetro magneto-óptico basado en una unidad de fibra óptica modificada *Ocean Optics PC2000* (300 - 2000 nm, con 5.5 nm de resolución). El valor pico de la rotación de Faraday en BIG fue de

-24000deg/cm a $\lambda = 544\text{nm}$, y $\alpha_F \approx -7000$ deg/cm a $\lambda = 1300\text{nm}$. La dispersión óptica de transmitancia (T) y el índice de refracción (n) fue medido en una geometría de luz transmitida. Los datos experimentales para $\alpha_F(\lambda)$, $T(\lambda)$, y $n(\lambda)$ se muestra en la Fig. 2.

3. Teoría

Los parámetros de propagación de ondas SDW en ferroheteroestructuras planas fueron descritos en detalle por Stan-

cil [5], nosotros aplicamos sus resultados en SDW y enfocamos nuestro análisis en las propiedades ópticas de una guía de onda con heteroestructura BIG/YIG/GGG y su eficiencia de difracción magneto óptica de Bragg, determinada como la relación de intensidad de luz no-difractada a luz difractada. Las soluciones analíticas para OGW en una guía de ondas de dos capas se pueden obtener por el método matricial descrito en Ref. 10. El índice de refracción efectivo de OGW está dado por el vector $\vec{n}_{eff} = \{n_0 \dots n_m\}^T$ de las soluciones de la ecuación

$$F(n_{eff}) \equiv \gamma_c m_{11} + \gamma_c \gamma_G m_{12} + m_{21} + \gamma_G m_{22} = 0, \quad (1)$$

donde

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos(q_B t_B k_0) \cos(q_Y t_Y k_0) - \frac{\gamma_Y}{\gamma_B} \sin(q_B t_B k_0) \sin(q_Y t_Y k_0) \\ q_c &= \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}, \quad q_B = \sqrt{n_B^2 - n_{eff}^2}, \quad q_Y = \sqrt{n_Y^2 - n_{eff}^2}, \quad q_G = \sqrt{n_G^2 - n_{eff}^2}, \\ m_{12} &= \frac{-i}{\gamma_Y} \cos(q_B t_B k_0) \sin(q_Y t_Y k_0) - \frac{-i}{\gamma_B} \sin(q_B t_B k_0) \cos(q_Y t_Y k_0), \\ m_{21} &= -i\gamma_B \sin(q_B t_B k_0) \cos(q_Y t_Y k_0) - i\gamma_Y \cos(q_B t_B k_0) \sin(q_Y t_Y k_0), \\ m_{22} &= -\frac{\gamma_B}{\gamma_Y} \sin(q_B t_B k_0) \sin(q_Y t_Y k_0) + \cos(q_B t_B k_0) \cos(q_Y t_Y k_0), \\ \gamma_j &= \begin{cases} q_j & \text{para modos TE,} \\ q_j/n_j^2 & \text{para modos TM,} \end{cases} \end{aligned}$$

$n_c = 1$, $n_B = 2.5$, $n_Y = 2.2$, $n_G = 1.98$, son los índices de refracción del aire, la película de BIG, película de YIG y el sustrato GGG, a $\lambda = 1300\text{nm}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$

Las amplitudes de los perfiles de m^{th} - orden OGW son descritas a continuación:

$$A_1^m(x) = U^m \cos(q_B(n_m)k_0x) + \frac{i}{\gamma_B} V^m \sin(q_B(n_m)k_0x), \quad \text{para modos pares,} \quad (2)$$

$$A_2^m(x) = iU^m \gamma_Y(n_m) \sin(q_Y(n_m)k_0x) + V^m \cos(q_Y(n_m)k_0x), \quad \text{para modos impares.} \quad (3)$$

Aquí

$$\begin{aligned} U^m &= p_{01} \cos(q_Y(n_m)k_0x) + \frac{i}{\gamma_Y} p_{02} \sin(q_Y(n_m)k_0t_Y), \\ V^m &= ip_{01} \gamma_Y(n_m) \sin(q_Y(n_m)k_0t_Y) + p_{02} \cos(q_Y(n_m)k_0t_Y), \\ &\text{con condiciones de frontera } p_{01} = 1, p_{02} = -ip_{01}. \end{aligned}$$

La función $F(n_{eff})$ se muestra en la Fig.3, donde hay dos distintos grupos de soluciones. Un grupo de círculos situados cercanamente en la Fig. 3 muestran 12 soluciones para n_{eff} pertenecientes a las 12 OGWs de modo TE localizados en la película de YIG. Las soluciones para OGW que está localizada en la película de BIG aparece en el lado derecho de la figura. Como se puede ver en la Fig. 3 la guía de onda de BIG es monomodo. Esta soporta solamente el modo fundamental TE con $n_{eff} = 2.446$.

Los perfiles del campo óptico transversal de las Ecs. (2) y (3) pueden usarse en la teoría de modos acoplados que describe los procesos de difracción de Bragg que involucran la interacción de tres campos. Note que aquí nosotros consideramos sólo los modos fundamentales ($m=0$). Uno de ellos es el incidente OGW que se propaga en la dirección Z, y será el modo TE con la amplitud compleja $a(z)$. En este caso la OGW difractada es el modo TM con amplitud compleja

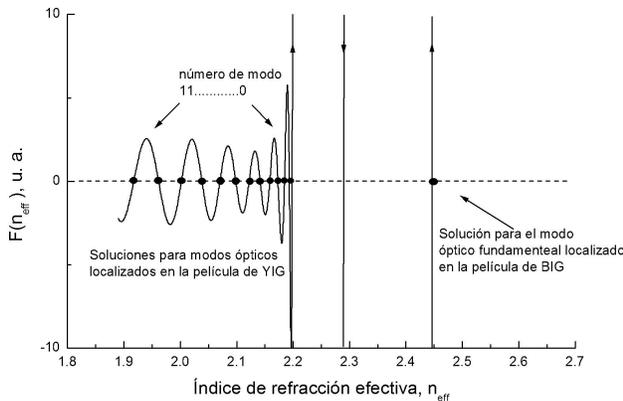


FIGURA 3. Soluciones de la relación de dispersión para TE-OGWs en BIG/YIG/GGG, calculadas de la Ec.(1).

$b(z)$ (la componente z del campo TM será despreciada por ser muy pequeña comparada con la componente x). Las componentes eléctricas de estos campos son

$$E_{TE}(z, x) = a(z) \vec{e}_y A_{1,2}^{TE_0}(x) e^{i(\omega t - \beta_{TE} z)} + cc,$$

$$y \quad E_{TM}(z, x) = b(z) \vec{e}_x A_{1,2}^{TM_0}(x) e^{i(\omega t - \beta_{TM} z)} + cc, \quad (4)$$

donde ω es la frecuencia óptica, y $\vec{e}_{x,y}$ son el vector unitario direccional.

En la geometría de interacción considerada en la Fig. 1 la SDW se propaga a lo largo de la dirección y . En la estructura saturada, magnetizada a lo largo del eje X por el campo magnético de bias H_0 , la magnetización esta dada de la siguiente forma:

$$\vec{M}(x, y, z) = \{M_s, m_y = m_0 \tau(x) \cos(\Omega t - k_s y), m_z = m_0 \tau(x) \sin(\Omega t - k_s y)\}^T, \quad (5)$$

donde m_0 es la amplitud de las componentes dinámicas de la magnetización, Ω es la frecuencia y k_s es la constante de propagación de SDW, y $\tau(x)$ es el perfil normalizado transversal de SDW.

Después de sustituir (4) y (5) en las ecuaciones de Maxwell con la correspondiente perturbación magneto óptica [2], usando el método aproximación por variación lenta de amplitud en un ángulo de difracción pequeño, podemos obtener las siguientes ecuaciones de modos acoplados:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -\eta^\pm b e^{i\Delta^d z} \quad \frac{\partial b}{\partial z} = \eta^* a e^{-i\Delta^d z} \quad (6)$$

Aquí los signos "+" y "-" corresponden a las componentes de luz difractada de Stokes y anti-Stokes; $\Delta^d = \Delta - k_s \pm \Omega/v$ (en nuestro caso $\Delta \approx 6 \text{ cm}^{-1}$) es la diferencia de la fase en la dirección de propagación de OGW; v es la velocidad promedio de grupo de OGW; $\eta^\pm \sim m_0 \times (\alpha_F \pm \text{el coeficiente MO Cotton-Mouton}) \times \mathfrak{S}$ es el coeficiente de acoplamiento magneto óptico objetivo de nuestro análisis mas adelante; $\mathfrak{S}(\tau, A_{1,2}^{TE_0}, A_{1,2}^{TM_0})$ es la integral de traslape entre los modos que interactúan TE, TM

OGW y las SDW. Cuando las condiciones de difracción de Bragg son satisfechas la solución al sistema (6) para el modo difractado TM a $a(0) = a_0$, tiene una forma muy simple y puede ser reducida a

$$b(z) = a_0 |\eta^\pm| z, \quad (7)$$

si la eficiencia de difracción de Bragg, $|b/a_0|^2$ es menor o igual al 10 - 15 %. Es muy importante analizar cuidadosamente el valor de η . Es claro que η es complementario e incluye las interacciones magneto-ópticas en ambas películas. Tomando en cuenta que la difracción es un problema lineal, suponemos que η puede ser expresada como superposición de los efectos MO en el BIG y el YIG: $\eta_B^\pm + \eta_Y^\pm$. También suponemos que las integrales de traslape en las películas de YIG y BIG se describen, respectivamente, como \mathfrak{S}^Y y \mathfrak{S}^B . Entonces Como estamos interesados en la relación entre el MOIE en YIG/GGG y nuestra estructura, introduciremos la eficiencia relativa de la difracción de Bragg (RDE):

$$RDE^\pm = \left(\frac{\eta_B^\pm \sigma + \eta_Y^\pm}{\tilde{\eta}_Y} \right)^2, \quad (8)$$

donde

$$\eta_B^\pm = m_0 \frac{k_0}{4n_B} (f^B \pm 2\beta_{44}^B M_s^B),$$

$$\eta_Y^\pm = m_0 \frac{k_0}{4n_Y} (f^Y \pm 2\beta_{44}^Y M_s^Y)$$

son los coeficientes de acoplamiento en películas BIG y YIG de la estructura BIG/YIG/GG, respectivamente, $\tilde{\eta}_Y \approx \eta_Y^+$ es el coeficiente de acoplamiento en estructuras YIG/GGG dadas por el máximo valor η_Y^+ ($\eta_Y^+ > \eta_Y^-$); $f^{Y,B} = \alpha_F^{Y,B} 2n_{Y,B} / k_0 M_s^{Y,B}$, $\beta_{44}^{Y,B}$, es el coeficiente magneto óptico Cotton- Mouton (aquí los términos anisótropos magneto ópticos Cotton Mouton son excluidos) σ son los coeficientes ponderados mostrando la relación entre las potencias óptica y de microondas localizadas en el BIG y el YIG en las guías de ondas de estructuras de BIG/YIG/GGG:

$$\sigma = \frac{\mathfrak{S}^B}{\mathfrak{S}^Y} \equiv \frac{\int_{-t_B/2}^{t_B/2} \tau^B(x) A_{1,2}^{TE_0}(x) A_{1,2}^{TM_0}(x) dx}{\int_{-t_Y/2}^{t_Y/2} \tau^Y(x) A_{1,2}^{TE_0}(x) A_{1,2}^{TM_0}(x) dx} \quad (9)$$

En la Ec. (9) las amplitudes $A_{1,2}^{TE_0, TM_0}(x)$ están dadas por las Ecs. (2) y (3). La función $\tau^{B,Y}(x)$ puede obtenerse de Ref. 5. Debe recalarse que el perfil transversal $\tau^{B,Y}(x)$ de la magnetización dinámica en películas de YIG y BIG es bastante uniforme y $\tau(x)$ puede aproximarse por los valores promedios de cada película. La teoría de la Ref. 5 muestra que $\tau^B = 0.82\tau^Y$. Está relación puede incluirse en la Ec. (9). También note que el valor máximo de $m_0^{max} \approx 3 \text{ G}$ está determinado por el ángulo crítico de la precesión de la magnetización en películas de YIG de $\approx 1-3 \text{ deg}$. Ref. 5 que corresponde al umbral de inestabilidad de SDW a una densidad de potencia de 20mW/cm.

La curva 1 en la Fig. 4 muestra el perfil transversal de la OGW fundamental de modo TE₀ localizado en la película YIG de la estructura de BIG/YIG/GGG (El modo TM₀ tiene prácticamente el mismo perfil) este modo fue utilizado en los experimentos. El OGW localizado en película de BIG (curva 2) se muestra en la Fig. 4 sólo con fines de comparación. Los cálculos de la Ec. (9) muestran que la capa de BIG (Fig. 4, curva 2) contiene ≈ 8 veces menos energía comparada con la guía de onda de YIG. En otras palabras, la contribución de la película delgada de BIG al proceso de difracción de Bragg disminuye un factor σ0.12, comparado con la película de YIG. Sin embargo, usando

$$f^B = -73.2 \times 10^{-6} G^{-1} (\alpha_F \approx -7000 \text{ deg/cm}),$$

$$f^Y = 2.44 \times 10^{-6} G^{-1} (\alpha_F \approx 214 \text{ deg/cm}),$$

$$B_{44}^{Y,B} = 5.8 \times 10^{-9} G^{-2}$$

se obtiene el valor absoluto de

$$\eta_B^\pm \sigma = \{-0.107; -0.112\} \times m_0^{\text{máx}} (\text{cm}^{-1})$$

que todavía es mayor que

$$\eta_y^\pm = \{0.049; 0.0098\} \times m_0^{\text{máx}}$$

(los primeros números corresponden a signo superíndice “+”). Aquí, para ambas películas hemos usado valores iguales de β₄₄ porque no hay datos de β₄₄ en BIG en la literatura. Finalmente, usando Ec.(8), obtenemos que RDE⁺=1.39, y RDE⁻=4.32 para los componentes Stokes y anti-Stokes de la luz difractada, respectivamente. De ahí, se puede esperar que la intensidad de la componente de luz difractada de anti-Stokes en la estructura BIG/YIG/GGG puede exceder la intensidad de la componente difractada de Stokes de la luz en YIG/GGG por un factor de 4.32.

Se debe hacer énfasis, en que si el grosor de la capa de YIG en la estructura BIG/YIG/GGG es t_Y=6; 5; o 4μm, la

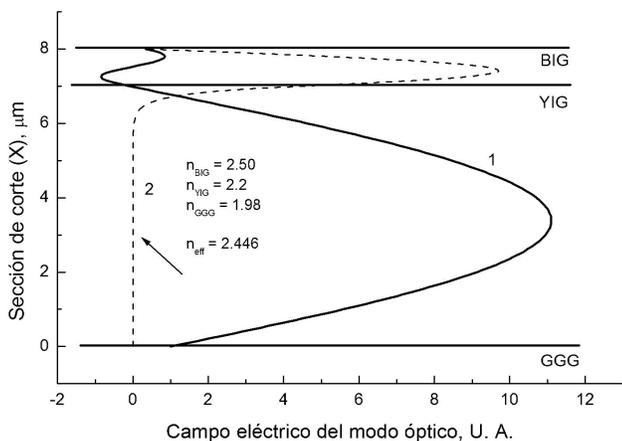


FIGURA 4. Perfiles transversales de OGWs fundamentales en guía de onda BIG/YIG/GGG. 1) OGW localizada en película de YIG; 2) OGW localizada en película de BIG.

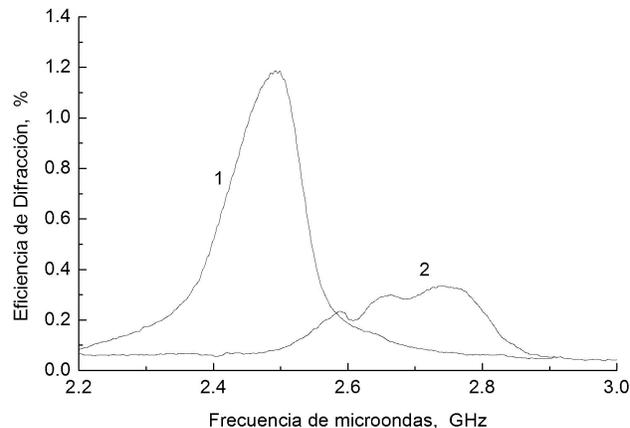


FIGURA 5. Eficiencia de difracción experimental: curvas 1 y 2 presentan los procesos de difracción TE→TM de anti-Stokes y Stokes respectivamente en guía de onda BIG/YIG/GGG; curva 3 muestra el proceso de difracción de Stokes TE → TM en la muestra original de YIG/GGG.

RDE⁺= 3.4; 5.1; 8 correspondiente y RDE⁻= 7.6; 10.3; 14.4, respectivamente. Tomando en cuenta que al menos teóricamente, que en YIG/GGG la eficiencia de difracción

$$(\eta_Y^+)^2 = (0.049 \times m_0^{\text{máx}} \times (z=1\text{cm}))^2 \times 100\% \approx 1-2\%,$$

en la estructura BIG/YIG/GGG con t_y=5-4μm y t_B=1μm este valor puede aumentarse 10 a 14 veces y alcanzar 10-30%, i.e. puede ser comparable con la eficiencia de difracción obtenida en la estructura (Bi-YIG)/GGG. Debe notarse que no es deseable una disminución del grosor t_Y de YIG menor a 4μm, ya que esto provocaría un decremento de la velocidad de grupo SDW y consecuentemente, aumentar las pérdidas de propagación SDW.

4. El Experimento

El montaje experimental se muestra esquemáticamente en la Fig. 1. En el experimento sobre difracción magneto óptica de Bragg usamos una estructura BIG/YIG/GGG con t_B=1 μm y t_Y = 7μm descrito en la Sec. 2. Se lanzó un rayo óptico a la película de YIG para excitar una onda óptica guiada de modo TE dentro de la película, por medio de un acoplamiento de aire a película en la frontera lateral pulida, el rayo se obtuvo de un láser de diodo DFB a una longitud de onda de 1.3 μm. este modo es usado para una interacción magneto óptica no colineal con SDW. A este proceso se le llama difracción anisótropa de Bragg, debido a que la polarización de la luz incidente es ortogonal a la incidente. Los campos magnéticos de saturación H_o = 2550 Oe y fueron aplicados a lo largo de la normal a la película y las SDW (*Magneto-static Forward Volume Waves*) se excitaron por medio de una antena de microcinta de 50 μm de ancho y 10 mm de largo, a lo largo del eje Y. La antena fue fabricada sobre un sustrato de alumina de 500μm de grueso, y colocada en posicionadores X,Y y de rotación que nos permite ajustar la posición de la antena con respecto al OGW incidente para optimizar las condiciones de difracción de Bragg en ambas geometrías de

interacción Stoke y anti-Stokes. Las intensidades de las luces no difractada y difractada se midieron con un fotodiodo Ge. Para medir la intensidad de la luz no difractada se coloca un filtro gris con una relación de atenuación de 1:256 para evitar la saturación del fotodiodo. Para generar la SDW usamos un analizador de redes Wiltron calibrado para proveer potencia constante en un rango de $\Omega/2\pi = 2$ a 3 GHz y después puesto a la entrada de un amplificador con ganancia de 30 dB, Es necesario mencionar que en todos nuestros experimentos la potencia SDW fue fijada a 10 ± 2 mW.

Se usó el mismo arreglo experimental para la muestra de YIG/GGG, una parte de la cual se usó para fabricar la estructura BIG/YIG/GGG por medio del proceso que se describe en la Sec.2. La muestra se usó para medir la eficiencia de difracción de Bragg $\tilde{\eta}_y$ en una película con sólo YIG: Los resultados experimentales sobre difracción MO de Bragg obtenida en ambas muestras de BIG/YIG/GG y YIG/GGG se muestra en la Fig. 5. Como se esperaba la componente de luz difractada de anti-Stokes en BIG/YIG/GG (la curva 1) es significativamente mayor a la componente de Stokes en YIG/GGG (la curva 3). Para estimar la RDE experimental usamos los valores pico del espectro mostrado en la Fig. 5. La componente anti-Stokes de la difracción $RDE^- \left((\eta_B^- \sigma + \eta_Y^-) / \tilde{\eta}_Y \right)^2 \equiv 0.012/0.003 = 4.0$ coincide bien con la predicción de $RDE^- = 4.32$. Sin embargo, la componente de luz difractada de Stokes en BIG/YIG/GGG muestra de alguna forma el resultado no esperado. El valor experimental de $RDE^+ = 2.3$ excede el valor teórico por un factor de 1.6. Esto no puede ser asociado con la posible desviación del valor real de β_{44} en la película de BIG del valor teórico que usamos. Debe resaltarse, que aunque no realizamos cuidadosas mediciones de las pérdidas ópticas y de

SDW en la estructura, nuestros datos experimentales muestran que son comparables a las pérdidas de la muestra original de YIG/GGG.

5. Conclusiones

En conclusión, se describió la teoría y los experimentos sobre peculiaridades de la difracción de Bragg de OGW por SDW en hetero-estructuras de ferrita de BIG/YIG/GGG cuando ambas las ondas ópticas y de spín están localizadas en capa de la guía de onda de YIG. Se mostró experimentalmente que la eficiencia de la interacción MO no-colineal entre los modos de spín y ópticas en la hetero-estructura de doble capa con $1\mu\text{m}$ de grueso de $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ crecida en una capa de $7\mu\text{m}$ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ puede aumentar por un factor $RDE = 4$ comparado con clásicas YIG. Nuestro análisis teórico muestra que la eficiencia relativa de difracción de Bragg, RDE, depende mucho del grosor de la capa de YIG. En particular, en una película de $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ de $1\mu\text{m}$ de grueso RDE crece desde un factor de 4 a un factor de 14 cuando el grosor de la película disminuye desde 7 a $4\mu\text{m}$. Esto significa que una estructura de BIG/YIG/GGG puede proveer una eficiencia igual o mayor de la interacción MO comparada a la eficiencia de las guías de ondas de YIG/GGG dopada con bismuto. Al mismo tiempo, el mecanismo simple de fabricación, por pulverización por magnetron de RF (*RF magnetron sputtering*), y la posibilidad de usar material YIG/GGG comercial con alta calidad para óptica y microondas nos permite considerar la estructura BIG/YIG/GGG como una estructura muy atractiva para dispositivos magnetoópticos de procesamiento de señales de alta velocidad.

1. A.D. Fisher, J.N. Lee, E.S. Gaynor y A.B. Tveten, *Appl. Phys. Lett.* **41** (1982) 779.
2. Chen S. Tsai y D. Young, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **38** (1990) 560.
3. D. Young y C.S. Tsai, *Appl. Phys. Lett.* **55** (21) (1989) 2242.
4. H. Tamada, M. Kaneko y T. Okamoto, *J. Appl. Phys.* **54** (1988) 554.
5. D.D. Stancil, *IEEE, Quant. Electr.* **27** (1991) 61.
6. Liang-Ping Peng, J.P. Parekh y H.S. Tuan, *J. Appl. Phys.* **79** (1996) 5718.
7. W. K. Zhang y G. Q. Liu, *J Appl. Phys.* **95** (2004) 1.
8. Si Xinwen, Liu Gongqiang y Zhang Wenkang, *J. Appl. Phys.* **90** (2001) 4429.
9. S. Kahl y A. M. Grishin, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 1438.
10. J. Chilwell y I. Hodgkinson, *J. Opt. Soc. Am. A* **1** (1984) 742.