

近接場磁気光学顕微鏡の現状と課題

佐藤 勝昭 (農工大工)

1. はじめに

近年、磁気記録の高密度化や磁性微細構造に特有の物性の発現に伴い、サブミクロン～ナノメートルサイズの微小領域における磁性を観測する技術の開発が求められている。従来から、磁気力顕微鏡、電子線ホログラフィ法などの観測技術が開発されているが、いずれも磁性体付近の磁束を観測する手段であり磁化を直接観測する技術ではなかった。これに対し、微小領域の磁気光学効果を観測することができれば、磁性体自身の磁化について直接の情報が得られるはずである。この章ではこのような考えに基づき微小領域の磁気光学効果を観測するための顕微鏡の開発について述べる。

しかしながら、従来の光学顕微鏡においては光の回折限界により波長と同程度の解像度しか得られないということはよく知られている。実際、パルス光照射磁場変調で Pt/Co ディスクに記録された長さ $0.3\mu\text{m}$ の矢羽型のマークを CCD カメラ付き偏光顕微鏡で観測すると、矢羽には見えず円にしか見えない。通常の顕微鏡の解像度はレンズの回折限界で決まる。分解できる寸法 d は $d = 0.61 \lambda / \text{NA}$ で表される。NA は開口数で $\text{NA} = n \sin \theta$ で与えられる。NA はレンズの開口角の $1/2$ である。したがって、波長以下のサイズの情報を得るには、NA を高くするか波長を短くするしかない。NA を大きくする方法の一つとして例えば屈折率 n の大きな液滴を用いて高解像度を得る方法は以前から知られている。また、 $\sin \theta$ を大きくする手段として半球レンズ(SIL: solid immersion lens)によって同様の情報を得る方法も開発されている。これを解決する手段としてここでは near field(近接場または近視野と訳す)光を用いた SNOM(scanning near field optical microscopy)技術について述べる。

近接場とは何であろうか。はじめに図 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場(エバネセント波=evanescent wave)が存在する。このような光の場を近接場とよぶ。この場の存在領域は光の波長より遙かに短い。

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。図 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場のうち、小球の直径程度のごく近傍にある電磁場は伝播せず、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。

走査型プローブ顕微鏡のプローブとして光ファイバーを用い、その先端を細くして波長以下の開口を作るとエバネセント光ができる。図 3 はこの場合の光の場について原理を示す図である。エバネセント光の近接場の中に観測したい対象を置くと、光は散乱され、伝播する波となって放射する。

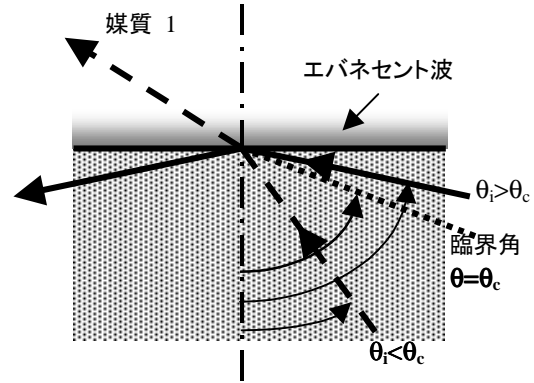


図 1 全反射とエバネセント波

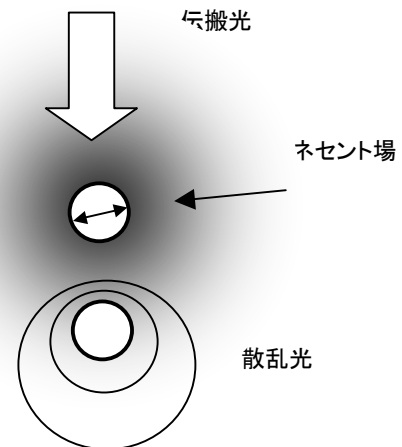


図 2 微小物体の周りのエバネセント場に置かれたもう一つの微小物体による散乱光

この光を光電的に検出することによって光の回折限界よりも小さな領域を見る顕微鏡ができる。プローブの位置を STM などと同様のマイクロアクチュエーターにより制御することにより画像化する技術が利用される。これを走査型近接場顕微鏡(SNOM, または, NSOM)とよぶ。偏光を入射し、磁性体で磁気光学効果を受けたものを検光子を通して観測すれば回折限界以下の領域の磁気光学効果が測定できる。この方法によって 50 nm の解像力が得られている。

1991 年、Betzig らは光ファイバーをテーパー状に細めたプローブから出る近接場光を用いて回折限界を超えた光磁気記録ができること、および、このプローブを用いて磁気光学効果による読み出しができることを明らかにし、将来の高密度記録方式として近接場光がにわかに注目を浴びることになった⁽¹⁾。同時に Betzig は超微細加工した金属細線リングの偏光像を観察することに成功し⁽²⁾、磁気光学顕微鏡として利用できることを明らかにした。最近、近接場光磁気記録は、Betzig の方式ではなく、SIL を使った方式によって実用化が図られている。Betzig 以後も SNOM を微小領域の磁性の観測に用いる試みはいくつかの機関で行われたが、光ファイバーに偏光を通すことの難しさから、磁気光学効果の測定手段として使うことについては困難とされてきた。この項では、近接場について解説するとともに、磁気光学 SNOM の実際例として、光ファイバープローブを原子間力顕微鏡(AFM)の探針として用いる近接場磁気光学顕微鏡(MO-SNOM)技術について記述する⁽³⁾。

2 近接場光学の基礎

2.1 近接場光学の歴史

前章で、Betzig らによる近接場光磁気記録について紹介した。しかし、この研究は突然現れたのではなく、以前からの極めて地道な基礎研究の 1 つの帰結として出てきたものであることを覚えておかなければならない。ここでは、D.W. Pohl(IBM, Zurich)の解説に基づき SNOM の歴史を振り返っておく⁽⁴⁾。

電磁気学において near field(近接場)という概念は決して新しいものではない。Hertz はダイポールの近くの電磁界は $1/r$ ではなく、 $1/r^3$ の依存性をもち far field から予測される強さより遙かに強いということを示している。Sommerfeld は具体的にダイポールアンテナの近傍における電磁界を導出している⁽⁵⁾。狭い開口部をもちいて光の回折限界を超える顕微鏡を作ろうというアイデアは 1928 年にイギリスの科学者 Syngé によってすでに提案されている⁽⁶⁾。しかし、これは、アイデアの段階にとどまり彼の名はすっかり忘れられてしまった。最近の発展につながる直接の先駆者は Ash らで、マイクロ波を用いて波長の $1/60$ の超解像が得られることを明らかにしていた⁽⁷⁾。現在ある姿の SNOM の原型となった最初のもは 1982 年の Pohl らの実験で、刊行は 1984 年であったという⁽⁸⁾。SNOM(当時は NFO と呼ばれていた)によるイメージングの最初の報告は 1985 年になされ、20 nm の分解能が得られた⁽⁹⁾。これとは全く独立に、Fischer (ドイツ Braunschweig 大学)は、暗視野における狭い孔からの散乱を利用する SNOM を開発した⁽¹⁰⁾。一方、ベル研の Cornell らのグループも独立にマイクロリソグラフィを利用して作製した孔を用いた SNOM や⁽¹¹⁾、さらには細く引き伸ばしたマイクロピペットを利用した SNOM を開発している⁽¹²⁾。1991 年 Betzig らはマイクロピペットのテーパーを改良し液体を満たすことにより、空間分解能を飛躍的に向上することに成功した。これにより初めて分光や表面改質まで含めた実用性の高い SNOM が実現したといっても差し支えないであろう⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。先に述べた磁気光学効果への SNOM の利用は、偏光特性についての詳細な実験的裏付けがなされてこそ可能になったものであった⁽²⁾。もう一つ、SNOM と平行して発展した重要な概念として、光子 STM (PSTM)がある⁽¹⁵⁾。これは、エバネセント光子による局所的な「物体・プローブ間相互作用」を用いた顕微鏡で、STM の光子版とでもいった概念である。PSTM の描像に立つと、エバネセント状態とは、2 つの光子伝搬状態に挟まれたトンネル状態と見なすことができる。Hori は、有効質量 $m = \hbar/c \cdot \lambda_C$ をもつ仮想光子(virtual photon)のトンネリングという概念を導入し、近距離の相互作用が湯川ポテンシャルを使って表せると仮定して理論を展開した⁽¹⁶⁾。従来の SNOM の概念は電磁波の伝搬という古典的な枠組みで議論されたが、今後はトンネルの概念に基づいた議論が重要であると考えられる。

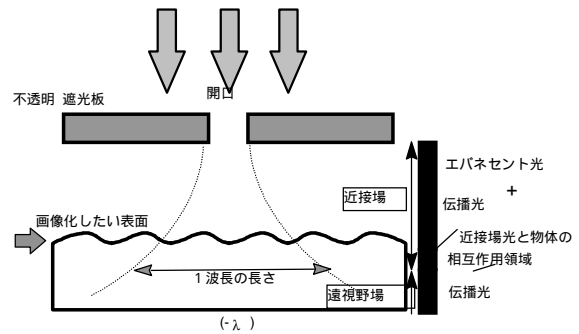


図 3 光ファイバープローブを用いた近接場顕微鏡の原理を示す図

2.2 SNOM の分類

SNOM には、図 4 に示すように全反射系から洩れ出すエバネセント場におかれた物体からの散乱光をプローブで観測する集光モード(collection mode)と、プローブから洩れ出すエバネセント場に置かれた物体による散乱光を普通の光学系で検出する照射モード(illumination mode)との2種類のモードがある。**集光モード**の場合、エバネセント場の強さが距離とともに指数関数的に減少する性質を用いてプローブと試料との距離を制御できる。これに対して照射モードの場合は、プローブ・試料間の距離制御に別の手段を使わなければならない。**照射モード**においては、大きく見て2つ要素技術が、その能力を決定づけている。1つは、プローブをどのように作るかという問題であり、もう一つはどのような手段でプローブと試料の距離を短い距離に保持するかという問題である。

まず、プローブの作製法については、単一モードファイバーを細く引き伸ばして切断し、Al などの金属を斜め蒸着したものが最近の主流になっているが、マイクロピペットを引き伸ばしたタイプのものも使われている。先端についてはエッチングにより様々な形状に加工されている。プローブの先端から出る光の強度は、形状の最適化によって非常に増大するが、その時の分解能は犠牲になる⁽¹⁷⁾。

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図 5(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剪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ー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.5(b)に示すような光ファイバー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、ファイバー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ー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、アクチュエーターにフィードバックする。いずれのモードにおいても、アクチュエーター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ため、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。Chiba らは後者の方法である SNOM/AFM (SNOAM) 方式をとっている^{(18),(19),(20)}。詳細は、3 に記述する。

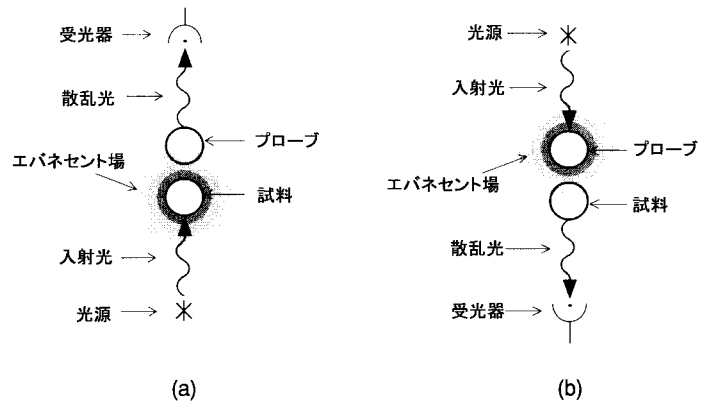


図 4 近接場系の2つのモード(a) 集光モードと(b) 照射モード⁽¹⁷⁾

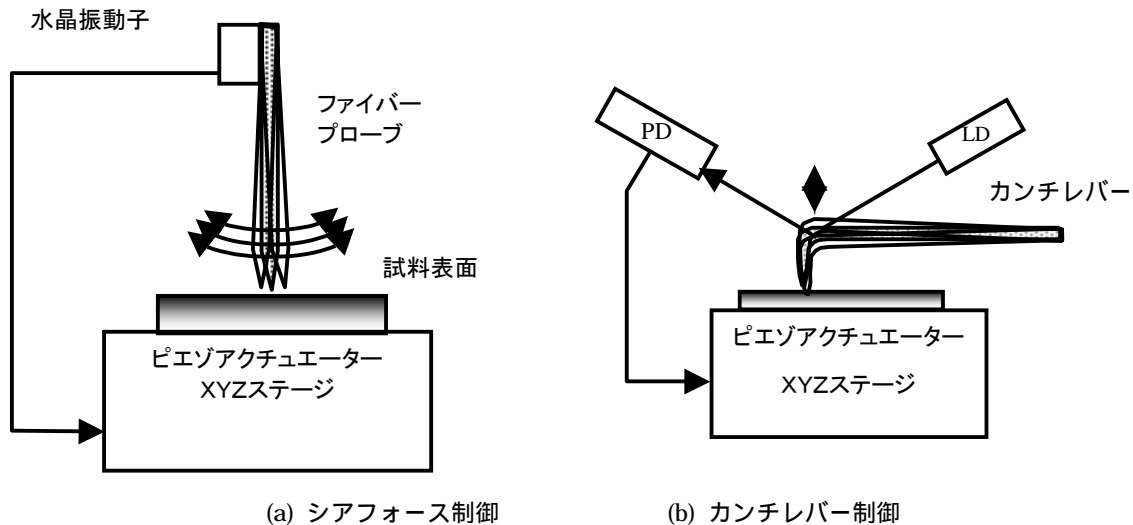


図 5 2種類の制御方式

もう一つ、最近の流れの中に「アパーチャレス」というコンセプトがある。通常のファイバー・プローブの狭い開口部から出る光の伝達効率率は 10^{-5} 以下といわれている。これに対してアパーチャレス方式では、試料表面付近に微小な散乱体を置きレーザー光を照射することにより散乱体付近に近接場を作り、この場の中にある試料の情報を得る方法であるため伝達効率が高く、分解能も散乱体で決まるのでファイバー・プローブより高いという特徴をもつ^{(21),(22)}。微小散乱体として AFM や STM のチップ先端を用いれば、距離制御も容易である。これは、反射型の SNOM に向けた方式であり、検討に値する。

2.3 SNOM による磁気光学効果の測定

近接場光を用いた磁気光学効果の測定については、Betzig らの報告⁽¹⁾以来、多くの試みがなされている。ファイバー・プローブにおける偏光の乱れは、磁気光学効果の測定においてかなり深刻な問題を引き起こす。ほとんどの場合、コントラストが低く十分な解像度も得られていない。Braunschweig 大学のグループは、Sato グループ⁽³⁾と同様に illumination mode で PEM を用いて高感度化を図っているが、十分な分解能を得るに至っていない⁽²³⁾。Dresden のグループは、開口 50nm の単一モード・ファイバー・プローブを collection mode として使い、水晶振動子を用いたシアフォース型の制御によって、TbFeCo 膜の磁気光学像を測定した。ファイバー・プローブの消光比が 1-30 と悪いため、十分なコントラストがとれないと発表している⁽²⁴⁾。

CNRS の Kottler らは、通常の顕微鏡に PEM を組み合わせて得た変調左右円偏光を試料に照射し、光ファイバー・プローブを collection mode として用いて円二色性の光強度変化信号を検出している。プローブ位置の制御には、前節で述べた剪断力(shear force)制御を行っている⁽²⁵⁾。(図 6(a)) 彼らはこの仕掛けを CD-SNOM と呼び磁性体 CoNi/Pt の磁区像を報告している。(図 6(b)) 彼らは、磁性ドット配列を CD-SNOM により観測し、強い回折および干渉による影響を受けており解釈が困難であると記述している⁽²⁶⁾。Hecht らは、"Facts and artifacts in near-field optical microscopy"⁽²⁷⁾ という論文において、近接場光学を使った場合のアーティファクトに注意を喚起しているが、Kottler が観測した干渉パターンもこのアーティファクトである可能性が大きい

3 近接場磁気光学顕微鏡の一例
この節では、Sato らの報告する原子間力制御近接場磁気光学顕微鏡について概略を述べる。

3.1 近接場光学顕微鏡 (SNOM) の構成¹⁸⁾⁻⁽²⁰⁾
図 7 に透過モードの 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。

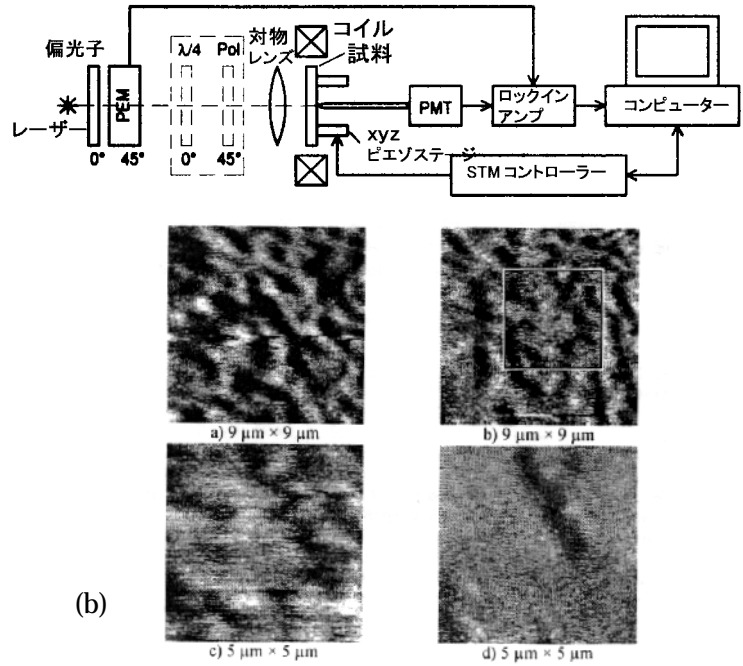


図 6 (a) CD-SNOM システムと (b) Pt/Co の磁区像 (Kottler²⁵⁾)

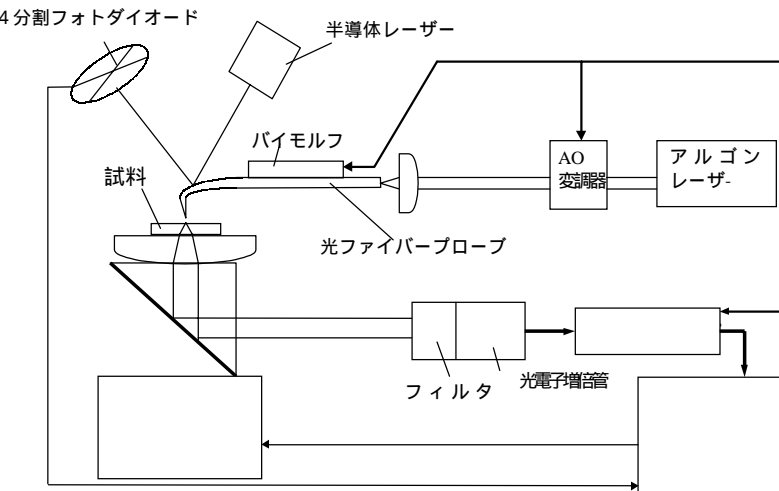


図 7 使用した SNOM システム

最も重要な部品はプローブである。光ファイバーとして単一モードファイバー(コア径 $3.2\ \mu\text{m}$ 、クラッド径 $125\ \mu\text{m}$)を用い、図 8 に示すように曲げて、熱引き法とエッチング法を組み合わせることで先端部を尖らせプローブとしている。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。プローブは、プローブホルダに固定されバイモルフ(振動子)によってその固有周波数(約 15kHz)で振動を受ける。

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。この顕微鏡では、2.2 に述べたように、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ーにフィードバックすることによって位置制御を行う光てこ法を用いている。プローブの直線部の背の部分には反射ミラーが作られており、半導体レーザーを照射し、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、浮上量を $20\text{-}30\text{nm}$ に制御する。

光源としてアルゴンイオンレーザーの 488nm が用いられる。近接場顕微鏡では、解像度はプローブの開口で決まるので、必ずしも波長の短いレーザーを使う必要はないが、ここでは、光てこに用いる赤色レーザーとの干渉を避けるため、波長の十分離れた青色を用いている。レーザー光はカップラでファイバーに結合する。

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ーによって試料台を動かすことにより行われている。このことにより、AFM トポグラフィ像と 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ミックミラーで反射されフィルタ(光てこ用半導体レーザー波長除去)と検光子を通して光電子増倍管に導かれる。

この装置を用いてクロム薄膜標準試料(石英基板上に成膜された膜厚 $20\ \text{nm}$ 、 $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ のクロスハッチ)を観察した結果が図 9 に示される。(a)は AFM によるトポ像、(b)は近接場(非磁性)像である。走査範囲は $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ である。プローブの振動振幅は $10\ \text{nm}$ 、試料 - プローブ間の距離は $20\text{-}30\ \text{nm}$ である。(a)のトポ像の高い部分はクロムのパターンを表しており、対応する近接場像では黒くなっている。これは、クロム薄膜の部分の透過率が低いことによる。図(b)において A-A' と記された線に沿っての光強度のプロファイルを示したのが (c)である。プロファイルの光強度は、石英基板の平均強度で規格化されている。20%-80%を閾値として測った明部・暗部間のスロープの幅によって分解能を推定すると $50\ \text{nm}$ となる。

3.2 偏光子・検光子法による磁気光学イメージング

直線偏光をプローブに入射し、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磁気光学効果を用いたイメージングができる。一般にプローブ光の波長において十分な光の透過強度を保った場合、ファラデー回転としてはせいぜい $1\text{-}2^\circ$ と小さいため、コントラストの高い像が得ることは困難である。この方法により、磁性ガーネット薄膜に光磁気記録された磁気マークを観測した結果を図 10 に示す⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾。この図は Bi 置換ディスプロシウム鉄ガーネット(DyIG)薄膜 MO ディス



図 8 ベントタイプのファイバ・プローブ

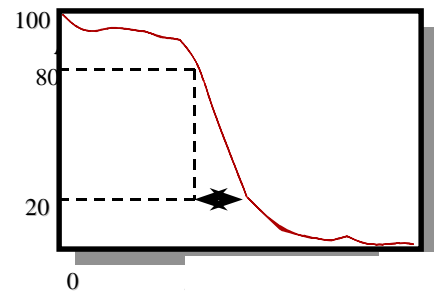
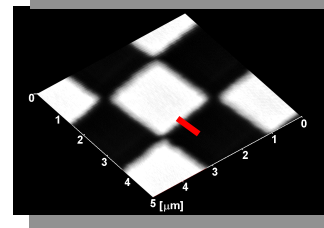
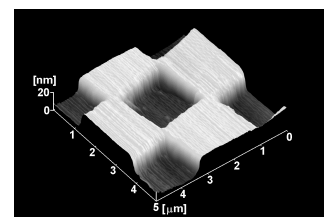


図 9 標準試料を用いた性能評価

クに光強度変調により光磁気記録された微小磁区(3 μm × 1 μm および 0.7 μm × 1 μm)の MO-SNOM 像である。コントラストとしては 0.3 程度が得られたが、図 10 の拡大図に示すようにマーク形状がはっきりしておらず、十分な解像度が得られなかった。

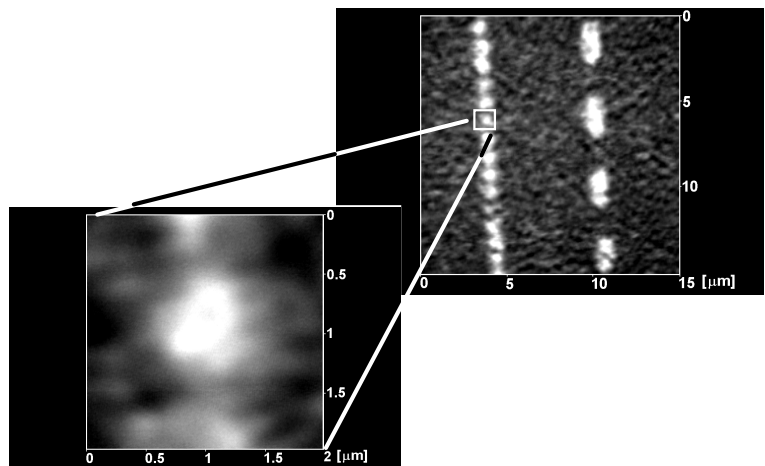


図 8.10 Bi 置換磁性ガーネットに記録された微小マーク(0.7 μm × 1 μm)の MO-SNOM 像

3.3 円偏光変調法による磁気光学イメージング

磁気光学効果は非常に小さいため偏光子・検光子法では検出感度が低い。これを解決するため、Sato グループでは光弾性変調器(PEM)を用いた円偏光変調法を適用することによって高感度化を行っている⁽³⁰⁾。図 11 にこの方法のブロック図を示す。鉛直から 45° 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 pHz で変調された光学遅延を与える。光学遅延量の変調振幅を 4 分の 1 波長に設定すれば左右円偏光が交互に現れる。この変調光を磁性体試料に入射し、透過光を鉛直方向に向けた検光子を通すと、変調周波数 (p : p=50kHz)成分 $I(p)$ が楕円率を、その 2 倍の周波数(2p)の成分 $I(2p)$ が回転角を与える³¹。

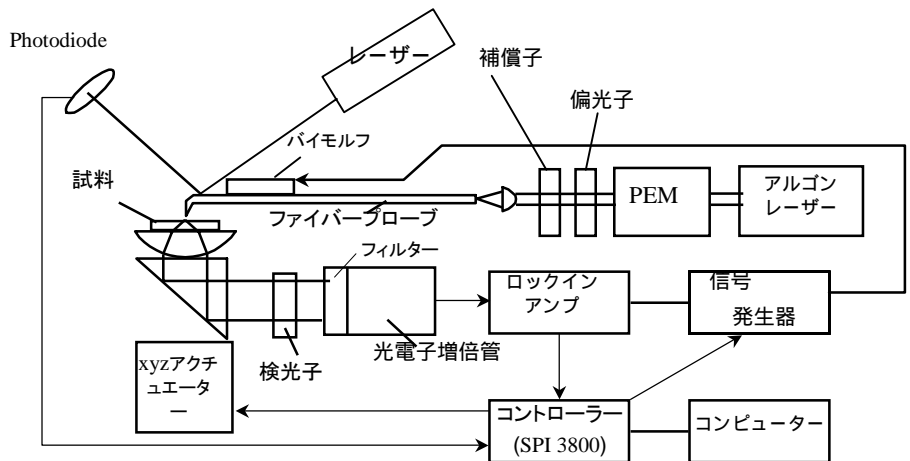


図 11 PEM を用いた磁気光学 SNOM システム

$$\begin{aligned}
 I(0) &= I_0 R \{1 - 2\theta_K J_0(\delta_0)\} \\
 I(p) &= I_0 R \cdot 2\eta_K \cdot 2J_1(\delta_0) \\
 I(2p) &= -I_0 R \cdot 2\theta_K \cdot 2J_2(\delta_0)
 \end{aligned}
 \quad (1)$$

以下に、この SNOM 装置を用いて、Pt/Co 人工格子薄膜 MO ディスクに光磁気記録された記録マークを観察した結果について述べる。MO ディスクは図 12(a)に示すような構造をもっている。記録マークはパルス光ストロブ方式磁界変調法で光磁気記録されているので、マークの形状図 12(b)のように矢羽形状となることがわかっていく。MO ディスクには、グループ(溝)が刻まれているが、グループの無い平坦な部分にも光磁気記録されている。図 13 は、この記録マークを上記の円偏光変調法を用いた MO-SNOM でイメージングしたものである。図 13 の左の図は AFM トポグラフィ像で、凹凸のあるグループ像以外は平坦な面しか見えないが、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 μm)が観測されている。磁気

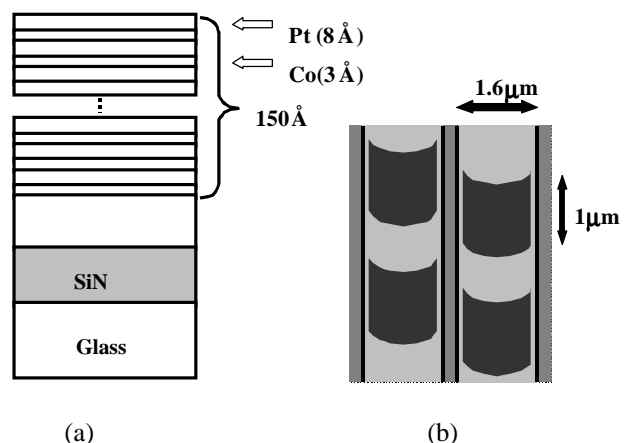


図 12 (a)Pt/Co 人工格子膜を用いた MO ディスクの構造(b)磁界変調法で記録された矢羽根形状のマーク

光学効果の感度としては 1mrad、空間分解能は 100nm である。単なる SNOM 像の空間分解能 50 nm に比べやや分解能は悪くなっている。グループのある部分では、白黒が反転したゴーストが現れているが、凹凸をなぞることやプローブ・試料間の多重散乱によって生じるアーティファクトであると考えられている。

3.4 . 光ファイバプローブの偏光伝達特性^{(32),(33)}

前節に述べたように、円偏光変調法により、明瞭な MO-SNOM イメージングを得ることができたが、観測している磁気光学像は回転角の像であるか、楕円率の像であるかは、このままでは判定できない。それは、使用した光ファイバプローブの偏光伝達特性がわからないためである。

ここでは、偏光特性を知る方法としてストークスパラメーターによる評価法⁽³⁴⁾について述べる。

ストークスパラメーターは S_0, S_1, S_2, S_3 と書かれ、 S_0 は光強度、 S_1 は x 方向の直線偏光性、 S_2 は 45° 方向の直線偏光性、 S_3 は円偏光性を表すパラメーターで、

電場ベクトル E を $E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ とすると

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_1 &= \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_2 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \\ S_3 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \end{aligned} \quad (2)$$

と定義される。また、偏光度 P は

$$P = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0$$

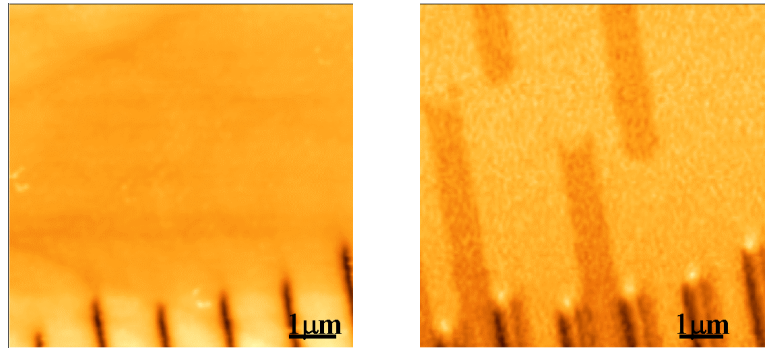
により与えられる。

プローブのストークスパラメーターおよび偏光度の測定法について述べる。光源からの直線偏光を $1/2$ 波長板を回転して角度 θ の直線偏光に変換し、プローブの入射端に導く。プローブ先端からの出射光の伝搬光成分をレンズで集光し、誘電体ミラーで反射後、光電子増倍管で受光する。測定手順は次の通りである。入射直線偏光の角度 θ に対し、透過軸が 0° (x 軸方向)、 45° 、 90° (y 軸方向) の検光子を透過後の光強度 $I_x(\theta)$ 、 $I_y(\theta)$ 、 $I_{45}(\theta)$ を測定する。次に、検光子の直前に $1/4$ 波長板 (0°) を挿入し、検光子 (45°) を透過後の光強度 $I_{qxy}(\theta)$ を測定する。ストークスパラメーター $S_0(\theta)$ 、 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$ は、この 4 つの値から次式により求められる。

$$\begin{aligned} S_0(\theta) &= I_x(\theta) + I_y(\theta) \\ S_1(\theta) &= I_x(\theta) - I_y(\theta) \\ S_2(\theta) &= 2I_{45}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \\ S_3(\theta) &= 2I_{qxy}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \end{aligned} \quad (3)$$

また、偏光度 $P(\theta)$ は全光強度に対する全偏光強度の比で表され、式(4)となる。

$$P(\theta) = \sqrt{S_1(\theta)^2 + S_2(\theta)^2 + S_3(\theta)^2} / S_0(\theta) \quad (4)$$



(a) トポグラフィ像

(b) MO-SNOM 像

図 13 Pt/Co ディスクのトポグラフィ像と MO-SNOM 像

これは、使用した光ファイバプローブの偏光伝達特性がわからないためである。

ここでは、偏光特性を知る方法としてストークスパラメーターによる評価法⁽³⁴⁾について述べる。

ストークスパラメーターは S_0, S_1, S_2, S_3 と書かれ、 S_0 は光強度、 S_1 は x 方向の直線偏光性、 S_2 は 45° 方向の直線偏光性、 S_3 は円偏光性を表すパラメーターで、

電場ベクトル E を $E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ とすると

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_1 &= \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_2 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \\ S_3 &= \langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \end{aligned} \quad (2)$$

と定義される。また、偏光度 P は

$$P = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} / S_0$$

により与えられる。

プローブのストークスパラメーターおよび偏光度の測定法について述べる。光源からの直線偏光を $1/2$ 波長板を回転して角度 θ の直線偏光に変換し、プローブの入射端に導く。プローブ先端からの出射光の伝搬光成分をレンズで集光し、誘電体ミラーで反射後、光電子増倍管で受光する。測定手順は次の通りである。入射直線偏光の角度 θ に対し、透過軸が 0° (x 軸方向)、 45° 、 90° (y 軸方向) の検光子を透過後の光強度 $I_x(\theta)$ 、 $I_y(\theta)$ 、 $I_{45}(\theta)$ を測定する。次に、検光子の直前に $1/4$ 波長板 (0°) を挿入し、検光子 (45°) を透過後の光強度 $I_{qxy}(\theta)$ を測定する。ストークスパラメーター $S_0(\theta)$ 、 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$ は、この 4 つの値から次式により求められる。

$$\begin{aligned} S_0(\theta) &= I_x(\theta) + I_y(\theta) \\ S_1(\theta) &= I_x(\theta) - I_y(\theta) \\ S_2(\theta) &= 2I_{45}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \\ S_3(\theta) &= 2I_{qxy}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \end{aligned} \quad (3)$$

また、偏光度 $P(\theta)$ は全光強度に対する全偏光強度の比で表され、式(4)となる。

$$P(\theta) = \sqrt{S_1(\theta)^2 + S_2(\theta)^2 + S_3(\theta)^2} / S_0(\theta) \quad (4)$$

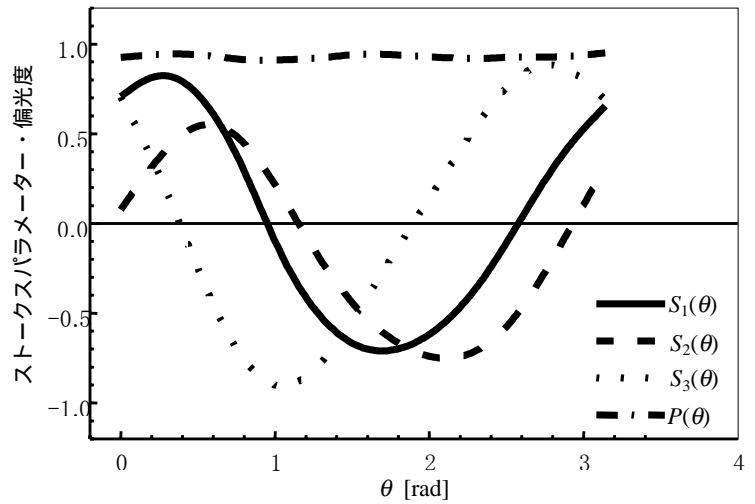


図 14 ファイバプローブのストークスパラメーターの一例

このようにして求めたベントタイプ光ファイバー・プローブのストークスパラメーターを図 14 に示す。 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$ は全光強度 $S_0(\theta)$ で規格化したものがプロットしてある。 $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$ は入射直線偏光の偏光面の回転角 θ に対し、それぞれ正弦波的に変化している。方位とともに位相差 $S_3(\theta)$ が変化していることからこのプローブは、波長板のようにふるまうことがわかる。波形のわずかな歪みは彎曲部分、テーパ部分、開口部分の形状の非対称性から生じると考えられる。

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、開口からの出射光は偏光度が低下すると考えられる。しかし、偏光度はほぼ一定で、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成分であると考えられる。

このように、性能の良い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ので、適当な位相補償子を用いることによって偏光特性を補償できる。

3.5 補償した光学系を用いた MO-SNOM 観察

一般に、方位角 α 、位相差 Δ の波長板に角度 θ の直線偏光が入射した時の波長板のストークスパラメーターは、式(5)で表すことができる。

$$\begin{aligned} S_0(\theta) &= 1 \\ S_1(\theta) &= \cos 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) - \cos \Delta \cdot \sin 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_2(\theta) &= \sin 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) + \cos \Delta \cdot \cos 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_3(\theta) &= \sin \Delta \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \end{aligned} \quad (5)$$

これらの式から $S_1(\theta)$ 、 $S_2(\theta)$ 、 $S_3(\theta)$ はそれぞれ正弦波で表され、 $S_3(\theta)$ の振幅値から位相差 Δ 、正弦波の位相から方位角 α が求まることがわかる。

補償子として、波長依存性のない Berek 補償子を採用し、方位角を $\alpha+\pi/2$ 、位相差を Δ に調節し、実際にプローブの偏光特性の補償を行った結果を図 15 に示す。位相差を表す $S_3(\theta)$ の振幅が非常に小さく、位相差は 0.1 ラジアン以下になっており、ほぼ完全に補償され直線偏光になっていることがわかる。

光軸に波長板（位相差 Δ 、方位角 α ）が存在する場合、 $I(p)$ 、 $I(2p)$ は、磁気光学効果と単純な比例関係にならない。検光子の角度を波長板の方位角 α と一致させると、

$$\begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\eta_F) \cdot (\cos \Delta \cdot F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \end{aligned} \quad (6)$$

$$I(2p) \approx I_0 T \cdot 4J_2(\eta_F) (1/2 \cdot \sin 2\alpha - \cos 2\alpha \cdot \sin \Delta \cdot F - \cos 2\alpha \cdot \cos \Delta \cdot \theta_F)$$

となり、 $I(p)$ には位相差 Δ に応じて η_F 、 θ_F が混じった信号が現れる。また、 $I(2p)$ には、さらに方位角 α を含む項のため、磁気光学効果の検出が困難になることがわかる。ここで、 $\alpha=0$ とすると、

$$\begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\eta_F) \cdot (\cos \Delta \cdot F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \end{aligned} \quad (7)$$

$$I(2p) \approx -I_0 T \cdot 4J_2(\eta_F) \cdot (\sin \Delta \cdot F + \cos \Delta \cdot \theta_F)$$

となり、両周波数成分とも位相差 Δ と η_F 、 θ_F を含む信号が現れる。したがって、楕円率および回転角を分離して得るためには方位角 $\alpha=0$ 、位相差 $\Delta=0$ あるいは $\Delta=\pi/2$ にする必要があることがわかる。

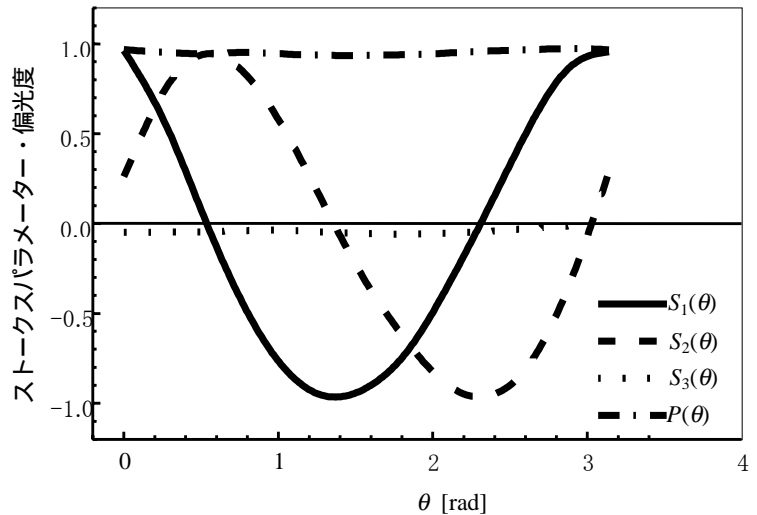


図 8.15 偏光伝搬特性補償後のファイバープローブのストークスパラメーター

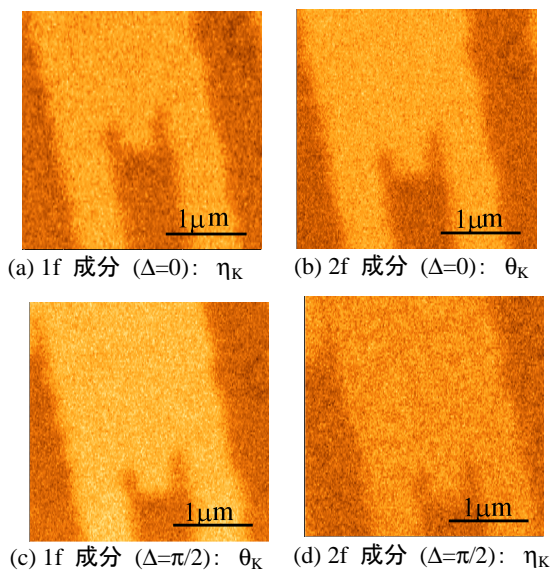


図 16 Pt/Co に記録されたマークの伝搬特性補正後の MO-SNOM 像

リターデーション = 0 の場合 (a) ファラデー楕円率像、(b) ファラデー回転像
 リターデーション = $\pi/2$ の場合 (c) ファラデー回転像、(d) ファラデー楕円率像

図 16 に位相差を $\Delta=0$ あるいは $\Delta=\pi/2$ として測定した磁気光学像を示す。図の(a)と(b)は位相差 $\Delta=0$ で測定した補償後の磁気光学像で、(a)[p 成分]は楕円率像、(b) [2p 成分]は旋光像を示す。一方、図の(c)と(d)は位相差 $\Delta=\pi/2$ で測定した磁気光学像で、(c)[p 成分]が旋光角像、(d) [2p 成分]は楕円率像を表している。それぞれコントラストの異なる像が得られ、明瞭にマーク形状が確認できた。

図 17 は、同じ Pt/Co ディスクに記録された長さ $0.2 \mu\text{m}$ の矢羽型記録マークのカー楕円率像を示す。ほぼ 100nm の解像度が得られている。感度は約 1mrad である。

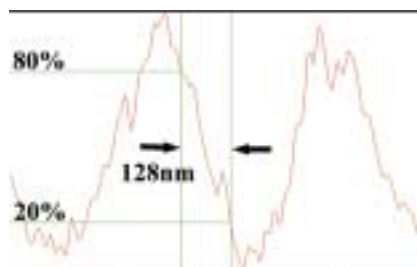
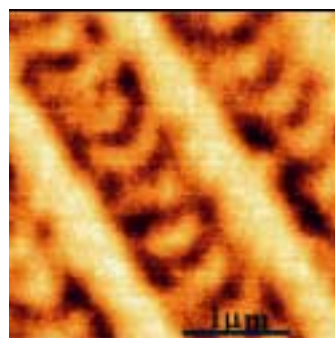


図 17 Pt/Co ディスクに記録された $0.2 \mu\text{m}$ のマークの MO-SNOM 像

4 反射型 MO-SNOM

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。Sato グループでは図 18 に示すような試作した反射型 SNOM の開発を行っている。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。クロム薄膜標準試料（石英基板上に成膜された膜厚 20nm 、 $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ のクロスハッチ）の反射 SNOM 像を測定したところ多少のアーティファクトが見られるが、 100nm 程度の解像度で光学像が観測されている。MO-SNOM 像は報告されていない。

Güntherodt のグループでは、図 19 に示すような放

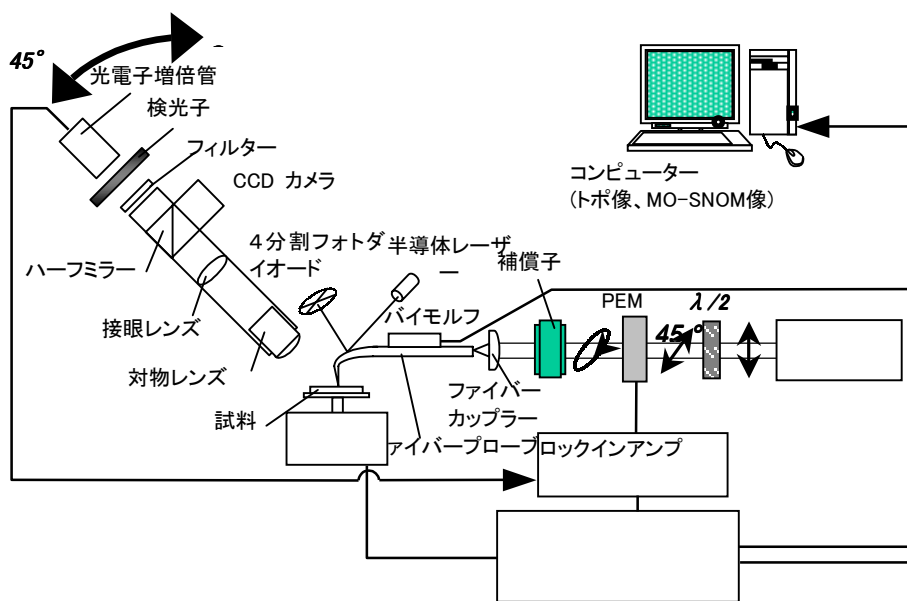


図 18 反射型 SNOM の構成図

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⁽³⁵⁾。必ずしも高い解像度は得られていないが、磁気光学イメージングに成功している。

5. おわりに

この章では、近接場における磁気光学効果について測定法を中心に述べた。とくにファイバプローブをカンチレバーとして用いる近接場磁気光学顕微鏡(MO-SNOM)について紹介し、100nm 程度の分解能で磁気光学像が得られていることを示した。浅学のため、近接場の理論について触れることが出来なかった。これについては、専門家の書かれたものを参照されたい⁽¹⁷⁾。

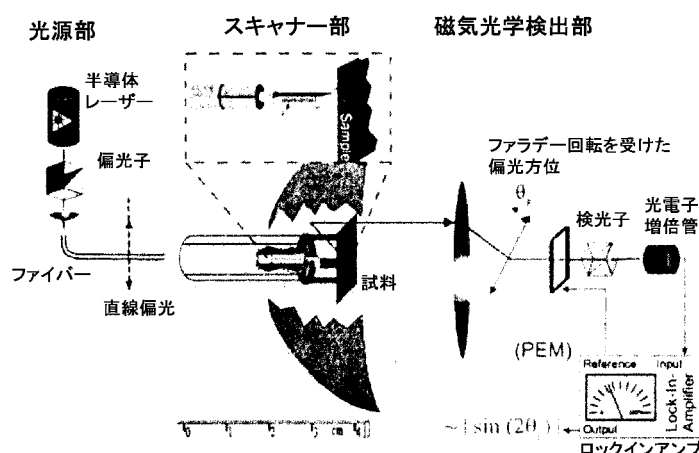


図 8.20 凹面鏡を集光に用いた反射型 SNOM の構成図

参考文献

- (1) E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder and C.-H. Chang: Appl. Phys. Lett. **61** (1992) 1432
- (2) E. Betzig, J.K. Trautman, J.S. Weiner, T.D. Harris and R. Wolfe: Appl. Opt. **31** (1992) 4563
- (3) 佐藤勝昭: 固体物理 **34** (1999) 681
- (4) D.W.Pohl: Near Field Optics eds. D.W.Pohl and D. Courjon (Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1993) p.1.
- (5) A. Sommerfeld: Ann.D. Phys. **IV 28** (1909) 665
- (6) E.H. Syngé: Phil. Mag. **6** (1928) 356.
- (7) E.A. Ash and G. Nichols: Nature **237** (1972) 510
- (8) D.W. Pohl, W. Denk and M. Lanz: Appl. Phys. Lett. **44** (1984) 651.
- (9) D.W. Pohl, W. Denk and U. Dürig: Proc. SPIE **565** (1985) 56.
- (10) U. Ch. Fischer: J. Vac. Sci. Technol. **B3** (1985) 386
- (11) A. Lews, M. Isaacson, A. Harootunian and A. Murray: Ultramicroscopy **13** (1984) 227
- (12) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis: Appl. Phys. Lett. **49** (1988) 674.
- (13) E. Bezig, J.K. Trautman, T.D. Harris, J.S. Weiner and R.L. Kostelak: Science **251** (1991) 1468.
- (14) E. Bezig and J.K. Trautman: Science **257** (1992) 189.
- (15) R.C. Reddick, R.J. Warmack and T.L. Ferrell: Phys. Rev. **B39** (1989) 767.
- (16) H. Hori: Near Field Optics, eds. D.W. Pohl and D. Courjon (Kluwer Academic, The Netherlands, 1993) p. 105.
- (17) M. Otsu and H. Hori: Near-Field Nano-Optics (Kluwer Academic, New York, 1999) Chap. 4, p.113
- (18) M. Fujihira, H. Mononobe, H. Muramatsu and T. Ataka: Chem. Lett. **3** (1994) 657
- (19) N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka and M. Fujihira: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) 321
- (20) H. Muramatsu, N. Chiba, K. Homma, K. Nakajima, T. Ataka, S. Ohta, A. Kasumi and M. Fujihira: Appl. Phys. Lett. **66** (1995) 3245.
- (21) F. Zenhausern, M.P. O'Boyle and H.K. Wickramasinghe: Appl. Phys. Lett. **65** (1994) 1623.
- (22) Y. Inouye and S. Kawata: J. Microscopy **178** (1995) 14.
- (23) G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held and P. Fumagalli: Proc. 4th Int. Conf. Near-Field Optics (NFO-4), Jerusalem, Feb. 9-13, 1997
- (24) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt: Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 2803
- (25) V.Kottler, N. Essaidi, N.Ronarch, C. Chappert, and Y. Chen: J. Magn. Magn. Mater. **165** (1997) 398.
- (26) V. Kottler, C. Chappert, N. Essaidi and Y. Chen: Proc. 7th Joint MMM-Intermag Conference, Jan. 1998
- (27) B. Hecht, H. Bielefeldt, Y. Inouye, D.W. Pohl and L. Nowotny: J. Appl. Phys. **81** (1997) 2492
- (28) Y. Mitsuoka, K. Nakajima, K. Honma, N. Chiba, H. Muramatsu and T. Akita: J. Appl. Phys. **83** (1998) 3998.
- (29) K. Nakajima, Y. Mitsuoka, N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, K.Sato and M. Fujihira: Ultramicroscopy **71** (1998) 257.
- (30) T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima: J. Magn. Soc. Jpn. **23** (1999) 712.
- (31) K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) 2403.
- (32) T. Ishibashi, T. Yoshida, A. Iijima, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima: J. Microscopy **194** (1999) 374
- (33) 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** (1999) 1960
- (34) 川上彰二郎、白石和男、大橋正治: 光ファイバとファイバ形デバイス、(培風館、1996)
- (35) P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt: Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 2803