

# 光を用いた微小領域磁性の観測

## Optical observation of nano-scale magnetic structures

佐藤勝昭\*

東京農工大学工学部

Katsuaki Sato

Faculty of Technology, Tokyo University of Agriculture and Technology

Abstract –Recent development in optical and magneto-optical characterization techniques of nano-scale magnetic structures, such as scanning near-field magneto-optical microscope, nonlinear magneto-optics, magnetic X-ray microscope and nano-scale spin dynamics measurements are reviewed.

### 1. はじめに

近年、ナノメートルスケールで物質を作製したり加工したりする技術の進歩により、これまでにない新しい現象が発見され、ナノメートルスケールの微小磁性体の磁気現象が注目を集めている。また、ナノ構造を用いることにより連続体では明瞭ではなかった相互作用を分離し磁化反転機構を明らかにしようとする試みも進んでいる。

一方、磁壁の運動や磁区内の磁化回転など、従来「技術磁化」として片づけられてきた構造敏感な磁性のダイナミクスを、光学的に直接的に観測する試みが進んできた。光を用いた場合、磁性体から洩れ出す磁束ではなく、磁性体自身の磁化状態を直接的に見るので、微細な磁性体における磁気物性の基礎研究に重要な情報を与える。磁気光学効果の観測に用いる光は、赤外・可視・紫外さらには放射光による軟 X 線領域にまで及んでいる。

この解説では、微小領域の磁化状態の観察に使われる近接場顕微鏡技術、非線形磁気光学、X線磁気光学顕微鏡、時間分解測定法を紹介するとともに、ナノスケールの微細な構造をもつ磁性体における磁化反転機構観察の最近の展開を紹介する。

### 2. 近接場磁気光学顕微鏡<sup>1), 2)</sup>

通常の光学顕微鏡の分解能は回折限界で決定され、 $d = 0.6\lambda / NA$  で与えられる。ここに  $d$  は波長、 $NA$  はレンズの開口である。通常の対物レンズの  $NA$  は 0.5 程度であるから、分解能は波長と同程度であるといえる。従ってレンズを用いて高い分解能を得るためには波長を短くするか  $NA$  を上げるかしかない。 $NA$  を大きくする方法として屈折率の大きな液滴を用いたり、SIL(solid immersion lens)とよばれる半球レンズを用いる方法が知られている。特に SIL をハードディスク(HDD)の浮上ヘッドアセンブリに搭載して超高密度の MO ディスクを実現しようという試みが行われている<sup>3)</sup>。

これに対し、エバネセント波を用いて回折限界を超える解像度を得る方法が試みられている。エバネセント波とは、本来は全反射光学系において界面から垂直方向に指数関数的に急激に減衰するのみで伝播しない電磁波である。この光の場を近接場(near field)という。この場の中に物体が来ると、そこで散乱された光は伝播する電磁波に変換され観測されるようになる。

全反射光学系ではなく狭い開口部から出るエバネセント波を用いて回折限界を超える顕微鏡を作ることができる。このアイデアは、1928年に英国の Syge によって提案された<sup>4)</sup>。実用的な近接場光学顕微鏡(SNOM)の原型となったのは、1984年の Pohl らの論文であった<sup>5)</sup>。SNOMによる最初のイメージングは1985年になされ<sup>6)</sup>、その後、細く引き伸ばされたマイクロピペットを用いた SNOM が開発され<sup>7)</sup>、ピペットのテーパを改良し液体を満たすことによって空間分解能が向上し、実用レベルの SNOM が実現した<sup>8)</sup>。最近では、マイクロピペットの代わりに細く引き伸ばして絞った光ファイバをプローブとして用いるのが主流となった。SNOM を磁気光学効果に利用して微細な磁気構造を観察する研究は1992年の Betzig らによる報告<sup>9)</sup>以来、盛んに行われるようになり、その後、プローブの改良<sup>10)</sup>、制御方法<sup>11), 12)</sup>、解析法<sup>13)</sup>、アーチファクト<sup>14)</sup>などに関する研究が多く報告されるようになった。

細く絞ったファイバ光学系の先端に設けられた波長より小さな開口(aperture)から漏れ出している近接場中に置かれた微細な構造が散乱体となり散乱光を検出する。このファイバプローブを物質の表面上で走査することにより、光の回折限界以下の画像化をおこなうのが、走査型近接場光学顕微鏡(scanning near-field optical microscope=SNOM)である。この場合は、ファイバプローブを光源側に使っているため、照射モード(illumination mode)の SNOM と呼ばれる。逆に、光を直接物質に照射し、試料表面付近に生じた近接場に置かれたファイバプローブ先端の開口で散乱され伝播光に変換されたもの

\*E-mail: satokats@cc.tuat.ac.jp

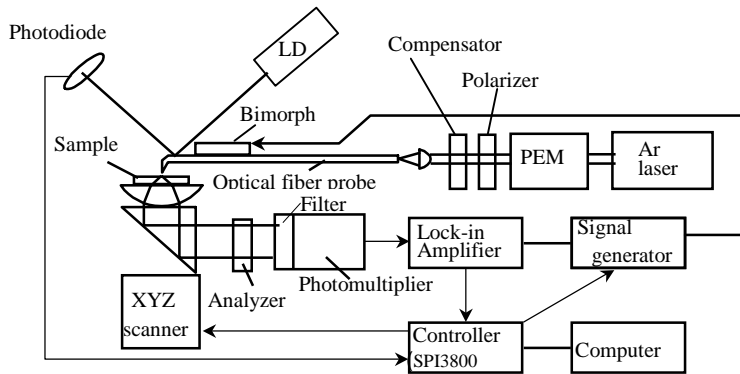


Fig.1 A schematic diagram of SNOM/AFM system for MO imaging using crossed polarizer technique.

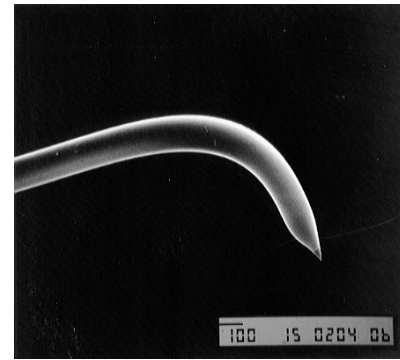


Fig.2 Bent fiber probe used as an AFM cantilever

を検出する方法がある。これを検出モード (detection mode) の SNOM という。一本のプローブを照射・検出モードの両方に使う場合もある。

Fig. 1 に我々の試作した透過モードの MO(磁気光学)-SNOM のブロック図を示す。基本となっているのはカンチレバー方式の AFM を用いたセイコーインスツルメンツの SPI3800 型 SNOM である。

最も重要な部品であるプローブについて説明しておく。光ファイバには single mode ファイバ (コア径  $3.2\ \mu\text{m}$ 、クラッド径  $125\ \mu\text{m}$ ) を用いており、Fig. 1 の挿図に示すように曲げて、先端部を尖らせプローブとしている。本研究で用いたプローブの先端部は、熱引き法とエッチング法を組み合わせて作製された。プローブの開口部付近は、金属 (Al) が真空蒸着で被覆されている。金属の被覆によりクラッド層からの漏れ光を防ぎ、伝搬光が散乱されることを防いでいる。Al 被覆の厚みは  $100\text{-}150\text{nm}$ 、先端部の開口の直径は  $80\text{-}100\text{nm}$  である。Al は酸化しやすいのでプローブの保存には注意が必要である。

プローブは、プローブホルダに固定される。ホルダには、バイモルフ (振動子) があり、プローブをその固有周波数 (約  $15\text{kHz}$ ) で振動させるために用いる。SNOM において高い分解能を得るためには、プローブと試料との距離 (浮上量) をエバネセント場の範囲内に制御することが緊要である。一般的な SNOM ではプローブを音叉等で振動させ剪断力 (shear force) を検出して制御する方法が採られるが、本装置では、プローブが試料に接近して原子間力が強まることによって生じた振動の変化を、圧電アクチュエータにフィードバックすることによって位置制御を行う。プローブと試料との間の原子間力による変位を検出するために、光を用いる。プローブ直線部の背の部分には反射ミラーが作られており、半導体レーザを照射し、反射光を分割型

ディテクタで検出する。これにより原子間力によるプローブのたわみによる反射角の変化を感度よくとらえることができる。この方法によりトポ像を得るとともに、浮上量を  $20\text{-}30\text{nm}$  に制御した<sup>15)</sup>。

光源は、アルゴンイオンレーザの  $488\text{nm}$  である。レーザ光は偏光光学系を通し、カップラでファイバに結合する。プローブから出たエバネセント光は試料表面で散乱を受け伝播する光に変換され試料を透過する。光は集光レンズで集光される。レンズは試料ステージを兼ねており、試料面上の走査は圧電アクチュエータによって試料台を動かすことによって行われている。このことにより、AFM トポグラフ像と SNOM 光学像が同時に得られる。透過光は偏光無依存のダイクロイックミラーで反射され、検光子を通して光電子増倍管に導かれる。

磁気光学効果を用いたイメージングは、原理的には、プローブに直線偏光を入射し試料の磁気光学効果効果による偏光の回転を検光子により検出すれば可能である<sup>16),17)</sup>。しかし単なる SNOM 光学像に比べ磁気光学像はコントラストが大変低い。我々は光弾性変調器 (PEM) を用いて偏光を変調して高感度化を図った。鉛直から  $45^\circ$  の方位の直線偏光を PEM に入射すると、光の電界の鉛直成分と水平成分との間に  $p\text{Hz}$  で変調されたリターデーションを与える。変調振幅を  $4$  分の  $1$  波長に設定すれば左右円偏光が交互に現れる。この変調光を光ファイバ・プローブを通して磁性体試料に照射し、透過光の鉛直成分を検光子で選択すると、プローブが何らの光学異方性を持たなければ、変調周波数 ( $p$ :  $p=50\text{kHz}$ ) 成分  $I(p)$  がファラデー楕円率を、その  $2$  倍の周波数 ( $2p$ ) の成分  $I(2p)$  がファラデー回転角を与える<sup>18)</sup>。

この SNOM 装置を用いて、Pt/Co MO ディスクに光磁気記録された記録マークを観察した<sup>19),20)</sup>。このマークは磁界変調法で光磁気記録されてい

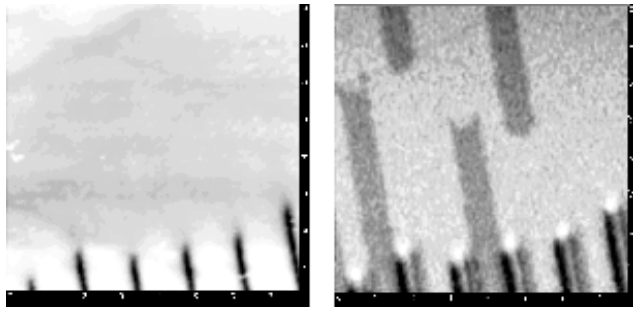


Fig.2 Topographic image (left) and Magneto-optical image (right) observed by scanning near-field

るので、記録マークは矢羽形状となるのがわかっていて、MO ディスクには、グループ(溝)が刻まれているが、グループのある部分とグループの無い平坦な部分のどちらにも光磁気記録されているディスクを用いた。

Fig. 2 は、この記録マークを MO-SNOM でイメージングしたものである。左の図は AFM トポグラフィ像で、凹凸のあるグループ像のみが見られるが、これに対し右の図に示すように平坦部の MO 像には、明確に矢羽形状(マーク長  $6\mu\text{m}$ )が観測されており、空間分解能  $\sim 100\text{nm}$  で磁気光学イメージを得ることができた。グループのある部分では、白黒が反転した線が現れているが凹凸のある試料によって生じるアーチファクトであると考えられる。

ベントタイプ光ファイバプローブのストークスパラメータを測定した。この結果、このプローブは波長板と同じ偏光伝搬特性を示すことがわかった。ベントタイププローブでは折り曲げによる光弾性のために位相差が生じるほか、クラッドを伝搬するモードが発生して、開口からの出射光の偏光度が低下すると考えられる。しかし、よくできたプローブの偏光度は遠視野測定で約 0.93 というかなり高い値が得られており、開口から放出される光は大部分がプローブのコアを伝搬する光であると考えられる。使用したベントタイププローブは高い偏光度をもち、偏光伝搬特性は波長板と同様のふるまいをすることで、適当な位相補償子を用いることによって偏光伝搬特性を補償できる。補償前には、楕円率  $\eta_F$  と回転角  $\theta_F$  が混じった信号が現れるが、補償子を用いることにより、回転角によるイメージ、楕円率によるイメージを分離して得ることができた。Fig. 3 にはマーク長  $0.2\mu\text{m}$  の矢羽型記録マークの楕円率像によるイメージを示す<sup>1)</sup>。ほぼ  $100\text{nm}$  の解像度で磁区像が得られた。感度は約  $1\text{mrad}$  であった。

ただ、試作された 30 本のプローブのうちこのような明確な特性を示すのは数本のみである

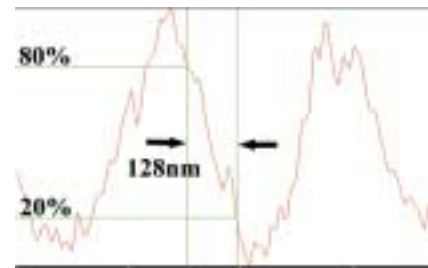
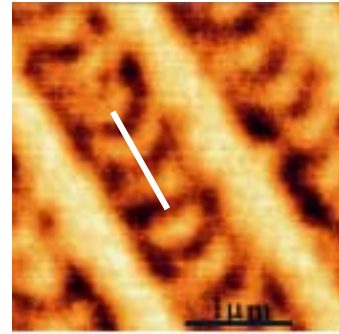


Fig. 3 MO-SNOM image of marks of  $0.2\mu\text{m}$  in length recorded on the Pt/Co MO disk

というのが現状であるという点をご理解いただきたい。また、凹凸のある試料ではプローブ顕微鏡特有のアーチファクトがあり、ゴーストが見られるのが通常である。従って、よい磁気光学像を得るには表面の平坦な試料が望ましい。

磁性材料の大部分は光学的に不透明であるから透過のセッティングではなく反射型のセッティングであれば使いやすい。しかし、反射光強度は弱く、特にプローブが試料に接近すると、プローブで蹴られるため光を取り出しにくい。筆者らは反射型の SNOM の開発も行っている。通常の光学像については  $150\text{nm}$  の分解能で得られているが、磁気光学像については、まだ高いコントラストを得ることができていない。今後の課題である。

Güntherodt のグループでは、Fig. 4(a)に示すような放物面反射鏡を用いた反射型 SNOM を開発し、Pt/Co 光磁気ディスクの記録マークを観察した。結果を Fig. 4(b)に示す<sup>21)</sup>。

光ファイバを使うシステムでは分解能は開口部の直径と形状によって決まり、 $50\text{nm}$  以下の開口を制御性よく形成するのは困難であると考えられている。これを克服するために、van Kempen らはプローブ自身に微小な検出器の働きをさせようという試みを行った。へき開した GaAs 結晶の 3 つの結晶面が作るコーナーを STM 探針として使い、STM 制御で距離を保ち、GaAs のバンドギャップより高いエネルギーの円偏光を (試料を通して) 探針に照射する。円偏光の照射により GaAs に生成された光電子はス

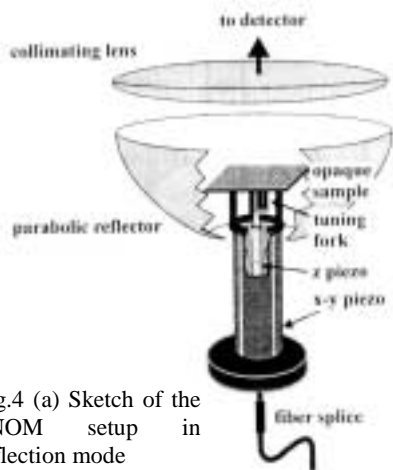


Fig.4 (a) Sketch of the SNOM setup in reflection mode

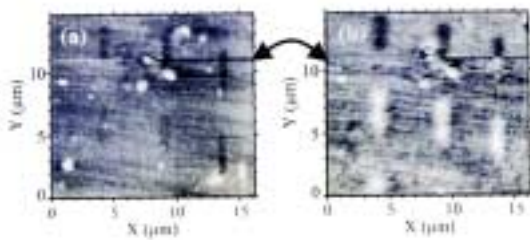


Fig.4 (b) Topography (left figure) and MO-SNOM image(right figure) of a Co/Pt sample

ピン分極しているので磁性体の磁区内の磁化の向きに応じてトンネル電流に違いが生じる。これを用いれば磁区のイメージングが可能である。分解能はキャリアの拡散寿命で決まっている。励起光の波長が短いほど光は GaAs の内部に侵入しないためキャリアは表面付近に生じるが、表面付近は再結合中心が多いので寿命が短くなる。分解能は、波長 532nm では 60nm となっている<sup>22)</sup>。

このほか、SNOM にはアパーチャレス(開口の無い)タイプもあるが、これが磁気光学観察に利用できるかどうかはこれからの課題である。

### 3. 非線形磁気光学効果

通常の磁気光学効果は線形の効果であり、入射光と同じ周波数の出射光についての磁気光学的応答を見る。これに対して磁性体に誘起された非線形分極によって発生した第 2 高調波 (SH) 光についての磁気光学応答を磁気誘起第 2 高調波発生(MSHG)という。ここでは MSHG の原理について簡単に紹介し最近の筆者らの研究につき触れる。原理の詳細は筆者の解説に譲る<sup>23)</sup>。

2 次の非線形分極の  $i(i=x, y, z)$  成分  $P_i^{(2)}$  は、電気双極子近似の範囲では、

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) E_j^{(1)}(\omega) \cdot E_k^{(1)}(\omega)$$

と表される。ここに  $E_j^{(1)}$ ,  $E_k^{(1)}$  は 1 次光の電界の  $j$ ,

$k$  成分、 $\chi_{ijk}^{(2)}$  は 2 次の非線形感受率テンソルである。よく知られているように Fe, Co など中心対称性をもつ物質においては、3 階のテンソルは 0 となるため SHG が起きない<sup>24)</sup>。しかし、表面・界面においては、中心対称が破れているので SHG を観測することができる。さらに物質が磁化をもつと対称性が変化し選択則が変化し MSHG が生じる<sup>25)</sup>。

また、P(S)偏光の 1 次光を入射したとき、出射 SH 光の偏光方向は、入射光の偏光方向 P(S) から傾いた方向を向いており磁化の向きを変えると、偏光方向は P(S)面について対称に向きを変える。この効果のことを非線形磁気カー効果 (NOMOKE) という。

先に述べたように、MSHG は中心対称をもつバルクでは弱く対称性の破れる表面界面で強く現れるので、磁性/非磁性人工格子の表面・界面の磁性の評価にも用いることができる。例えば、Fe の線形の縦磁気カー回転はせいぜい 0.1° 程度であるのに対し、非線形カー回転は 80° にも達することが報告されている<sup>26)</sup>。また、反強磁性の Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> において SH 光のスペクトルが左右円偏光に対して異なる選択則をもち、隣接する反強磁性磁区においては、この選択則が逆転するという報告がされており<sup>27)</sup>、理論解析も行われている<sup>28)</sup>。

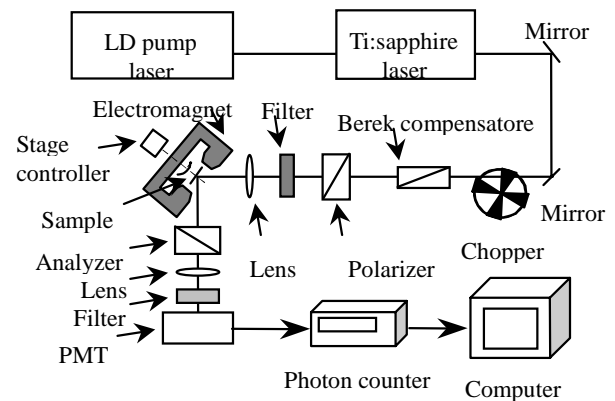


Fig. 5 Experimental arrangement for measurement of magnetic SHG

Fig. 5 は筆者が用いている非線形磁気光学効果の測定装置のブロック図である<sup>29)</sup>。光源としてはモードロック・チタンサファイア・レーザーの 810 nm の光を用いている。このレーザーからは 100 - 150 fs のパルス光が 80MHz 程度の繰り返しで出力されており、偏光子 P、レンズ、フィルタ F<sub>1</sub> を通して試料面上に照射される。フィルタ F<sub>1</sub> は光学素子で発生する SH 光をカットするためのものである。光は 40μm 径のスポットに集光され、パワー密度は 1 パルスあたり 0.5 GW/cm<sup>2</sup> にも達している。この強い光の場を受



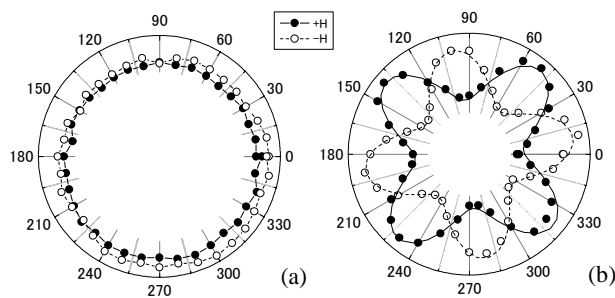


Fig. 6 Azimuthal dependence of (a) linear, and (b) nonlinear magneto-optical signal for two opposite magnetic field directions

けて、試料表面には2次の非線形分極が誘起される。試料から出射した光は検光子 A を通ったあとフィルタ  $F_2$  により SH 光(405 nm)のみが選択され、光電子増倍管(PM)に導かれる。検出された信号は、フォトンカウンティング装置に導かれる。レーザ光の試料への入射角は  $45^\circ$  で、磁界は縦磁気光学配置で印加される。

筆者らは、Fe/Au 人工格子について MSHG の研究を進めてきた<sup>30)</sup>。MgO(100)基板上にエピタキシャル成長した Fe/Au 人工格子 ([Fe(3.75 原子層)/Au(3.75 原子層)] $\times$ 30 周期) に P 偏光(810nm)を入射したときの出射 P 偏光成分の試料方位角依存性を測定した。Fig. 6(a)は1次光(810nm)の方位角依存性、Fig. 6(b)はSH光(405nm)の方位角依存性のパターンである。線形では、当然のことながら、等方性のパターンしか見られないのに対し、非線形のパターンには明らかな4回対称が見られ、しかも、磁化の反転によってある方位を軸として鏡映する様子が見られる<sup>29)</sup>。

一方、Fe(1.75ML)/Au(1.75ML)人工格子について入射偏光を P 偏光に固定し、検光子を回転しながら、2つの磁化方向について SH 光強度を測定したものが Fig. 7 に示されている。この角度依存性のフーリエ解析から2つの曲線のシフトを求めることにより、NOMOKE の回転角として  $31.1^\circ$  という大きな値を得た。このことは、この磁性体に P 偏光を入射したときの SH 光は、面内の磁化  $\pm M$  に対して入射面から面直方向に  $\pm 31.1^\circ$  だけ回転した直線偏光であることを示している。

この結果に対してテンソル解析を行うことによって、非線形磁気光学効果は表面・界面の結晶起源の SHG 項と、表面・界面からの MSHG 項、および、光の電界の傾斜に基づく電気四重極子項の干渉により生じていることが明らかにされた。

MSHG を用いて磁区のイメージングを行うことができる。Fig. 8 は非線形磁気光学顕微鏡の

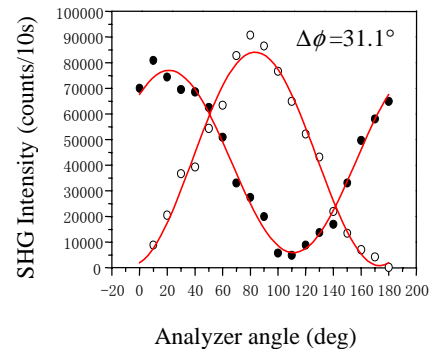


Fig. 7 Analyzer angle dependence of MHG for S-incidence polarization

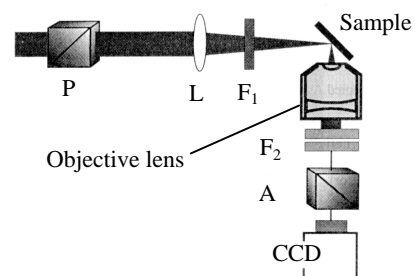


Fig. 8 A schematic diagram of nonlinear magneto-optical microscope

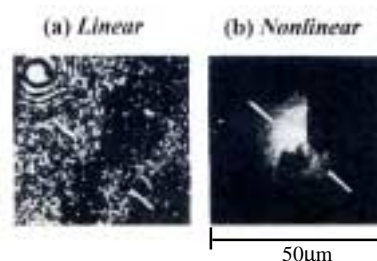


Fig. 9 Magnetic domain patterns of CoNi thin film measured by (a) linear and (b) nonlinear magneto-optical microscopes

構成図である。光源はモードロック・チタンサファイア・レーザ、P は偏光子、 $F_1$  は光学系で発生する SH 光をカットするもの、 $L_2$  は対物レンズ、 $F_2$  は1次光カットフィルタ、A は検光子である。MSHG 像は CCD カメラにより撮像される。Fig. 9 は、9 nm 厚の CoNi 薄膜の(a)線形および(b)非線形の磁区パターンである。磁区形状は、線形と非線型とは異なっており、非線形画像の方が高い SN 比を示している。

非線形磁気光学効果は3光子過程として理論的に取り扱われており、スペクトルも予言されている<sup>33)</sup>。しかし、フェムト秒レーザの波長を広い範囲で変化してスペクトルを測定する実験は困難をともなうため、まだ理論と比較できるような結果は得られていない。今後の課題であらう。

#### 4. X線磁気光学顕微鏡

最近、世界各地で高輝度のシンクロトロン施設が設置されるようになり、放射光がさまざまな分野の研究に適用できるようになってきた。シンクロトロン放射光を用いた分光研究のもう一つの特徴は、内殻に関連した光学遷移を観測できることである。強磁性体を構成する原子のX線吸収端付近の吸収スペクトルは磁気円二色性(以下、XMCD と略称)を示す。この現象は、特定の原子の位置における局所的な磁気モーメントのプロブとして用いることができる。

ここでは簡単に XMCD の物理的起源を紹介する<sup>34)</sup>。円偏光光子のエネルギーが特定の原子のL内殻準位の束縛エネルギー以上になると、 $2p_{1/2}(L_2)$ ,  $2p_{3/2}(L_3)$ の電子はd対称性の終状態にのみ遷移する。電気双極子遷移の選択則により右円偏光では磁気量子数が1増加する遷移のみが許容され、左円偏光では1減少する遷移のみが許容される。

Fig. 10(a)(b)は3d遷移金属の $L_{2,3}$ 吸収に与えるエネルギー準位図と遷移の様子を示している。簡単のため、3dの多数スピン電子のエネルギー帯は完全に占有されており少数スピン電子のエネルギー帯は部分的に占有されているとする。(Niではこの仮定が成立している。)このときL殻から多数スピン3d帯への遷移は起きず、少数スピン3d帯への遷移のみを考えればよいので、図では、少数スピンについてのみ図示してある。実線は右円偏光による遷移( $l=+1$ )、破線は左円偏光による遷移( $l=-1$ )を表し、カッコの中の数値は相対的な遷移確率である。図の一番上には終状態である3d電子帯の占有の様子を描いてある。もし、Fig. 10(a)のように、どの $m_d$ 状態も同じ占有状態となるならば軌道角運動量が消失しており、スペクトルの形状はFig. 11(a)のように $L_3$ と $L_2$ のXMCDは対称的な形状となる。これに対してFig. 10(b)のように $m_d$ 毎に占有の様子が異なるならばFig. 11(b)のように非対称な形となる。XMCDを測定することによって局所的な磁化が見積もられる。

1980年代においては、放射光を用いて左右円偏光に対する吸収スペクトルを測定することは容易ではなかった。放射光は電子シンクロトロンにおいて、ベンディングマグネットで電子の軌道を曲げるときに出射するが、この軌道面から上下にわずかに外れた方向に出るビームは、左または右円偏光となっており、上下のビームを切り替えて測定すれば、その差からXMCDが得られる。しかし、この方法では光強度は弱く、偏光度も60-80%程度であった。Schützのグループは、多くの磁性体においてXMCDを観測した

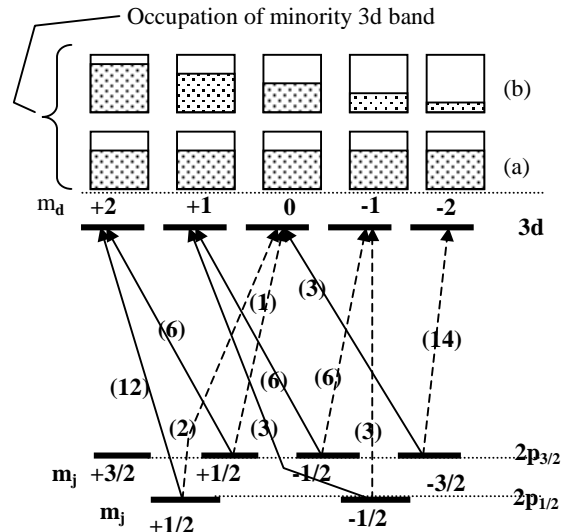


Fig. 10 Energy diagram and related transitions associated with the  $L_{2,3}$  X-ray absorption. Conditions: (a) equal occupation among entire  $m_d$  states and (b) asymmetrical occupation among the different  $m_d$  states

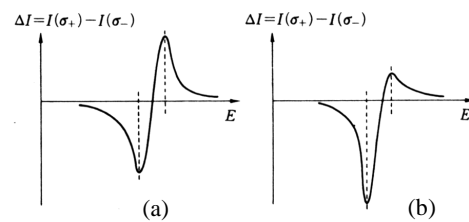


Fig. 11 Simulated XMCD assuming (a) equal occupation of all the  $m_d$  states and (b) asymmetrical occupation among the different  $m_d$  states.

<sup>35)</sup> ChenらはNiの $L_2$ ,  $L_3$ 吸収端のXMCDの測定を行い、 $L_2$ と $L_3$ とのスペクトル形状の非対称性を発見した<sup>36)</sup>。このスペクトル形状はFig. 10(b)に示された3d電子帯での軌道の占有のアンバランスが原因となっており、軌道角運動量が消失していないことが原因とされた<sup>37)</sup>。

最近相次いで建設された第3世代のストレージ・リングにおいては、偏光度が100%におよぶ高輝度円偏光が得られるようになったので、これを用いて非常にSN比の高いXMCDスペクトルが測定されるようになった。一例として、Fig. 12にFeのL吸収端の(a)吸収スペクトルと(b)XMCDスペクトルを示す<sup>38)</sup>。非常にノイズの少ないスペクトルが得られているので、Feの膜厚を変えたときに生じる微小な違いも観測されている。

FischerらはXMCDを用いた磁気光学顕微鏡を開発した。X線領域でX線ビームを集光する

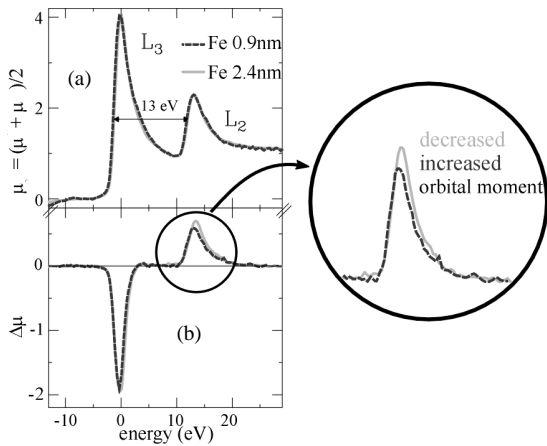


Fig. 12 (a) X-ray absorption spectra and (b) corresponding XMCD spectra of Fe thin films for different thickness: gray straight lines representing 2.4nm thick film and black broken lines 0.9 nm.

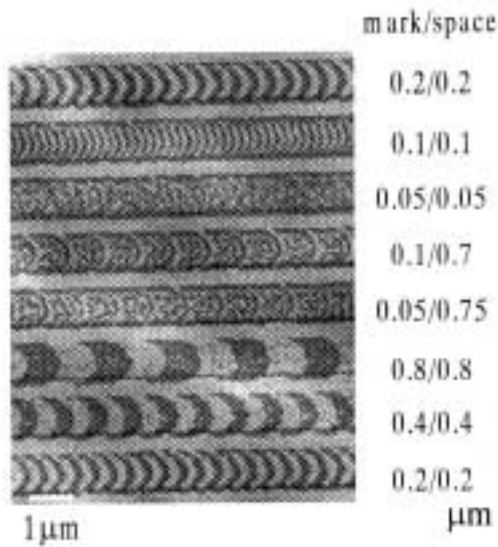


Fig. 13 Magnetic transmission X-ray microscope image taken at the Fe L3 edge in the SiN(70nm)/TbFeCo(50nm)/SiN(20nm)/Al(30nm)/SiN(20nm) MO medium

ために、以前はわん曲結晶(bent crystal)が用いられたが、現在では、フレネル帯板(Fresnel zone plate)を用いる。帯板とピンホールを組み合わせることによってサブミクロンのサイズにまで集光することが可能である<sup>39)</sup>。

最近、FeのL<sub>3</sub>吸収端のMCDを用い、光磁気ディスクに用いられるTbFeCo薄膜の磁区イメージがFig. 13のように観測された。100nm幅の磁区が明瞭に分解されている<sup>40)</sup>。

### 5. 微小領域磁性のスピンドイナミクス

最近、非常に短い時間スケールでのスピンドイナミクス(spin dynamics)をフェムト秒光パルスを用いた磁気光学実験装置を用いて検出しようという研究が注目されている。Beaurepairら

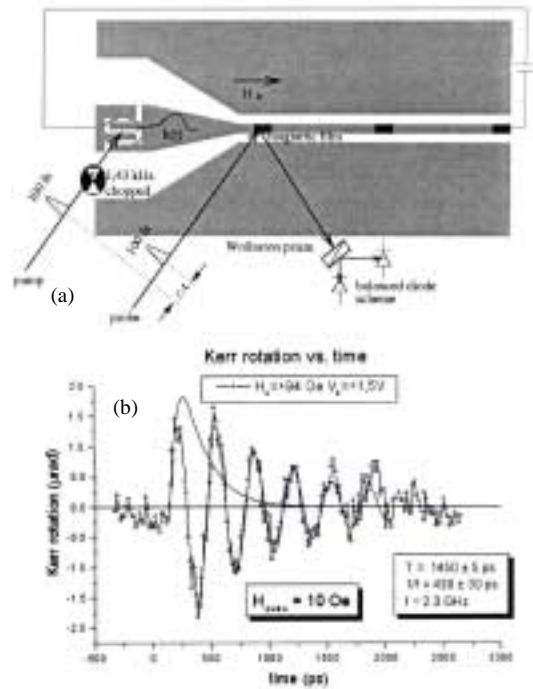


Fig. 14 (a) Schematic drawing of the time resolved MOKE setup and (b) observed precession dynamics for a 10 Oe field pulse.

はポンプ・プローブ法を用い、光ポンプ後のNiの磁化変化を磁気光学効果をプローブとして追跡した<sup>41)</sup>。磁化は励起直後1 psの間に急速に減衰するが、0-5 psの間の時間変化は電子系とスピン系とで異なることを明らかにし、電子系、スピン系、格子系という3つの系間の相互作用を考えたモデルで説明できると主張している。一方、Hohlfeldらは、同様のポンプ・プローブ光学系において、Niの磁化の超短時間応答をMSHGをプローブとして測定した<sup>42)</sup>。その結果、電子系と格子系が熱平衡に達するのに必要な時間より短い280fsにおいても、磁化の温度変化は古典的なM(T)曲線と同じであることを突き止め、励起直後の電子系の加熱と磁化の減少の間には遅れが無いこと、その後の冷却と磁化の回復も古典的な磁化曲線で説明できることから、スピン温度を別途定義する必要がないと主張している。同じNiにおいてこのようにデータが食い違っていることから、超短パルス光を用いたポンプ・プローブ技術には不確実性が残っていることがわかる。Koopmansは注意深い実験により、初めの0.4 psにおいては、磁気光学効果と磁化との間に直接の関係がないということ突き止めている<sup>43)</sup>。

Gerritsらはパーマロイ細線(線幅16nm)に光励起スイッチで超短時間パルス磁界を作りだし、線形磁気光学効果をプローブとしてスピン

ダイナミクスを測定する装置(Fig. 14(a))を作製した<sup>44)</sup>。Fig. 14(b)はカー回転で観測した細線に垂直な磁化成分の振動を示す。スピン歳差運動の周期は400nsが得られている。

磁気記録の高密度化、高転送レート化にともない磁性体の超短時間のスピンダイナミクス研究は、重要性が増しており、今後の継続的な研究が望まれている。

なお、本解説における筆者らの研究は文部省科研費特定領域研究「微小領域磁性」の助成を受けた。関係各位に感謝する。

## 参考文献

- 1) 佐藤勝昭：固体物理 **34**, 681 (1999).
- 2) D.W.Pohl: Near Field Optics eds. D.W.Pohl and D. Courjon (Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1993) pp. 1-5.
- 3) P. Glijer, T. Suzuki, B.D. Terris: *J. Magn. Soc. Jpn* **20**, Suppl. S1, 297 (1996)
- 4) E.H. Syngé: *Phil. Mag.* **6**, 356 (1928).
- 5) D.W. Pohl, W. Denk and M. Lanz: *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984).
- 6) D.W. Pohl, W. Denk, U. Dürig: *Proc. SPIE* **565**, 56 (1985).
- 7) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis: *Appl. Phys. Lett.* **49**, 674 (1988).
- 8) E. Bezig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner and R.L. Kostelak: *Science* **251**, 1468 (1991).
- 9) E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder and C.-H. Chang: *Appl. Phys. Lett.* **61**, 142 (1992).
- 10) T. Yatsui, M. Kouroggi and M. Ohtsu: *Appl. Phys. Lett* **73**, 2090 (1998).
- 11) J. W. P. Hsu, Mark Lee and B. S. Deaver: *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3177 (1995).
- 12) B. L. Petersen, A. Bauer, G. Mayer, T. Crecelius and G. Kaindl: *Appl. Phys. Lett.* **73**, 538 (1998).
- 13) E. B. McDaniel, S. C. McClain and J. W. P. Hsu: *Appl. Opt.* **37**, 84 (1998).
- 14) H. Hatano, Y. Inoue and S. Kawata: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, L1008 (1998).
- 15) N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, and M. Fujihira: *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 321 (1995).
- 16) Y. Mitsuoka, K. Nakajima, K. Honma, N. Chiba, H. Muramatsu and T. Akita: *J. Appl. Phys.* **83**, 3998 (1998).
- 17) K. Nakajima, Y. Mitsuoka, N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, K. Sato, M. Fujihira: *Ultramicroscopy* **71**, 257 (1998).
- 18) K. Sato: *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 2403 (1981).
- 19) T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, K. Sato, Y. Mitsuoka, K. Nakajima: *J. Magn. Soc. Jpn.* **23** (1999) 712.
- 20) T. Ishibashi, T. Yoshida, A. Iijima, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima: *J. Microscopy* **194**, 374 (1999).
- 21) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Güntherodt: *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2803 (1998)
- 22) H. van Kempen, R. Schad, S.M. Jordan, M.J.P. Stoelinga, M.W.J. Prins, R.H.M. Groenvelde and H.W. van Kesteren: *J. Magn. Soc. Jpn.* **23**, Suppl. S1, 211 (1999)
- 23) 佐藤勝昭：日本応用磁気学会誌 **21**, 879 (1997)
- 24) Y.R. Shen: The Principles of Nonlinear Optics, John Wiley & Sons, New York, 1984
- 25) Th. Rasing: Nonlinear Optics of Metals, ed. K.H. Bennemann (Oxford Univ. Press, Oxford, 1997)
- 26) Th. Rasing, M. Groot Koerkamp and B. Koopmans: *J. Appl. Phys.* **79**, 6181 (1996)
- 27) M. Fiebig, D. Fröhrich, G. Sluyterman, R.V. Pisarev: *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2906 (1995)
- 28) Y. Tanabe, M. Muto, E. Hanamura: *Solid State Commun.* **102**, 643 (1997)
- 29) 児玉彰弘、宮本大成、三谷誠司、高梨弘毅、藤森啓安、佐藤勝昭：日本応用磁気学会誌 **24**, 383 (2000)
- 30) K. Sato, S. Mitani, K. Takanashi, H. Fujimori, A. Kirilyuk, A. Petukhov, Th. Rasing: *J. Magn. Soc. Jpn.* **23**, 352 (1999).
- 31) 佐藤勝昭：固体物理 **35**, 559 (2000).
- 32) V. Kirilyuk, A. Kirilyuk and Th. Rasing: *J. Magn. Soc. Jpn.* **22**, 715 (1999)
- 33) U. Pustogowa, W. Hübner and K.H. Bennemann: *Phys. Rev.* **B49**, 10031 (1994)
- 34) 小出常晴：応用物理 **63**, 1210 (1994)
- 35) G. Schütz, R. Frahm, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner and P. Kienle: *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 1661 (1989)
- 36) C.T. Chen, F. Sette, Y. Ma and S. Modesti: *Phys. Rev.* **B42**, 7262 (1990).
- 37) T. Jo and G. A. Sawatzky: *Phys. Rev. (RC)* **B43**, 8771 (1991).
- 38) G. Schütz, P. Fischer, K. Attenkofer, M. Knülle, D. Ahlers, S. Stähler, C. Detlefs, H. Ebert and F.M.F. DeGroot: *J. Appl. Phys.* **76**, 6453 (1994).
- 39) P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, P. Guttman, G. Schmahl, P. Pruegl and G. Bayreuther: *J. Phys. D* **31**, 649 (1998).
- 40) N. Takagi, H. Ishida, A. Yamaguchi, H. Noguchi, M. Kume, S. Tsunashima, M. Kumazawa, and P. Fischer: Digest Joint MORIS/APDSC2000, Nagoya, October 30-November 2, 2000, WeG-05, p.114.
- 41) E. Beaurepair, J.-C. Merle, A. Daunois and J.-Y. Bigot: *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
- 42) J. Hohlfeld, E. Mattias, R. Knorren and K.H. Bennemann: *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4861 (1997)
- 43) B. Koopmans, M. van Kampen, J.T. Kohlhepp, P.J. van Hall and W.J.M. de Jonge: Abstract of Int. Workshop on Nonlinear Magneto-optics, Cardiff, UK, June 24-26, 1999, p.16
- 44) Th. Gerrits, H. van den Berg, O. Gielkens, K.J. Veenstra and Th. Rasing: Digest Joint MORIS/APDSC2000, Nagoya, October 30-November 2, 2000, TuC-05, p.24.