

近接場磁気光学顕微鏡(MO-SNOM) の開発

東京農工大学工学部 佐藤勝昭

§1 はじめに

磁気記録・光磁気記録の高密度化はとどまることを知らずビットのサイズは $0.2\mu\text{m}$ よりも微細になりつつある。この状況の中、さらなる高記録密度を実現するためには、記録状態を観察、評価し、媒体性能を向上させることが要求される。また、ナノメートルオーダーの微小領域における磁性体の観察は磁気物性の基礎研究においても重要である。微小な磁区のイメージを観察する手段として、さまざまな電子顕微鏡や近接プローブ顕微鏡を用いた観察法が研究開発されている。ここでは、筆者らが開発してきた近接場顕微鏡(SNOM)を用いた磁気光学イメージングについて紹介する。

§2 近接場とは¹⁾

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 λ は波長、 NA はレンズの開口(numerical aperture)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。したが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注目されている²⁾。

これに対して全反射光学系でエバネセント波を用いた超解像の方法が知られている。エバネセント波とは、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

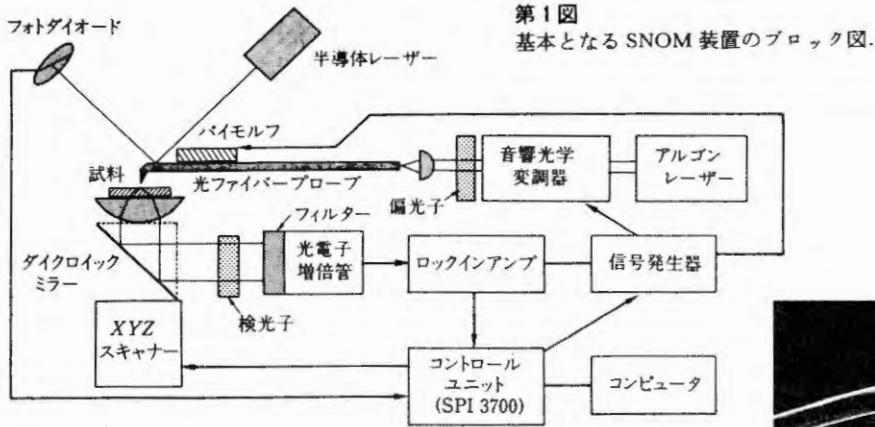
い電磁波である。この光の場を近接場(near field)という。この場の中に物体が来ると、そこで散乱された光は伝播する電磁波に変換され観測されるようになる。

全反射光学系ではなく、狭い開口部を用いて回折限界を超える顕微鏡を作ろうというアイデアは、1928年に英国のSyngéによって提案された³⁾。しかし、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⁴⁾。SNOMによる最初のイメージングは1985年になされ、 20nm という高分解能が得られた⁵⁾。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⁾、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⁷⁾。

SNOMを利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⁸⁾以来、盛んに行われるようになり、その後、プローブの改良⁹⁾、制御方法^{10,11)}、解析法¹²⁾、アーティファクト¹³⁾などに関する研究が多く報告されるようになった。

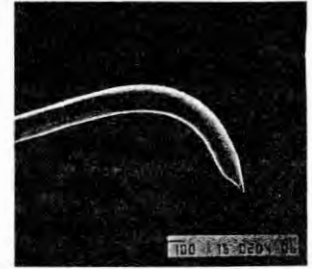
§3 SNOM/AFM システム

第1図にわれわれの採用した透過モードの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SPI3700型SNOMである^{14,15)}。通常のSNOMでは、ファイバーの先端と試料表面との距離をshear forceを用いて制御しているが、ここで用いたシステムでは、光楯子によるAFMモードを用いて制御している。プローブはバイモルフによって 15kHz で振動してお

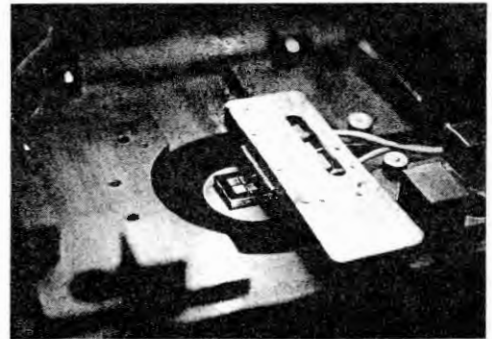


り、その Q-curve の slope によって上下調整用の圧電アクチュエータに feed back をかけている。試料面上の走査も圧電アクチュエータによって試料台を動かすことによって行われている。このことにより、AFM トポグラフ像と SNOM 光学像が同時に得られるという利点をもっている。

最も重要な部品であるプローブについて説明しておく。光ファイバーには single mode ファイバー (コア径 $3.2\ \mu\text{m}$, クラッド径 $125\ \mu\text{m}$) を用いており、第 2 図の写真のように曲げて、先端部を尖らせプローブとしている。このような形状を作るには、ファイバーの曲げる位置に CO_2 レーザーを照射し内部を熱で軟化させると、レーザー光の当たっている側と逆側とで表面張力に差が生じ、ファイバーを湾曲することができる。先端を先鋭化する方法には 2 通りあり、1 つは「熱引き法」と呼ばれ、予め張力を印加したファイバーに CO_2 レーザーを照射し融解させ、細く引き伸ばして切断する。もう 1 つは、「エッチング法」で、フッ酸などが混合されたエッチング液にファイバーを浸し先鋭化させる。エッチング時間を制御して適当な形状に加工する。プローブの先鋭化した開口部付近は、金属 (Al, Au) を真空蒸着して被覆する。プローブを回転しながら被覆し、先端部に開口を残す。金属の被覆によりクラッド層からの漏れ光を防ぎ、伝搬光を散乱することを防ぐ。本研究で用いたプローブは、熱引き法とエッチング法を組み合わせで作製された。金属 (Al) 被覆の厚みは $100\text{--}150\ \text{nm}$ 、先端部の開口 (金属被覆のな



第 2 図
ベントタイプ光ファイバープローブの写真。



第 3 図 プローブホルダー。

くなった部分)は直径 $80\text{--}100\ \text{nm}$ である。

プローブは、プローブホルダーに固定される。ホルダーには、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。プローブの湾曲部が鉛直方向を向くよう取り付けが、この装着には若干の習熟を要する。第 3 図の写真はプローブホルダーに取り付けられたベントタイププローブが試料の上に置かれているさまを示している。電線はバイモルフに $15\ \text{kHz}$ の交流電圧を印加するためのものである。

プローブホルダー上に光てこ部のアセンブリが

すっぽりと覆うように乗る。プローブと試料との間の原子間力による変位の差を検出するために、光てこを用いる。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4分割型ディテクターで検出する。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。

プローブと試料との距離(浮上量)はAFMユニット(SPI3700)の制御部で20-30 nmになるよう制御されている。一般的なSNOMではプローブを音叉などで振動させ 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とその固有周波数が増えるので、光てこの出力の電気信号にも変化が現れ、これをチューブ型のピエゾアクチュエータにフィードバックして位置制御を行う。

光源は、アルゴンイオンレーザーの488 nmである。この光は音響光学変調器(AOM)を用い on-off される。開閉はプローブの振動と同期しており、ロックイン検出が行われる。プローブが試

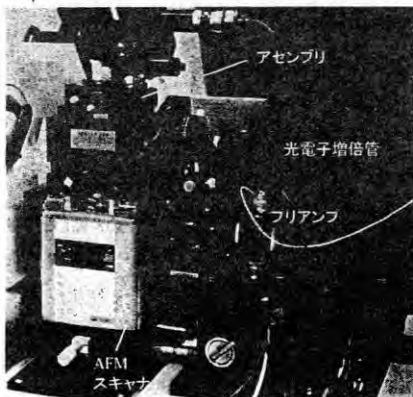
料に接近したときのみ光を on とすることで SN 比を高めている。レーザー光は偏光光学系を通し、カップラーでファイバーに結合する。

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、xyz ピエゾアクチュエータで微動することができる。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フィルター(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。第4図はこの部分の写真である。

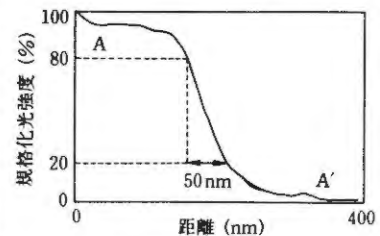
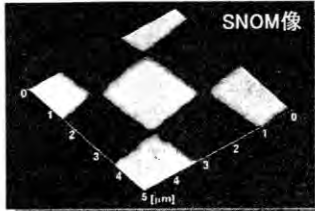
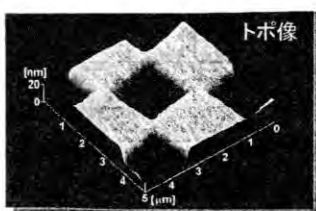
第5図は、この装置でCrの市松模様を観測したAFMトポグラフィ像とSNOM像である。エッジの立ち上がりから算出した分解能は50 nmである。

§4 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はずである。しかし、実際にやってみると大変難しいことがわかる。まず、単なる光学像に比べ磁気光学像はコントラストが大変低いのである。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1-2°と小さいためである。もう1つの原因は光ファイバープローブの偏光特性にある。ファイバーを弯曲させたことおよび先端部を絞ったことにより、入射偏光は光学遅延(optical retardation)を受け楕円偏光になる。楕円の長軸と短軸の比の



第4図 光てこ部アセンブリとピエゾアクチュエータ。



第5図 テストサンプル(Crの市松模様)のAFMトポグラフィ像とSNOM像。

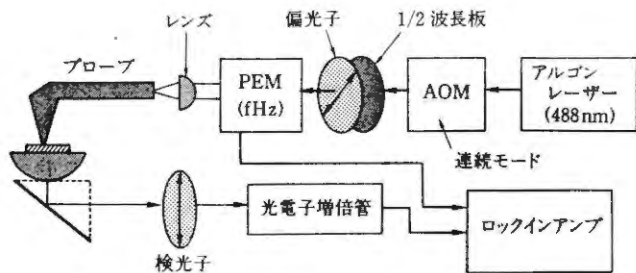
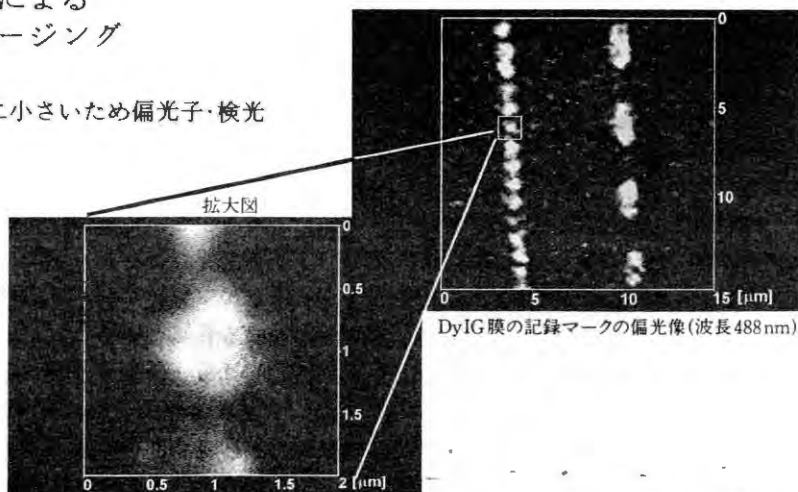
2乗が消光比と呼ばれるが、これが当初は9程度のもから400程度まで大きくばらついていた(最近、製法が安定しているのもこれほどのばらつきはない)。これを補償するために2分の1波長板と4分の1波長板を組み合わせ、最適化すると消光比10程度のプローブでも70程度に改善される。ファイバーの詳細な偏光特性については、§6で詳述する。

この方法を用いて、磁性ガーネット薄膜に光磁気記録された磁気マークの観測を行った^{16,17)}。第6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、第6図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。

§5 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

第6図
ディスプロシウム鉄ガーネット薄膜 MO ディスクの記録マークの MO-SNOM 像。



第7図 円偏光変調法のブロック図。

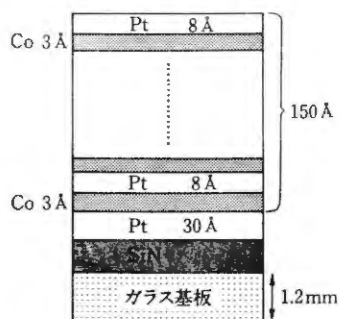
子法では検出感度が低いという問題があった。そこで、われわれは光弾性変調器(PEM)による円偏光変調法を適用することによって高感度化することをを目指した。第7図にこの方法のブロック図を示す。鉛直から45°の方位の直線偏光を PEM に入射すると、光の電界の鉛直成分と水平成分との間に pHz で変調された光学遅延を与える。光学遅延量の変調振幅を4分の1波長に設定すれば左右円偏光が交互に現れる。この変調光を磁性体試料に入射し、透過光を鉛直方向に向けた検光子を通すと、変調周波数($p: p=50$ kHz)成分 $I(p)$ が楕円率 η を、その2倍の周波数($2p$)の成分 $I(2p)$ が回転角 θ を与える¹⁸⁾。

$$I(0) = I_0 R \{1 - 2\theta \cdot J_0(\delta_0)\}$$

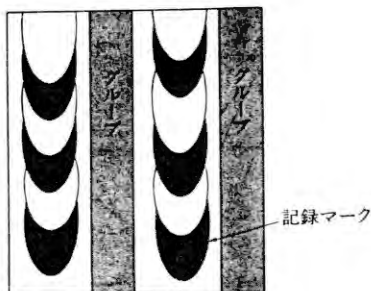
$$I(p) = I_0 R \cdot 2\eta \cdot 2J_1(\delta_0) \quad (1)$$

$$I(2p) = -I_0 R \cdot 2\theta \cdot 2J_2(\delta_0)$$

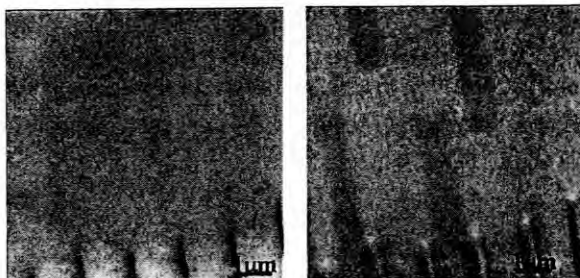
PEM による円偏光変調法を SNOM に適用す



第8図 Pt/Co 人工格子薄膜 MO ディスクの構造。



第9図
光ストロープ磁界変調記録による
矢羽形状記録マーク。



第10図 Pt/Co人工格子薄膜MOディスクの記録マークのAFM
トポグラフ像と円偏光変調法によるMO-SNOM像。

る場合、AOMは変調を止め連続光がでるようにしている。これは、AOMの変調周波数の高調波とPEMの変調周波数との間でビートが生じ画像に縞模様が生じることを防ぐためである。このSNOM装置を用いて、第8図に示すような構造をもつ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。記録マークは、パルス光ストロープ方式磁界変調法で光磁気記録されているので、第9図のように矢羽形状となることがわかっている。MOディスクには、グルーブ(溝)が刻まれているが、グルーブの無い平坦な部分にも光磁気記録されているものを用いた。第10図は、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¹⁹⁾。第10図の左の図はAFMトポグラフ像で、凹凸のあるグルーブ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 μm)が観測されている。磁気光学効果の感度 ~ 1 mrad、空間分解能 ~ 100 nmを得ることができた。グルーブのある部分では、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思われる。

§6 光ファイバープローブの 偏光伝達特性^{20,21)}

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効果が回転角をみているのか、楕円率をみているのか判定できない。それは、使用した光ファイバープローブの偏光伝達特性がわからないためである。そこで、われわれは、プローブの偏光特性をストークス法²²⁾で評価し解析した。

6.1 ストークス・パラメーターの測定法

ストークス・パラメーターは次のように定義される。電界ベクトル E を

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

で定義すると、4つのパラメーター $S_1 \sim S_2$ は次式で与えられる。

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

偏光度 P は S を用いて次のように与えられる。

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

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 は円偏光性を表わしている。

プローブのストークス・パラメーターおよび偏光度を far field で測定した。光強度をロックインアンプで検出するために、音響光学変調器(AOM)による強度変調を行った。フォトカプラーの前に配置した1/2波長板で光源からの直線偏光を角度 θ の直線偏光に変換し、プローブの入射端に導い

た。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(PMT)で受光した。プローブ以外の偏光特性を除くため、試料は用いなかった。PEMは電源をoff, Berek補償子は位相差, 方位ともに0°にした。

測定手順は次のとおりである。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を測定し, $I_x(\theta)$, $I_y(\theta)$, $I_z(\theta)$ を得た。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 $I_{45}(\theta)$ を測定した。この4つの値から次の(2)式により $S_0(\theta)$, $S_1(\theta)$, $S_2(\theta)$, $S_3(\theta)$, を算出した。

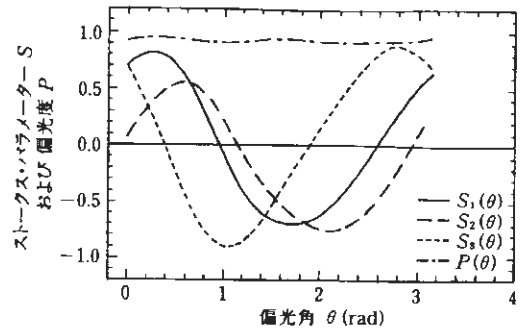
$$\begin{aligned} S_0(\theta) &= I_x(\theta) + I_y(\theta) \\ S_1(\theta) &= I_x(\theta) - I_y(\theta) \\ S_2(\theta) &= 2I_{45}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \\ S_3(\theta) &= 2I_{90}(\theta) - [I_x(\theta) + I_y(\theta)] \end{aligned} \quad (2)$$

ここで, $S_0(\theta)$, $S_1(\theta)$, $S_2(\theta)$, $S_3(\theta)$ はそれぞれ, 全光強度, x軸方向の直線偏光強度, 45°方向の直線偏光強度, 右回り円偏光強度を表わす。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わされ, 式(3)となる。

$$P(\theta) = \sqrt{S_1(\theta)^2 + S_2(\theta)^2 + S_3(\theta)^2} / S_0(\theta) \quad (3)$$

6.2 プローブの偏光伝達特性

ベントタイプ光ファイバプローブのストークス・パラメーターを測定した結果を第11図に示す。 $S_1(\theta)$, $S_2(\theta)$, $S_3(\theta)$ 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, 波長板のように振る舞うことがわかる。波形のわずかな歪みは弯曲部分, テーパー部分, 開口部分の形状の非対称性から生じると考えられる。一般的にSNOMで使用されるストレートタイププローブにおいても位相差が生じるが, 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たり, 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



第11図 ベントタイプファイバプローブのストークス・パラメーターの入射偏光方位依存性。

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。

6.3 プローブの偏光特性の補償

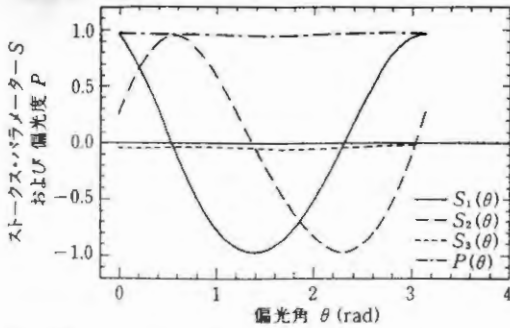
前節に述べたように使用したベントタイププローブは高い偏光度をもち, 偏光伝達特性は波長板と同様の振舞いをする事がわかった。したがって, 適当な位相補償子を用いることによって補償できるはずである。

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ときの波長板のストークス・パラメーターは, 式(4)で表わせる。

$$\begin{aligned} S_0(\theta) &= 1 \\ S_1(\theta) &= \cos 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) \\ &\quad - \cos \Delta \cdot \sin 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_2(\theta) &= \sin 2\alpha \cdot \cos 2(\theta - \alpha) \\ &\quad + \cos \Delta \cdot \cos 2\alpha \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \\ S_3(\theta) &= \sin \Delta \cdot \sin 2(\theta - \alpha) \end{aligned} \quad (4)$$

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わされ, $S_3(\theta)$ 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。

本研究では波長依存性のないBerek補償子を採用した。補償子の方位角を $\alpha + \pi/2$, 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。その結果を第12図に示す。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, ほぼ直線偏光になっている



第12図 Berek 補償子による位相補償後のストークスパラメータ。

ことがわかる。また、 $S_1(\theta)$ と $S_2(\theta)$ の変化は入射直線偏光の回転を表わしている。

以上から、ペントタイプ光ファイバプローブは、ほぼ波長板として扱うことができ、偏光補償が可能であるといえる。

§7 位相補償したファイバーを用いた磁気光学イメージング²³⁾

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、

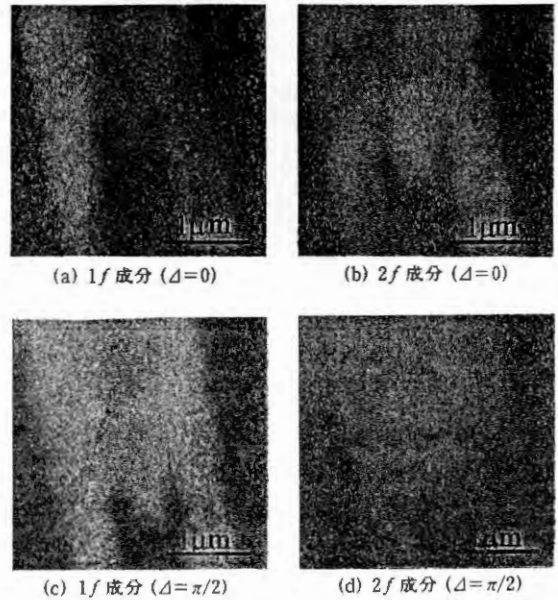
$$\begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\delta_0) \cdot (\cos \Delta \cdot \eta_F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \\ I(2p) &\approx I_0 T \cdot 4J_2(\delta_0) (1/2 \cdot \sin 2\alpha \\ &\quad - \cos 2\alpha \cdot \sin \Delta \cdot \eta_F - \cos 2\alpha \cdot \cos \Delta \cdot \theta_F) \end{aligned} \quad (5)$$

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、 $I(2p)$ 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、

$$\begin{aligned} I(0) &\approx I_0 T \\ I(p) &\approx I_0 T \cdot 4J_1(\delta_0) \cdot (\cos \Delta \cdot \eta_F - \sin \Delta \cdot \theta_F) \\ I(2p) &\approx -I_0 T \cdot 4J_2(\delta_0) \cdot (\sin \Delta \cdot \eta_F + \cos \Delta \cdot \theta_F) \end{aligned} \quad (6)$$

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



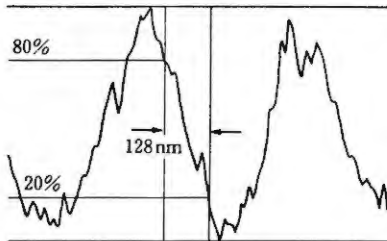
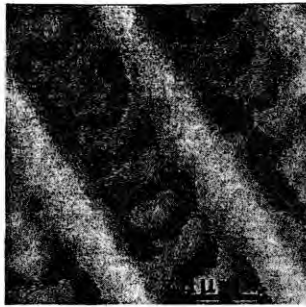
第13図 補償したファイバーを用いて円偏光変調法で観測したPt/Co-MOディスクの記録マークのMO-SNOM像。

- (a) $\Delta=0$, 1f成分: 磁気楕円率像,
- (b) $\Delta=0$, 2f成分: 磁気旋光角像,
- (c) $\Delta=\pi/2$, 1f成分: 磁気旋光角像,
- (d) $\Delta=\pi/2$, 2f成分: 磁気楕円率像.

差 $\Delta=0$ あるいは $\Delta=\pi/2$ にする必要があることがわかる。

第13図に前述の測定条件で観察した磁気光学像を示す。第13図(a)と(b)は位相差 $\Delta=0$ で測定した磁気光学イメージで、(a)[p 成分]は楕円率像、(b)[$2p$ 成分]は旋光像を示す。一方、第13図(c)と(d)は位相差 $\Delta=\pi/2$ で測定したもので、(c)[p 成分]が旋光角像、(d)[$2p$ 成分]は楕円率像である。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。同じ旋光角の像なのに(b)と(c)とではコントラストが異なるのは p 成分の検出系と $2p$ 成分の検出系のゲインの違いによると考えられる。

第14図はマーク長 $0.2 \mu\text{m}$ の矢羽型記録マークのカー楕円率によるSNOM像である。ラインスキャンにより、ほぼ 100 nm の解像度が得られていることがわかる。矢羽形状の再現が悪いが、この観察に用いたプローブの先端開口部の形状のゆがみも一因と考えられる。



第14図
Pt/Co-MO ディスクに記録されたマーク長 $0.2 \mu\text{m}$ の記録マーク像。

8 まとめと今後の課題

ベントタイプの光ファイバプローブを照射モードとして用いた透過型 SNOM において円偏光変調法を用いることによって鮮明な光磁気記録マークの磁気光学像を観察することができた。ベントタイプの光ファイバプローブの偏光伝達特性は波長板とほぼ同様であることがストークス法により確認されたので、適当な補償を行うことにより、変調周波数成分を磁気楕円率に、変調周波数の2倍の成分を磁気旋光に、それぞれ対応させることができた。開口部の直径が 80 nm のプローブを用いて 100 nm 程度の解像度を得ることに成功、 $0.2 \mu\text{m}$ の長さの記録マークを明確に観測できた。

今後の課題としては、反射型の MO-SNOM 技術を確認するほか、微小部分の磁気光学スペクトル測定技術および低温・真空などの条件下での測定技術を開発することが望まれる。

本研究は、文部省科学研究費基盤研究(A)および特定領域研究(A)「微小領域の磁性と伝導」の助成を受けて行ったものである。開発にご尽力い

ただいたセイコーインスツルメンツ(株)の中島邦雄、光岡靖幸両氏に感謝する。また、実験に協力いただいた東京農工大学工学部石橋隆幸助手および大学院学生吉田武一心君に感謝する。なお、測定に用いたガーネット MO ディスク、および、Pt/Co MO ディスクは、それぞれ NHK 技研の河村紀一氏、日立マクセル研究所栗野博之氏から提供を受けた。ここに深く感謝する。

〔参考文献〕

- 1) D. W. Pohl: *Near Field Optics*, eds. D. W. Pohl and D. Courjon (Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1993) pp. 1-5.
- 2) P. Glijer, T. Suzuki, B.D. Terris: *J. Mag. Soc. Jpn* 20 (Suppl. S1), 297 (1996).
- 3) E. H. Syng: *Phil. Mag.* 6 (1928) 356.
- 4) D. W. Pohl, W. Denk and M. Lanz: *Appl. Phys. Lett.* 44 (1984) 651.
- 5) D. W. Pohl, W. Denk and U. Durig: *Proc. SPIE* 565 (1985) 56.
- 6) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis: *Appl. Phys. Lett.* 49 (1988) 674.
- 7) E. Bezig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner and R. L. Kostelak: *Science* 251 (1991) 1468.
- 8) 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) 142.
- 9) T. Yatsui, M. Kourogi and M. Ohtsu: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 2090.
- 10) J. W. P. Hsu, Mark Lee and B. S. Deaver: *Rev. Sci. Instrum.* 66 (1995) 3177.
- 11) B. L. Petersen, A. Bauer, G. Mayer, T. Creelius and G. Kaindl: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 538.
- 12) E. B. McDaniel, S. C. McClain and J. W. P. Hsu: *Appl. Opt.* 37 (1998) 84.
- 13) H. Hatano, Y. Inoue and S. Kawata: *Jpn. Appl. Phys.* 37 (1998) L1008.
- 14) M. Fujihira, H. Mononobe, H. Muramatsu and T. Ataka: *Chem. Lett.* 3 (1994) 657.
- 15) N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, and M. Fujihira: *Jpn. J. Appl. Phys.* 34 (1995) 321.
- 16) Y. Mitsuoka, K. Nakajima, K. Honma, N. Chiba, H. Muramatsu and T. Akita: *J. Appl. Phys.* 83 (1998) 3998.
- 17) K. Nakajima, Y. Mitsuoka, N. Chiba, H. Muramatsu, T. Ataka, K. Sato and M. Fujihira: *Ultramicroscopy* 71 (1998) 257.
- 18) K. Sato: *Jpn. J. Appl. Phys.* 20 (1981) 2403.
- 19) T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima: *J. Magn. Soc. Jpn.* 23 (1999) 712.
- 20) T. Ishibashi, T. Yoshida, A. Iijima, K. Sato, Y. Mitsuoka and K. Nakajima: *Proc. 5th Int. Conf. Near-Field Optics (NFO-5)*, Wakayama, Dec. 6-10, 1998, *J. Microscopy* (印刷中).
- 21) 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) (刊行予定).

22) 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).

23) K. Sato, T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, A. Iijima, Y. Mitsuoka, and K. Nakajima: *Proc. Magneto-Optical Int. Symposium '99, Monterey, Jan. 10-13, 1999*; J. Magn. Soc. Jpn. 23, Suppl. S1 (1999) (印刷中).