乱れた積層構造をもつ多層薄膜の光局在化による磁気光学 ファラデー効果の巨大エンハンスメント

Huge Enhancement of the Magneto-Optical Faraday Effect of Films with Disordered Multilayer Structures Supporting the Localization of Light

井上光輝・藤井壽崇

豊橋技術科学大学 電気・電子工学系, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1の1 (〒441)

M. Inoue and T. Fujii

Dept. of Electrical & Electronic Engineering, Toyohashi University of Technology,
1-1 Hibari-Ga-Oka, Tempaku, Toyohashi 441

The magneto-optical (MO) Faraday effect of films with disordered multilayer structures was analyzed theoretically, using the random matrix approach. The films were composed by stacking bismuth-substituted yttrium iron garnet (Bi:YIG) layers and silicon dioxide (SiO_2) layers in a disordered sequence. When the multilayer film has a disordered structure appropriate for supporting the localization of light, the Faraday rotation angle θ_F of the film is extraordinarily enlarged: for instance, at λ (wavelength of light) = $1.15 \mu\text{m}$, θ_F increases by more than $6.0 \text{ deg}/\mu\text{m}$, which is about 30 times more than the inherent value for the Bi:YIG single film ($\theta_F = 0.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$). This is considered to be a novel mechanism for enhancing the MO Faraday effect, and is very attractive for various MO applications, including optical communication and high-density MO recording.

Key words: magneto-optical Faraday effect, disordered multilayer film, localization of light, enhancement of Faraday rotation angle, $\text{Y}_5\text{Fe}_2\text{O}_{12}$

1. はじめに

最近 Iguchi ら^{1)~3)}により, フィボナッチ数列に従って構成された準周期構造多層膜の光学的性質が理論的に調べられ, 周期構造膜とは大幅に異なることが指摘された. すなわち, 準周期構造膜では, 周期構造膜で光の通過を許さない波長域でも, 媒体の乱れにより特定波長の光が通過するというユニークな性質を示す. これはちょうど, 結晶場中に存在する不純物により, 新たな電子エネルギーレベルが生じる現象に対応し, ランダムなポテンシャル場中での電子のアンダーソン局在⁴⁾に類似した光の準局在化現象に起因する.

我々は, この乱れた積層構造をもつ多層薄膜のユニークな光学特性に着目し, 透光性磁性媒体であるビスマス置換鉄ガーネット薄膜 (以下 Bi:YIG と略記する) と誘電体膜 (SiO_2) を不規則に多数積層した多層薄膜の磁気光学ファラデー効果を理論的に調べた^{5), 6)}. その結果, 無造作に設計された不規則構造をもつ多層膜であっても, Bi:YIG 連続膜の8倍程度のファラデー回転角 (θ_F) をもつことを見だし, 不規則な積層構造が磁気光学ファラデー効果のエンハンスメントに有効であることを示した. しかし, 光局在現象とファラデー効果エンハンスメントとの相関を明確に述べるには至っていなかった.

そこで本研究では, 比較的積層数の小さい多層膜に焦点を絞り, 光局在現象とファラデー効果エンハンスメントとの相関を理論解析によって詳しく調べた. 本報ではその結果として, (1) 多層膜の積層構造が膜中心付近で乱れている場合, 顕著な光局在現象が発生すること, (2) 光局在現象を示す膜は, 構造の乱れにより透光性を示し, その状態でファラデー回転角が著しく増大すること, (3) またその状態の光は楕円率がゼロの理想的な直線偏光性をもつことを示す. この知見に基づいて設計された乱れた積層構造をもつ多層薄膜では, ファラデー回転角が, 波長 $1.15 \mu\text{m}$ で Bi:YIG 連続膜 ($\theta_F = 0.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$) の30倍以上の値 ($\theta_F = 6.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$) に達する.

2. モデルと理論

Fig. 1 に示すように, 厚さ d_M の Bi:YIG 膜と厚さ d_G の SiO_2 膜で構成された多層薄膜を考える. 膜の全体厚を D とし, Fig. 1 のように座標軸をとる. X 軸方向に電場成分をもつ直線偏光の光 (便宜上, TM 光と呼ぶ) が $Z=Z_0$ の膜面に垂直に入射する場合を考える. 簡単化のため, すべての Bi:YIG (SiO_2) 層は同じ物理特性をもつ理想的な場合を想定する. (膜の特性

Fig. 1 Model used in the analysis: optical configuration (above) and cross-sectional view of the film (below).

Fig. 2 Multilayer films having the same $b^7=0010110$ with different densities of $P_{M1} < P_{M2}$.

が変化する場合でも、本節で述べるランダム・マトリックス法⁷⁾を用いることで容易に拡張できる.)

多層膜の構造は以下の方法で構成し、積層状態に乱れを導入する。すなわち、多層膜の全積層数を N とし、Bi:YIG 層数を N_M 、SiO₂ 層数を N_G とする ($N=N_M+N_G$)。一つの Bi:YIG 層および SiO₂ 層をそれぞれ記号 “1” と “0” で対応させると、膜中での Bi:YIG 層と SiO₂ 層の並びは N 桁の二進数 b^N で表現できる。例えば b^N は、 $b^N=11010110\cdots1011$ と表現される。以下、この b^N を二進構造因子と呼ぶ。膜構造は、この b^N と、Bi:YIG 層厚 d_M (SiO₂ 層厚 d_G) を規定する磁性体密度 $P_M=N_M d_M/D$ とを用いて一義的に決定される。この際、Fig. 2 に示すように、 b^N が同じ多層膜であっても、 P_M の値が異なると構造の異なる膜となる。またこの図の場合は 7 層が積層されているが、途中で Bi:YIG 層と SiO₂ 層が 2 回ずつ繰り返されているので、全体では 5 層膜である。

Bi:YIG 層中の磁化は、光進行方向に平行な $+Z$ 方向を向いているとすると、光波の基本方程式は時間因子 $\exp(-i\omega t)$ を仮定して (1) 式のマクスウェル方程式で与えられる。

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i\omega\mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -i\omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1b)$$

(1b) 式中の比誘電率テンソル $\tilde{\epsilon}=(\epsilon_{ij})$ の各要素は、Bi:YIG 層で $\epsilon_{XX}=\epsilon_{YY}=\epsilon_1$ 、 $\epsilon_{XY}=-\epsilon_{YX}=i\epsilon_2$ 、 $\epsilon_{ZZ}=\epsilon_3$ 、SiO₂ 層で $\epsilon_{XX}=\epsilon_{YY}=\epsilon_{ZZ}=\epsilon_s$ であり、他の要素はすべてゼロである。

空間因子として $\exp(ikZ)$ を用いると、(1a)、(1b) 式から、Bi:YIG 中の座標 Z での光波状態を表す状態ベクトル $\tau(Z)$ は、次式のように右・左の円偏光進行波と同後退波の和で表現できる。

$$\tau(Z) = \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{pmatrix} = A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ i\sqrt{\epsilon_p} \\ \sqrt{\epsilon_p} \end{pmatrix} e^{ik_p Z} + A_2 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ -i\sqrt{\epsilon_p} \\ -\sqrt{\epsilon_p} \end{pmatrix} e^{-ik_p Z} + A_3 \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ -i\sqrt{\epsilon_n} \\ \sqrt{\epsilon_n} \end{pmatrix} e^{ik_n Z} + A_4 \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ i\sqrt{\epsilon_n} \\ -\sqrt{\epsilon_n} \end{pmatrix} e^{-ik_n Z} \quad (2)$$

(2) 式では後述する数値計算上の便宜から、スケールされた電磁界、 $e_v=\epsilon_0 E_v$ および $h_v=H_v/C_L$ (C_L は光速、 $v=X, Y$) を用いた。波数 k_p と k_n は、 $\epsilon_p=\epsilon_1+\epsilon_2$ と $\epsilon_n=\epsilon_1-\epsilon_2$ を用いて、それぞれ $k_p^2=(\omega/C_L)^2\epsilon_p$ および $k_n^2=(\omega/C_L)^2\epsilon_n$ である。また左辺の A_1 から A_4 は結合係数である。

(2) 式から、多層膜中の $Z=Z_1$ に一つの Bi:YIG 層の光入射

面がある場合、その面上での状態ベクトル $\tau(Z_1)$ は、厚さ d_M の Bi:YIG 層出射面 $Z=Z_1+d_M$ での状態ベクトル $\tau(Z_1+d_M)$ と次式の関係で結ばれる。

$$\tau(Z_1+d_M) = \Phi^M \cdot \tau(Z_1) \quad (3)$$

(3) 式の Φ^M は、Bi:YIG 層中を光が通過することによる状態変化を与える遷移マトリックス (4×4 複素マトリックス) である。同様に、厚さ d_G の SiO₂ 層については、SiO₂ 層の遷移マトリックス Φ^G を用いて、(4) 式の関係がある。

$$\tau(Z_2+d_G) = \Phi^G \cdot \tau(Z_2) \quad (4)$$

膜中に存在するすべての媒体不連続面上で、電場および磁場の接線成分は連続であるので (したがって状態ベクトルが連続)、多層膜の入射面 ($Z=Z_0$) と出射面 ($Z=Z_0+D$) で状態ベクトルは (5) 式の関係をもつ。

$$\tau(Z_0+D) = \Phi^G \cdot \Phi^M \cdot \Phi^M \cdot \Phi^G \cdots \Phi^M \cdot \tau(Z_0) \equiv \Phi \cdot \tau(Z_0) \quad (5)$$

上式の遷移マトリックスのランダムな並びは、多層膜の二進構造因子 b^N の “1” と “0” の並びに対応する。

$Z=Z_0$ で膜に垂直に入射する光の状態ベクトルは、入射 TM 光と反射光の TM および TE 光成分の線形結合として、次式で与えられる (反射光はファラデー効果により小さな TE 成分をもつ)。

$$\tau(Z) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik(Z-Z_0)} + C_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} e^{-ik(Z-Z_0)} + C_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik(Z-Z_0)} \quad (6)$$

(6) 式の C_1, C_2 は結合定数である。一方、膜から出射する光の状態ベクトルは、出射光の TM 光成分と TE 光成分の線形結合として、結合定数 C_3, C_4 を用いて (7) 式で与えられる。

$$\tau(Z) = C_3 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik(Z-Z_0-D)} + C_4 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik(Z-Z_0-D)} \quad (7)$$

(6)、(7) 式の結合定数 C_1 から C_4 は、多層膜の入射面 ($Z=Z_0$) と出射面上 ($Z=Z_0+D$) で膜内外の光の状態ベクトルが連続である条件から、(5)、(6)、(7) 式を連立させて決定できる。これらの結合定数は、膜の光反射率と透過率を与える。すなわち、膜の反射率を R とし、その TM 光成分を R^{TM} 、TE 光成分を R^{TE} とする。また透過率を T とし、その TM 光成分を T^{TM} 、TE 光成分を T^{TE} とすると、これらは C_1 から C_4 を用いて、(8) 式の関係で与えられる。

$$R^{TM}=|C_1|^2, R^{TE}=|C_2|^2, T^{TM}=|C_3|^2, T^{TE}=|C_4|^2 \quad (8)$$

また膜の反射率 R と透過率 T は、それぞれ、 $R=R^{TM}+R^{TE}$ 、 $T=T^{TM}+T^{TE}=1-R$ である。一方、 $\chi=C_4/C_3$ を用いると、膜のファラデー回転角 θ_F と楕円率 η_F は、それぞれ (9a) 式、(9b) 式となる。

$$\theta_F = \frac{1}{2N_M d_M} \tan^{-1} \left(\frac{2 \operatorname{Re}(\chi)}{1-|\chi|^2} \right) \quad (9a)$$

$$\eta_F = \frac{1}{N_M d_M} \tan \left(\frac{1}{2} \sin^{-1} \left(-\frac{2 \operatorname{Im}(\chi)}{1+|\chi|^2} \right) \right) \quad (9b)$$

Fig. 3 Transmission coefficients (above) and Faraday rotation angle (below) of a film with an alternate multilayer structure.

Fig. 4 Transmission coefficients (above) and Faraday rotation angle (below) of a film with $b^{16}=101010101010$.

多層膜を出射した光の偏光面全回転 θ は、(9a)式から $\theta = N_M d_M \theta_F$ で与えられる。

3. 多層膜の透光性と磁気光学特性

(8)式、(9)式で与えられる透過率・反射率と回転角・楕円率を解析的に決定するのは困難であるので、数値計算により解を求めた。計算は、Bi:YIG膜の光吸収損失が無視できる波長 $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ に焦点を絞り、Bi:YIG膜の誘電率として $\epsilon_1 = 4.75$, $\epsilon_2 = 2.69 \times 10^{-3}$ ($\theta_F = 0.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$)を用いた。SiO₂膜については $\epsilon_S = 2.50$ とした。また全体膜厚は $D = 5 \mu\text{m}$ とした。本節では、見かけ上16層が積層された膜($N=16$)の特性について述べる。

Fig. 5 Faraday rotation angle and ellipticity of a 16-layer multilayer film with $0.2 \leq P_M \leq 0.3$.

Fig. 6 Maximum Faraday rotation angle $(\theta_F)_{\text{max}}$ of multilayer films with all possible 16-layer structures, where the horizontal axis is the packing density P_M of the film at which $(\theta_F)_{\text{max}}$ was obtained.

3.1 交代構造多層膜

Bi:YIG層とSiO₂層の多層化の効果を調べるため、乱れない交代構造膜($b^{16}=1010101010101010$)について、透過率とファラデー回転角を調べた。Fig. 3は、膜の透過率(T^{TM} および T^{TE})と、ファラデー回転角 θ_F および全回転角 θ を、Bi:YIG層の密度 P_M に対して描いたものである。同図から、 P_M の変化に伴って膜の透過率が変化することが分かる。これは膜の透過率が、多層膜の構造と光波長との兼ね合いで決まることによる。Fig. 3では、交代構造という膜構造の周期性の影響は小さいが、積層数が多くなるにつれ(例えば $N=100$)透過率、ファラデー回転角とも P_M に対して周期的振動を示す⁶⁾。

磁気光学カー効果の場合⁸⁾に類似して、膜が無反射条件($T = T^{\text{TM}} + T^{\text{TE}} \rightarrow 1.0$)を満たす場合に限りファラデー回転角が増加し、Fig. 3の場合では $P_M \approx 0.2$ で $\theta_F \approx 0.6 \text{ deg}/\mu\text{m}$ を示す。この値はBi:YIG連続膜の約3倍であり、周期構造膜でもある程度の θ_F エンハンス効果をもつことが分かる。

3.2 乱れた積層構造をもつ多層膜

Fig. 4は、上述の交代構造が小さな乱れをもつ $b^{16}=1010101101010101$ 構造の多層膜の特性である。 b^{16} 中、アンダーラインを施した11部分が構造の乱れである。Fig. 3の交代構造膜の場合と比較すると、この膜の透過率は $P_M = 0.5$ の両側の光通過帯がシャープに狭くなっており、その低密度側($P_M = 0.24$)でファラデー回転角が $\theta_F = 0.9 \text{ deg}/\mu\text{m}$ (連続膜の約4.5倍)近くまで増加している。Fig. 5は最大のファラデー回転角が得られる $0.2 \leq P_M \leq 0.3$ でのファラデー回転角と楕円率の変化を示したものである。ファラデー回転角が最大値をとる構造($P_M = 0.24$)でファラデー楕円率はゼロになり、大きな回転角

Fig. 7 Film structures used for examining the correlation between the localization of light and the huge enhancement of the Faraday effect.

Fig. 8 Maximum Faraday rotation angle versus the numbers of layers of the films shown in Fig. 7.

が完全な直線偏光状態で得られる。

16層で構成される多層膜の構造は、この他にもさまざまなものがあり、その構造を反映したさまざまな特性を示す。ここでの興味は大きなファラデー回転角が得られる膜構造であるので、Fig. 3, Fig. 4 に示した θ_F - P_M 特性を 2^{16} 通りのすべての膜構造について調べ、最大のファラデー回転角 $(\theta_F)_{\max}$ と、 $(\theta_F)_{\max}$ が得られる P_M の値を評価した。結果を Fig. 6 に示す。同図は交代構造などのすべての周期構造膜の場合も含んでいるので、 $(\theta_F)_{\max}$ を実現する P_M 値に周期性が見られる。しかし、図中、1 から 4 の番号で示した構造のものでは、他のものとは明らかに異なる大きな $(\theta_F)_{\max}$ が出現している。これらの膜の二進構造因子は

- 1: $b^{16} = 1010101101010101$, 2: $b^{16} = 1010101111010101$
 3: $b^{16} = 1010101101110101$, 4: $b^{16} = 1010111101010101$

であり、いずれの場合も周期的に配列された膜の中心付近で積層構造が乱れ、2層から4層の Bi:YIG 層が連続的に重ねられて存在している。このことは、あたかも規則正しい結晶場中に孤立存在する不純物のように Bi:YIG 層がある場合に、大きな θ_F エンハンスメントが生じることを示しており、光局在に起因する可能性を強く示唆している。

4. 光局在と磁気光学ファラデー効果

多層構造の乱れとファラデー回転角エンハンスメント効果との相関を調べるため、以下の手順で得られる多層膜について検討を加えた。前節の結果から、周期的な構造をもつ膜の中心付近で Bi:YIG 層が連続的に重ねられて存在し積層構造が乱れている場合に θ_F が大きく増加しているので、Fig. 7 に示すように交代構造膜の中心部分に連続する2層の Bi:YIG が周期構造を乱す形で存在する多層膜を考え、積層数 N をパラメー

Fig. 9 Transmission coefficients and Faraday rotation angle versus the packing density of a film with $b^{34} = 1010101010101010101010101010101$.

Fig. 10 Transmission coefficients and Faraday rotation angle versus the packing density of a film with $b^{18} = 101010101101010101$.

タとして透過率とファラデー回転角を評価した。また膜中における光の状態を調べるため、光進行方向(膜厚方向)の電場強度の分布と、偏光面の回転状態を評価した。

Fig. 8 は、Fig. 7 の多層膜について得られた最大ファラデー回転角 $(\theta_F)_{\max}$ を膜の積層数 N に対してまとめたものである。同図から、層数 $N=34$ で $(\theta_F)_{\max} = 6.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$ の大きなファラデー回転角が出現する。この値は Bi:YIG 連続膜の実に 30 倍以上に達する極めて大きな値である。

Fig. 9 は、この $N=34$ の膜 ($b^{34} = 10101010101010101101010101010101$) について、透過率とファラデー回転角を、Bi:YIG 層密度 P_M に対して示したものである。また Fig. 10 は、比較のためにエンハンスメント効果があまり顕著でない $N=18$ の膜 ($b^{18} = 101010101101010101$) の場合である。Fig. 9 の $N=34$ の膜では、透過率が特徴的な P_M 依存性を示

Fig. 11 Distribution of the electric field of light propagating in films $P_M=0.171$, 0.561 , and 0.426 .

Fig. 12 Rotation of the polarization plane of light propagating in multilayer films.

す。すなわち、この膜は $0.2 \leq P_M \leq 0.9$ の範囲で光が透過しない禁止帯をもつが、その中で $P_M=0.561$ の場合に限り狭い範囲で光が透過する領域をもつ。またそこで、 θ_F が極大値を示す。一方、Fig. 10 の場合では、このような特徴的な透光性を示さない。

Fig. 11 は、Fig. 9 で矢印で示した透過率の異なる三つの膜

Fig. 13 Faraday rotation angle and Faraday ellipticity of the film in Fig. 9 for $0.56 \leq P_M \leq 0.58$.

$P_M=0.171$ ($T=100\%$), $P_M=0.561$ ($T=85\%$), および $P_M=0.426$ ($T=0\%$) について、膜中の電場分布の状態を求めたものである。同図の横軸は膜厚 (Z 軸) 方向距離で、光は左 ($Z=0$) から右 ($Z=5\mu\text{m}$) に向かって伝搬している。 $P_M=0.171$ の膜では、光の電場が膜全体に広がっているのに対し、禁止帯中で特異な透光性を示す $P_M=0.561$ の膜では、膜中心に重ねられて存在する Bi:YIG 層に光が局在化している。このことは、膜中のある特定部分に光が局在化することで、この膜の磁気光学ファラデー効果が強くエンハンスされることを意味する。

Fig. 12 は、光伝搬に伴う偏光面の回転の様子である。図の上部に描いた方形波の並びは、膜構造 (“1” が Bi:YIG, “0” が SiO_2) に対応する。一般に、連続磁性体のファラデー効果による偏光面の回転は、その媒体長 (光伝搬距離) に比例して直線的に増加する。しかし SiO_2 層を多く含む多層膜では、Bi:YIG 層と SiO_2 層の界面で光が反射を受けるので、その回転角に反射の影響が現れる。Fig. 12(a) に示した光が全透過する $P_M=0.171$ の多層膜では、回転角は界面反射によるスパイク状の変化を示すが、その平均回転角は光伝搬に伴い直線的に増加しており、連続体の性質を保存している。しかし、Fig. 12(b) に示した光局在が顕著な場合では、入射直後から平均回転角 $\theta=17^\circ$ を示し、Fig. 12(a) あるいは連続体の場合とは全く異なる偏光面の回転状態となっている。すなわち、光が局在する構造をもつ多層膜は、その全磁性層厚 ($N_M d_M$) で決まる固有の回転角をもつといえる。

Fig. 13 は、光が局在化する膜構造 $P_M=0.56$ 近傍でのファラデー回転角とファラデー楕円率の変化を示す。Fig. 5 の 16 層膜の場合と同様に、ファラデー回転角が最大値となる膜構造でファラデー楕円率がゼロとなり、回転角が強いエンハンスメントを受けても光の偏光状態は直線偏光に保たれる。

5. まとめ

透光性磁性体で構成される構造の乱れた多層薄膜で、光局在化を利用することで、磁気光学ファラデー効果を大幅にエンハンスメントできることを述べた。本報で示した多層構造膜は、光通信において重要な波長 $1.15\mu\text{m}$ において、Bi:YIG 連続膜の 30 倍に達する $6.0\text{ deg}/\mu\text{m}$ 以上のファラデー回転角を示し、光アイソレータを構成する場合に必要な 45° 回転が磁性体厚にして $7.5\mu\text{m}$ の多層膜で実現できることになる。本来 Bi:YIG 連続膜で 45° 回転を得るには約 $220\mu\text{m}$ の磁性体厚が必要であるので、乱れた積層構造をもつ多層膜の優れた特長とい

える。

本報では光吸収損失が無視できる波長($\lambda = 1.15 \mu\text{m}$)で議論を展開したが、光吸収損失が無視できない波長領域においても光局在化が生じる場合には θ_F に大きなエンハンスが生じ、膜の実効的な性能指数の向上が期待できる。この場合、Bi:YIGの材料特性が光局在化によっても変化しないと仮定するならば、光局在化による吸収損失の増大は生じない⁹⁾。

膜の多層構造は人為的に設計することが可能であり、上記の膜構造以外にもさらに大きなファラデー回転角を実現する膜構造があるものと考えられる。この際、光局在現象が光の位相干涉、すなわち進行波と後退波の位相が合致する場合に生じるので(coherent enhanced backscattering¹⁰⁾)、この条件を満たすよう、うまく膜構造を設計する必要がある⁹⁾。特にBi:YIGの光吸収損失が大きくなる短波長領域では、進行波、後退波とも振幅が小さくなるので、Bi:YIG層厚および層数とも小さく選ぶ必要があり、このような条件下で光が局在化する膜構造の選択が重要となる。この膜構造の決定を目的として、現在我々はグローバルな最適化が可能である遺伝的アルゴリズムによる膜構造探索を試みている。また、この解析結果を指針として、イオン・ビーム・スパッタ法により、構造の乱れたBi:YIG多層薄膜の作製を試みている。この薄膜試料では、個々の膜特性を均一かつ良好に保つと同時に、多層構造に起因する複屈折を極力小さくする必要がある。また積層膜厚の精密な制御が重要となる。これらの結果については別の機会に報告する予定である。

謝 辞 本研究を遂行するに当たり、貴重なご助言をいただいた富士通研究所 庄野敬二氏、松本幸治氏、玉野井 健氏にお礼申し上げます。

文 献

- 1) Kohmoto, B. Sutherland, and K. Iguchi, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2436 (1987).
- 2) K. Iguchi, *Phys. Rev. B*, **43**, 5915, 5919 (1991).
- 3) K. Iguchi, *J. Jpn. Soc. Phys.*, **47**, 221 (1992) (in Japanese).
- 4) P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **109**, 1492 (1958).
- 5) M. Inoue, T. Yamamoto, P. B. Lim, and T. Fujii, *Edition de Physica*, Proc. ICE-7 (1997), in press.
- 6) M. Inoue and T. Fujii, *J. Appl. Phys.*, Proc. MMM '96 (1997), in press. ファラデー回転角 θ_F は $\theta_F = \theta/D_M$ の関係から決定されるので、膜中の全磁性層厚 D_M がゼロとなる $P_M = 0.0$ (SiO_2 単層膜)の場合 θ も同時にゼロとなり、有限値に収束する。Fig. 3で、 $P_M = 0.0$ で $\theta_F = 0.27 \text{ deg}/\mu\text{m}$ となるのはこのためであり、物理的に意味があるのは $\theta (=0.0)$ である。また $P_M = 1.0$ (Bi:YIG単層膜)で θ_F がバルクBi:YIGの値($0.2 \text{ deg}/\mu\text{m}$)より若干増加するのは、膜表面における光反射のためである。
- 7) M. Inoue, T. Yamamoto, K. Isamoto, and T. Fujii, *J. Appl. Phys.*, **79**, 5988 (1996).
- 8) T. Chen, D. Cheng, and G. B. Charlan, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-16**, 1194 (1980).
- 9) M. Inoue and T. Fujii, *Phys. Rev. B*, to be published.
- 10) cf., A. Crisanti, G. Paladin, and A. Vulpiani, Products of Random Matrices in Statistical Physics, Solid-State Sciences 104, Chapter 6 (Springer-Verlag, 1993).

(1996年9月30日受理, 1997年1月16日採録)