

# 磁気光学顕微鏡における磁場分布の定量的観察とその高感度化

石橋 隆 幸

## Quantitative Observation of Magnetic Field Distributions by Magneto-Optical Microscopy

Takayuki ISHIBASHI

Magnetic imaging utilizing magneto-optical (MO) effect is a promising technique to visualize magnetic field distributions. Quantitative measurement of magnetic field distributions is realized by combining MO imaging technique with MO indicator films. In this paper, we introduce a quantitative MO imaging using a polarization modulation technique, and experimental results on magnetic field and current distributions of  $\text{MgB}_2$  superconducting films. In addition, we describe about high-performance MO indicator films using Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by metal-organic decomposition method.

**Key words:** magneto-optical effect, magnetic image, magneto-optical imaging, bi-substituted iron garnet, indicator film

磁場は、さまざまな分野で利用されている。例えば、電気モーターや電磁ヒーター、それにハードディスクやビデオテープなどの磁気記録媒体の記録再生などがそれである。磁場そのものは直接目で見ることができないが、磁石のまわりに砂鉄をばらまいたとき、砂鉄の粒子が磁力線に沿って並ぶ様子を見ることができる(図1)。磁場分布を見るためには、磁場分布を砂鉄によって可視化するように、磁場を何か目に見えるものに置き換えればよい。磁気光学顕微鏡を利用した方法は、磁場分布を磁気転写膜とよばれる磁気光学効果の大きな膜に磁気的に転写し、偏光像として可視化する方法である。この方法は、簡便に高い空間分解能かつリアルタイムで計測が可能な優れた方法として期待されている。また、磁気光学効果を定量的に計測することによって、磁場分布を定量的に測定することが可能である。本稿では、磁気光学顕微鏡を利用した磁場分布の定量測定とその高度化について紹介する。

### 1. 磁気光学効果を用いた磁場分布測定の原理

ホールプローブ顕微鏡や SQUID 顕微鏡では試料からの漏洩磁場を、磁気力顕微鏡では漏洩磁場により磁性体をコートしたカンチレバーに働く磁気力を計測するイメージング法である。また、電子顕微鏡を応用した電子線ホログラフィーも、磁場分布を計測する手法のひとつである。これに対して、磁気光学顕微鏡は、磁場分布ではなく磁性体の磁化の分布を計測する。そのため、磁性体の磁区構造の観察に用いられてきた。ところが、近年、可視光領域で透明かつ磁気光学効果の大きな磁気転写膜と磁気光学顕微鏡を組み合わせた技術が開発され、光学的に磁場分布の測定が可能になった。この方法は、磁気転写膜に磁場分布を転写し、磁気光学効果を利用して可視化するというものである。もともと超伝導体中の磁束密度分布を計測することをおもな目的として開発された技術であったため、開発当初は  $\text{EuO}$  や  $\text{EuS}$  などの低温にキュリー温度をもつ強磁性体が用いられた<sup>1)</sup>。この場合、常磁性を示しかつ大きな磁気光学効果が得られるキュリー点直上の限られた温度領域で

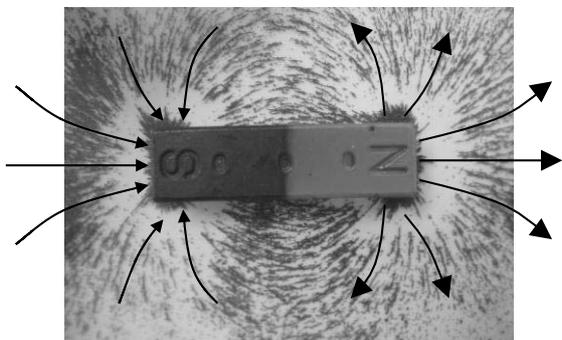


図1 棒磁石の周りに砂鉄を撒いたときにみられる磁場の分布。

用いられていた。ちなみに EuO および EuS のキュリー温度はそれぞれ 66.8 K, 16.9 K である。その後、ビスマス置換ガーネットを磁気転写膜として用いることによって、200°C 以上の高温から極低温までの広い温度範囲での測定が可能となった<sup>2,3)</sup>。さらに、初期の段階で用いられていた垂直磁化のガーネット膜に形成される迷路状磁区が現れない面内磁化膜を用いることで、空間分解能と磁気感度がともに劇的に向上し<sup>4)</sup>、超伝導体の磁束量子のその場観察も実現されている<sup>5)</sup>。さらに、最近では、非破壊検査技術としても注目を集めている。

まずはじめに、反射の磁気光学効果であるファラデー効果を利用した磁場計測の原理について説明する。図2に示すように、磁化された磁性体を直線偏光が透過するとき、光の偏光面はファラデー効果によって回転する。この回転角（ファラデー回転角  $\theta'_F$ ）は、光の波動ベクトル  $\mathbf{k}$  と磁化ベクトル  $\mathbf{M}$  のスカラー積の  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{M}$  に比例する。そのため、図3に示すように面内に磁化容易軸をもつ面内磁化膜を用いると、ファラデー回転角が磁性体に垂直な磁場  $H'$  に対して連続的に変化するため、磁場計測には都合がよい。また、面内磁化膜は垂直磁化膜で見られるような迷路状の磁区が現れず、磁化が空間的に連続的に変化できるため、空間分解能を高くとれるという利点がある。磁場感度

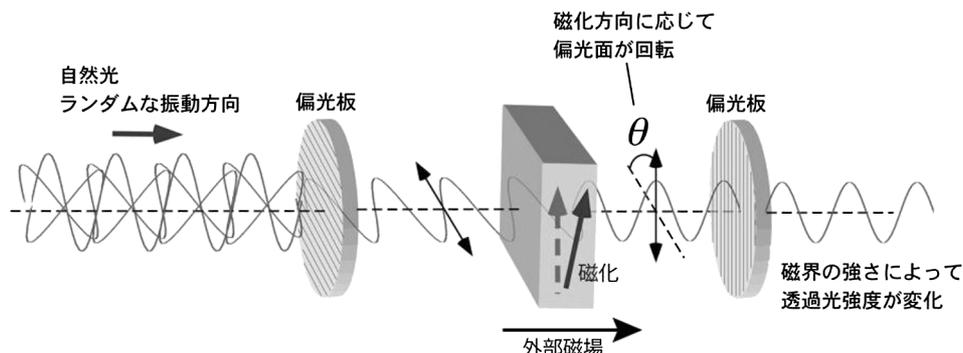


図2 ファラデー回転と光強度の計測法。

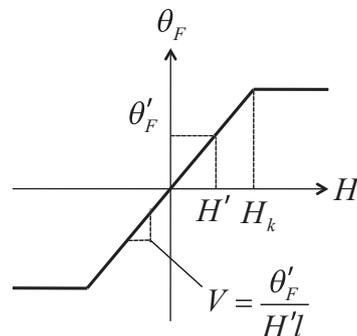


図3 面内磁化膜のファラデー回転角の磁場依存性。

については、図3のグラフで原点を通る直線の傾きを厚さ  $l$  で割ったベルデ定数  $V = \theta_F / Hl$  に相当する値が大きいほうが高い。したがって、磁気転写膜にはファラデー回転角が大きく、可視光領域で透明なビスマス置換ガーネットが一般的に用いられる。ちなみに、クラウンガラスのベルデ定数が  $3.2 \times 10^{-4}$  度/Oe·cm (波長 589.1 nm) であるのに対して、ビスマス置換ガーネットでは 100 度/Oe·cm 以上の値が得られる。ただし、磁性体を用いた場合に測定できる磁場範囲は、その磁性体が飽和する異方性磁界  $H_k$  までであることに注意が必要である。

図2において、磁性体と検光子を通った光の強度  $I$  は、ファラデー回転角  $\theta_F$  と偏光子の角度  $\theta_P$  および検光子の角度  $\theta_A$  によって

$$I = I_0 \cos^2(\theta_P - \theta_A + \theta_F) \quad (1)$$

と表される。偏光子と検光子の角度  $\theta_P - \theta_A$  を直交条件の 90 度にすると、ファラデー回転による信号を高いコントラストで得ることができるが、光強度は回転角の正負に対して同様に変化してしまうため、通常は 90 度から数度ずらした角度を用い、正負のファラデー回転角に対して明暗のコントラストが得られるようにする。この方法は、偏光子と検光子をほぼ 90 度とすることから直交検光子法とよばれる。

磁場分布を画像として計測するためには、磁気光学効果

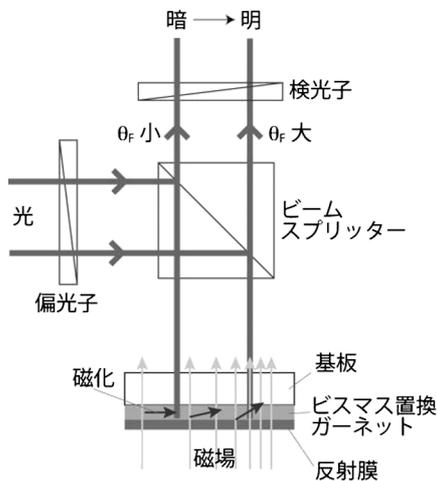


図4 磁気光学効果を利用した磁場分布測定.

が大きく可視光領域で透明なビスマス置換ガーネットなどの磁性膜上にアルミニウムなどの反射膜を形成した磁気転写膜を用いる(図4)。反射膜の金属は傷つきやすいので、その上にTiN<sub>x</sub>などの保護膜を形成することが多い。具体的な測定は図4に示すように、光源からの光を偏光子に通すことで直線偏光とし、無偏光ビームスプリッターを用いて磁気転写膜へ入射させる。そして、磁性膜内を往復してきた反射光を、検光子を通してイメージセンサーで画像として取得する。磁性膜は磁場分布に応じて磁化されるため、ファラデー効果によって磁場分布が光強度に変換される。ただし、直交検光子法では光強度が、式(1)で示されるようにファラデー回転角に対して線形でないため、画像のコントラストがそのまま磁場を表していない。そのため、定量的な磁場分布の画像を得るには、光強度と磁場の関係を使って画像を校正するか、次章で解説する円偏光変調法などの定量的な磁気光学イメージング法を用いる必要がある。

図5は、磁気カードに直径1インチの磁気転写膜を重ねて測定した磁気カード直上の磁場分布の測定例<sup>6)</sup>を示している。バーコードのように記録された磁気記録マークが明瞭に観察できる。これらの磁気記録マークは、N極同士あるいはS極同士が向き合っている場所から漏洩してくる磁場が、磁気転写膜によって可視化されたものである。ちなみに、このガーネットに転写された記録マークは肉眼でも見ることができる。

## 2. 円偏光変調法を用いた磁気光学効果の定量測定

前章では、磁気転写膜と偏光顕微鏡を組み合わせることで、簡単に磁場分布を可視化できることを述べた。しかし、ファラデー回転角と磁気像の明るさが比例関係で

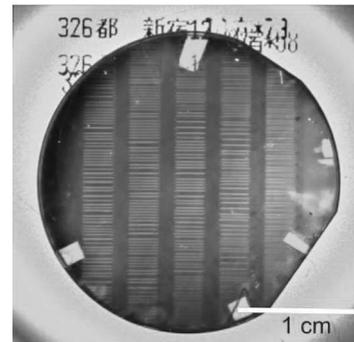


図5 磁気カードの磁気像<sup>6)</sup>.

はないために、得られた磁気像の明るさはそのまま磁場の大きさを表していない。したがって、定量的に磁場分布を得るためには、磁場と光強度の校正を行う必要がある。Jooseらは、磁気転写膜の磁気特性および直交偏光子法による偏光測定の特性を考慮した垂直方向(z方向)の磁場の校正曲線が次の式で得られることを示した<sup>7,8)</sup>。

$$H_z(x, y) = H_k \tan \left[ \arcsin \left( \frac{1}{cM_s} \arcsin \left( \sqrt{\frac{I(x, y) - I_1(x, y)}{I_0(x, y)}} \right) + \Delta\alpha \right) \right] \quad (2)$$

ここで、 $I(x, y)$ は測定した強度、 $I_1(x, y)$ はバックグラウンドの強度、 $I_0(x, y)$ は入射光強度、 $\Delta\alpha$ は偏光子と検光子の相対角度を直交条件からずらした角度、 $M_s$ は飽和磁化、 $c$ は比例係数である。 $I_1(x, y)$ は磁場分布のないときの光強度であり、あらかじめ測定が必要である。また、測定時に用いる $\Delta\alpha$ における $I_0(x, y)$ と $c$ もあらかじめ測定して求めておく必要がある。Jooseらも述べているように、画像上のすべての点においてこの校正曲線を算出するのは非現実的である<sup>8)</sup>。そのため、実際にはある一点について得られたパラメーターを使って測定した画像上のすべての磁場を求めることになる。そのため、照射光にむらがあったり、測定中に光強度が変わってしまったりと、正しい値が得られない。

以上のような問題を解決するためには、磁気光学効果を定量的に測定することができればよい。もし、図4に示されるようなファラデー回転角の磁場依存性がわかっている、ファラデー回転角を定量的に測定することができれば、ファラデー回転角から磁場を求めることができる。ここでは、磁気光学効果を定量的に測定するイメージング法として、円偏光変調法を改良した方法<sup>9)</sup>を紹介する。この方法では、図6に示すように、試料に照射する光の偏光状態を右回り円偏光、直線偏光、左回り円偏光と変化さ

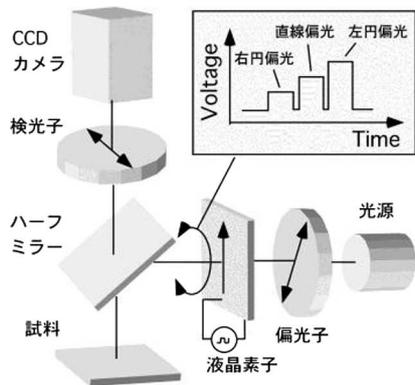
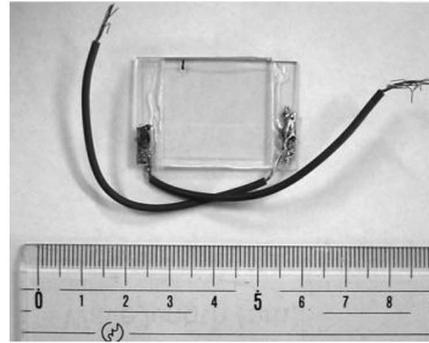


図6 変偏光変調法を利用したイメージング装置と液晶を用いた偏光変調素子.



せ、得られた画像のそれぞれの光強度  $I_{RCP}$ ,  $I_{LP}$ ,  $I_{LCP}$  を用いて、ファラデー効果およびカー効果ともに回転角  $\theta$  と楕円率  $\eta$  が次式によって与えられる.

$$\theta \approx \frac{2I_{LP} - (I_{RCL} + I_{LCP})}{2(I_{RCL} + I_{LCP})} \quad (3)$$

$$\eta \approx -\frac{1}{2} \left\{ \frac{I_{RCL} - I_{LCP}}{I_{RCL} + I_{LCP}} \right\} \quad (4)$$

右回り円偏光, 直線偏光, 左回り円偏光の光を用いて計測された画像の各ピクセルについて, 回転角および楕円率を求め, 画像に再構成すると, 定量的な回転角および楕円率の磁気光学画像を得ることができる. この方法の特長は, Joose らの方法で必要であった入射光強度やバックグラウンド画像およびフィッティングパラメーターが必要ないことである.

われわれが開発した装置は, 通常の磁気光学顕微鏡に偏光変調用の液晶素子を組み込んだものである (図6). 液晶素子は, ITO 透明電極付きのガラス基板に市販の液晶 (ZLI-4792) を用いて作製した. 光源には, 緑色 LED を用いた. 液晶素子の光学軸に 45 度の角度で直線偏光を入射させると, 電圧印加によって左右円偏光および直線偏光を得ることができる. 回転角と楕円率の測定は次の手順で行う. まず, 液晶素子への電圧を変化させ, 右円偏光 (RCP), 直線偏光 (LP), 左円偏光 (LCP) の 3 枚の光学像を測定する. そして, 画像上のすべての点において, 同じ位置のピクセルの光強度  $I_{RCP}$ ,  $I_{LP}$ ,  $I_{LCP}$  から得られた  $\theta$  と  $\eta$  から画像を再構成することによって, 回転角と楕円率の画像を得る. 得られる  $\theta$  と  $\eta$  は, 演算をすることによって通常の光学像に比べてノイズが多くなる. そのため, 3 種類の画像はそれぞれ露光時間が 50 ms~0.5 s の光学像を 10~100 枚撮影して平均化してノイズを低減している. 図7は, ガラ

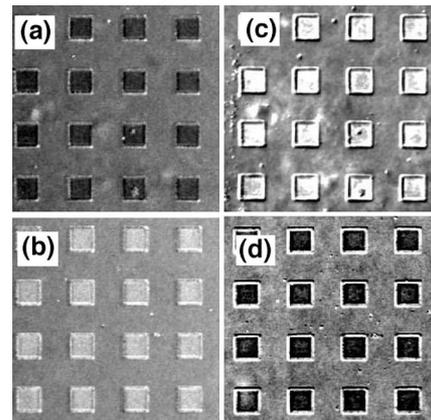


図7 ガラス基板上に作製した 50  $\mu\text{m}$  角の Bi 置換ガーネットパターンのファラデー回転角像 ((a), (b)) とファラデー楕円率像 ((c), (d)). (a) と (b) および (c) と (d) はそれぞれ磁化方向が反対向き.

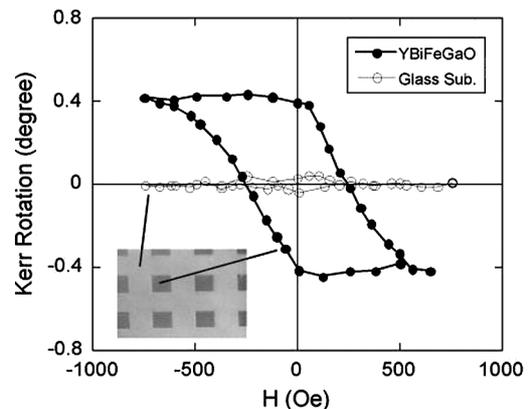


図8 ガラス基板上に作製した 50  $\mu\text{m}$  角の Bi 置換ガーネットパターンのカー回転角と磁場依存性<sup>9)</sup>.

ス上に作製したビスマス置換ガーネット ( $\text{Y}_2\text{BiFe}_4\text{GaO}_{12}$ ) 薄膜を 50  $\mu\text{m}$  角パターンの配列構造について測定したファラデー回転角像 (図7 (a), (b)) とファラデー楕円率像 (図7 (c), (d)) である. それぞれ, 磁場を反転させる

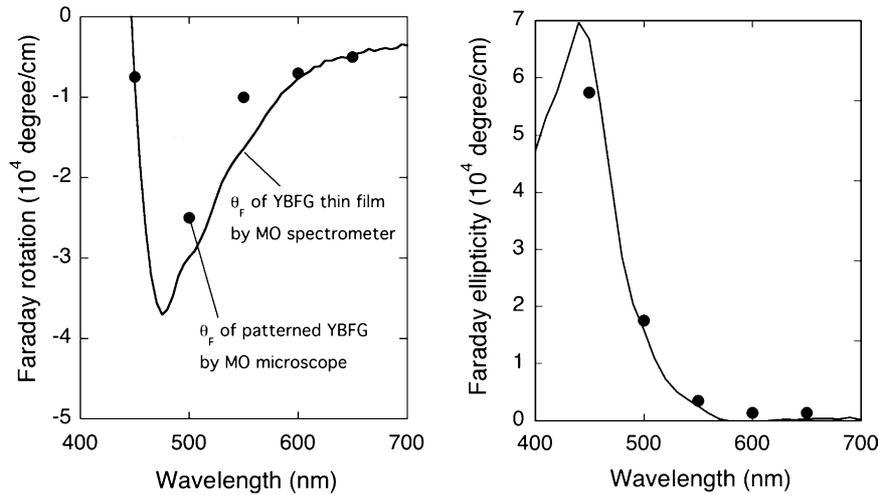


図9 Bi置換ガーネットパターンの画像から抽出したファラデー回転角とファラデー楕円率「●」の波長依存性. 実線は薄膜試料について測定したスペクトル.

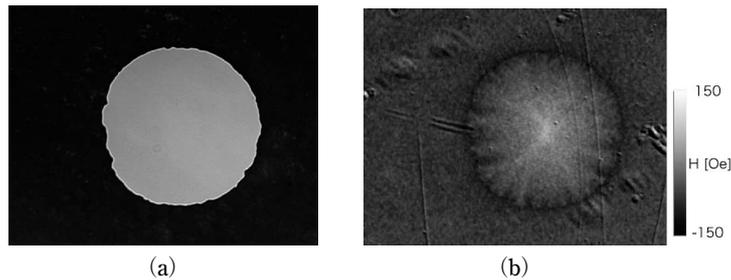


図10 直径500  $\mu\text{m}$  の  $\text{MgB}_2$  パターンの (a) 光学像と (b) 磁気像.

とガーネットパターンのコントラストが反転し、磁化反転が起こっていることが明瞭にわかる。また、図8は同じ試料について、反射で測定したカー回転像から抽出した回転角の磁場依存性<sup>9)</sup>である。ガラスの部分ではほとんど回転角は得られていないが、ガーネットの部分では明瞭なヒステリシスが得られていることがわかる。さらに、波長を変えて測定した画像から抽出したファラデー回転角とファラデー楕円率を、同じ組成の薄膜について測定したスペクトルと重ねてプロットした結果<sup>9)</sup>を図9に示す。本手法により得られたファラデー回転角およびファラデー楕円率が、磁気光学スペクトロメーターで測定した結果とほぼ同じ値で得られていることがわかる。このように透過率や反射率の異なる領域がある試料の測定は、すべてのピクセルについての校正が重要であり、1つの校正曲線だけからすべてのピクセルについて校正を行う直交偏光子法では測定が困難であることを強調しておきたい。

### 3. 定量的な磁場分布の測定例

前述した磁気転写による磁場分布の測定法と、磁気光学効果の定量測定法を組み合わせた磁場分布の定量測定は、

光学顕微鏡をベースとした簡便な方法であるため、低温中や磁場中での測定も比較的簡単に導入可能である。ここでは、低温かつ磁場中で測定された超伝導体の磁場分布と電流分布の測定例<sup>10)</sup>について紹介する。

#### 3.1 超伝導試料の磁場分布の測定例

ここで用いた磁気転写膜は、Bi置換量  $x = 1.0$ 、膜厚800 nm の  $\text{Y}_2\text{BiFe}_4\text{GaO}_{12}$  である。超伝導試料は、図10 (a) に示すように、直径が500  $\mu\text{m}$  の円形にパターンニングした  $\text{MgB}_2$  薄膜である。 $\text{MgB}_2$  は、第二種超伝導体であるので、下部臨界磁場を超えた印加磁場中では  $\text{MgB}_2$  薄膜中に磁束が進入する。図10 (b) は、試料中心まで磁束が進入する磁界735 Oeまで印加したときの磁気像である。得られた磁気像のコントラストは、図中のコントラストバーに示されているように、磁場の大きさを表している。この試料表面で計測された磁場分布は、試料中を流れる超伝導電流によって生じたものであるため、試料中の磁束密度は中心から外に向かって勾配ができる。また、エッジの形状が磁場分布に影響を及ぼしている様子がよくわかる。

#### 3.2 超伝導試料の電流分布の測定例

超伝導体中に流れる超伝導電流の分布は磁場とビオサ

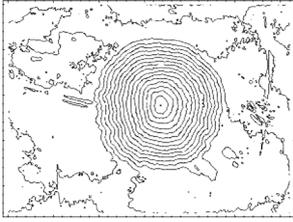


図 11 磁気像から計算で求めた MgB<sub>2</sub> パターンの電流像.

バールの法則によって結びついており、電流が試料面に平行 ( $x$ - $y$  平面内) に流れている場合には、試料面に垂直な  $z$  成分の磁場  $H_z$  は、

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \int \frac{(y-y')J_x - (x-x')J_y}{(r-r')^3} dx'dy' \quad (4)$$

と表すことができる。ここで、 $J_x, J_y$  は、それぞれ  $x$  方向、 $y$  方向の電流密度である。この関係から電流分布を得るためには、畳み込み定理を用いる<sup>11)</sup>。図 11 は、図 10 (b) から計算によって求めた電流像である。図中の曲線の接線方向は電流の流れている方向を、密度は電流の大きさを示している。この結果から、電流は試料を周回していることと、電流の流れがエッジの凸凹から影響を受けている様子がよくわかる。また、このときの電流密度が  $6 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup> であることが求められた。

#### 4. 有機金属分解法による磁気転写用ビスマス置換ガーネット

試料表面での漏洩磁場の分布を測定する場合、試料表面からの距離に対して指数関数的に減衰する漏洩磁場をできるだけ試料表面で測定することが要求される。そのため、サブミクロンスケールの空間分解能を得るためには、サブミクロンの厚さの磁気転写膜が必要である<sup>5)</sup> が、薄くなるとファラデー回転角が小さくなるので、バルデ定数の大きな材料が必要である。磁気転写膜として最もよく使われる Bi 置換ガーネットは、Bi による置換量が多いほど大きな磁気光学効果が得られ、一般的に用いられている液相成長法の場合、高品質な単結晶膜が作製可能であるが、1  $\mu$ m 以下の薄膜化や高濃度の Bi 置換は困難である<sup>12,13)</sup>。本章では、1  $\mu$ m 以下の膜厚と高い Bi 置換量の磁気転写膜を実現するために、われわれが開発した有機金属分解 (MOD) 法を用いたガーネット膜の作製法<sup>6,14)</sup> を紹介する。

Bi 置換ガーネット薄膜の作製は、カルボン酸を原料とした MOD 溶液 (高純度化学研究所製) をスピコートにより基板上に塗布し、ホットプレートを用いて 100°C で 30 分乾燥させ、電気炉により 450°C で仮焼成を 30 分行った後、490~750°C で 1~4 時間大気中で熱処理を行った。ス

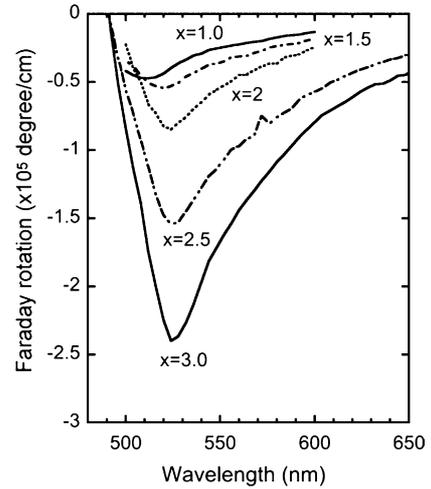


図 12 異なるビスマス置換量のガーネットのファラデー回転スペクトル.

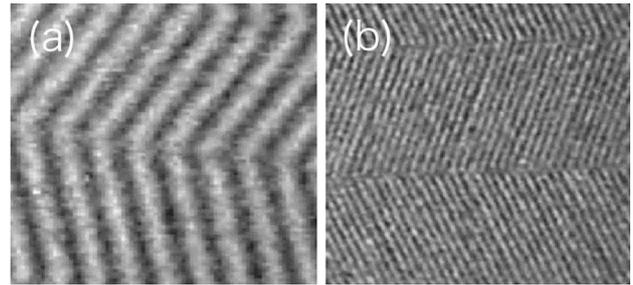


図 13 200 nm の厚さの Y<sub>0.5</sub>Bi<sub>2.5</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> を用いて測定した磁気記録マークの磁気像。記録波長は (a) 4  $\mu$ m および (b) 1.16  $\mu$ m.

ピンコートの条件は、回転数 3000 rpm、時間 30 秒とした。膜厚は、仮焼成までのプロセスを繰り返し、約 200~800 nm とした。ガーネットの組成は Y<sub>3-x</sub>Bi<sub>x</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> ( $x = 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ ) とした。基板には、Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>(100) を用いた。

ビスマスの置換量  $x$  が 1.0~3.0 の磁性ガーネット薄膜の磁気光学スペクトルを図 12 に示す。これまでの他の研究グループでの報告<sup>15,16)</sup> と同様に、ビスマスの置換量の増加とともにファラデー回転角が大幅に増大している様子がわかる。これらの磁性ガーネット膜は、可視光領域では 400 nm 付近に大きなピークがみられるが、強い吸収があるため比較的透明かつ大きなファラデー回転角が得られる 500~550 nm 付近の緑色光を使用すると、磁気感度の点で有利である。置換量が 3.0 では、波長 525 nm において  $2.4 \times 10^5$  degree/cm という大きな値が得られている。

われわれの作製した磁気転写膜の空間分解能を評価するために、記録波長が (a) 4  $\mu$ m および (b) 1.16  $\mu$ m で記録された磁気テープの磁気像を図 13 に示す。ここで用いた磁気転写膜は、Bi 置換量  $x = 2.5$ 、膜厚 200 nm のガーネッ

トである。記録された磁気記録パターンが明瞭に観察でき  
ており、この磁気転写膜は少なくとも記録波長の半分の約  
0.6  $\mu\text{m}$  の空間分解能をもつことがわかる。一般的な光  
学顕微鏡を使う場合には、この空間分解能は十分な値で  
ある。

磁気光学顕微鏡を用いた定量的な磁場分布の測定法につ  
いて紹介した。測定例として、超伝導体からの漏洩磁場の  
分布の測定結果とそこから求めた電流分布像について紹介  
した。また、磁気転写膜に磁気光学効果の大きな高濃度ビ  
スマス置換ガーネットを用いることで、磁場感度を向上さ  
せるだけでなく、サブミクロンの空間分解能も得られるこ  
とを示した。本手法は、比較的簡単な装置で実現できるた  
め、磁場中や低温での測定が容易である。最後に、本稿で  
は紹介できなかったが、ギガヘルツまでの高速な測定や大  
面積の測定にも対応可能であることを付け加えておきたい。

## 文 献

- 1) T. H. Johansen and D. V. Ahantsev: *Magneto-Optical Imaging* (Kluwer Academic Publishers, 2003) pp. 1-10.
- 2) S. Gotoh, N. Koshizuka, M. Yoshida, M. Murakami and S. Tanaka: "Direct observation of flux behavior in high-Tc oxide superconductors using the Faraday effect of iron garnet films," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29** (1990) L1083-L1085.
- 3) M. V. Indenbom, N. N. Kolesnikov, M. P. Kulakov, I. G. Naumenko, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, N. F. Vershinin and V. K. Vlasko-Vlasov: "Direct study of magnetic flux penetration and trapping in HTSC," *Physica C*, **166** (1990) 486-496.
- 4) L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko, Y. A. Ossip'yan, A. A. Polyanskii and V. K. Vlasko-Vlasov: "Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magneto-optic films with in-plane anisotropy," *Physica C*, **203** (1992) 149-156.
- 5) P. E. Goa, H. Hauglin, Å. A. F. Olsen, M. Baziljevich and T. H. Johansen: "Magneto-optical imaging setup for single vortex observation," *Rev. Sci. Instr.*, **74** (2003) 141-146.
- 6) 小坂明正, 永沼昌之, 青柳光春, 小林 司, 石橋隆幸, 野村龍男: "Y<sub>3-x</sub>Bi<sub>x</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>を用いた磁気転写膜の作製と評価", *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35** (2011) 194-198.
- 7) Ch. Joose, A. Forkl, R. Wrthmann, H.-U. Hbermeier, B. Leibold and H. Kronmüller: "Thickness and roughness dependence of magnetic flux penetration and critical current densities in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  thin films," *Physica C*, **266** (1996) 235-252.
- 8) Ch. Joose, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt and H. Kronmüller: "Magneto-optical studies of current distributions in high-Tc superconductors," *Rep. Prog. Phys.*, **65** (2002) 651-788.
- 9) T. Ishibashi, Z. Kuang, S. Yufune, T. Kawata, M. Oda, T. Tani, Y. Iimura and K. Sato: "Magneto-optical imaging using polarization modulation method," *J. Appl. Phys.*, **100** (2006) 093903.
- 10) T. Ishibashi, T. Kawata, A. Tsukada, H. Shibata, M. Naito and K. Sato: "Magneto-optical observation of magnetic flux in patterned MgB<sub>2</sub> films," *Physica C*, **468** (2008) 1313-1315.
- 11) Ch. Jooss, R. Warthmann, A. Forkl and H. Kronmüller: "High-resolution magneto-optical imaging of critical currents in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  thin films," *Physica C*, **299** (1998) 215-230.
- 12) K. Iida, N. Kawamae, S. Hoshi, T. Machi, T. Kono, J. Y. Kato, N. Chikumoto, N. Koshizuka, N. Adachi and T. Okuda: "Liquid phase epitaxial growth of (Bi,Lu)<sub>3</sub>(Fe,Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> films with in-plane anisotropy for magneto-optical imaging," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2005) 1734-1739.
- 13) L. E. Helseth, A. G. Solovyev, R. W. Hansen, E. I. Il'yashenko, M. Baziljevich and T. H. Johansen: "Faraday rotation and sensitivity of (100) bismuth-substituted ferrite garnet films," *Phys. Rev. B*, **66** (2002) 064405.
- 14) T. Ishibashi, A. Mizusama, M. Nagai, S. Shimizu, K. Sato, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, H. Sano and K. Kuriyama: "Characterization of epitaxial (Y,Bi)<sub>3</sub>(Fe,Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub> thin films grown by metal-organic decomposition method," *J. Appl. Phys.*, **97** (2005) 013516.
- 15) T. Okuda, T. Katayama, H. Kobayashi, N. Kobayashi: K. Satho and H. Yamamoto: "Magnetic properties of Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> garnet," *J. Appl. Phys.*, **67** (1990) 4944-4946.
- 16) S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson and P. F. Bongers: "Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV," *Phys. Rev. B*, **12** (1975) 2777-2788.

(2012年8月10日受理)