

磁気光学の基礎 VI

6. 磁気光学研究の新しい展開

Elementary Course on Magneto-Optics VI

6. Recent Developments in Magneto-Optical Studies

佐藤勝昭* 東京農工大学工学部

K. Sato, Tokyo University of Agriculture and Technology

6.1 はじめに

これまで5回にわたり述べてきた本講座もいよいよ最終回を迎えた。第4回、第5回と、磁気光学の応用を紹介したが、最後に、再び基礎に戻って、磁気光学研究の最近の展開と今後の展望について述べたい。

6.2 近接場と磁気光学

第5回講座において、磁気光学効果を用いて磁区観察ができることを紹介した。しかし、通常のレンズ光学系を用いて識別できる最小距離 d は、第4回講座で述べたように回折限界で決まる値 $d = 0.6\lambda/\text{NA}$ より小さくすることができない。回折限界以下の微小な磁区の磁気光学イメージを得る方法として、近接場光学顕微鏡 (near field optical microscope) を紹介する。

近接場とは何であろうか。はじめに Fig. 6.1 のような全反射光学系を考えよう。媒質1の屈折率が媒質2の屈折率より小さいとき、媒質2から入射した光のうち臨界角より大きな入射角をもつものは、媒質1へ伝播することができず、全反射する。このとき、媒質1側には、境界面から垂直方向に指数関数的に減衰する電磁界 (エバネッセント波 = evanescent wave) が存在する。このような光の場を近接場と呼ぶ。この場の存在領域は光の波長よりはるかに短い。

近接場が観測されるのは、全反射系に限ったことではない。Fig. 6.2 に示すように伝播する光の場の中に波長より小さな微小物体 (直径 d の球とする) を置くと、この物体中には電気双極子が誘起されるが、この双極子が作る振動電界のうち、小球の直径程度のごく近傍にある電磁界は伝播せず、距離とともに単調に減衰する。この光の場は、やはり近接場である。この近接場の中に光の波長より小さな微小散乱体を置くと、近接場光は散乱されてふたたび伝播光となるので、波長より小さな散乱体を観測することが可能になる。

このような近接場を用いて、光の波長より小さな物体を

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

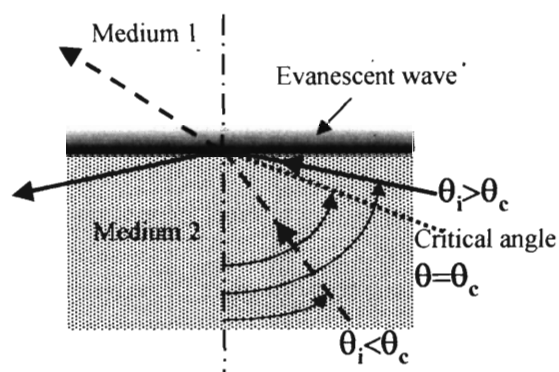


Fig. 6.1 The evanescent wave in the total reflection system.

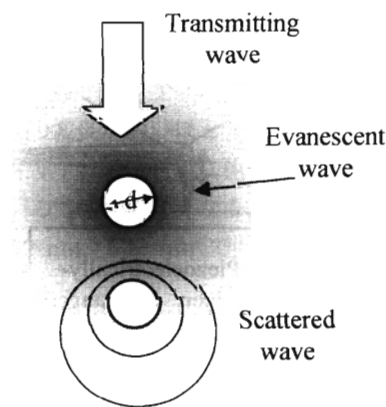


Fig. 6.2 The evanescent wave from a small particle placed in the optical field.

観測する近接場顕微鏡のアイディアはかなり以前から提案されていたが、技術的困難さのため長い間実現しなかった。実用的な SNOM の原型となったのは、1984 年の Pohl らの論文であった^{6.1)}。SNOM による最初のイメージングは 1985 年になされ、20 nm という高分解能が得られた^{6.2)}。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^{6.3)}、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^{6.4)}。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

して用いる方法が主流となった。

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小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行うのが、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ので、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。1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。

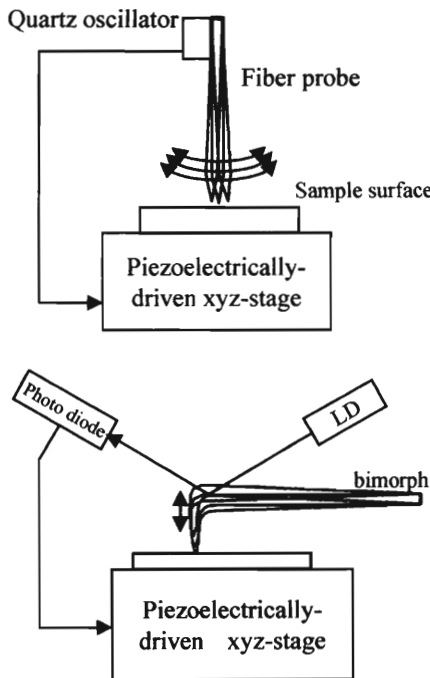


Fig. 6.3 Mechanism of controlling the probe-sample distance using (a) the shear force feed back and (b) the optical leverage feed back.

近接場顕微鏡においては、プローブと物体との距離をどのように保つかが問題になる。最もよく使われるのが Fig. 6.3(a) に示すように剪断力 (shear force) を用いた方法で、プローブを水晶振動子などによって試料面と平行な方向に振動させておき、プローブを試料に近づけると表面とのわずかな接触によって横方向にせん断力を受け振動数に変化が生じるので、この変化を高さ調整用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、試料・プローブ間距離を一定に保ち浮上させる。もう一つの方法は Fig. 6.3(b) に示すような光ファイバを折り曲げ原子間力顕微鏡 (AFM) のカンチレバーとして使い、ファイバの背につけた鏡面状の平坦部を反射鏡として光挺子法で高さを制御する方法である。この場合にはファイバをバイモルフなどの振動子で試料面に対して垂直に振動させ、試料との接近で共振曲線のスロープが変化することを利用して、アクチュエータにフィードバックすることによってプローブの上下移動を行っている。いずれのモードにおいても、アクチュエータにフィードバックすることによってプローブの上下移動を行っている。この信号を利用すれば光学像と同時にトポグラフィ像も測定できる。

SNOM に磁気光学を適用して微小な磁気構造を観察する研究は 1992 年の Betzig らによる報告^{6.5)} 以来、盛んに行われるようになり、その後、プローブの改良^{6.6)}、制御方法^{6.7), 6.8)}、解析法^{6.9)}、アーティファクト^{6.10)} などに関する研究が多く報告されるようになった。しかしファイバプローブを用いて高コントラストの磁気光学偏光像を得ることは非常に難しい。なぜなら、一般にファイバを通る偏光は光弾性のため曲げによる応力や機械的な振動による複屈折を生じ偏光度が低下するからである。

筆者らは、Fig. 6.4 の構成図に示すような近接場磁気光学顕微鏡 (MO-SNOM) を開発した^{6.11)}。この SNOM はベントタイプのプローブを照射モードで使い、AFM モードにより制御している。磁気光学効果に対する感度を向上するため、第 3 回講座 3.1 節で述べた光弾性変調器 (PEM) による光学遅延変調法^{6.12)} を用いた。さらに、ストークスパラメータを用いて光ファイバプローブの偏光性をチェック

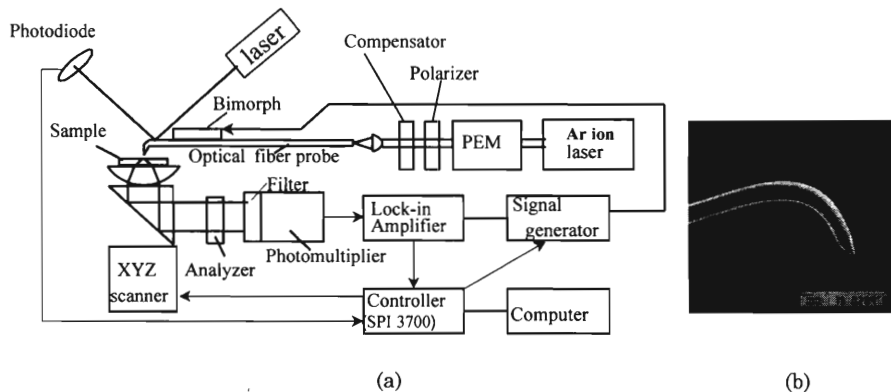


Fig. 6.4 A schematic diagram of the MO-SNOM system developed by the author.

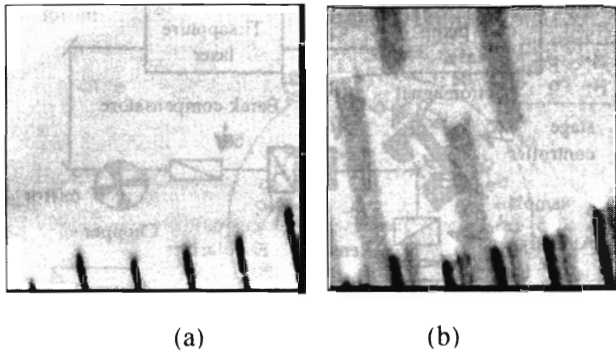


Fig. 6.5 (a) Topographic image and (b) MO image of the recorded marks in the Pt/Co MO disk.

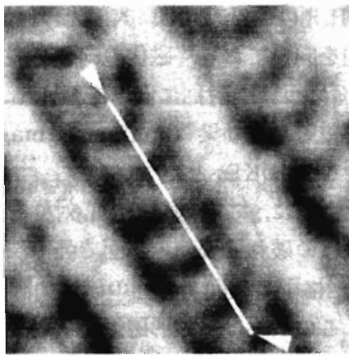


Fig. 6.6 MO-SNOM image of the recorded marks of $0.2\ \mu\text{m}$ in length in the Pt/Co MO-disk.

した結果、偏光度が1に近い良質のプローブは、たとえ複屈折による光学的遅延 (retardation) があっても、光学的に補償可能であり、きれいな偏光画像を得ることができることを示した^{6.13)}。Fig. 6.5 は、Pt/Co 多層膜を記録媒体とする光磁気ディスクに記録された矢羽根型記録マーク (幅 $1\ \mu\text{m}$ 、長さ $6\ \mu\text{m}$) の AFM トポグラフ像 (a) および MO-SNOM 像 (b) である。AFM トポグラフ像には、右下部に案内溝 (groove) のイメージが見えるのみであるが、MO-SNOM 像には、案内溝のない部分に記録磁区形状が明瞭に見られている。解像度は $0.1\ \mu\text{m}$ 程度である。この実験に使用したプローブ先端の開口径は $80\ \text{nm}$ である。プローブ先端と試料表面の距離は約 $20\ \text{nm}$ であった。溝のある部分では、磁区像に黒い線状の像が重畳しているが、これは案内溝のゴーストで、プローブが凹凸をなぞっていく際の過渡現象が信号に現れているものと解釈され、近接プローブ装置特有のアーティファクト (artifact) といわれる。このプローブを用いて観測した長さ $0.2\ \mu\text{m}$ の記録マークの MO-SNOM 像を Fig. 6.6 に示す。ラインスキャンより求められた分解能は約 $130\ \text{nm}$ である^{6.14)}。

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

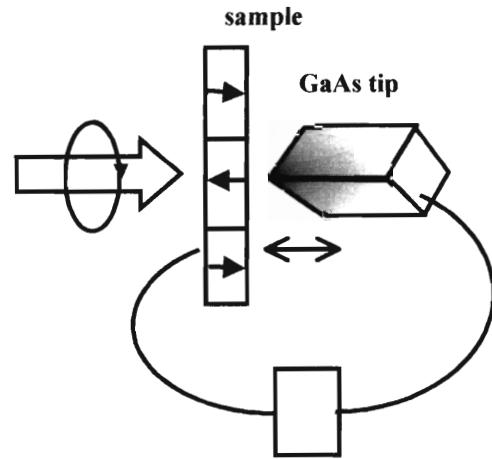


Fig. 6.7 Apertureless MO-SNOM using GaAs tip as a photodetector.

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^{6.15)}。Fig. 6.7 に示すように、へき開した GaAs 結晶の三つの結晶面が作るコーナーを STM 探針として用い、トンネル電流制御で距離を保ち、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。光は GaAs 探針全体に当たるから、光励起で側面に生じた電子が拡散して先端部に到達すると分解能を悪くする。したがって、分解能はキャリアの拡散寿命で決まるといえる。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 $633\ \text{nm}$ では約 $300\ \text{nm}$ 、 $532\ \text{nm}$ では $60\ \text{nm}$ となっている^{6.16)}。

磁性材料の大部分は光学的に不透明であるから透過型ではなく反射型の SNOM 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。Güntherodt のグループでは、Fig. 6.8(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、これを用いて Pt/Co 光磁気ディスクの記録マークを観察した^{6.17)}。結果を Fig. 6.8(b) に示す。このほか、SNOM にはアパーチャレス (開口のない) タイプもあるが^{6.18)}、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。

6.3 非線形磁気光学効果

これまで述べた磁気光学効果はすべて線形の効果、つまり、入射光と同じ波長の出射光についての磁気光学的応答を扱ってきた。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 (second harmonic=SH)

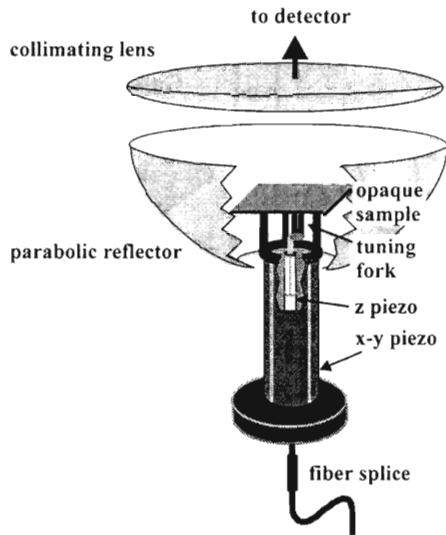


Fig. 6.8(a) Sketch of the SNOM setup in reflection mode.

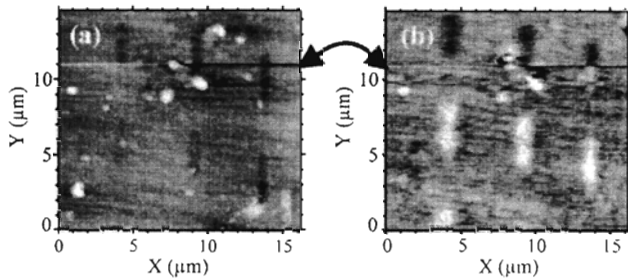


Fig. 6.8(b) Topography (left figure) and MO-SNOM image (right figure) of a Co/Pt sample.

の出射光についての磁気光学応答が非線形磁気光学効果 (nonlinear magneto-optical effect) である。非線形磁気光学効果の原理については、すでに本誌で解説したので^{6,19)}、ここでは簡単な紹介にとどめ、その後の筆者らの研究につき触れておく。

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 (electric dipole approximation) の範囲では、

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) E_j^{(1)}(\omega) \cdot E_k^{(1)}(\omega) \quad (6.1)$$

と表される*1。ここに $E_j^{(1)}, E_k^{(1)}$ は 1 次光の電界の j, k 成分、 $\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ 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、第 2 高調波発生 (second harmonic generation=SHG) が起きない。しかし、表面・界面においては、中心対称性が破れているので SHG を観測することができる^{6,20)}。

また、物質が磁化をもつと対称性が変化し選択則が変化するので、磁化に依存する磁気誘起第 2 高調波発生 (magnetically induced second harmonic generation=MSHG) が見られる。また、P(S) 偏光の 1 次光を入射した

*1 この式において繰り返される添え字については和をとるというテンソル演算の約束に従う。

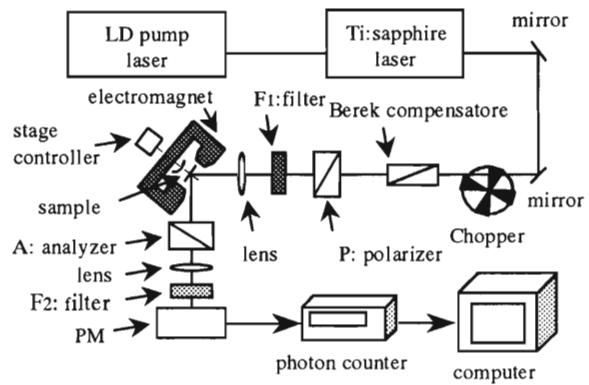


Fig. 6.9 A schematic diagram of measuring system of nonlinear magneto-optical effect.

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 (nonlinear magneto-optical Kerr effect=NOMOKE) という。

先に述べたように、この効果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用いることができる。この効果は、線形磁気光学効果にはない多くの情報を提供するので、磁性薄膜や磁性人工格子の研究に欠くことのできない技術になりつつある^{6,21)}。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^{6,22)}。また、反強磁性の Cr_2O_3 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^{6,23)}、理論解析も行われている。

Fig. 6.9 は筆者が用いている非線形磁気光学効果の測定装置である。光源としてはモードロック・チタンサファイア・レーザの 810 nm の光を用いている。このレーザからは $100 \sim 150$ fs のパルス光が 80 MHz 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_1 を通して試料面上に照射される。フィルタ F_1 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 $40 \mu\text{m}$ 径のスポットに集光され、パワー密度は 1 パルスあたり $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ にも達している。この強い光の場を受けて、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° 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^{6,24)}。Fig. 6.10 に、MgO(100) 基板の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

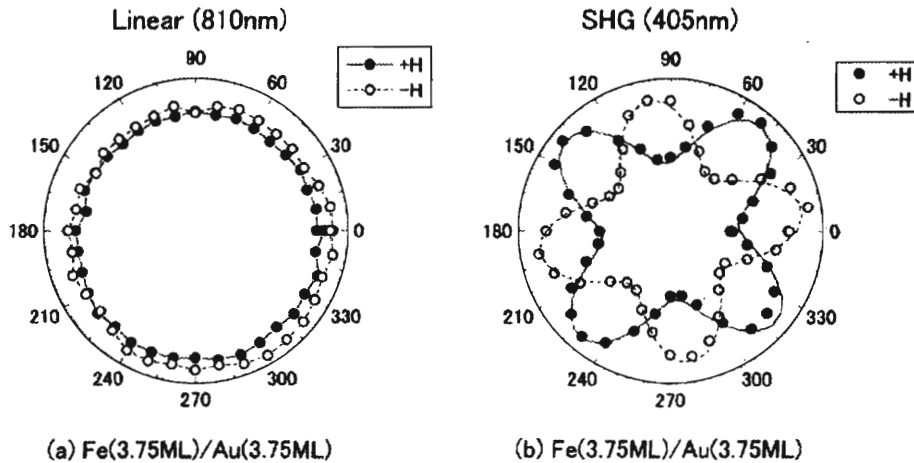


Fig. 6.10 Polar plots of azimuthal angle dependence of (a) linear optical response and (b) nonlinear optical response of a $[\text{Fe}(3.75\text{ML})/\text{Au}(3.75\text{ML})]_{30}$ superlattice.

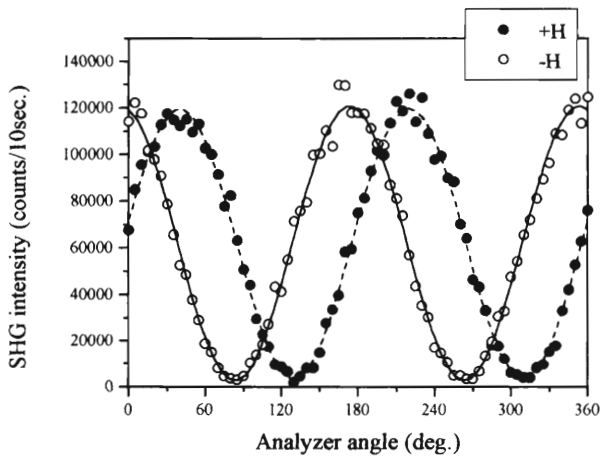


Fig. 6.11 Analyzer angle dependence of the SH intensity for two opposite magnetization directions measured in $[\text{Fe}(3.75\text{ML})/\text{Au}(3.75\text{ML})]_{30}$ superlattice.

(3.75 原子層)] \times 30 周期) に P 偏光 (810 nm) 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示している^{6,25)}。図 (a) は線形 (810 nm) の方位角依存性、図 (b) は SH 光 (405 nm) 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。

一方、入射偏光を P 偏光に固定し、検光子を回転しながら、二つの磁化方向について SH 光強度を測定したものが Fig. 6.11 に示されている。この角度依存性のフーリエ解析から二つの曲線のシフトを求めることにより、NOMOMKE の回転角として 23.2° 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 $\pm 23.2^\circ$ だけ回転した直線偏光であることを示している。

テンソル解析を行うことによって、非線形磁気光学効果

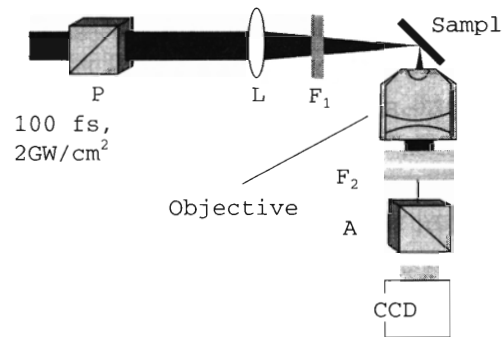


Fig. 6.12 A schematic diagram of nonlinear magneto-optical microscope.

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、光の電界の勾配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導かれる。Fig. 6.10(b) の方位角依存性・Fig. 11 の検光子角依存性は、理論式によって再現することができることが明らかになってきた。

MSHG を用いて磁区のイメージングを行うこともできる^{6,26)}。Fig. 6.12 は非線形磁気光学顕微鏡の構成図である。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 光をカットするフィルタ、 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. 6.13 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、線形と非線形とは異なっており、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^{6,27)}。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伴うため、まだ理論と比較できるような結果は得られていない。今後の課題であろう。

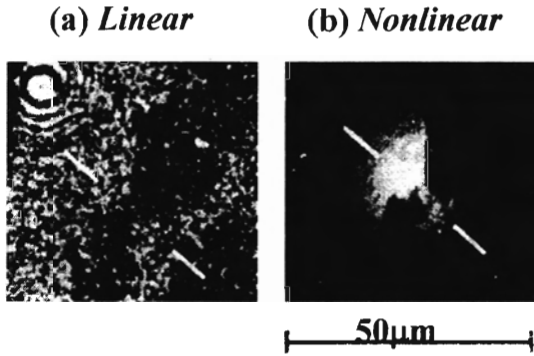


Fig. 6.13 Magnetic domain pattern of CoNi thin film measured by (a) linear and (b) nonlinear magneto-optical microscopes.

6.4 X線吸収端のMCDとX線顕微鏡

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 (synchrotron radiation=SR) のような高エネルギーの電磁波を用いた磁性体の研究は、可視から紫外にかけての通常の光学実験と異なり、周波数 ω 、波数ベクトル k 両方についての情報が得られる点に特徴があるといえよう。 ω についての情報は分光的研究から得られ、 k についての情報は散乱によって得られる。SRを用いた分光研究のもう一つの特徴は、内殻に関係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。放射光による磁性研究については圓山^{6,28)}による優れた解説があるので詳細はそちらを参照されたい。

ここでは簡単にXMCDの物理的起源を紹介する^{6,29)}。円偏光光子のエネルギーが特定の原子のL内殻準位*2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. 6.14 は3d遷移金属の $L_{2,3}$ 吸収に関す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、Fig. 6.14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

*2 ここではL内殻を取り上げたが、M殻($3p_{1/2,3/2} \rightarrow 3d$)でも基本的には同じである。

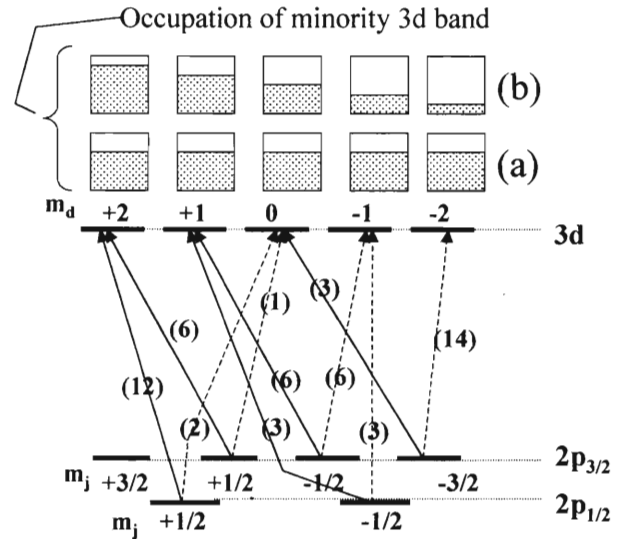


Fig. 6.14 Energy diagram and related transitions associated with the $L_{2,3}$ X-ray absorption. Assuming (a) equal occupation of all the m_d states and (b) asymmetrical occupation among the different m_d states.

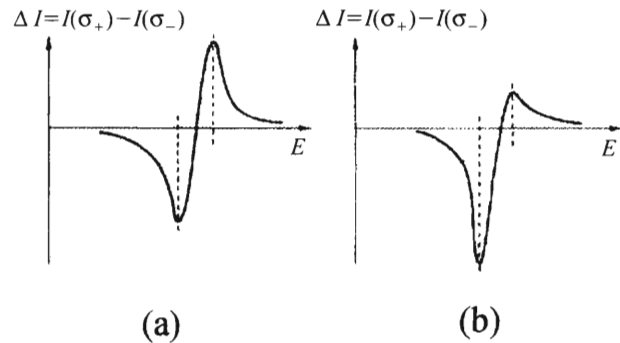


Fig. 6.15 Simulated XMCD assuming (a) equal occupation of all the m_d states and (b) asymmetrical occupation among the different m_d states.

遷移 ($\Delta l = +1$), 破線は左円偏光による遷移 ($\Delta l = -1$) を表し、カッコの中の数値は相対的な遷移確率を表す。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. 6.14(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. 6.15(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. 6.14(b)のように m_d ごとに占有の様子が異なるならば、Fig. 6.15(b)のように非対称な形となる。

次に、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ことを述べる。吸収係数 $\mu_i(E)$ は遷移行列 $M(E)$ の絶対値の2乗と非占有終状態の状態密度(DOS) $\rho_i(E)$ の積に比例する。吸収原子がスピン磁気モーメントをもつ場合、多数スピンdバンドのDOS(ρ^+)と少数スピンdバンドのDOS(ρ^-)には交換分裂によるずれが生じてお

り磁気モーメント m_s はこの差 $\Delta\rho(E)=\rho^+(E)-\rho^-(E)$ の占有状態についての積分値 $m_s/\mu_B = \int \Delta\rho^{occ}(E)dE$ で表される。

外部磁界を加えると、多数スピンの電子のスピンは z 軸に平行になる。このときフェルミの黄金律により左回り円偏光の吸収係数 μ^- と右回りの吸収係数 μ^+ とは一般に異なっている。右左円偏光に対する吸収係数の差 (MCD) $\Delta\mu$ は $|M(E)|^2 \cdot \langle \sigma_z \rangle \cdot \Delta\rho$ のように $\Delta\rho = \rho^+(E) - \rho^-(E)$ に比例するので、非占有バンドのスピンの密度分布の尺度となる。占有局在スピンの密度とのアナロジーから $\int \Delta\rho^{unocc}(E)dE$ は、ホールモーメントと定義される。これは実際の局在モーメントと大きさが同じで、符号が逆である。したがって、XMCD から局所的な磁化を推測することができる。

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。SR 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、非常に丁寧に大がかりな実験を行って、多くの磁性体において XMCD を観測した^{6.30)}。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^{6.31)}。このスペクトル形状は Fig. 6.15(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^{6.32)}。

最近相次いで建設された第 3 世代の SR ストレージ・リングにおいては、非対称な挿入装置 (例えば、軟 X 線領域のヘリカル・ウィングラ、アンジュレータ) を有し偏光度が 100% に及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. 6.16 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^{6.33)}。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。

Schütz のグループでは 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ために、以前は湾曲結晶 (bent crystal) が用いられたが、現在では、フレネル帯板 (Fresnel zone plate) の一種のコンデンサ・ゾーン・プレート (condenser zone plate=CZP) を用いる。Fig. 6.17 に示すように、CZP, 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となっている^{6.34)}。Fig. 6.18 は透過型 X 線顕微鏡で観察した Gd/Fe 人工格子の磁区パターンである^{6.35)}。試料は 30 nm 厚の Si_3N_4 の上に作製されたものである。図に示すように 0.1 μm の分解能が得られているが、将来

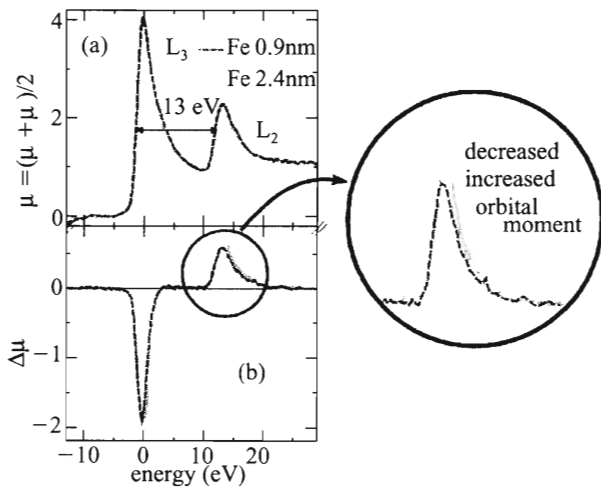


Fig. 6.16 (a) X-ray absorption spectra and (b) corresponding XMCD spectra of Fe thin films for two different thicknesses: gray straight curves representing 2.4 nm and black broken curves 0.9 nm.

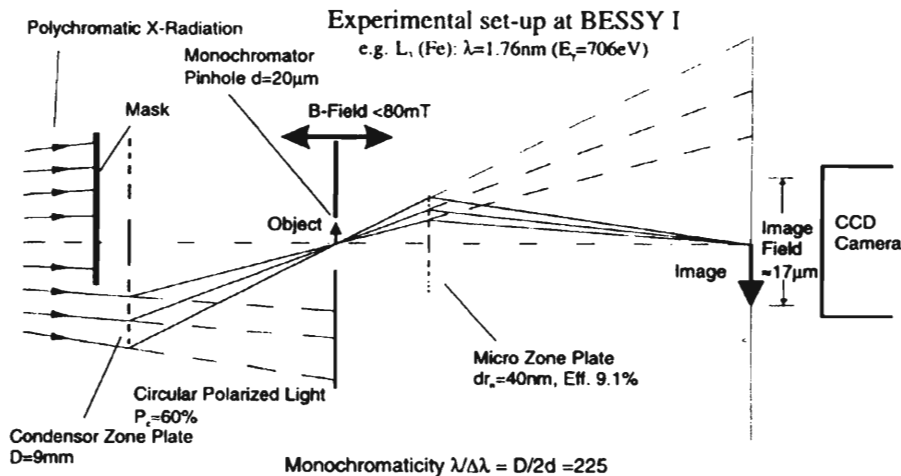


Fig. 6.17 The experimental set-up of the X-ray transmission microscope.

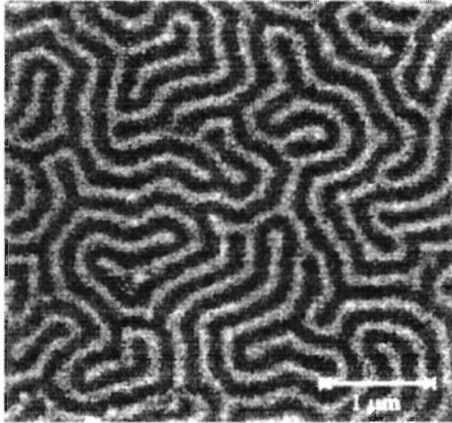


Fig. 6.18 XMCD image obtained at the element-specific Fe L_3 edge of a $[\text{Gd}(0.4 \text{ nm})/\text{Fe}(0.4 \text{ nm})]_{75}$ layered system prepared on 30 nm thick Si_3N_4 membrane.

的には 20 nm まで可能であると考えられている。

6.5 サニャックループを用いた磁気光学効果測定

回転座標系において光が回転方向に沿って1周する時間と、逆方向に1周する時間には相対論に基づく差が生じることを発見者の名にちなんでサニャック効果 (Sagnac effect) という。この時間差を検出するために用いられる光学系をサニャック干渉計 (Sagnac interferometer) という。

Fig. 6.19(a) はサニャック干渉計の基本的配置である。光源からの光はビームスプリッタで二つに分けられ、一方は時計まわり、もう一方が反時計まわりにファイバ・ループを進む。光が1周したあと、ビームスプリッタで光は干渉して強め合い検出器で検出される。このループを通る光は磁界ゼロの静止状態では完全に相反的である。ループが角速度 Ω で回転するならば、もはや相反性は失われ、位相のわずかなずれが生じ、検出器での光強度が減少する。これがサニャック効果で、光ファイバジャイロに応用される。

Fig. 6.19(b) のようにループを切って、光路に、光軸の向きが直交関係にある二つの $\lambda/4$ 移相板を挿入したとき、二つの移相板の間には新しい円偏光状態が生じる。この部分に通常の誘電材料を置いたとしても相反であるから、干渉パターンは変化しないが、もしこの部分に磁性材料を置くとループを右回りに回る光と左回りに回る光の間にはファラデー回転の2倍 ($2\theta_F$) の位相差がもたらされ、検出される干渉パターンに変化を生じる。すなわち、サニャック・ループは非相反効果に敏感で、相反的な光学現象には鈍感なので、複雑屈折のあるような物質においても磁気光学効果を正確に評価できるとされている^{6.36)}。Bauerらは、Fig. 6.20 に示すようなサニャック干渉系と SNOM と組み合わせた MO-SNOM を開発し、カー回転角の感度は 0.06° 、横

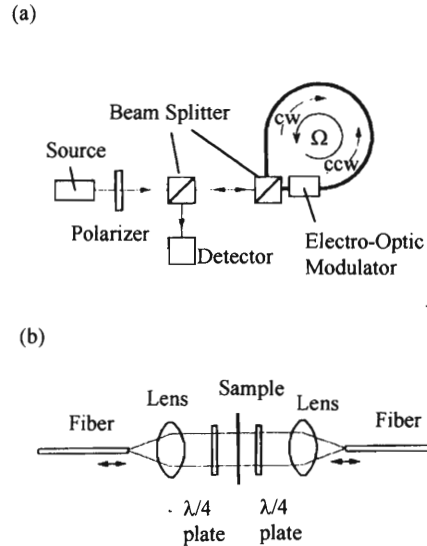


Fig. 6.19 (a) A schematic set-up of the Sagnac interferometer. (b) Two quarter-waveplates with a sample inserted in the fiber loop.

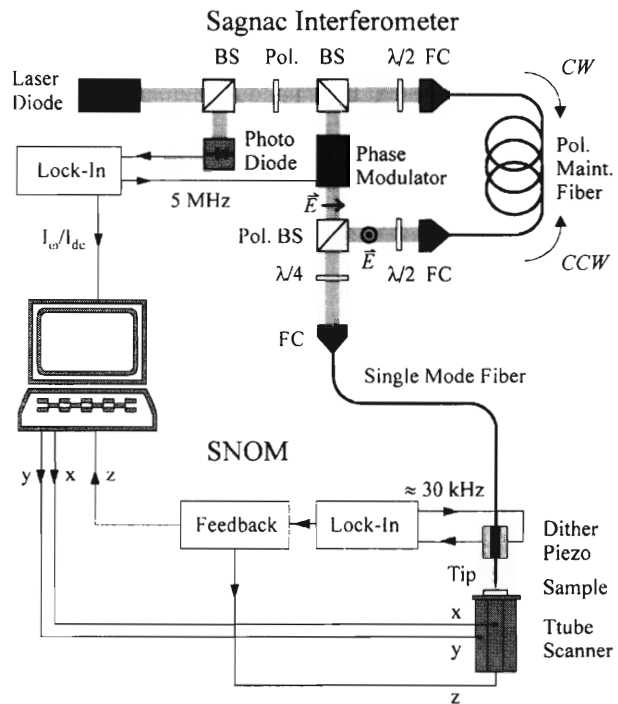


Fig. 6.20 A schematic set-up of the Sagnac-SNOM.

方向の分解能 300 nm を得ている。分解能についてはファイバの改良により向上が可能であるとしている^{6.37)}。

6.6 磁気光学効果と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 Fig. 6.21 に示すようなフェムト秒光パルスを用いたポンプ・プローブ (pump-probe) 磁気光学実験装置を用いて検出しようという研究がヨーロッパで盛んになっている^{6.38), 6.39)}。Beaurepairらはポンプ・プロー

- 6.18) A. Lehtrech, R. Bachelot, P. Gleyzes, and A. C. Boccaro: *Optics Lett.*, **21**, 1315 (1996).
- 6.19) 佐藤勝昭: 日本応用磁気学会誌, **21**, 879 (1997).
- 6.20) Y. R. Shen: "The Principles of Nonlinear Optics" (John Wiley & Sons, New York, 1984).
- 6.21) Th. Rasing: "Nonlinear Magneto-Optical Studies of Ultra Thin Films and Multilayers," Nonlinear Optics of Metals, ed. by K. H. Bennemann (Oxford Univ. Press, Oxford, 1997).
- 6.22) Th. Rasing, M. Groot Koerkamp, and B. Koopmans: *J. Appl. Phys.*, **79**, 6181 (1996).
- 6.23) M. Fiebig, D. Fröhrich, G. Sluyterman, and R. V. Pisarev: *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2906 (1995).
- 6.24) K. Sato, S. Mitani, K. Takanashi, H. Fujimori, A. Kirilyuk, A. Petukhov, and Th. Rasing: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 352 (1999).
- 6.25) K. Sato, A. Kodama, and M. Miyamoto: *J. Appl. Phys.*, **86** (1999), in press.
- 6.26) V. Kirilyuk, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **22**, 715 (1999).
- 6.27) U. Pustogowa, W. Hübner, and K. H. Bennemann: *Phys. Rev. B*, **49**, 10031 (1994).
- 6.28) 圓山 裕: 日本応用磁気学会誌, **22**, 1369 (1998).
- 6.29) 小出常晴: 応用物理, **63**, 1210 (1994).
- 6.30) G. Schütz, R. Frahm, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, and P. Kienle: *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 1661 (1989).
- 6.31) C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma, and S. Modesti: *Phys. Rev. B*, **42**, 7262 (1990).
- 6.32) T. Jo and G. A. Sawatzky: *Phys. Rev. B*, **43**, 8771 (1991).
- 6.33) 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).
- 6.34) P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, P. Guttman, G. Schmahl, P. Pruegl, and G. Bayreuther: *J. Phys. D*, **31**, 649 (1998).
- 6.35) P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, P. Guttman, G. Schmahl, M. Köhler, and G. Bayreuther: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**(Suppl. No. S1), 205 (1999).
- 6.36) A. Kapitunik, J. S. Dodge, and M. M. Fejer: *J. Appl. Phys.*, **75**, 6872 (1994).
- 6.37) A. Bauer, B. L. Petersen, T. Crecelius, G. Meyer, D. Wegner, and G. Kaindl: *J. Microscopy*, **194**, 507 (1999).
- 6.38) E. Beaurepair, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot: *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4250 (1996).
- 6.39) J. Hohlfeld, E. Mattias, R. Knorren, and K. H. Bennemann: *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4861 (1997).
- 6.40) 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
- 6.41) 片山博之, 佐藤純一, 濱本政樹, 澤村信蔵, 荻本泰史, 小嶋邦男, 太田賢司, 橋爪信郎: 日本応用磁気学会誌, **23**, 1901 (1999).
- 6.42) M. Abe: *Phys. Rev. B*, **53**, 7065 (1996).
- 6.43) 井上光輝, 荒井賢一, 阿部正紀, 藤井壽崇, S. Fan, J. D. Joannopoulos: 日本応用磁気学会誌, **23**, 1861 (1999).

(1999年11月2日受理)

佐藤勝昭 さとう かつあき

昭39 京都大学工学部電気工学科卒, 昭41 同大学院工学研究科修士課程修了, 同年 日本放送協会入局, 昭43 同放送科学基礎研究所, 昭59 東京農工大学工学部助教授, 平1 同教授, 現在に至る。

専門 磁気光学

(工博)