

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 VIRecent 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 $d=0.6\lambda/NA$ 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 probesample 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用い,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.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ので、この信号を利用すれ ば光学像と同時にトポグラフ像も測定できる.

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⁶⁵ 以来,盛んに 行われるようになり,その後,プローブの改良⁶⁶,制御方 法^{67,68},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用い, 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) があったとしても, 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 μ m,長さ 6 μ 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 µm 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 nm である. プローブ先端と試料表面の距離は約20nm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 µm 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 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 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っていると 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 nm では約300 nm, 532 nm では 60 nm となってい $3^{6.16)}$.

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、

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



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⁶²¹⁾.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⁶²²⁾.また、反強磁性の Cr₂O₃ 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⁶²³⁾,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 100~150 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F₁を通して 試料面上に照射される. フィルタ F₁ 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 μ 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 GW/cm² 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 F₂ 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

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



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

(3.75 原子層)]×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ェ解 析から二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 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 ±M に対して入射面から面直方向に ±23.2° 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,F₁は光学系で発生するSH光をカットするフィル タ,L₂は対物レンズ,F₂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,線形と非線型と では異なっており,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.

<u>50µm</u>

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、放射光がさまざまの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、波数ベクトルル両方についての 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 のプロー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}(L₂), 2p_{3/2}(L₃) 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} 吸収に関与するエネル 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}→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 $m_{\rm d}$ states and (b) asymmetrical occupation among the different $m_{\rm d}$ 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 $L_3 \ge L_2$ 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 $\mu_l(E)$ 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) $\rho_l(E)$ 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

日本応用磁気学会誌 Vol. 24, No. 2, 2000

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 $m_s/\mu_B = \int \Delta \rho^{\text{occ}}(E) dE$ で表される.

外部磁界を加えると、多数スピンバンドの電子のスピン 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密度分布の尺度と なる.占有局在スピン密度とのアナロジーから $\int \Delta\rho^{\text{unocc}}(E)$ dEは、ホールの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



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.

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 $60 \sim 80\%$ 程度であった. Schütz のグループは、非常に丁寧で大がかりな実験を 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 L₂, L₃ 吸収端の XMCD の測定を行い、L₂ と L₃ 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⁶³⁴⁾. 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⁶³⁵⁾. 試料は 30 nm 厚の Si₃N₄ の上に作製されたものである. 図に示すように 0.1 μ m の分解能が得られているが,将来



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 $[Gd(0.4 \text{ nm})/Fe(0.4 \text{ nm})]_{75}$ 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λ/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(2θ_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 (a)



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ダイナミクス

最近,非常に短い時間スケールでのスピンダイナミクス (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

日本応用磁気学会誌 Vol. 24, No. 2, 2000



Fig. 6.21 A schematic set-up of the measuring system of spin-dynamics using the pump-probe technique with a magneto-optical probe.

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.磁化は励起直後1ps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、 格子系という三つの系の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^{6.38)}. 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. 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 280 fs 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ないこと、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6.399.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を突き止めている^{6.40}. 磁気記録の高密度化、高転送レート化に伴い磁性体の超短 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.

おわりに

これまで6回にわたり,線形および非線形の磁気光学効 果につき,その基礎から応用,さらに,最新の研究動向に ついて述べてきた.今後の動向として,磁気光学の基礎研 究は,スピンダイナミクスなど時間応答を観測する方向, 光の回折限界を超える微小領域の情報を得る方向への展開 が見込まれている.応用的には,磁気記録の熱揺らぎ限界

日本応用磁気学会誌 Vol. 24, No. 2, 2000

を救うものとして、光アシスト磁気記録^{6,41)} など光磁気の 重要性が増すものと期待される.また、この講座では触れ ることができなかったが、微粒子分散系の磁気光学効 果^{6,12)} や、磁性フォトニック結晶における局在モードの磁 気光学効果増大現象^{6,43)} なども今後の展開が注目される分 野である.これらについては、それぞれの論文を参照して いただきたい.

もとより,筆者の限られた知識で磁気光学効果のすべて を語り尽くすことは不可能である.重要な事項が脱落して いるかもしれないので,お気付きの点があれば,ぜひご一 報いただきたい.

この連載講座が、これから磁気光学効果を学ぶ若い研究 者にとってひとつの手がかりとなれば幸いである. 最後に なりましたが、この連載講座を執筆するにあたり、多くの 励ましやご助言をいただいた各位に心から感謝の意を表し ます.

参考文献

- 6.1) D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz: *Appl. Phys. Lett.*, 44, 651 (1984).
- 6.2) D. W. Pohl, W. Denk, and U. Dürig: *Proc. SPIE*, 565, 56 (1985).
- 6.3) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson, and A. Lewis: *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 674 (1988).
- 6.4) E. Bezig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner, and R. L. Kostelak: *Science*, **251**, 1468 (1991).
- 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).
- 6.6) T. Yatsui, M. Kourogi, and M. Ohtsu: *Appl. Phys. Lett.*, 73, 2090 (1998).
- 6.7) J. W. P. Hsu, M. Lee, and B. S. Deaver: *Rev. Sci. Instrum.*, 66, 3177 (1995).
- 6.8) B. L. Petersen, A. Bauer, G. Mayer, T. Crecelius, and G. Kaindl: *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 538 (1998).
- 6.9) E. B. McDaniel, S. C. McClain, and J. W. P. Hsu: Appl. Opt., 37, 84 (1998).
- 6.10) H. Hatano, Y. Inoue, and S. Kawata: *Jpn. Appl. Phys.*, 37, L1008 (1998).
- 6.11) K. Sato, T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, A. Iijima, Y. Mitsuoka, and K. Nakajima: J. Magn. Soc. Jpn., 23(Suppl. No. S1), 201 (1999).
- 6.12) K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys., 20, 2403 (1981).
- 6.13) 吉田武一心,山本 仁,飯島文子,石橋隆幸,佐藤勝昭, 中島邦雄,光岡靖幸:日本応用磁気学会誌, 23, 1960 (1999).
- 6.14) 佐藤勝昭: 固体物理, 34, 681 (1999).
- 6.15) M. W. J. Prins, M. C. M. M. van der Wielen, R. Jansen, D. L. Abraham, and H. van Kempen: *Appl. Phys. Lett.*, 64, 1207 (1994).
- 6.16) H. van Kempen, R. Schad, S. M. Jordan, M. J. P. Stoelinga, M. W. J. Prins, R. H. M. Groenveld, and H. W. van Kesteren: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**(Suppl. No. S1), 211 (1999).
- 6.17) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, and G. Günterodt: *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2803 (1998).

- 6.18) A. Lehrech, R. Bachelot, P. Gleyzes, and A. C. Boccara: *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. Guttmann, G.

Schmahl, P. Pruegl, and G. Bayreuther: J. Phys. D, 31, 649 (1998).

- 6.35) P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, P. Guttmann, G. Schmahl, M. Köhler, and G. Bayreuther: J. Magn. Soc. Jpn., 23(Suppl. No. S1), 205 (1999).
- 6.36) A. Kapitulnik, 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)