



物性物理学特論A第12回

磁気光学研究の最近の展開

佐藤勝昭

慶應義塾大学講師(非常勤)

東京農工大学名誉教授・工学府特任教授

(独)科学技術振興機構(JST)戦略的創造研究事業さきがけ

「革新的次世代デバイスを目指す材料とプロセス」研究総括

磁気光学効果研究の最近の展開

- 近接場磁気光学効果
- 非線形磁気光学効果
- X線磁気円二色性
- 磁気光学効果による観測技術
- これからの磁気光学研究



1. 近接場磁気光学顕微鏡 (MO-SNOM)

- 近接場とは
- 近接場顕微鏡 (SNOM) の歴史
- 近接場磁気光学顕微鏡 (MOSNOM) の開発
- MOSNOMによる光磁気記録データの観察

SNOM=scanning near-field optical microscope(近接場光学顕微鏡)

従来の光学vs.近接場光学

- 従来の光学においては、波長より大きなスケールでの物質の光学応答を均質なものとみなし、平均化してマクロなパラメータである誘電率に置き換えて媒質を伝搬する電磁波の分散関係を設定することによって、電磁波の伝搬の問題を取り扱い、物質の部分系と光のミクロな電磁相互作用を顕わに取り扱わない。
- これに対して、近接場光学では、光学応答している物質系の表面に、光波長よりも遙かに近い距離まで小さなプローブを近づけて、物質系の光学応答を計測するので、原子レベルにいたるまでのミクロな領域での光と物質の相互作用の素過程を観察することとなる。

近接場光学を特徴づける空間的サイズ

- 従来のスケールの波動光学においては、物質の光学応答は、光の波長のスケールで平均化されたものであり、波動現象が有効であるような空間的スケールは、どんなに小さくても波長程度の領域にとどまる。このため、波動現象に基づく干渉効果をどのように利用しても波長の数分の1程度以下の空間に収束することができない。これを光波の回折限界と呼んでいる。
- これに対して、近接場光は、あらゆる相互作用にともなう物質近傍での光の場を含んでおり、近接場光を特徴づける空間的なサイズは、波長ではなく、着目している物質の空間的な広がり、プローブと物質との距離に依存し、空間的細かさに制限はない。ただし、原子スケールに近づくと、電子の波動関数の広がりを観測することとなって、光の場と物質とを切り離すことができなくなる。

近接場における電磁相互作用の特徴

- 波長よりはるかに微小な物質の近傍には、非常に空間周波数の高い、すなわち波数の大きな電磁場分布があるが、この場は物質から遠ざかると指数関数的に減少してしまうエバネッセント波である。
- 従って、光波長よりも遙かに短い距離に置かれた2つの微小物体は、それぞれの物体の近傍にあって互いの相手に向かって指数関数的に減衰していく2つのエバネッセント波が含まれ、近距離に置かれた物体間でのみ相互作用しあう。
- 一方の物体が光源であり、他方が検出器であれば、物体間での電磁エネルギーの移動がおきる。これは、物体間での**光励起のトンネル現象**と見ることができる。

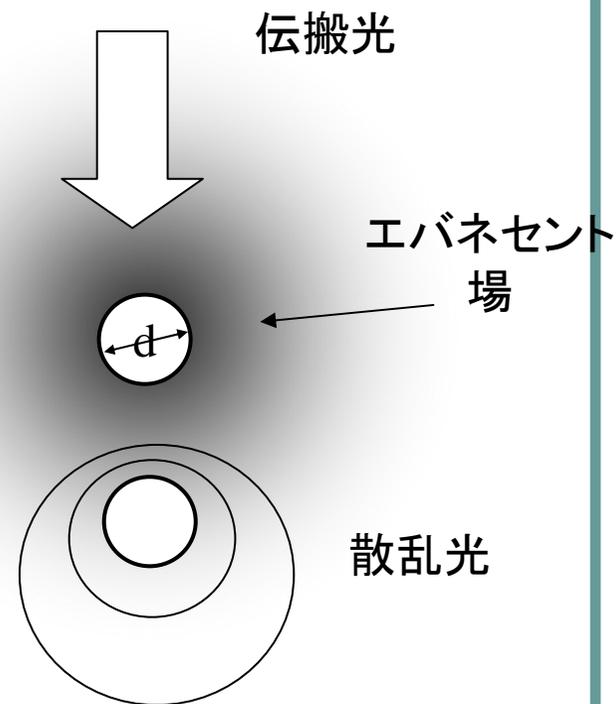
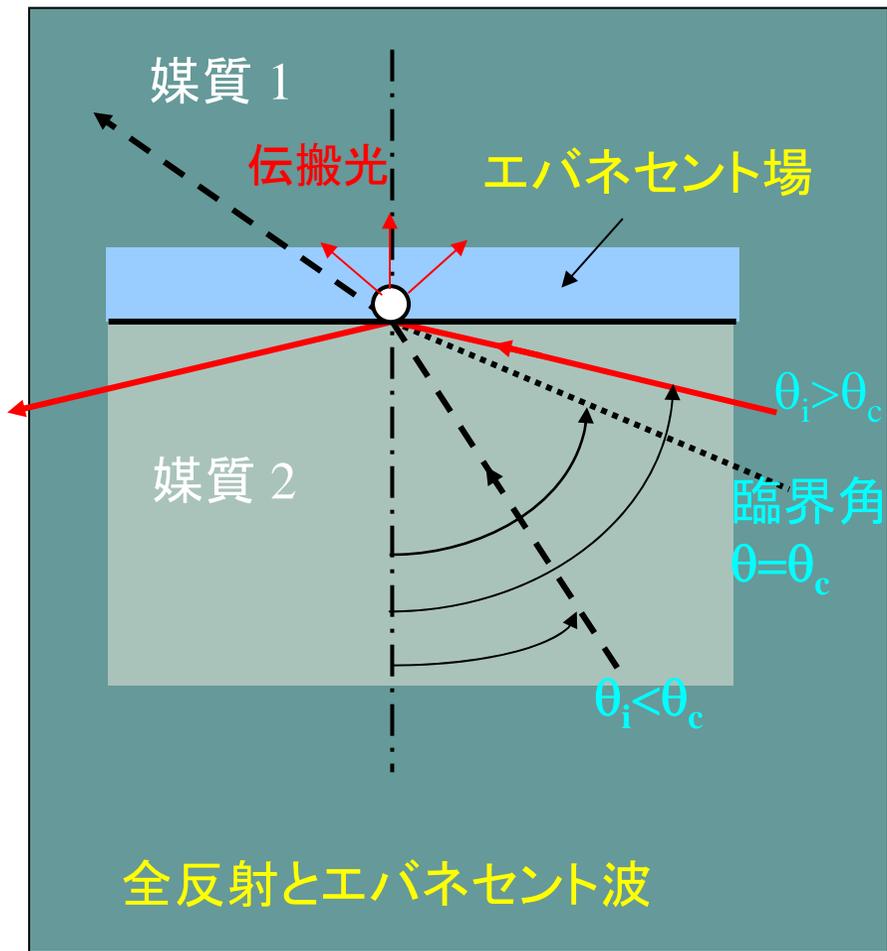
近接場光の発生

- 電磁気学において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、 $1/r^3$ の依存性をもち遠隔場から予測される強さより遙かに強いということを明らかにしている。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[i]。
- 近接場光の発生の仕方にはいくつかの方法がある。全反射光学系において反射面の裏側に生じるエバネッセント波を利用する方法、微小開口を利用する方法、波長に比べて十分小さい物質を通常の伝搬光の場に置くことによって物質のごく近傍に発生させる方法などである[iii]。

[i] A. Sommerfeld: Ann.D. Phys. **IV 28**. 665 (1909)

- [ii] 齋木敏治、戸田泰則: ナノスケールの光物性(オーム社、2004)p.89

近接場とは



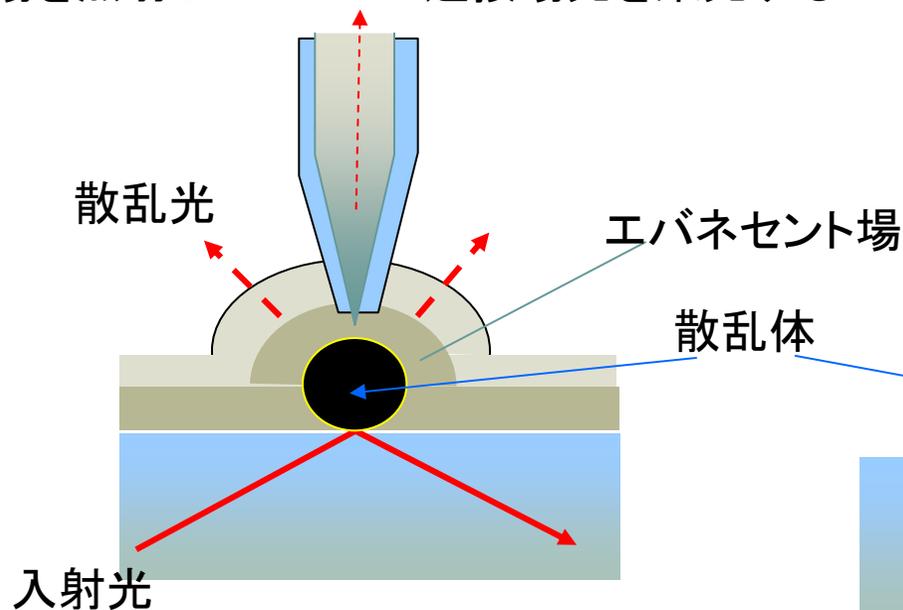
微小物体の周りのエバネセント場に置かれたもう1つの微小物体による散乱光

SNOMの歴史

- 近接場の概念：電磁気学において古くから知られる
 - Hertz: Dipoleの近くの電場は $1/r$ ではなく $1/r^2$:かなり強い
 - Sommerfeld: Dipole antenna近傍の近接場を導出
- 1928 Synge(英):近接場顕微鏡のアイデアを提案
- 1972 Ash:マイクロ波で波長の $1/60$ の解像度達成
- 1982 Pohl: SNOMの原形
- 1985 Pohl: 20nmの分解能達成
- 1991 Betzig:マイクロピペットを使って実用性の高いSNOMを開発;光磁気記録に成功

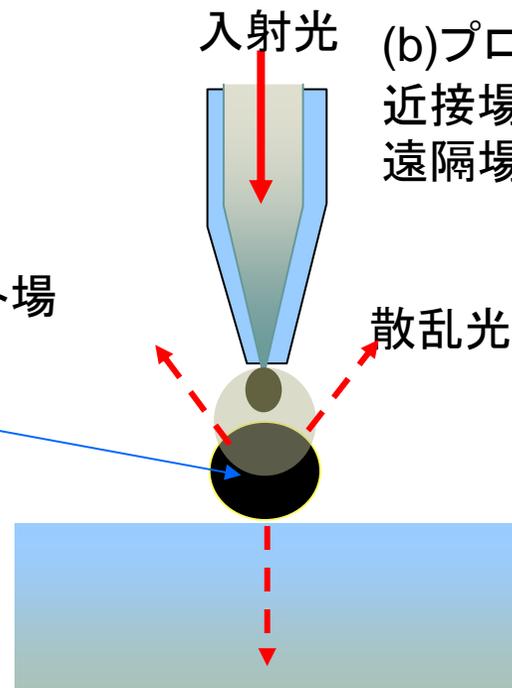
光ファイバプローブを用いたSNOM

(a) 遠隔場を照射しプローブで近接場光を集光する



(a) 集光モード

(b) プローブからの近接場光を照射し遠隔場で検出する

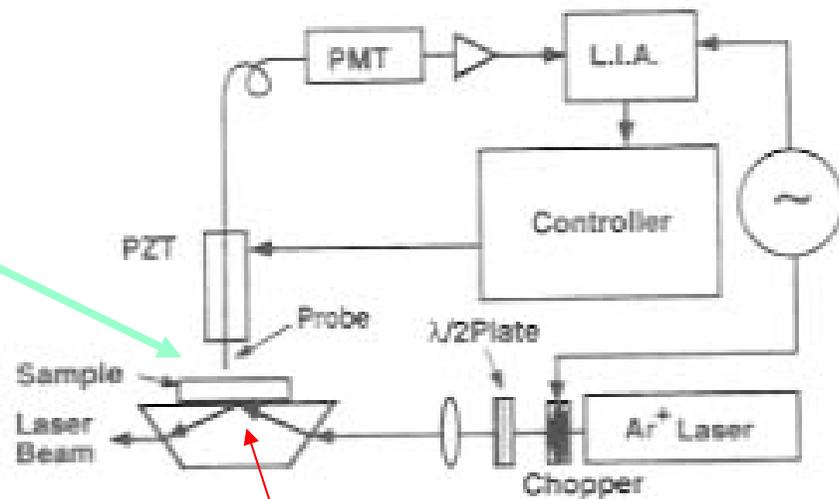
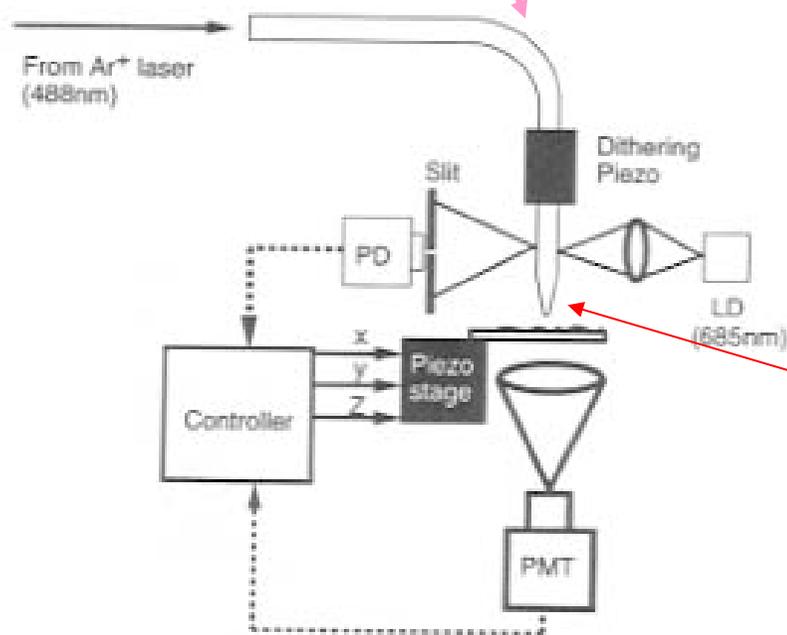


(b) 照射モード

- (a)では、プローブは近接場をピックアップするために使われます。
- (b)では、プローブは近接場を試料に照射するために使われます。

集光モード、照射モードのSNOM

- 集光モード
- 照射モード



全反射光学系のエバネセント場に試料を置く。

先を細くした光ファイバープローブから近接場光を出射

照射・集光モードのSNOM

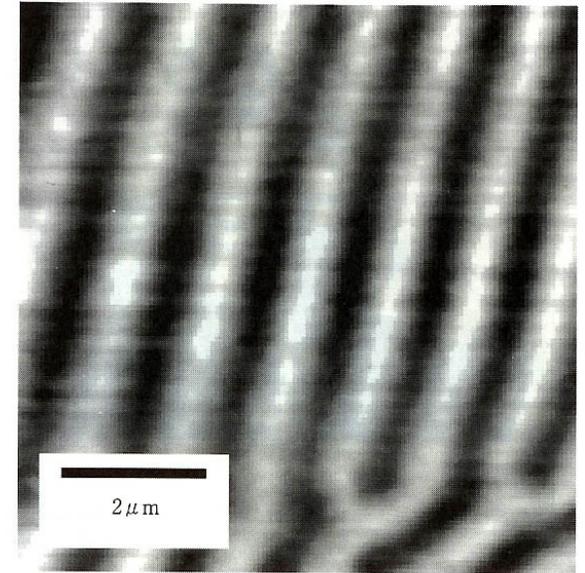
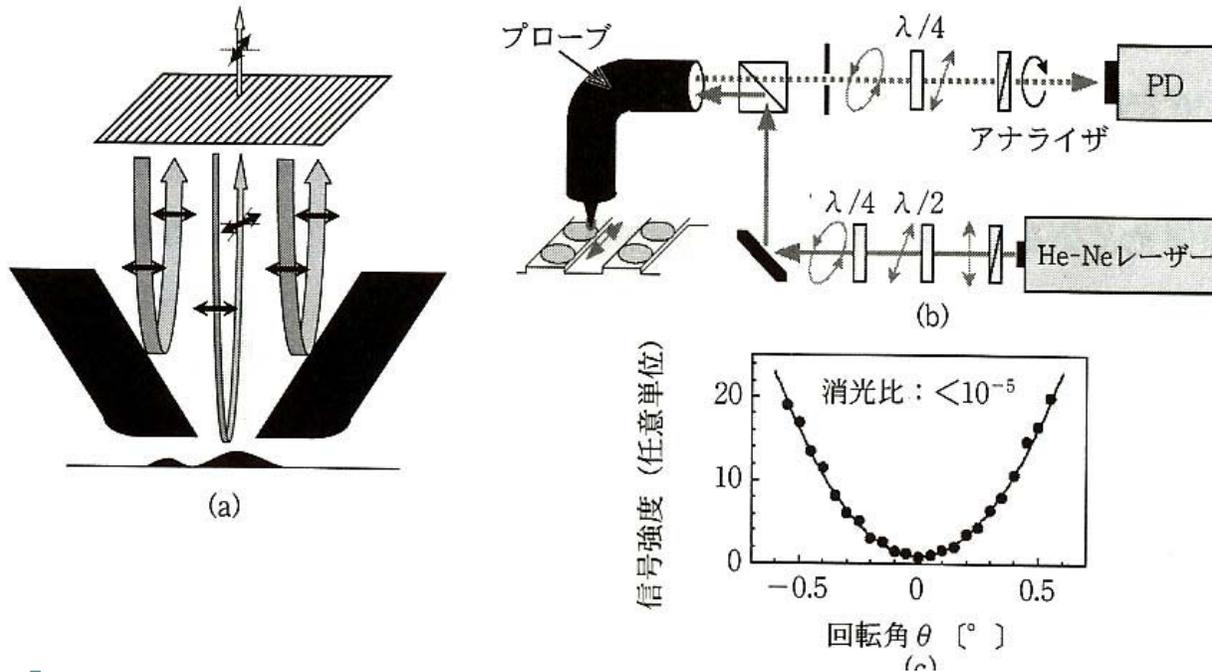
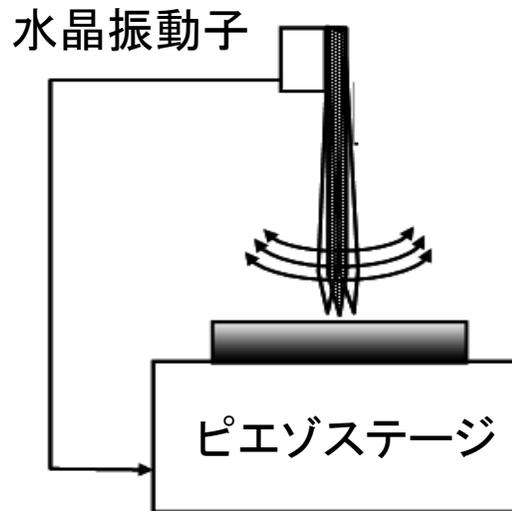


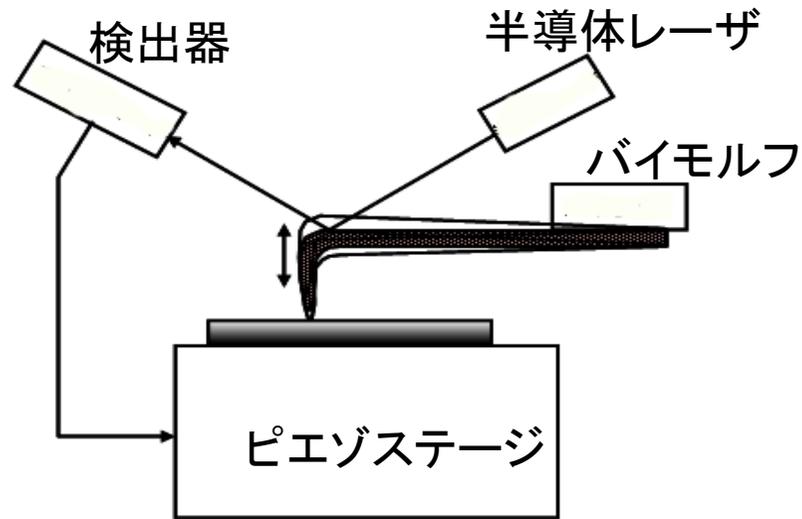
図 4・38 反射配置の磁気光学応答(カー回転)をコントラストとして観察したガーネット薄膜の磁区構造

- テーパ部における強い反射光が背景光になることを防ぐために偏光素子を用いる。

プローブの高さ制御



シアフォース(剪断力)方式



カンチレバー方式

- 剪断力方式では、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て生じた横方向の剪断力による振動数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試料・プローブ間距離を一定に浮上させます。
- カンチレバー方式では、折り曲げた光ファイバを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す。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ますから、この信号を利用して光学像と同時にAFM像も表示できます。

SNOMによる磁気光学測定

- 1991 Betzig : 光ファイバーをテーパー状に細めたプローブ で光磁気記録・再生に成功
- 1992 Betzig: 超微細加工した金属細線リングの偏光像
- 多くの研究があるが、高解像度のMO-SNOM像は得られていない
- 偏光をファイバを通して伝えるのが困難

Kottlerらの試み

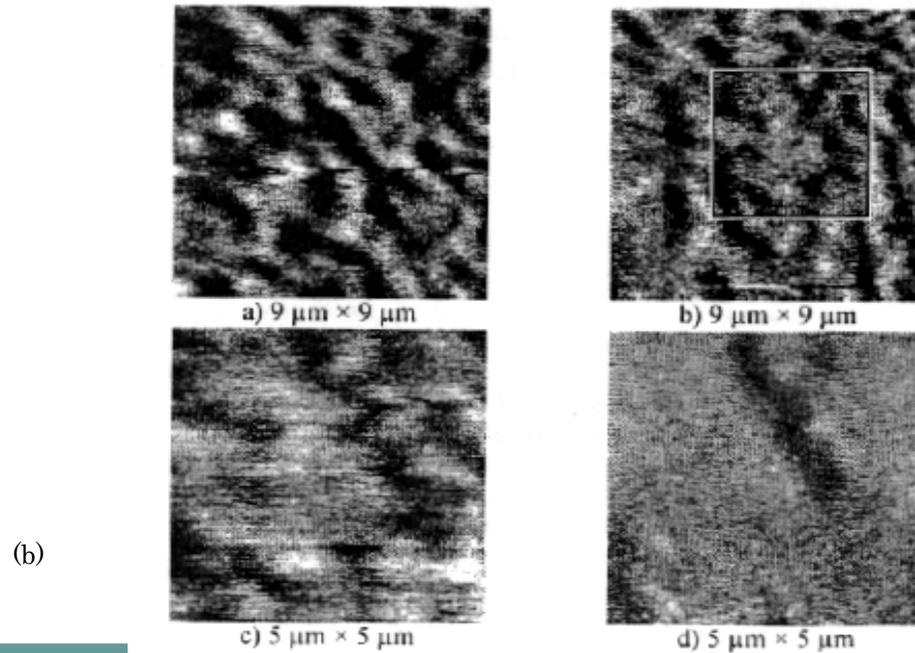
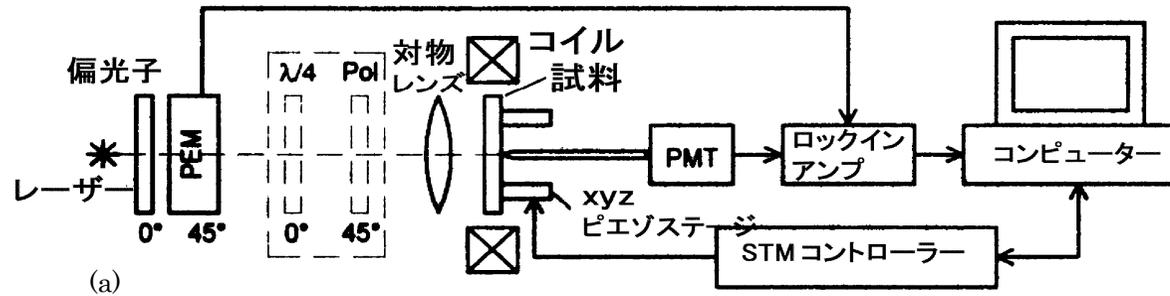
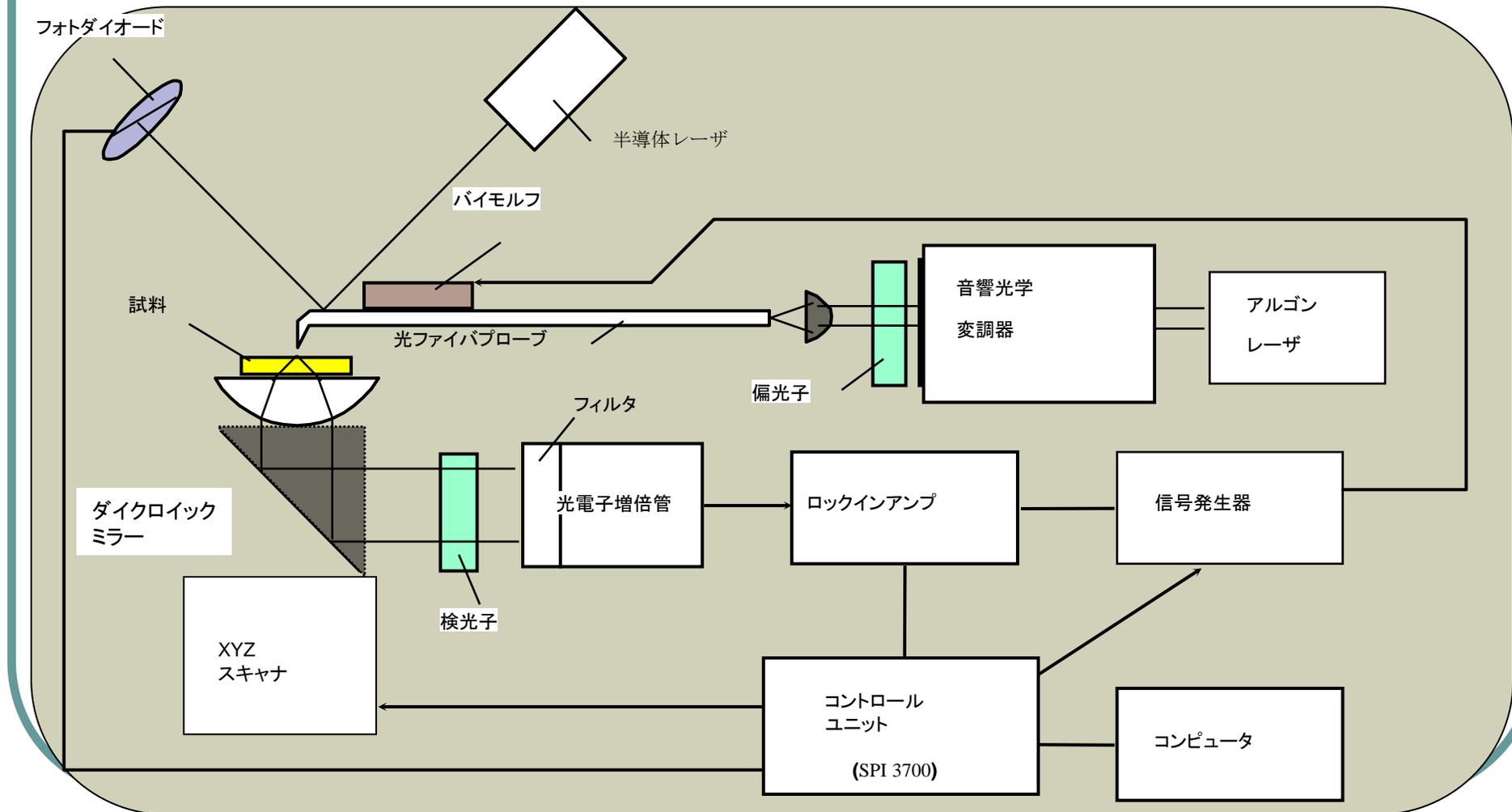


図6 (a) CD-SNOMシステムと(b)Pt/Coの磁区像 (Kottler²⁵)

筆者らの方法

- ・SNOM-AFMモードを利用
- ・クロスニコル法→コントラスト比とれない
→解決法: PEMによる偏光変調
- ・ファイバー特性の測定→プローブの選別
- ・偏光伝達特性の補償
→約 $0.1 \mu\text{m}$ の解像度を達成

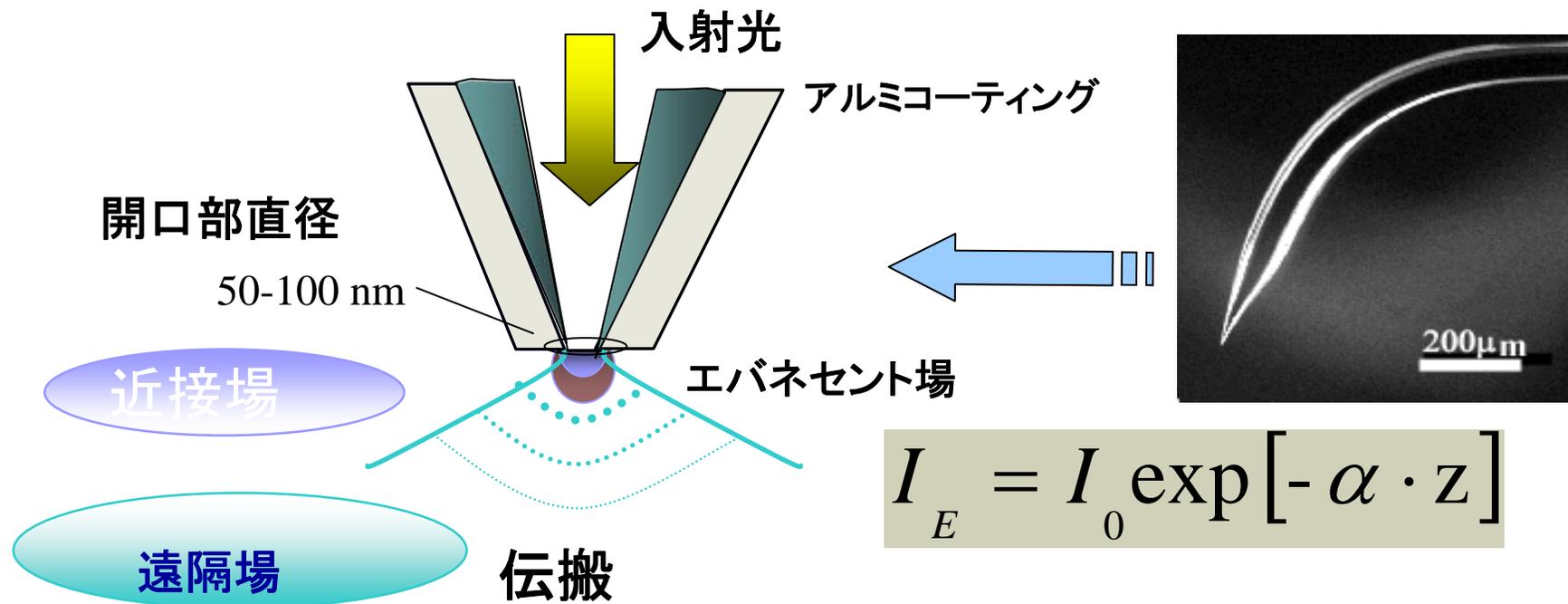
SNOMのブロック図



ベントファイバプローブ

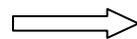


光ファイバプローブと近接場光学系



$$I_E = I_0 \exp[-\alpha \cdot z]$$

MO-SNOMへの応用



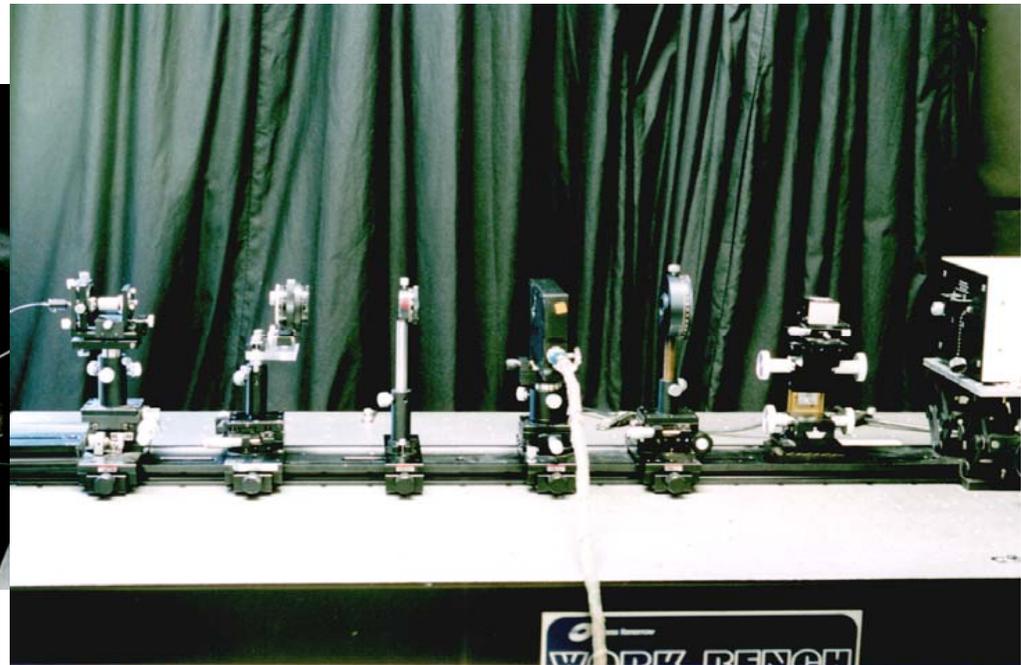
伝達特性

ファイバホルダー

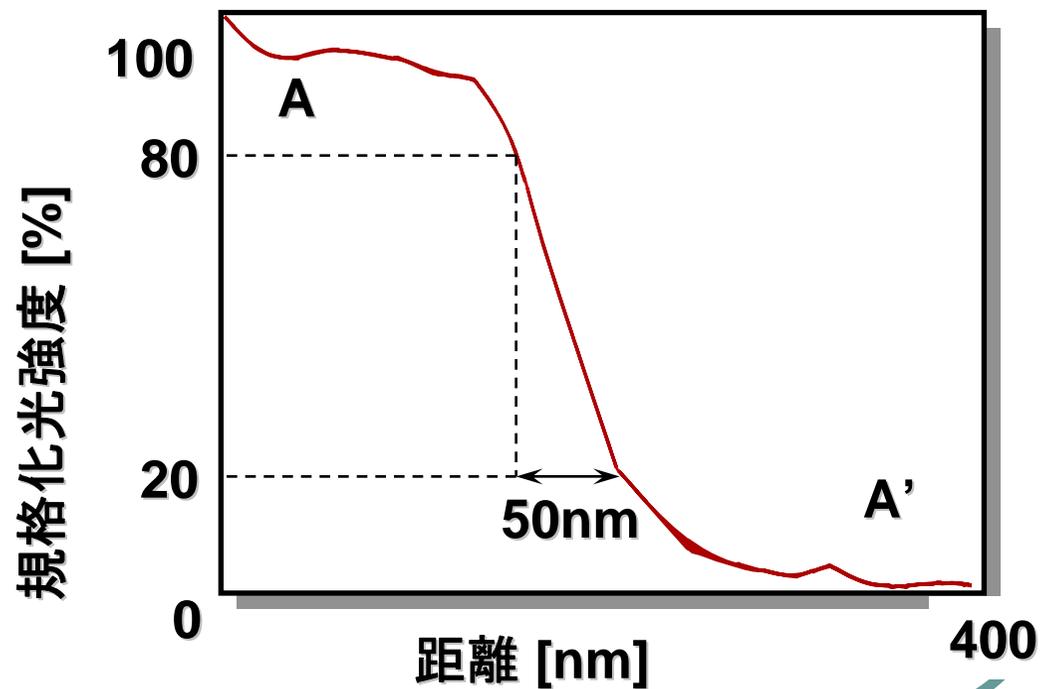
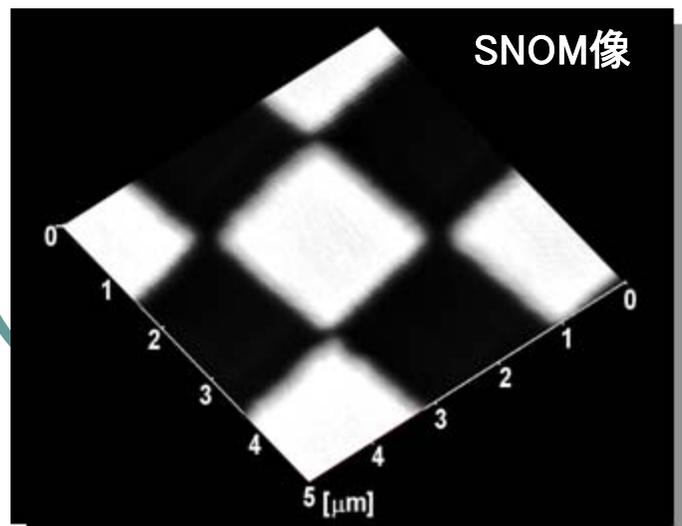
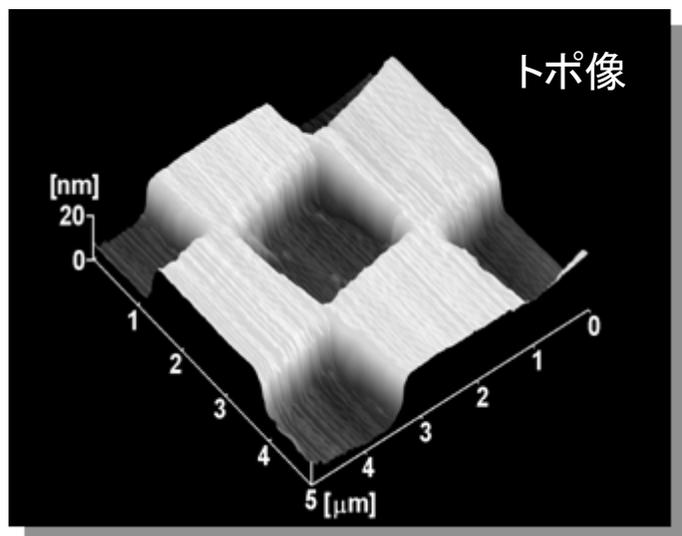


図3

SNOMシステム

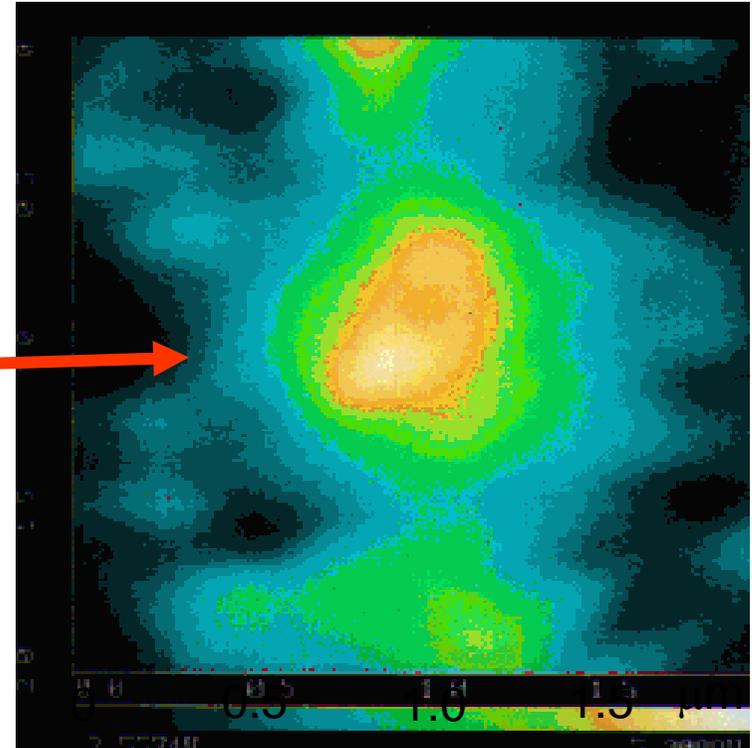
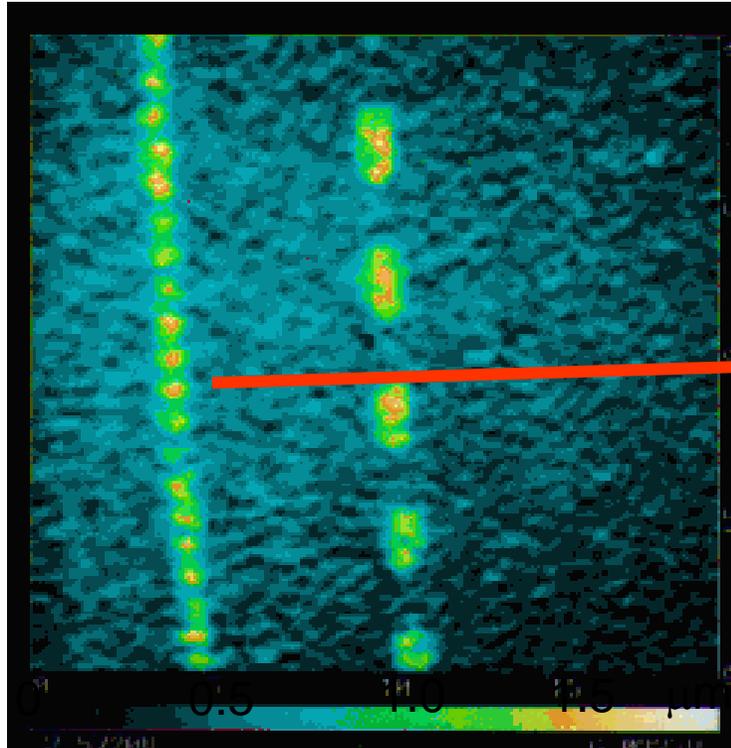


Cr市松模様の特写像とSNOM像



DyIGに記録されたマークの像

クロスニコル法によるイメージング

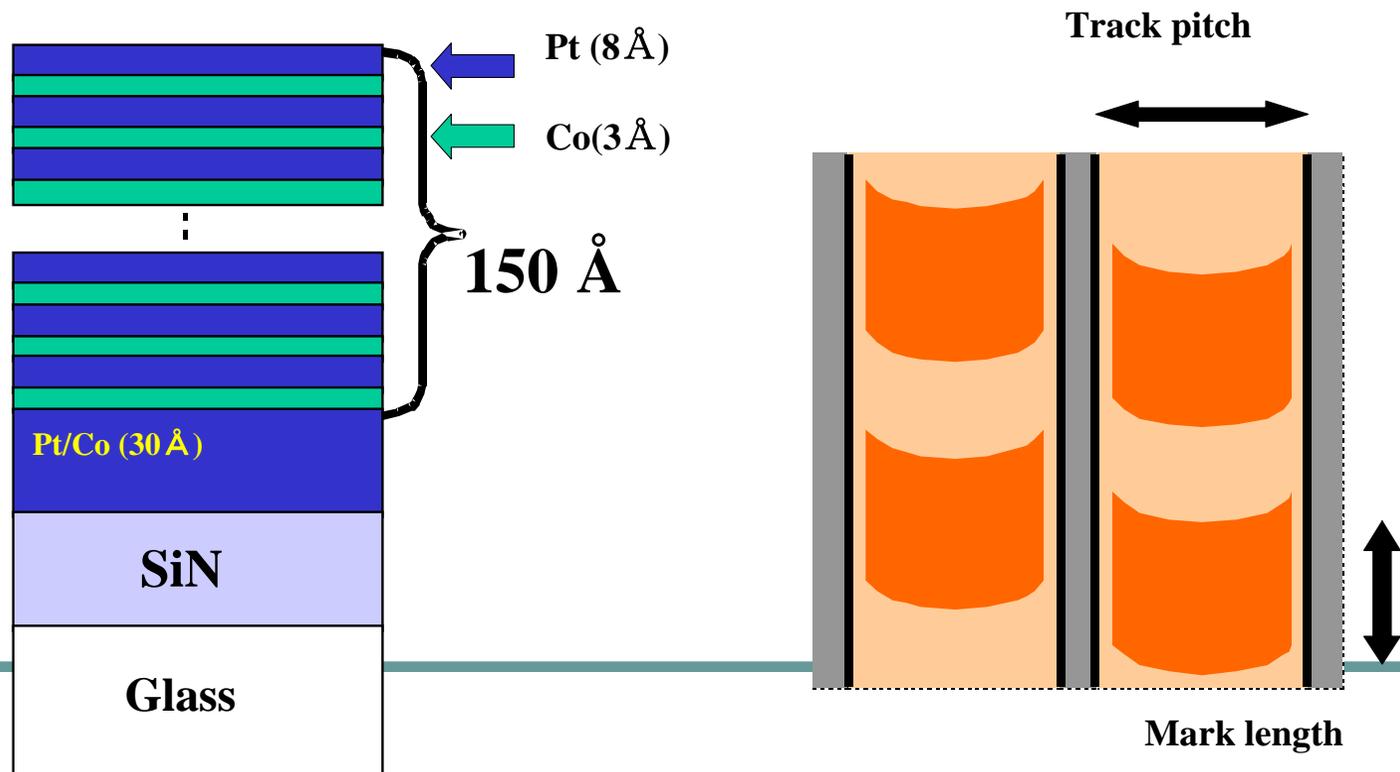


DyIG膜の記録マークの偏光像
(波長488nm)

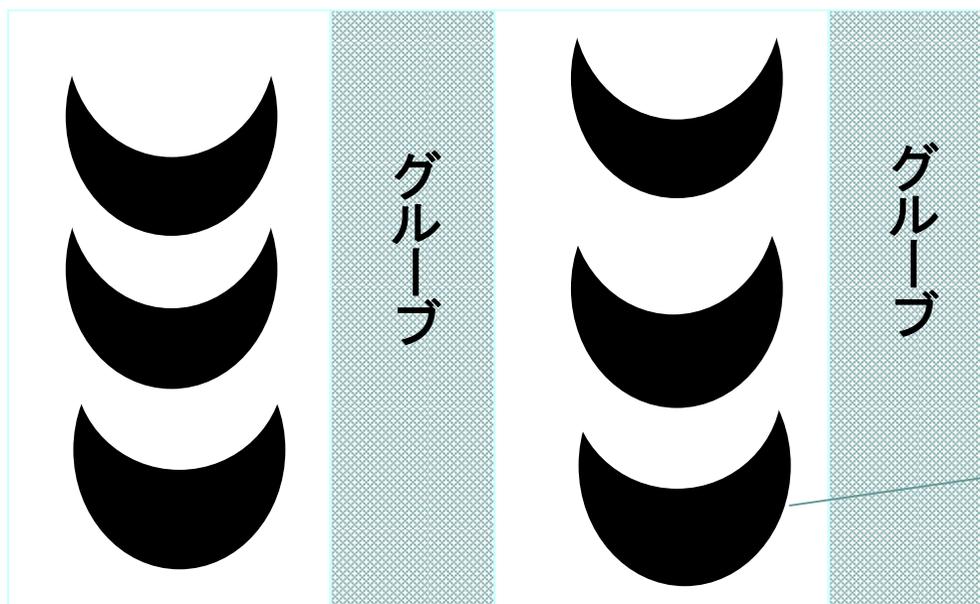
DyIG=dysprosium iron garnet: $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

試料: Pt/Co 多層膜ディスク

- Structure SiN/Pt(30Å)/[Pt(8Å)/Co(3Å)]₁₃ on glass
- Film thickness 150Å
- Recording System: Light pulse strobed MFM recording
- Track pitch : 1.6μm
- Mark Length: 0.1 ~ 6μm
- η_F, θ_F : $0.47^\circ, 0.74^\circ$



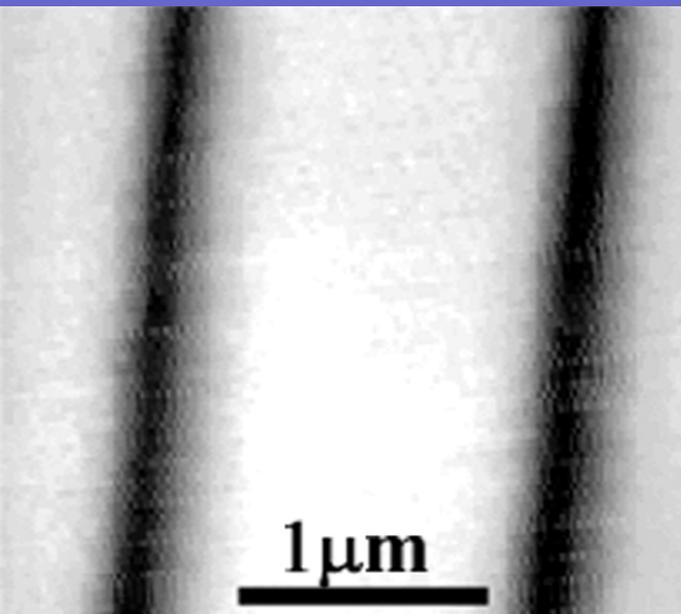
磁界変調記録の矢羽型記録マーク



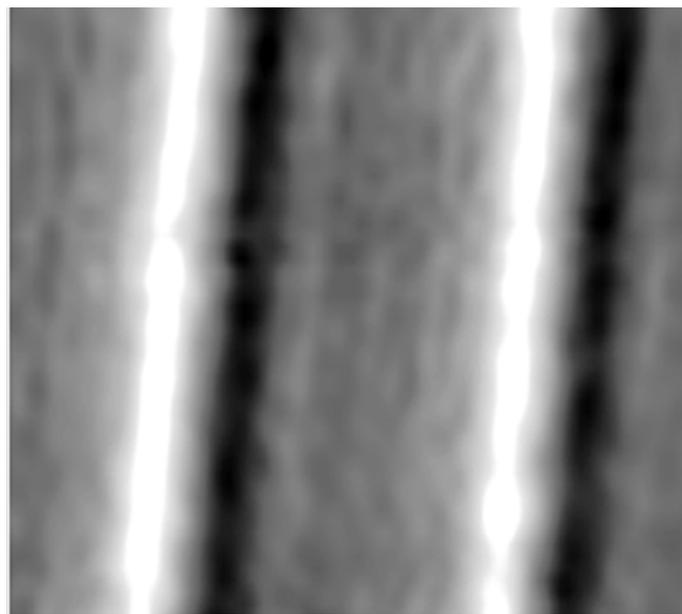
記録マーク

観測結果

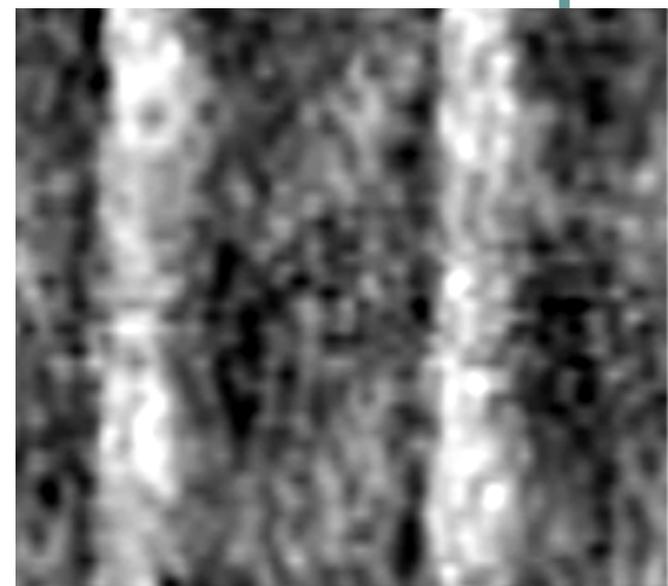
MO-SNOMによる記録マーク像
(クロスニコル法)



AFMトポ

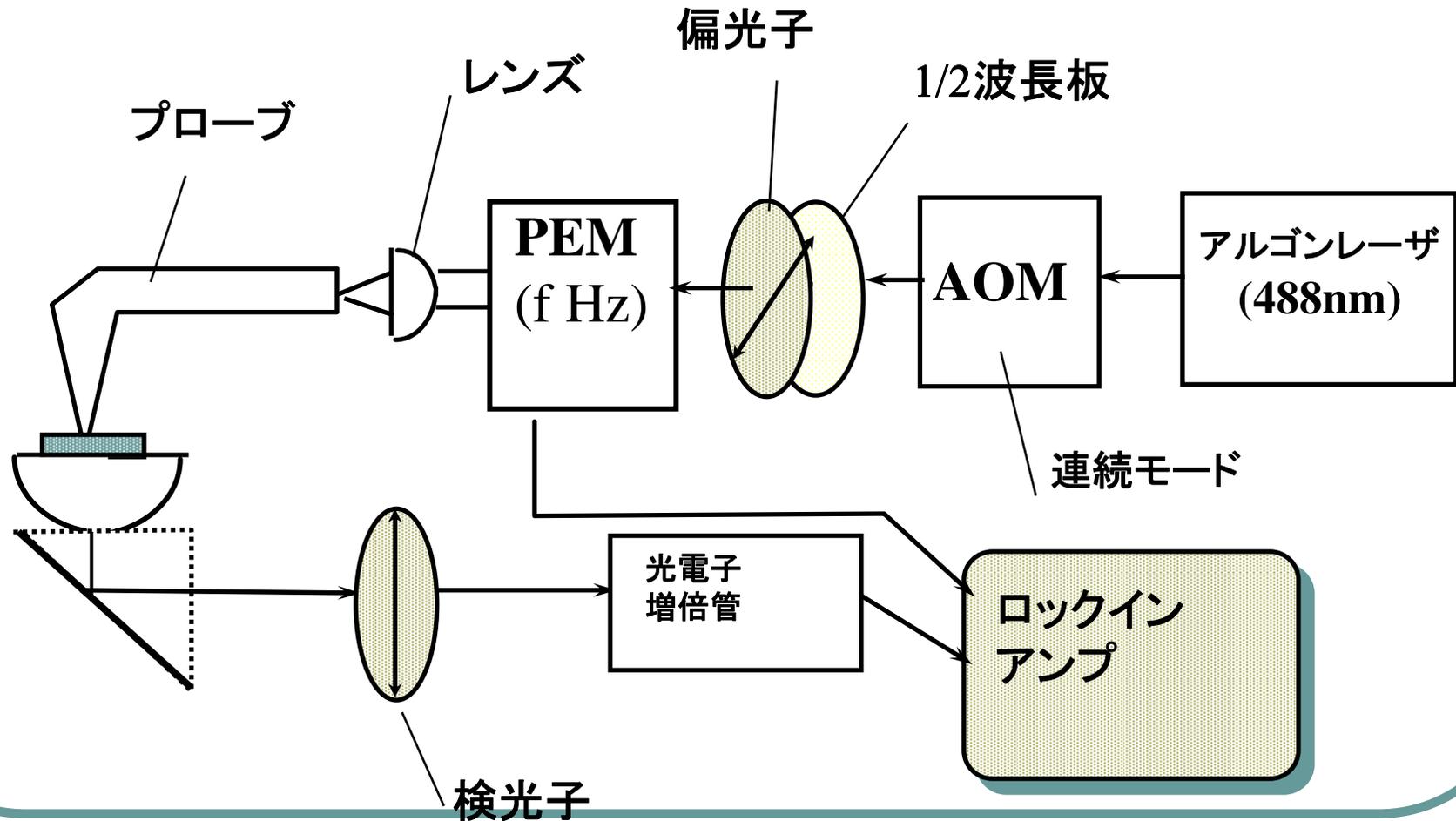


SNOM光学

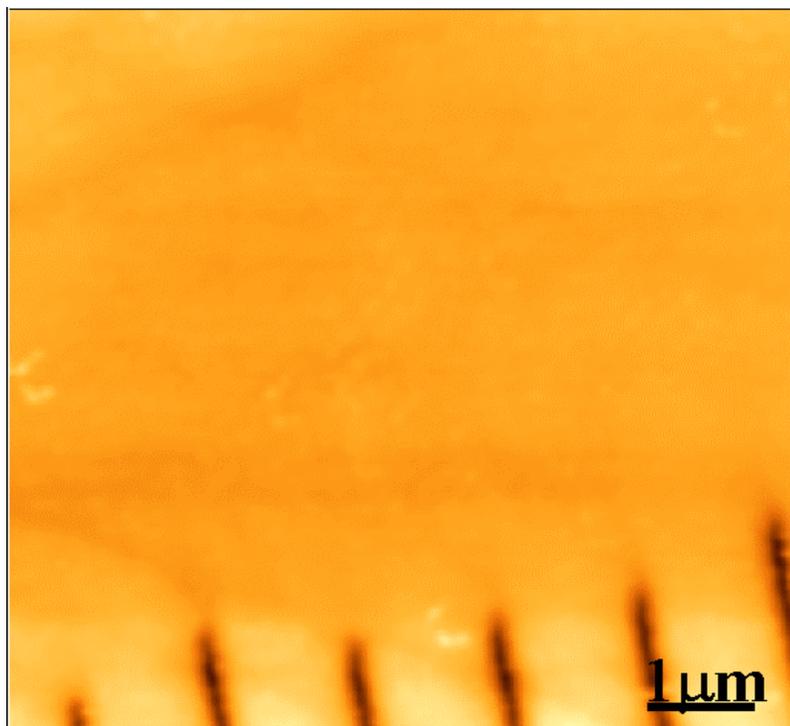


MO-SNOM

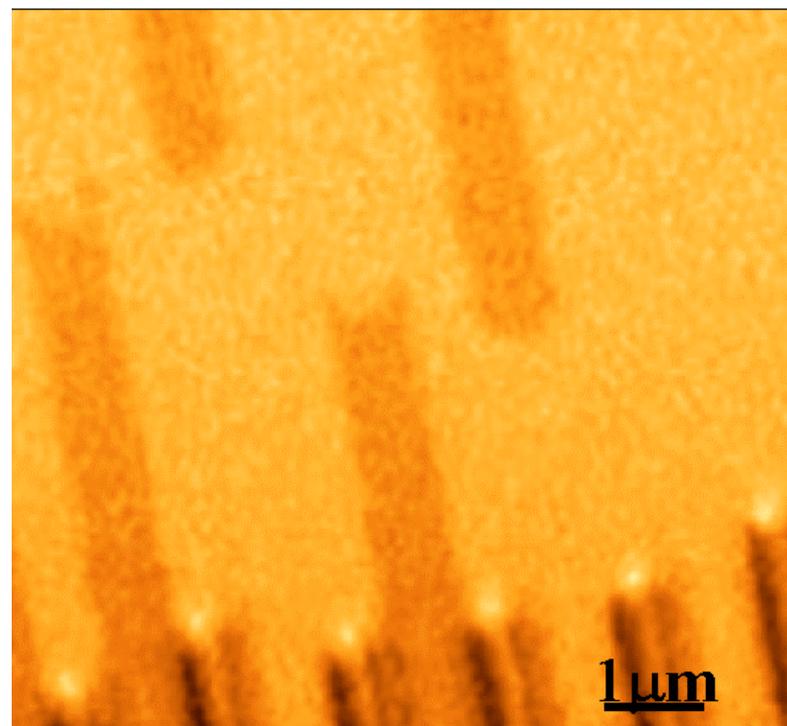
PEMを使ったSNOMシステム



Pt/Coディスクの記録マークの トポ像と磁気光学像

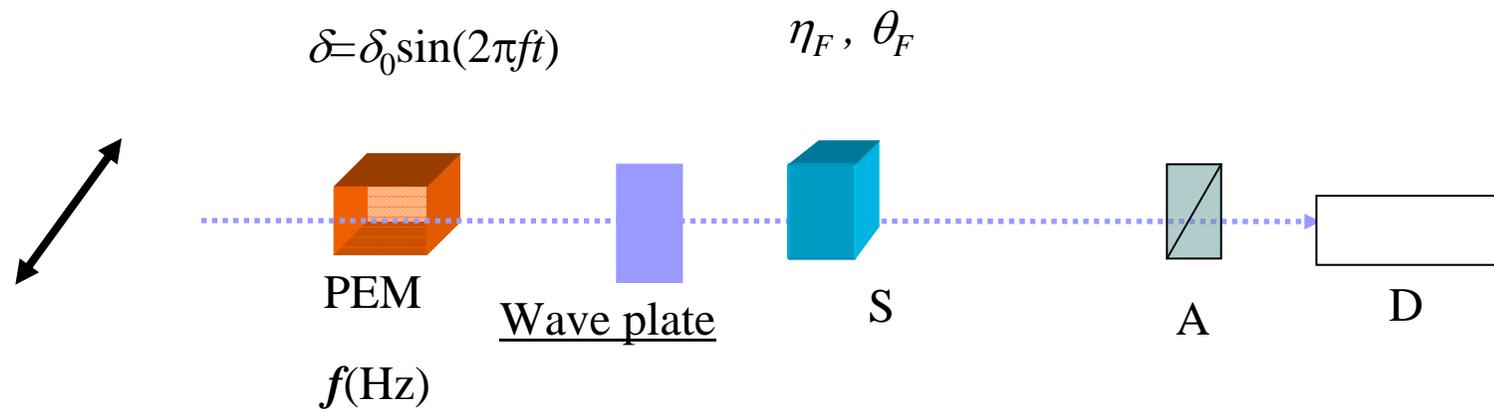


トポグラフ像



磁気光学像

光ファイバーを光学遅延が Δ の波長板と見なし、円偏光変調法を考える。



$$I(0) \sim I_0 R \{1 + J_0(\delta_0) \sin 2\alpha\}$$

$$I(f) \sim I_0 R \cdot 4J_1(\delta_0) \{\cos \Delta \cdot \eta_F + \sin \Delta \cdot \theta_F\}$$

$$I(2f) \sim I_0 R \cdot 4J_2(\delta_0) \left\{ \frac{1}{2} \sin 2\alpha + \cos 2\alpha \sin \Delta \cdot \eta_F - \cos 2\alpha \cos \Delta \cdot \theta_F \right\}$$



$\Delta=0$ または $\Delta = \pi/4$ でない、
出力を分離できない



光ファイバー特性の補償が必要

ストークスパラメータ

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

Electric field vector of light

$$S_0 = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle$$

Intensity of light

$$S_1 = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle$$

Intensity of linearly polarized
light along x axis

$$S_2 = \langle E_x \cdot E_y^* \rangle + \langle E_x^* \cdot E_y \rangle$$

Intensity of linearly polarized
light oriented by 45 degrees

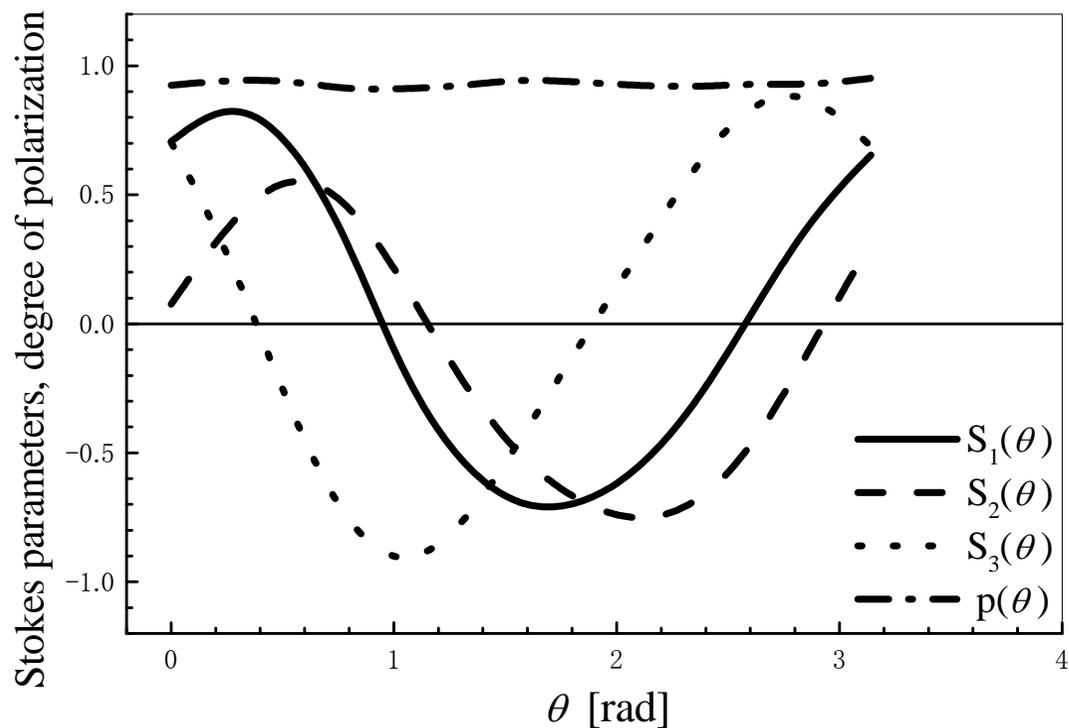
$$S_3 = -i \left[\langle E_x \cdot E_y^* \rangle - \langle E_x^* \cdot E_y \rangle \right]$$

Intensity of circularly
polarized light

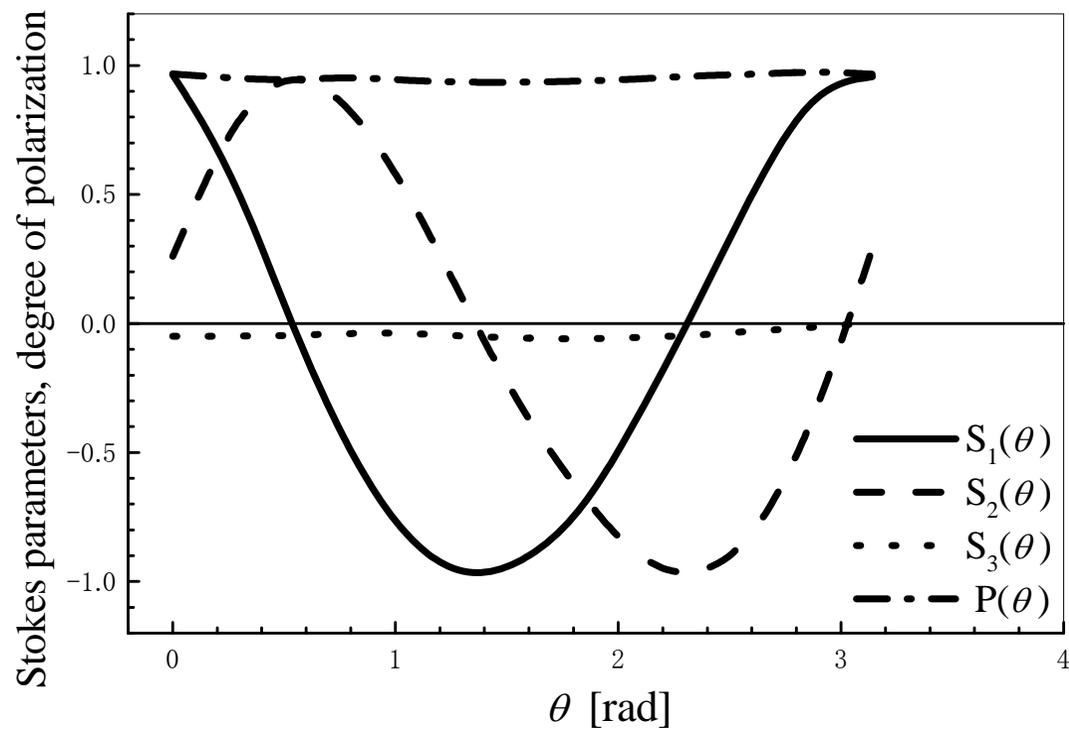
$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}$$

Degree of polarization

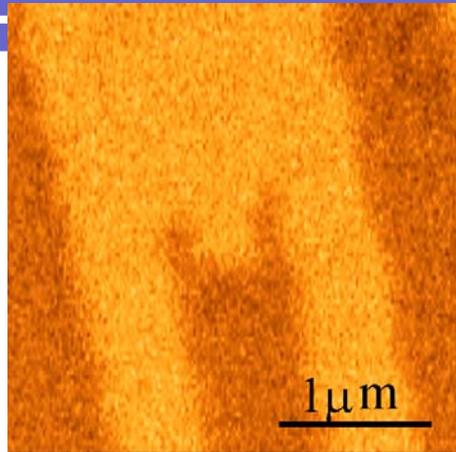
補償前のファイバプローブの ストークスパラメータ



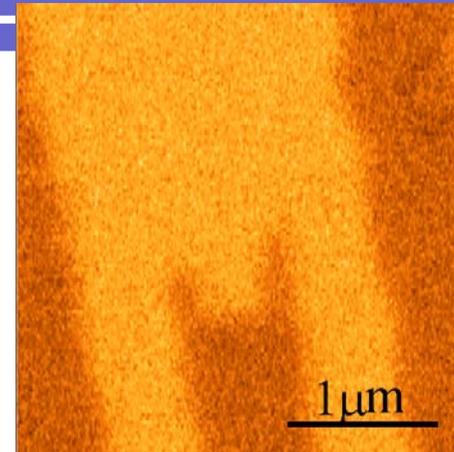
補償後のプローブの ストークスパラメータ



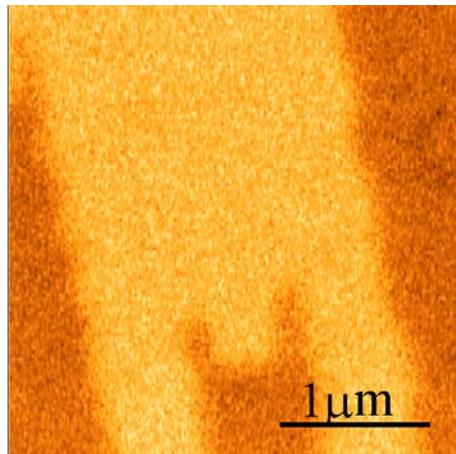
補償後の磁気光学像



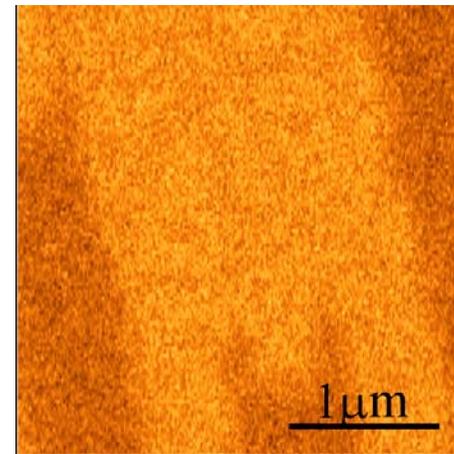
(a) 1f component ($\Delta=0$)



(b) 2f component ($\Delta=0$)

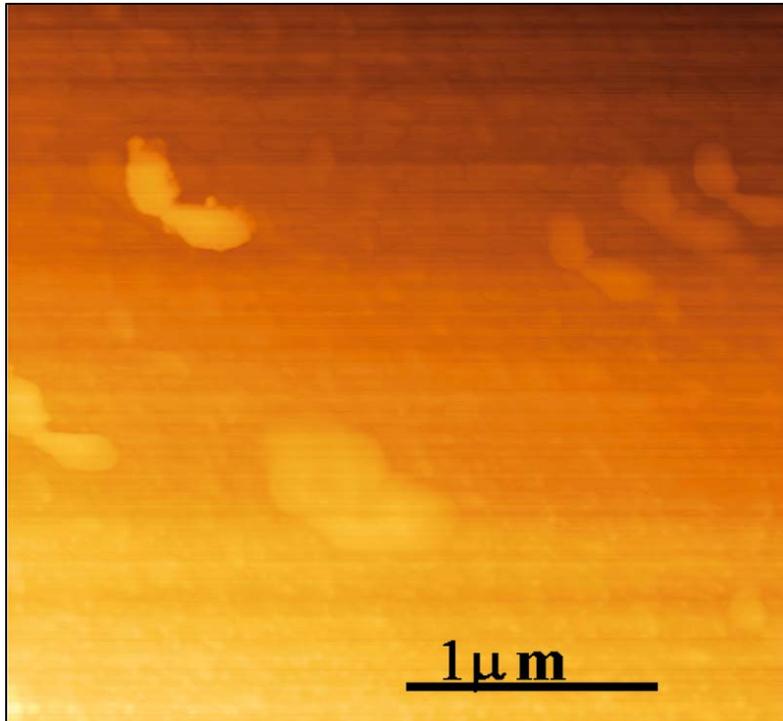


(c) 1f component ($\Delta=\pi/2$)

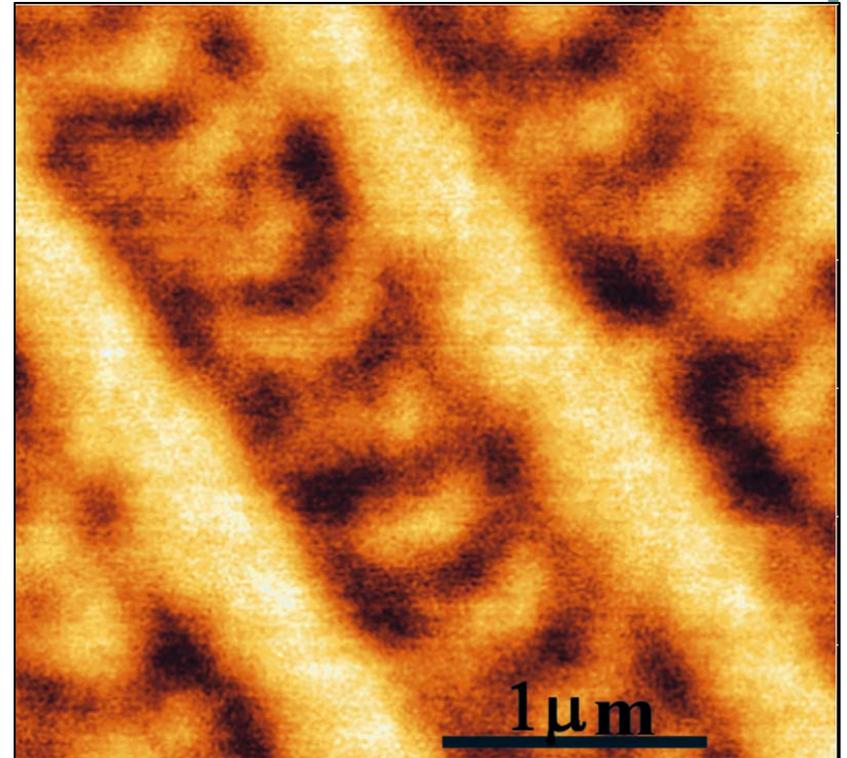


(d) 2f component ($\Delta=\pi/2$)

0.2 μm の記録マークのトポ像とMO像

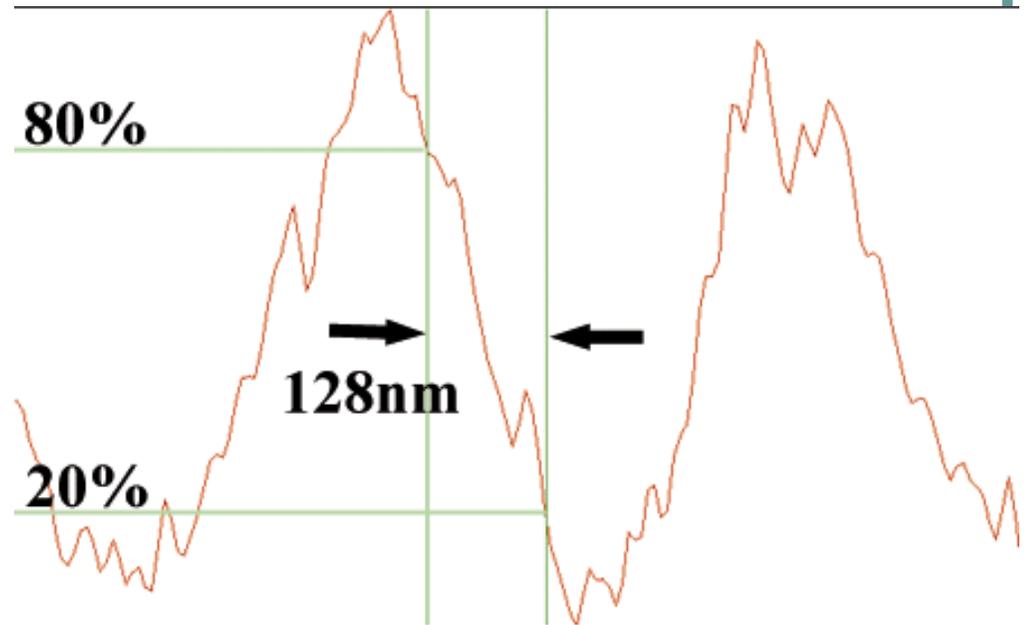
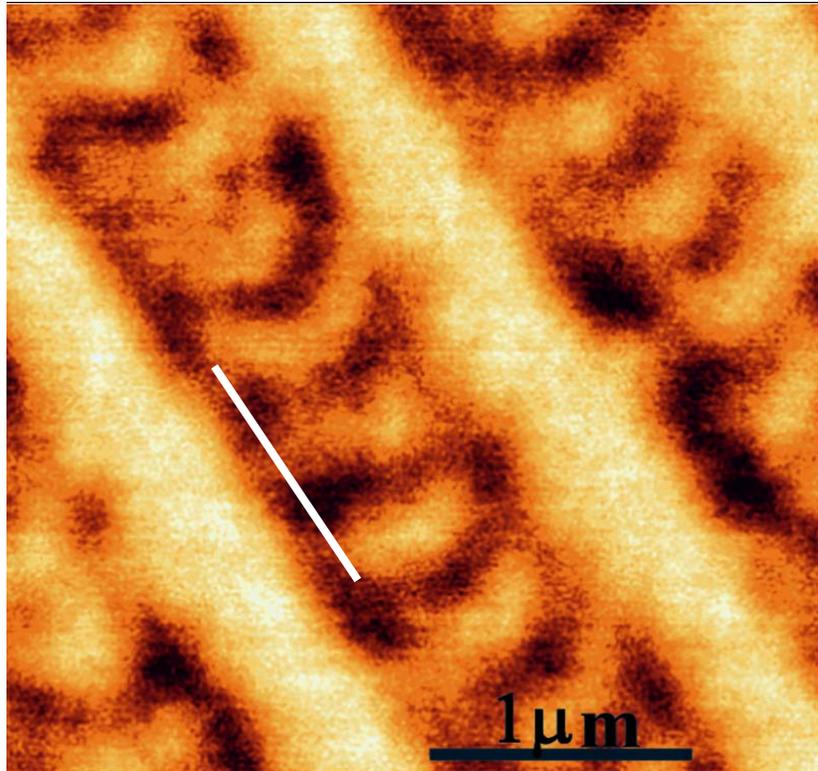


Topography

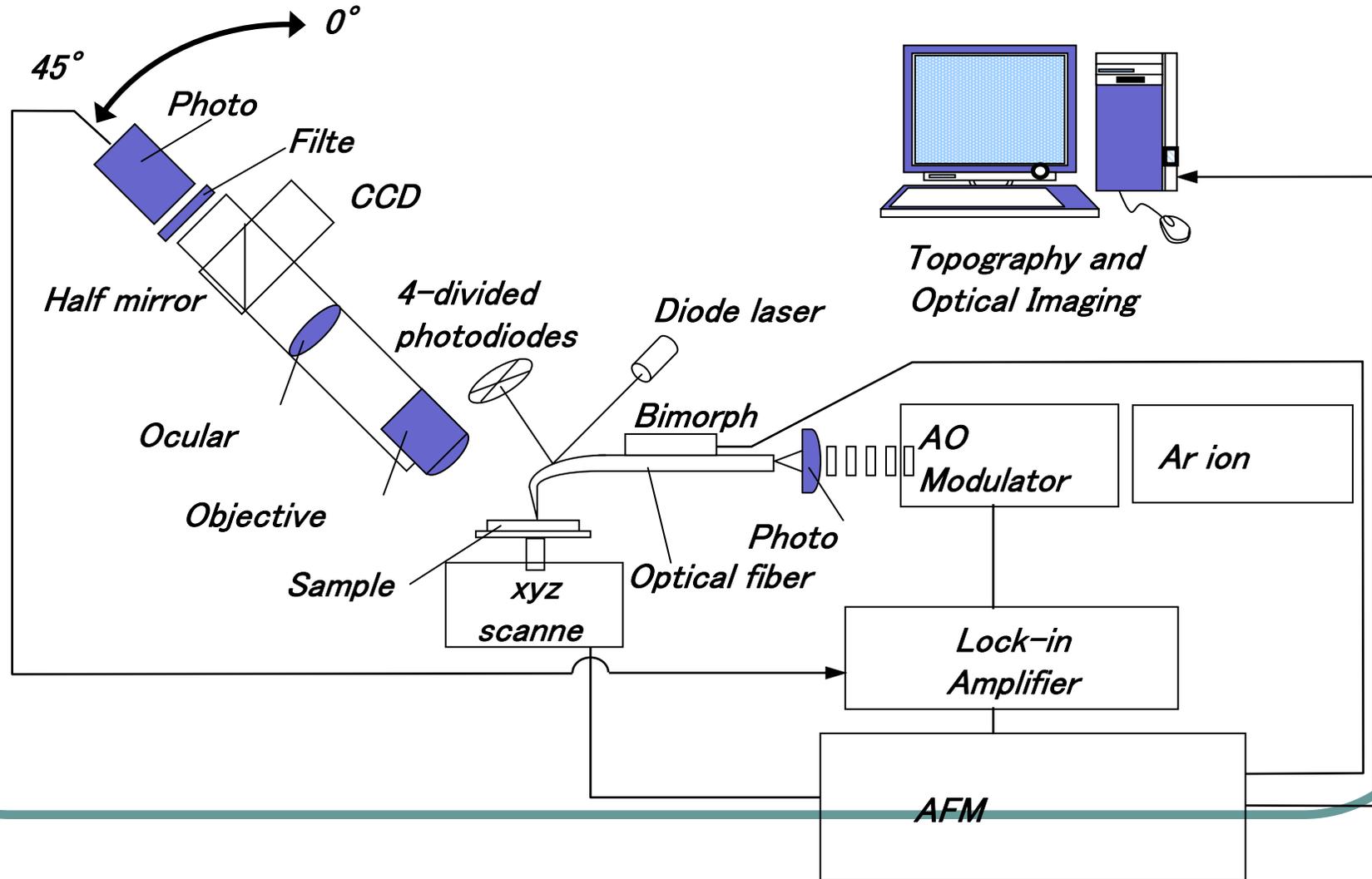


MO image

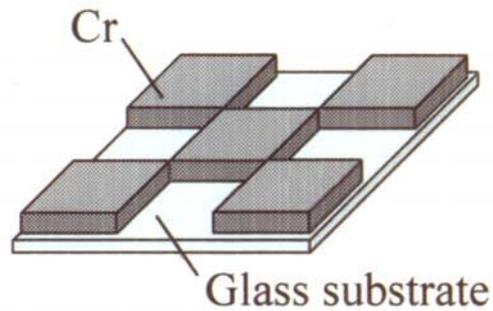
0.2 μm の記録マークのSNOM像



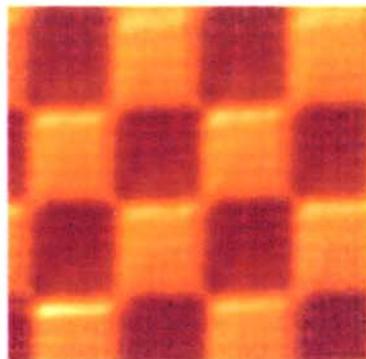
反射モードSNOM装置構成図



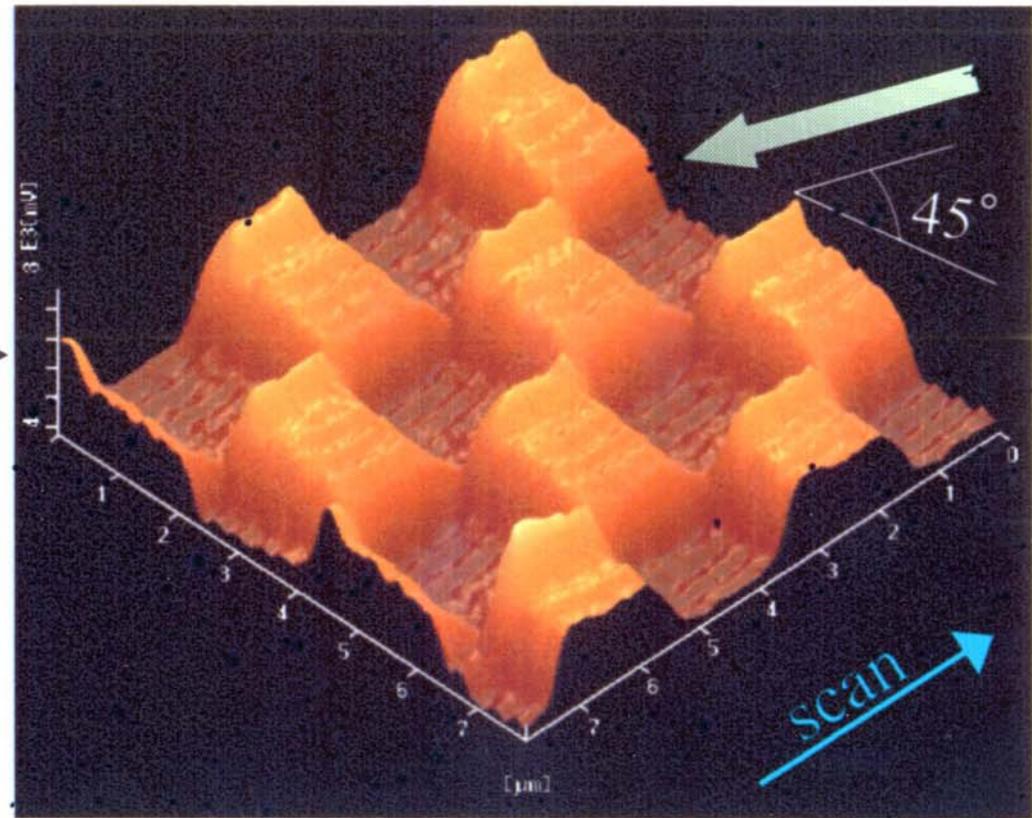
Reflective mode SNOM image



(a) Test sample



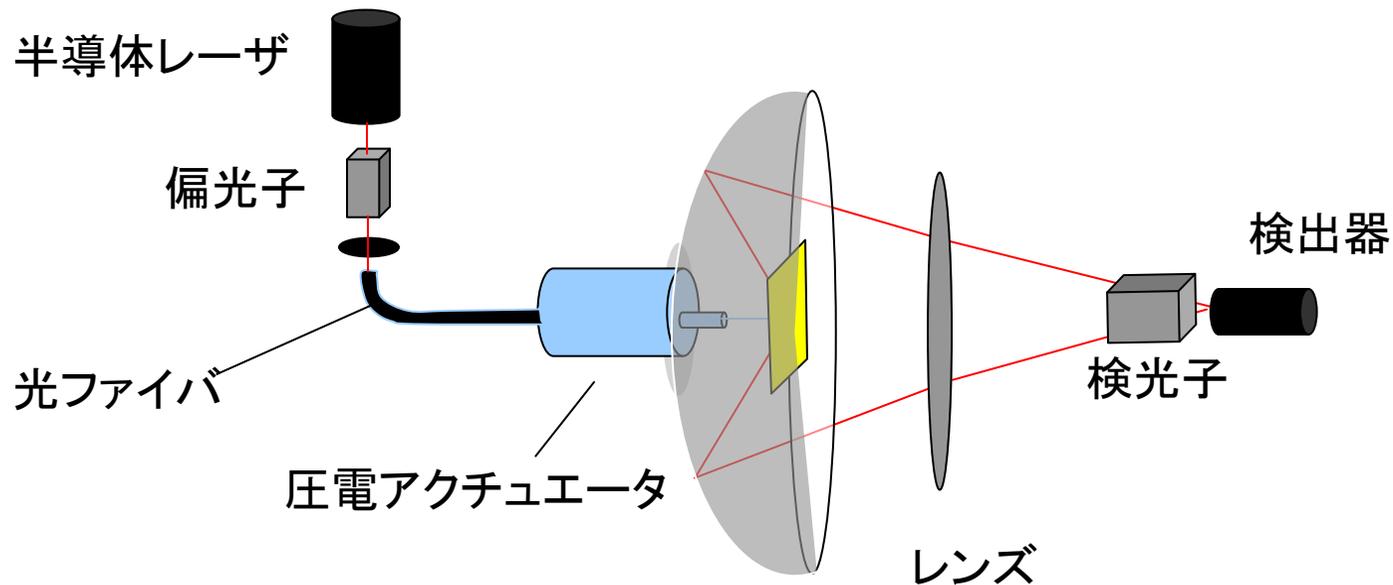
$2 \mu\text{m}$



(b) Reflective mode SNOM image ($8 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$).

凹面鏡を用いた反射SNOM

P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Günterodt: Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 2803



2. 非線形磁気光学効果

- 非線形光学効果とは「第2高調波光に対する磁気光学効果」のことです。
- 非線形カー回転とは「P偏光が入射したとき、SH光にはP成分とS成分が生じ、SHG光の偏光面が入射偏光面から傾く角度」のことです。
- 中心対称のある物質(Fe, Auなど)では、電気双極子によるSHGは起きません。表面界面では中心対称性が破れるのでSHGが起きます。

SHG=second harmonic generation(第2高調波発生)

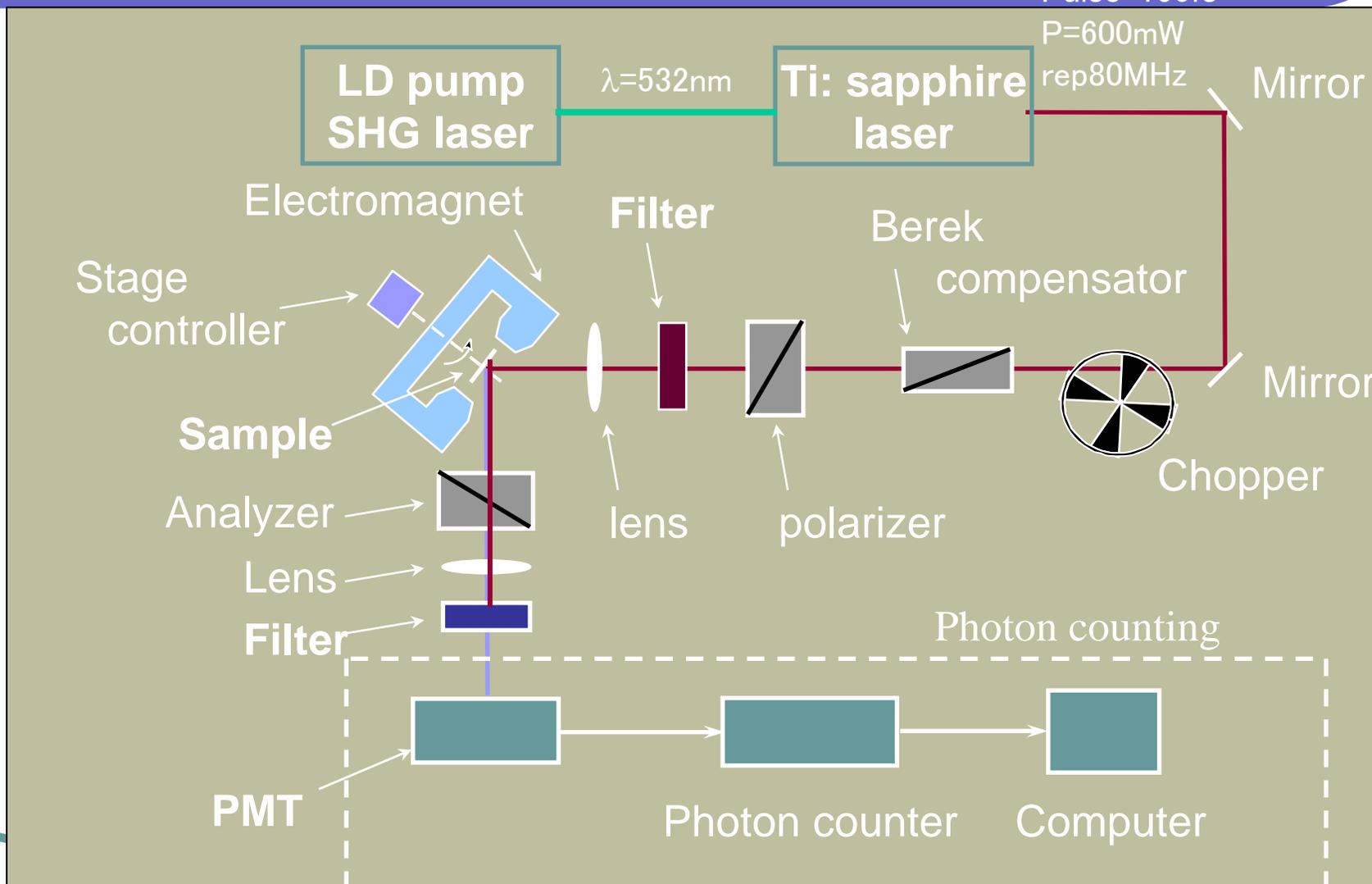
非線形磁氣光学効果測定系

$\lambda=810\text{nm}$

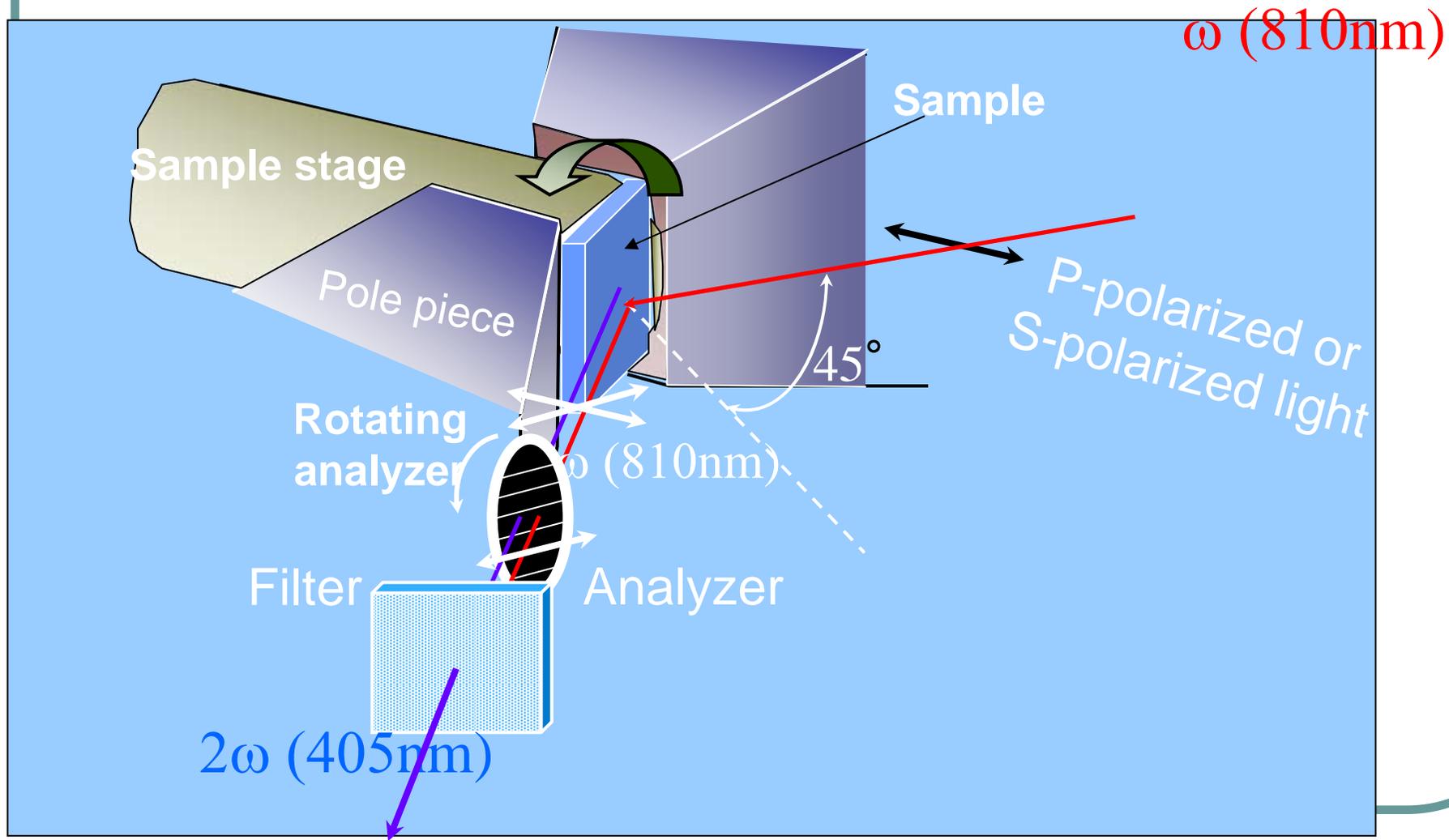
Pulse=150fs

P=600mW

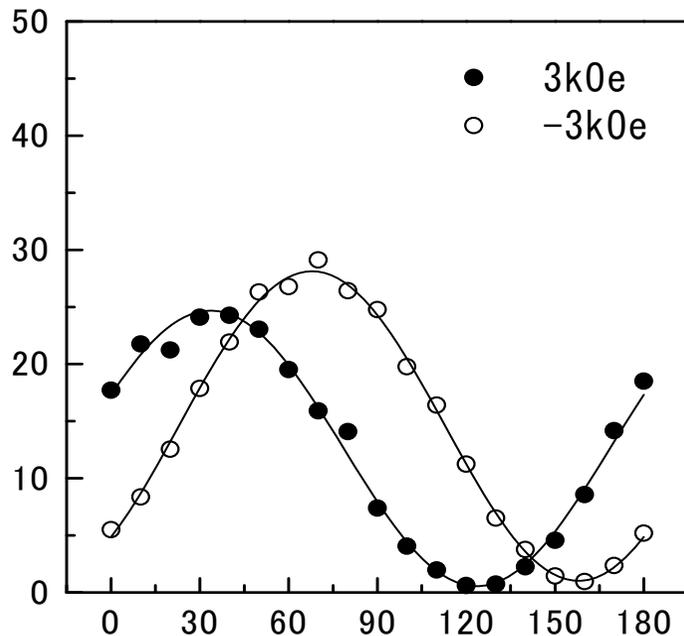
rep80MHz



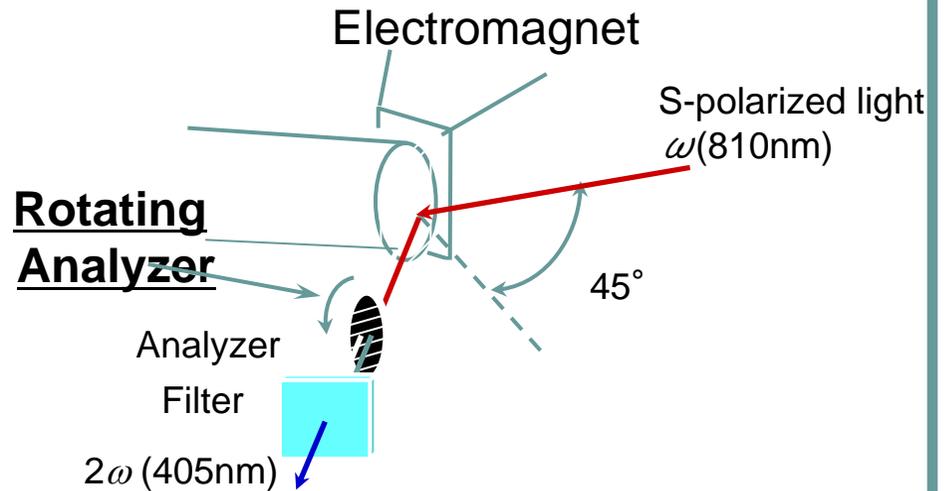
MSHG測定系配置



MSHGの検光子角依存性



Analyzer angle-dependence for
[Fe(3.5ML)/Au(3.5ML)] superlattice (Sin)



The curves show a shift for two opposite directions of magnetic field

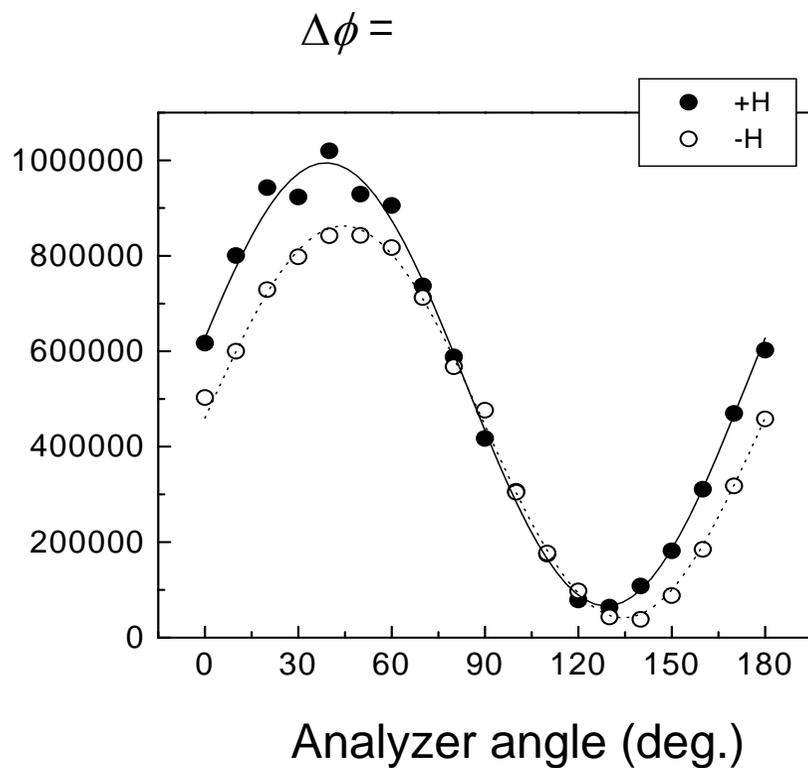
$$\eta_K^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\tan^{-1} \left(\frac{I_{MAX}^{(+)}}{I_{MIN}^{(+)}} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{I_{MAX}^{(-)}}{I_{MIN}^{(-)}} \right) \right]$$

Nonlinear Kerr rotation & ellipticity

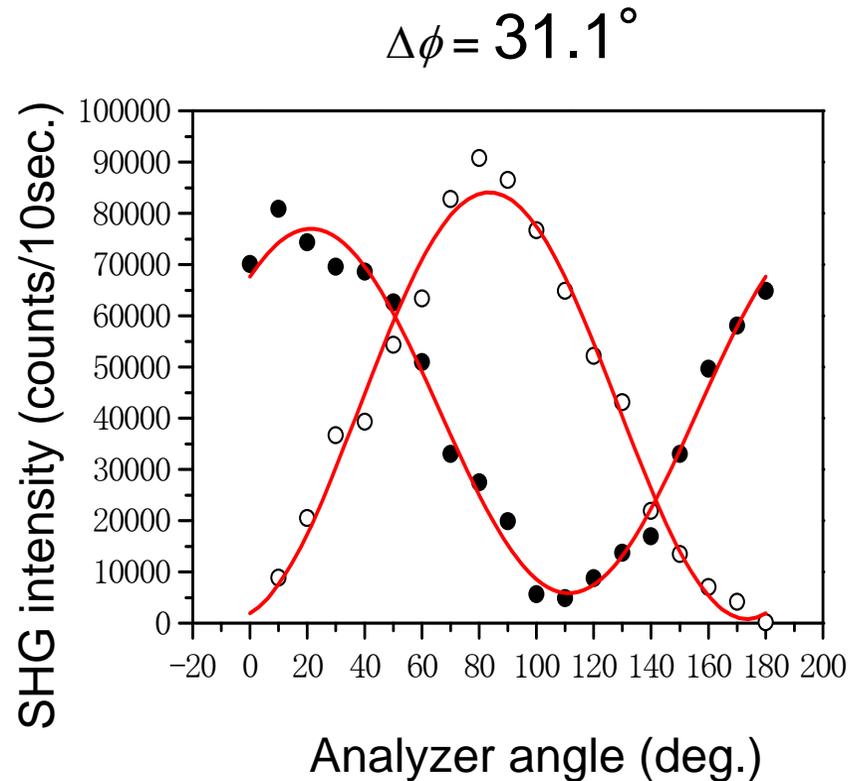
$$\theta_K^{(2)} = 17.2^\circ$$

$$\eta_K^{(2)} = 3^\circ$$

Fe/Auの非線形力一回転角



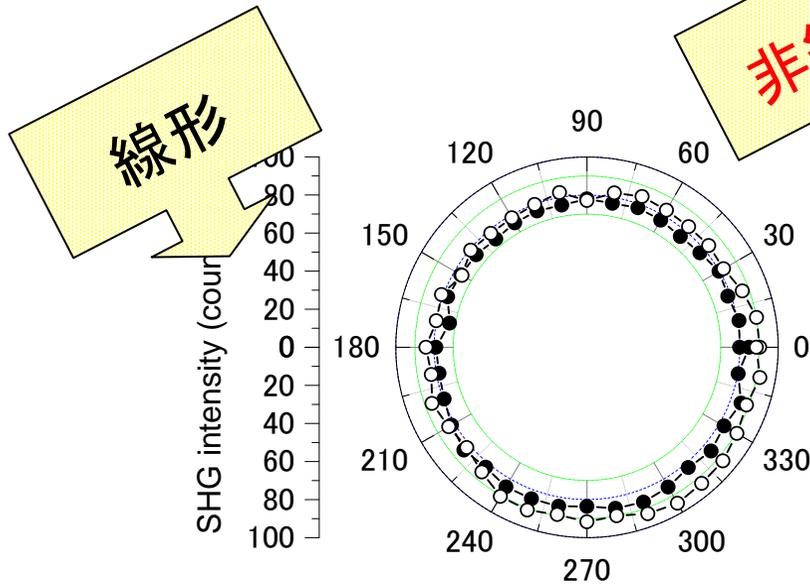
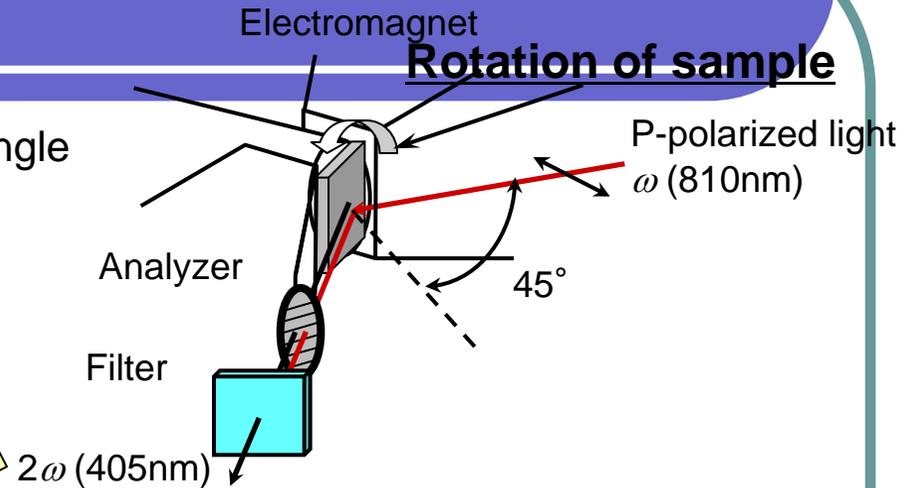
(a) Fe(1ML)/Au(1ML) Pin



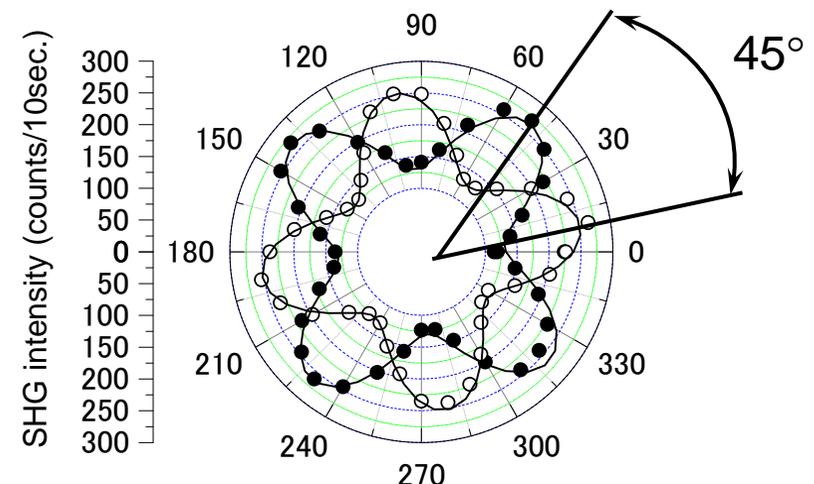
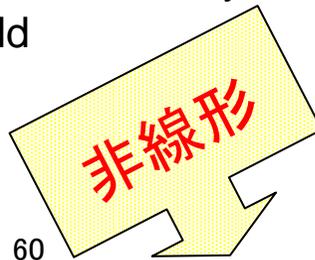
(b) Fe(1.75ML)/Au(1.75ML) Sin

MSHGの試料方位依存性

- Linear optical response ($\lambda=810\text{nm}$)
The isotropic response for the azimuthal angle
- Nonlinear optical response ($\lambda=405\text{nm}$)
The 4-fold symmetry pattern
Azimuthal pattern show 45° -rotation by reversing the magnetic field



(a) Linear (810nm)



(b) SHG (405nm)

Azimuthal angle-dependence of MSHG intensity for [Fe(3.75ML)/Au(3.75ML)] superlattice.

(P_{in} P_{out})

2次の非線形分極

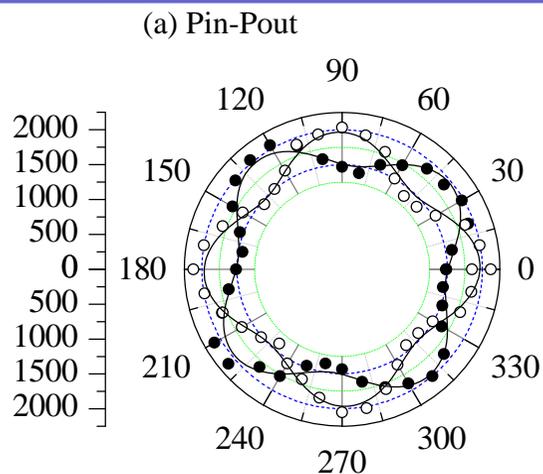
$$P_i^{(2)}(M) = \chi_{ijk}^{(D)}(M) E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(Q)}(M) E_j \nabla_l E_k$$
$$= \chi_{ijk}^{(D)}(0) E_j E_k + X_{ijkL}^{(D)} E_j E_k M_L + \chi_{ijkl}^{(Q)} E_j \nabla_l E_k$$

Surface
nonmagnetic
(dipole term)

Surface
Magnetic
(dipole term)

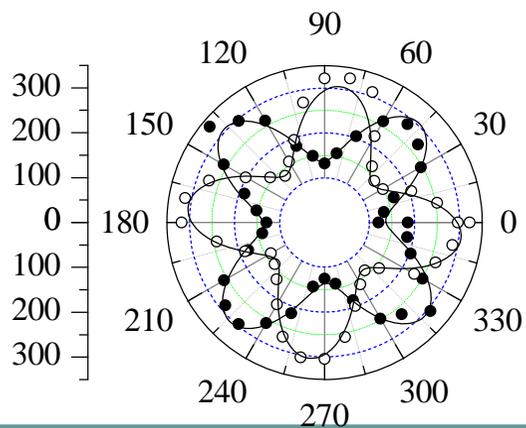
Bulk
nonmagnetic
(quadrupole)

MSHG方位角依存性のシミュレーション

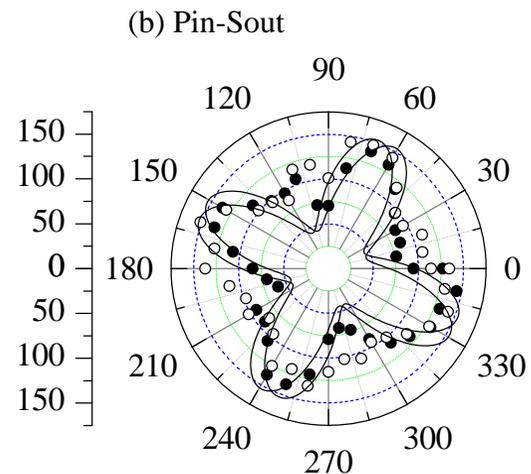


$$A^{PP}=1310, B=26, C=-88$$

(c) Sin-Pout

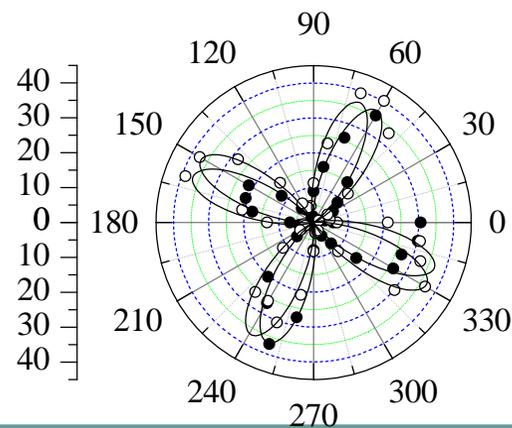


$$A^{SP}=460, B=26, C=-88$$



$$A^{PS}=-300, B=26, C=-88$$

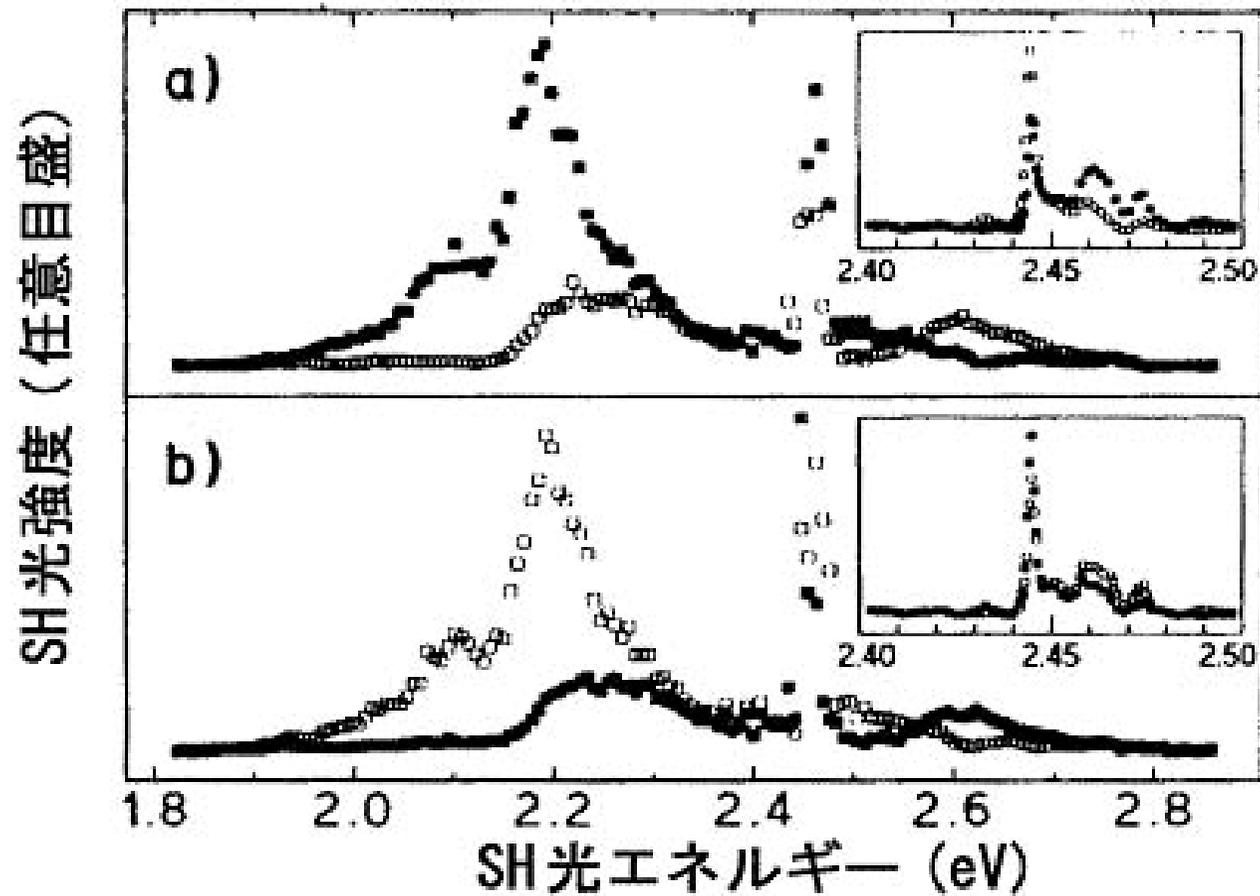
(d) Sin-Sout



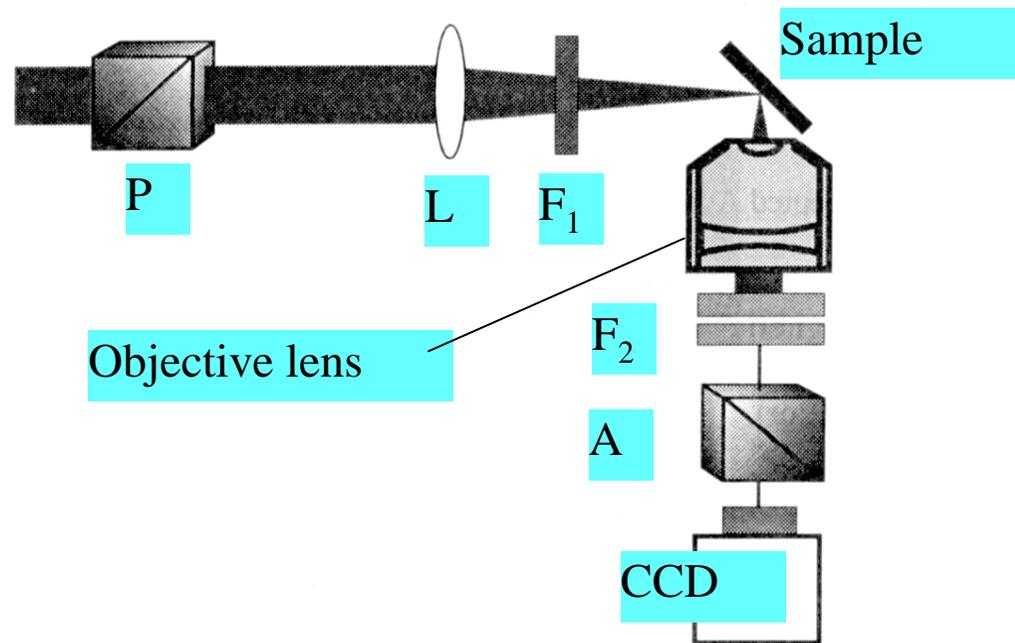
$$A^{SS}=100, B=26, C=-88$$

点: 実験
実線: 計算

Cr₂O₃のMSHG

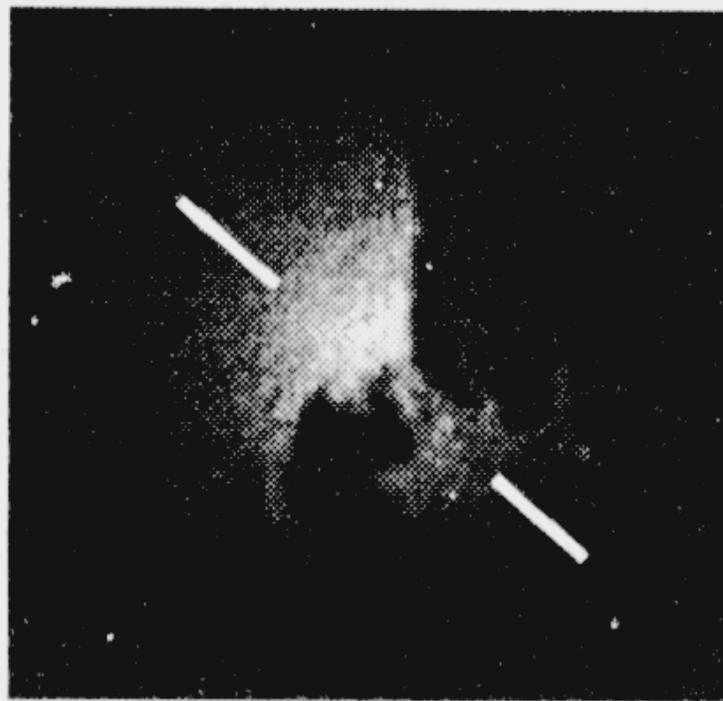
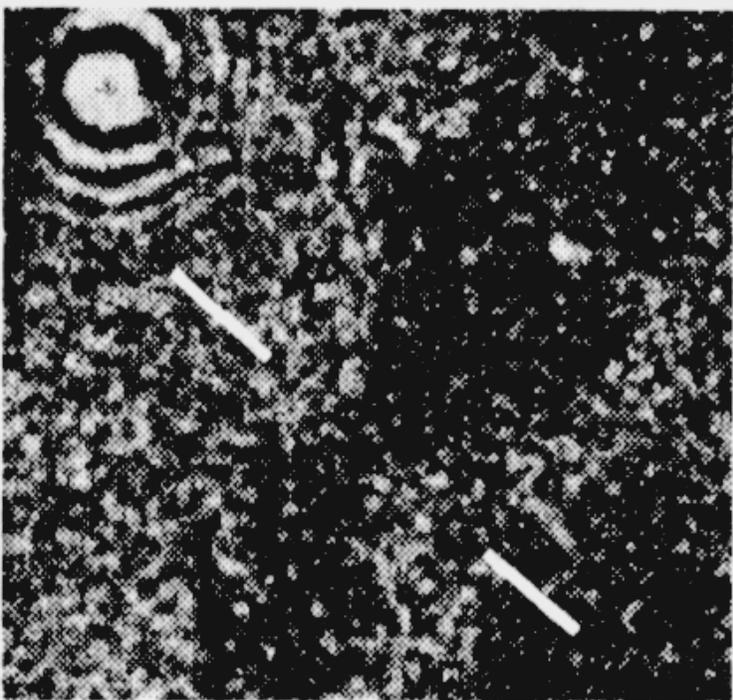


非線形磁気光学顕微鏡

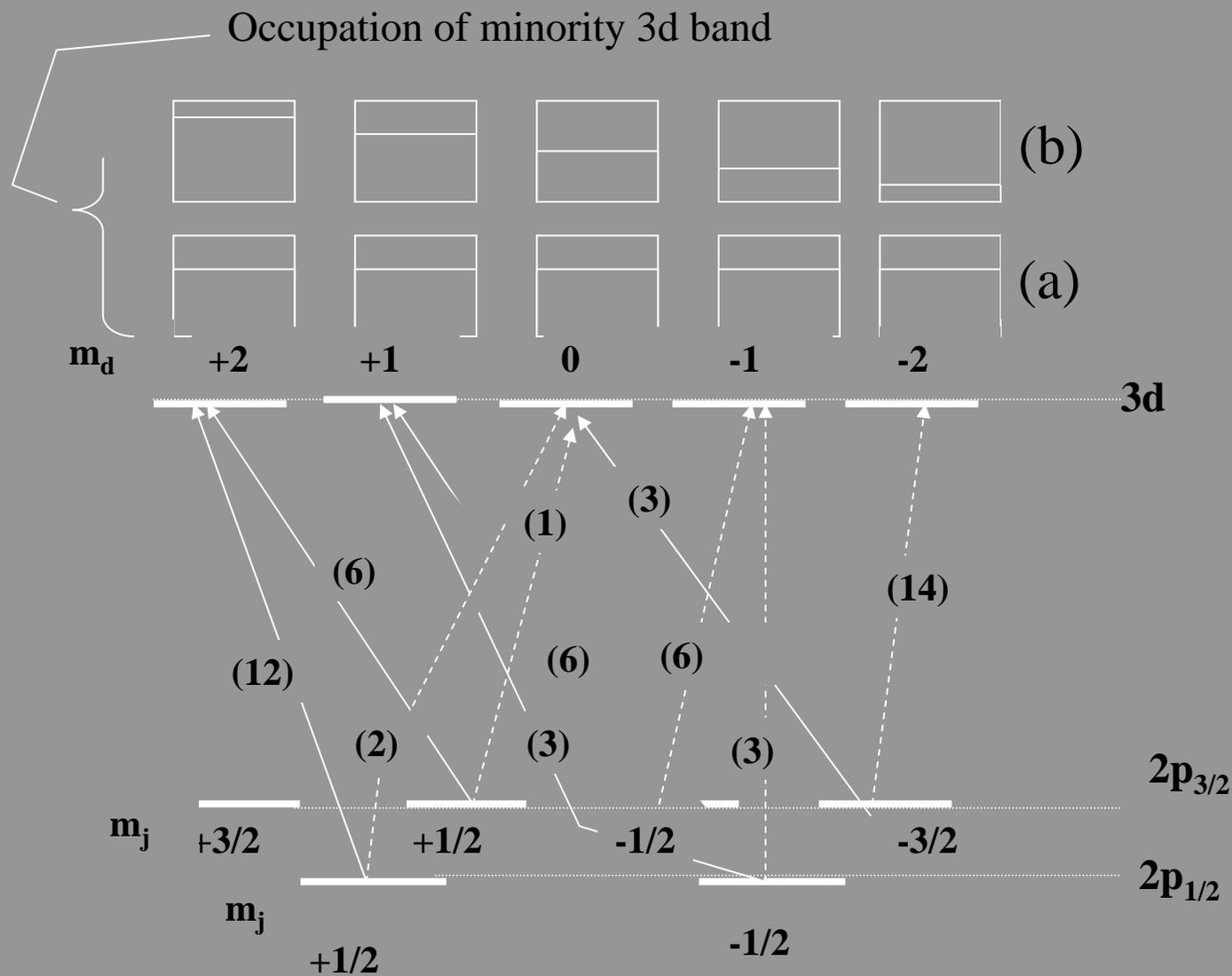


非線形磁気光学顕微鏡の模式図

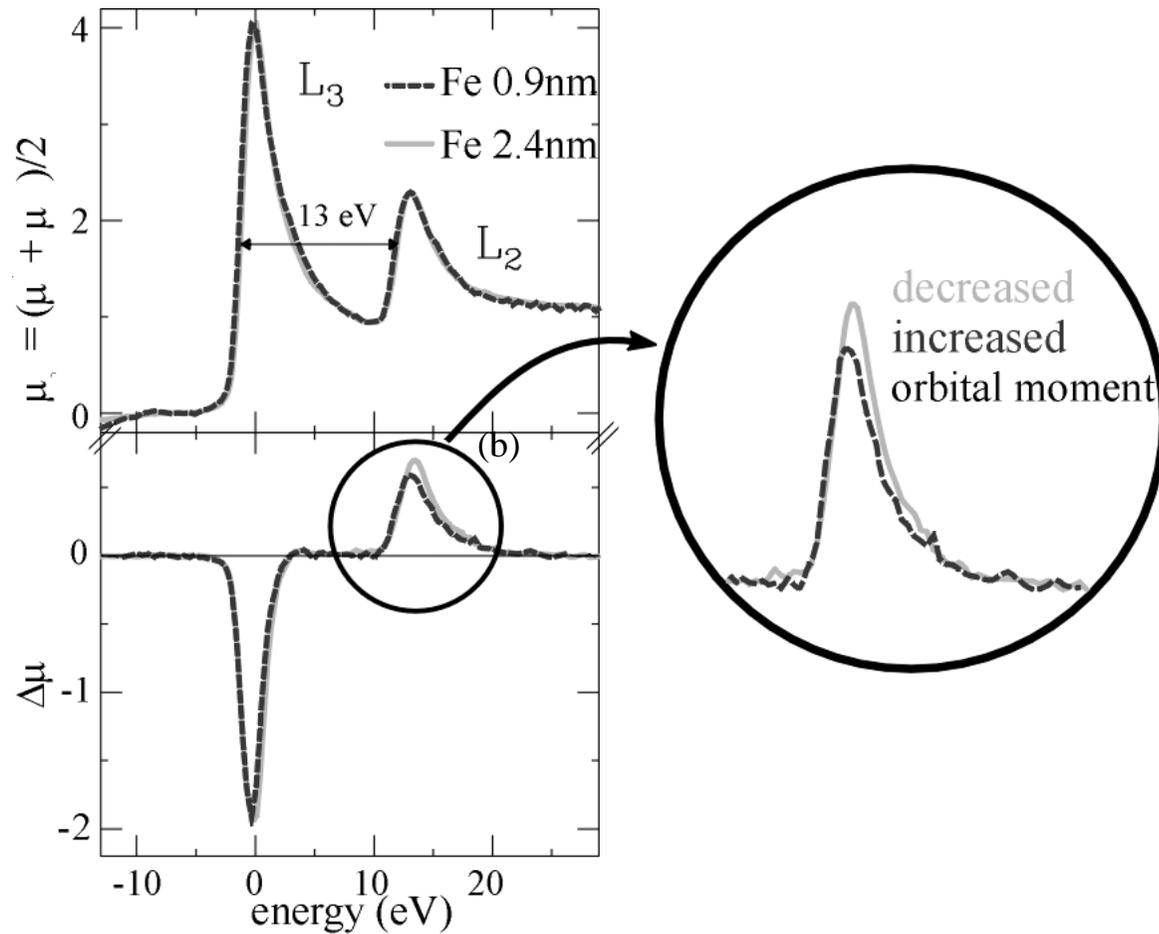
非線形磁氣光学顯微鏡像



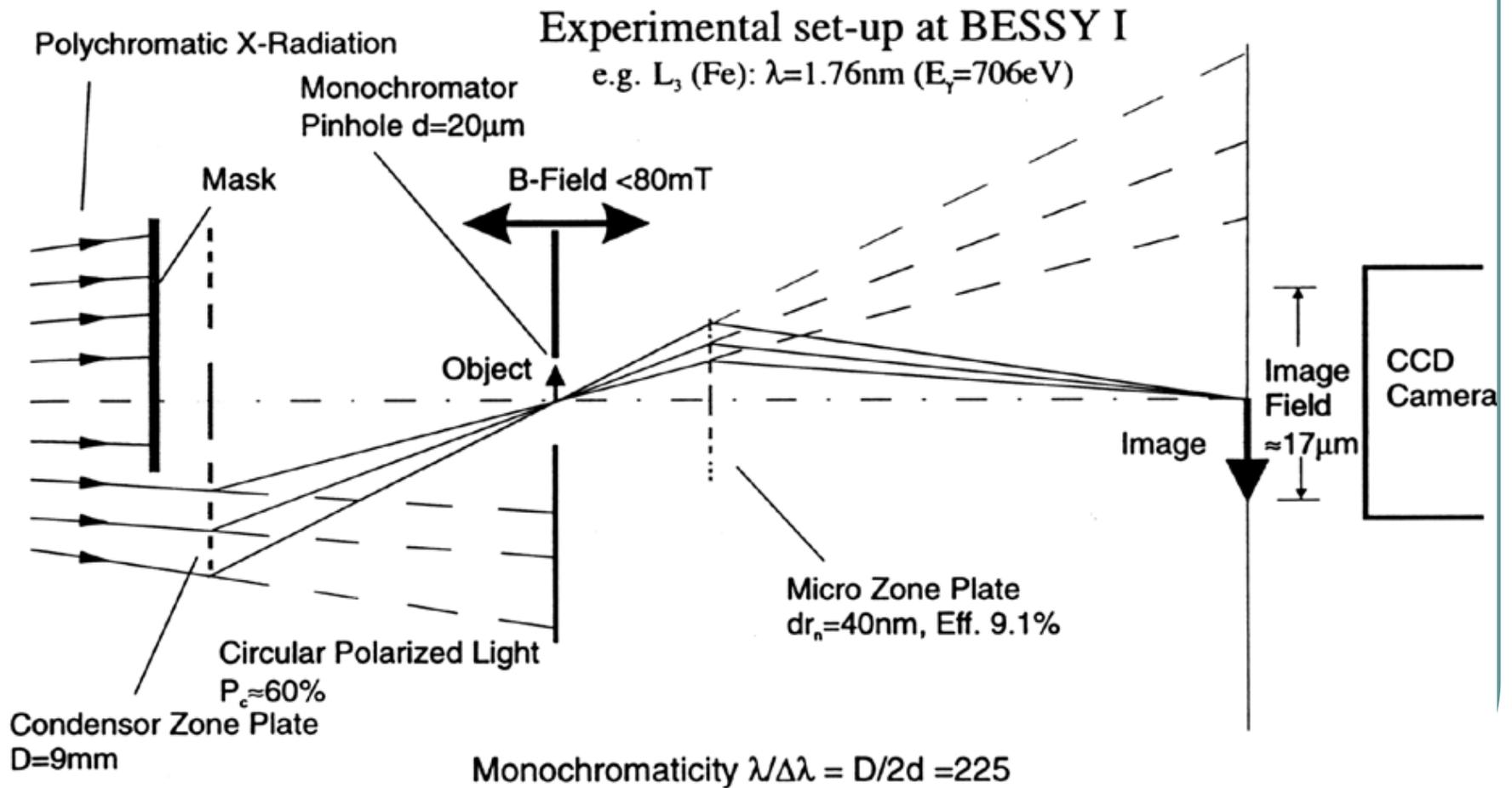
X線磁気光学効果



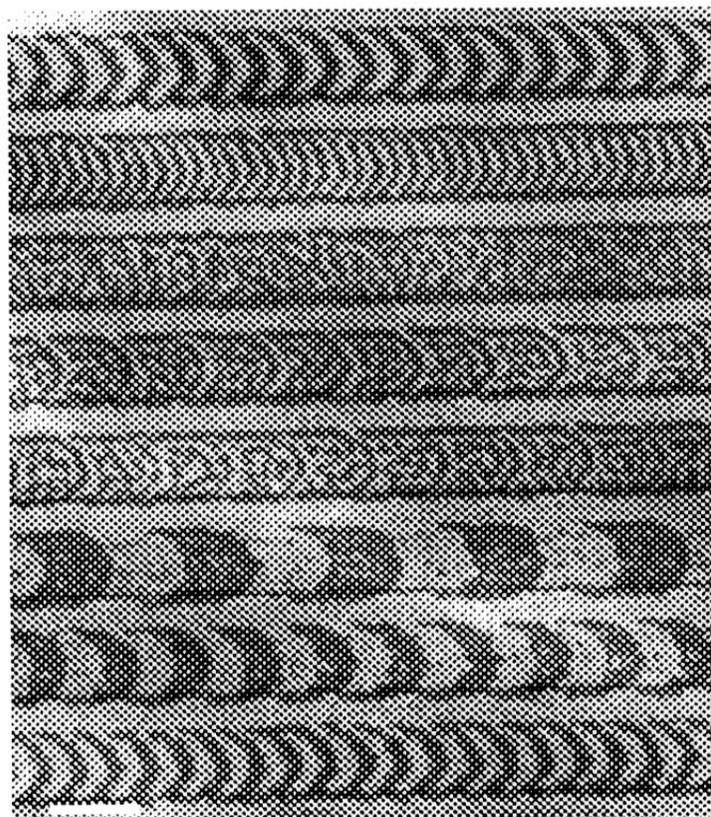
L吸収端の磁気円二色性



XMCD顯微鏡



X線顕微鏡によるMO膜観測



1 μm

mark/space

0.2/0.2

0.1/0.1

0.05/0.05

0.1/0.7

0.05/0.75

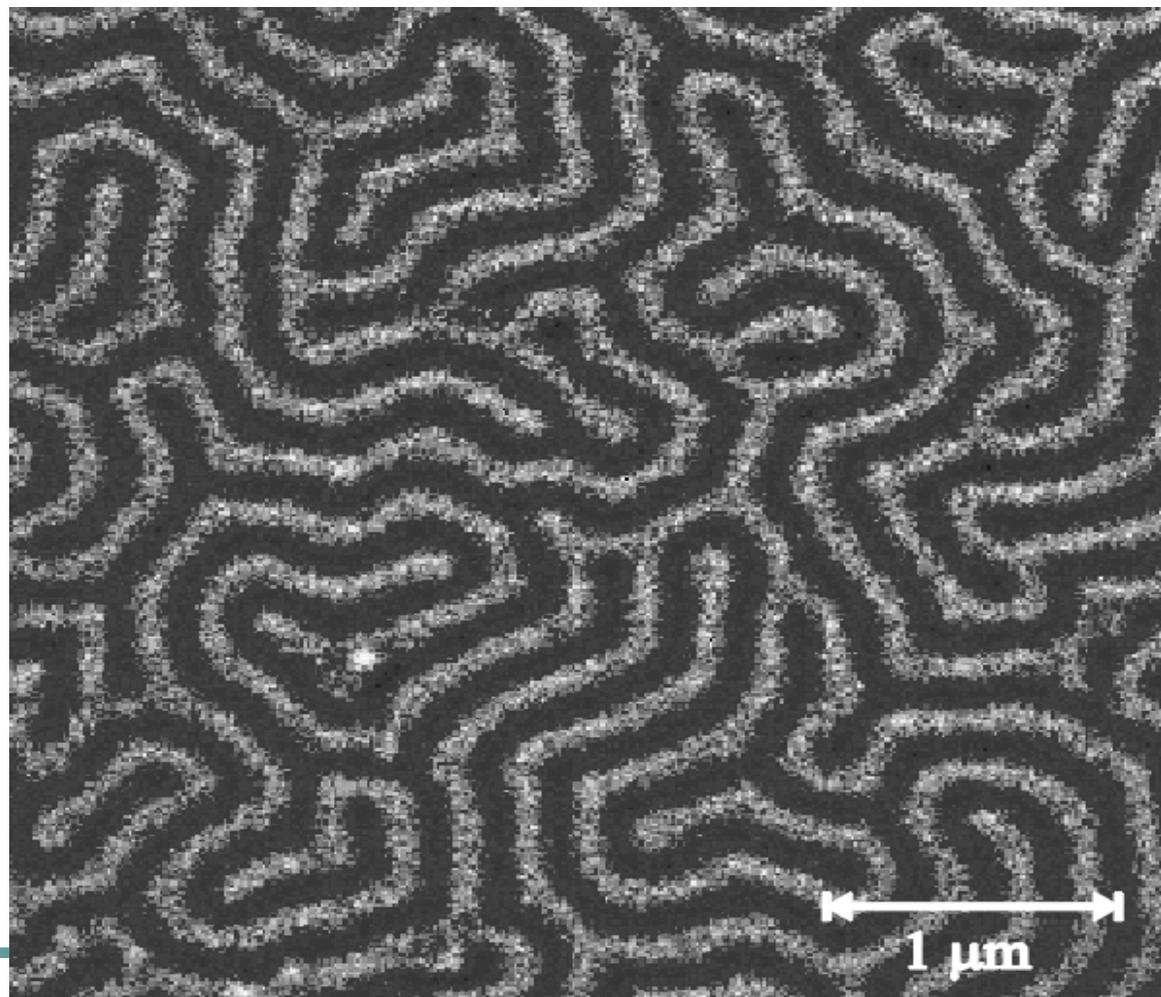
0.8/0.8

0.4/0.4

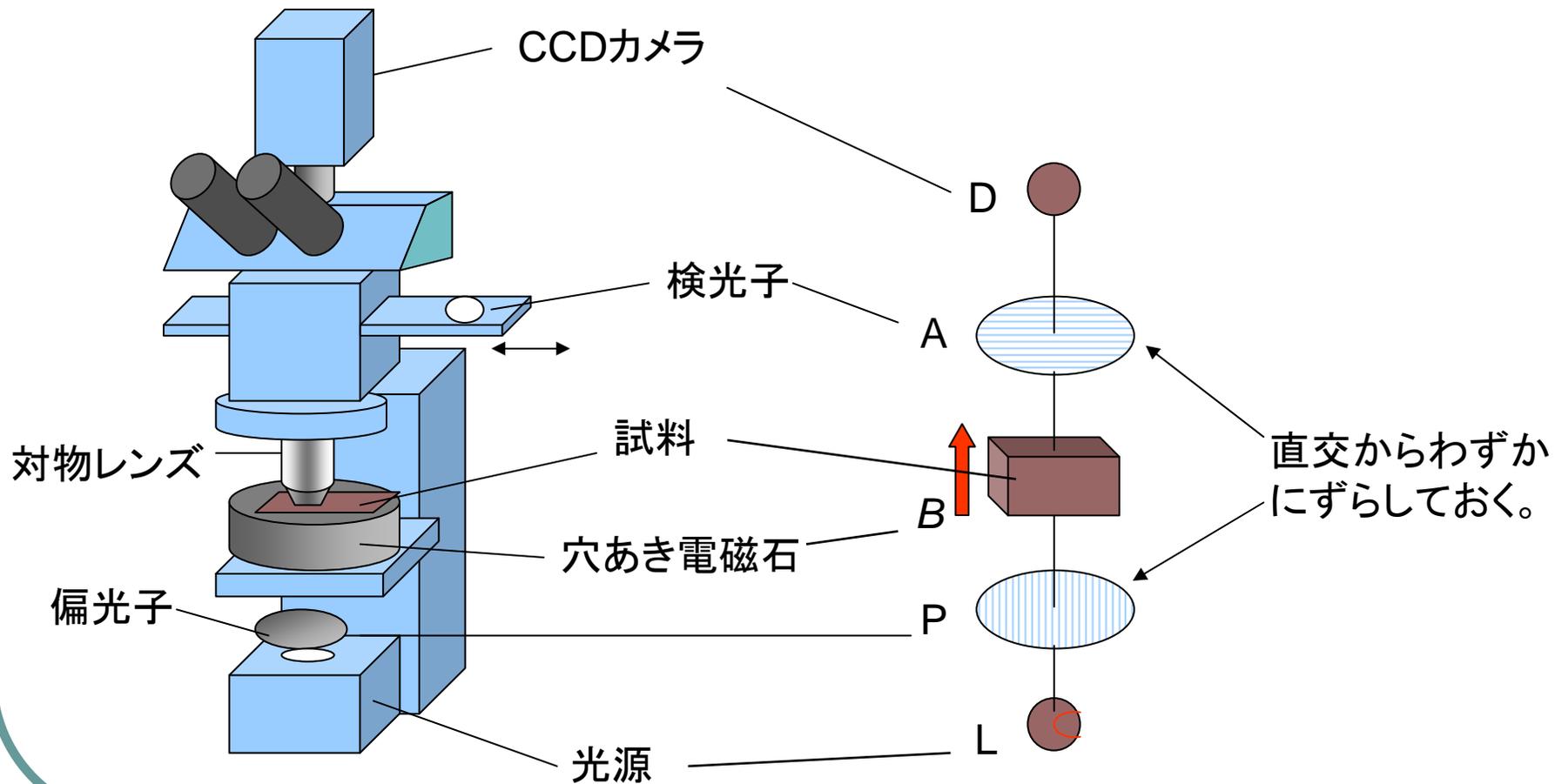
0.2/0.2

μm

X線顕微鏡で観察したGdFeの磁区

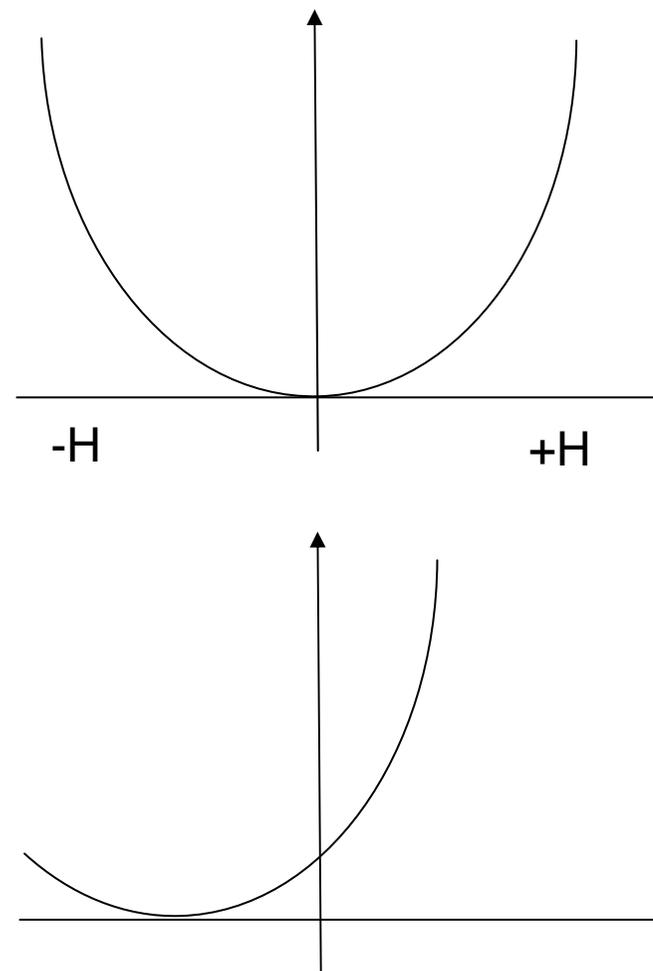


磁気光学顕微鏡によるイメージング



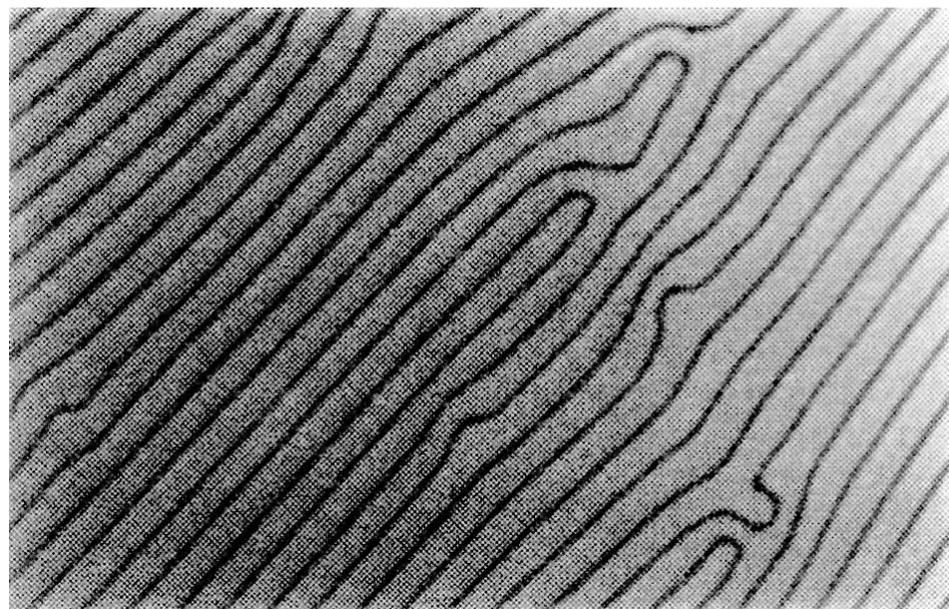
磁気光学顕微鏡による磁区観察

- クロスニコル条件では、磁化の正負に対して対称になり、磁気コントラストがでない
ので、偏光子と検光子の角度を 90° から 4° 程度ずらしておくと、コントラストが得られる。



磁性ガーネットの磁区の 磁気光学効果による観察

- Bi添加磁性ガーネットは、大きなファラデー効果を示す赤外透明の磁性体です。(薄い膜なら可視光線も通すことは、物理システム工学実験でやったとおりです。)
- 垂直磁化を示すガーネット膜は、初磁化状態で縞状磁区、あるいは迷路磁区になります。
- 図は、ファラデー効果で観察した $(\text{Gd,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ (LPE法で作製)膜の磁区です。

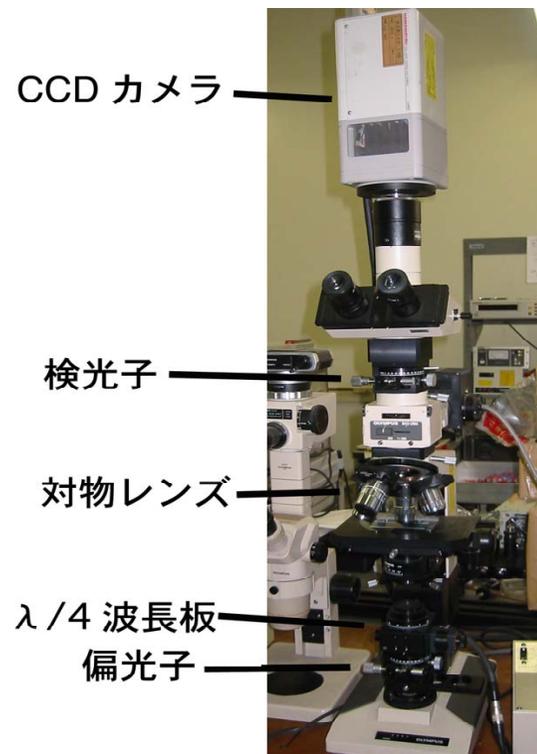


ファラデー効果で観察した
 $(\text{Gd,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ の磁区
NHK技研 玉城氏のご厚意による

磁気光学顕微鏡の高度化

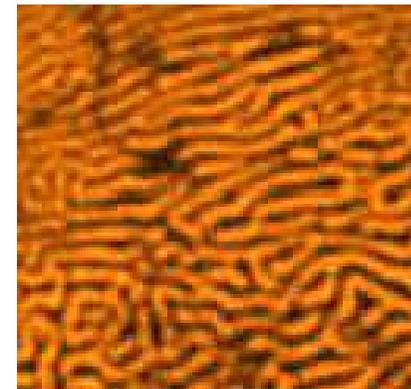
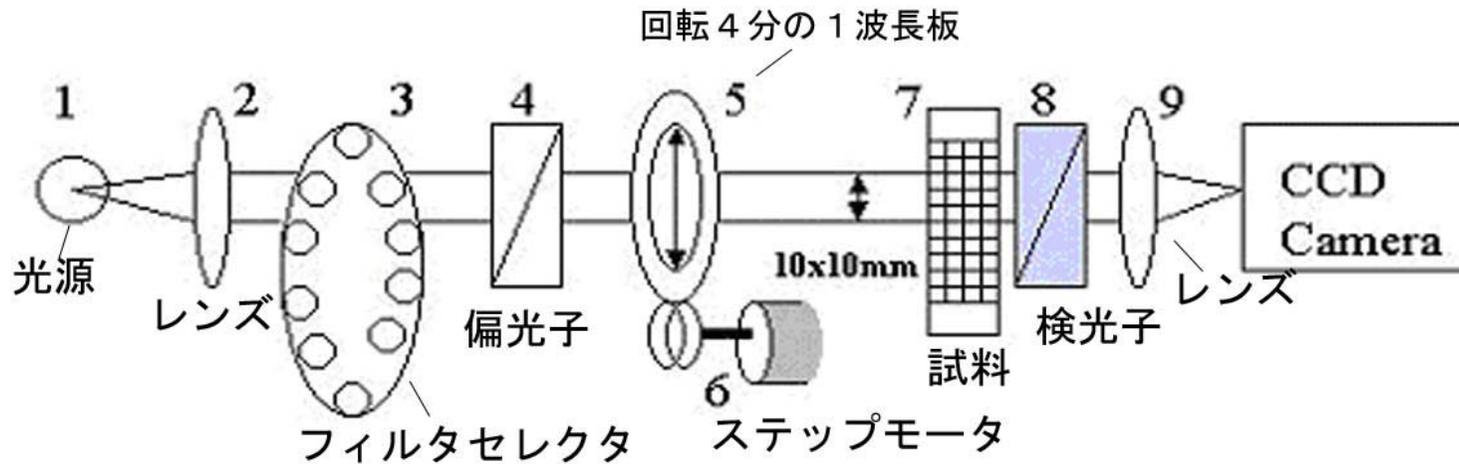
- 私たちは、磁気光学顕微鏡の感度を向上するとともに、不均一な試料において、各部分での磁気光学効果を定量的に評価するために、偏光変調法を使った顕微鏡を開発しました。
- 原理は、以前に測定法のところで紹介した円偏光変調法と同じなのですが、CCD画像なので、PEMのような速い変調が使えません。
- それで、1/4波長板を回転させて、右回り円偏光、直線偏光、左回り円偏光を交互に作り、画像上の差を計算することによって磁気光学効果を評価します。

開発した磁気光学顕微鏡

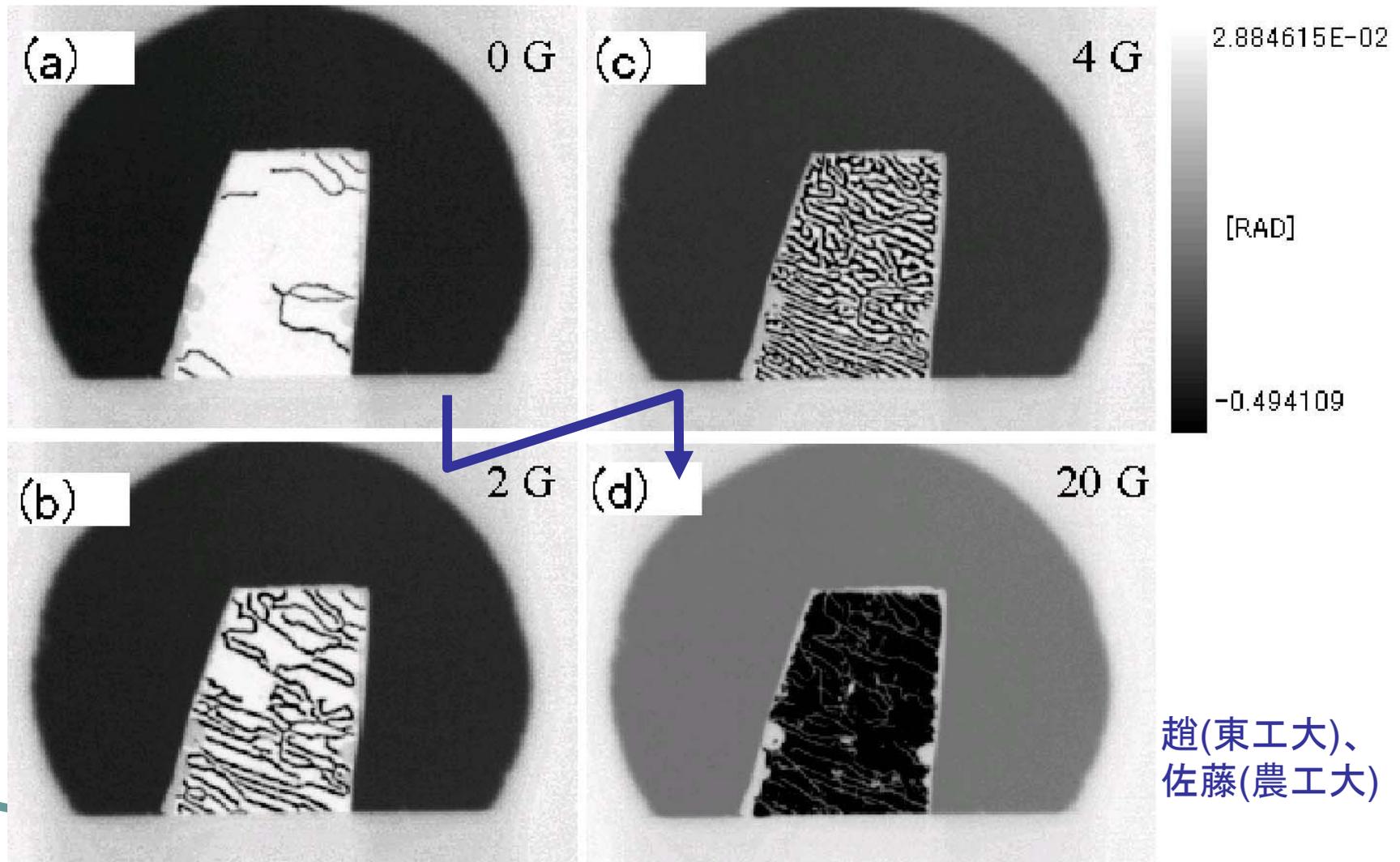


画像上の各点の強度が
磁気光学効果の大きさに対応

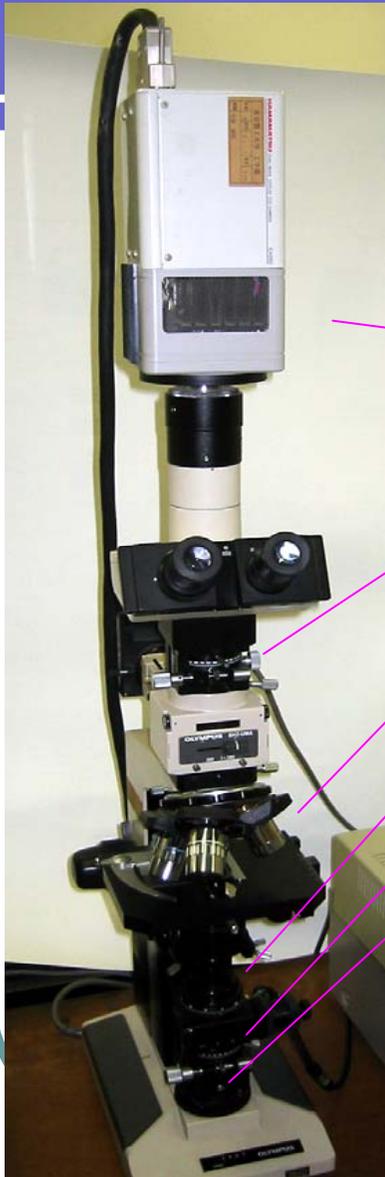
CCDカメラによる磁気光学イメージング



磁性ガーネットの磁区の変化



磁気光学顕微鏡



顕微鏡 : Olympus BH-UMA

CCD : Hamamatsu C4880

検光子 : Glan-Thompson (MG*B10)

対物レンズ : NeoSPlanNIC □ × 10, × 50

波長板 : ACP-400-700

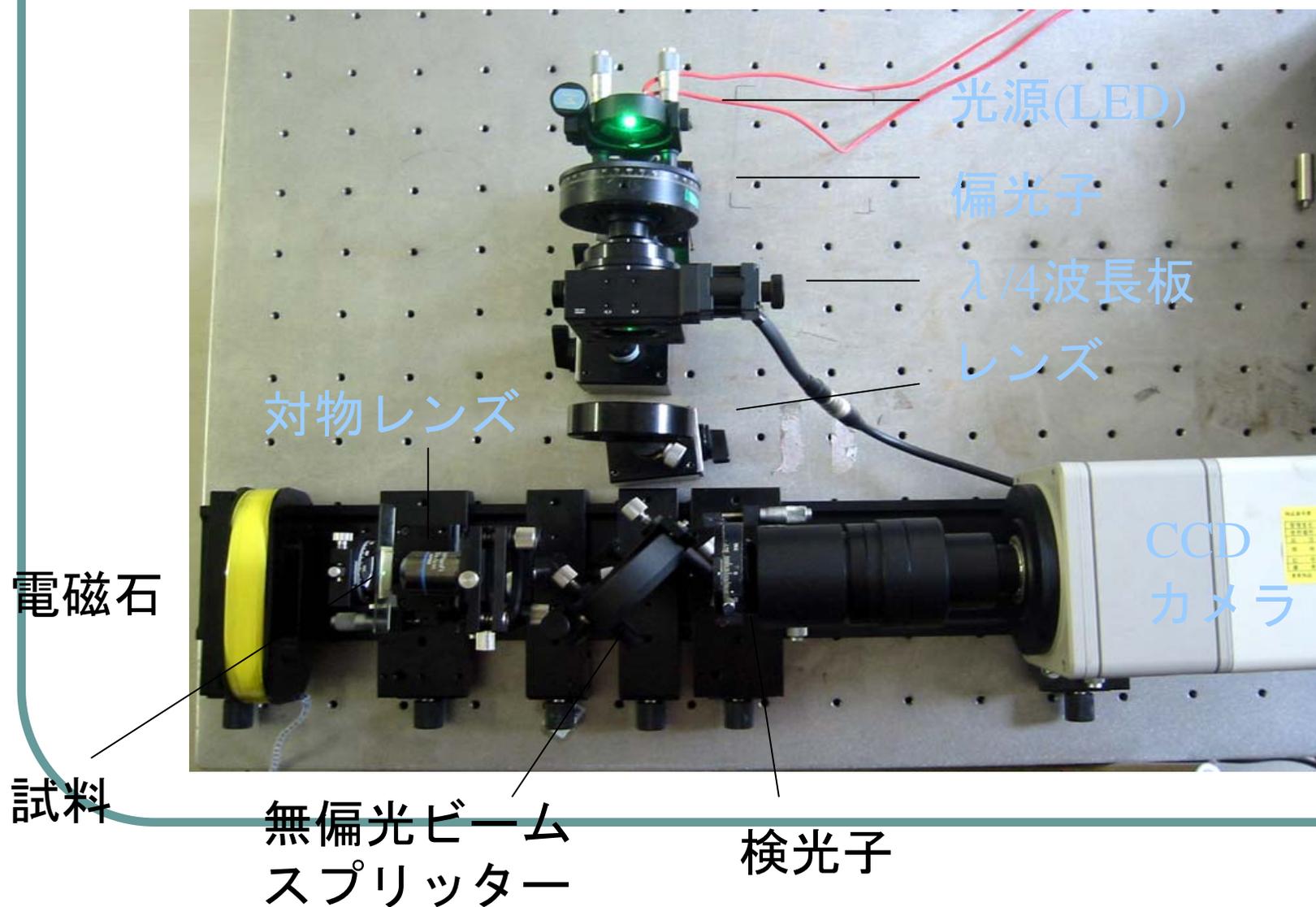
偏光子 : Glan-Thompson (MG*B10)

波長選択 : 干渉フィルター

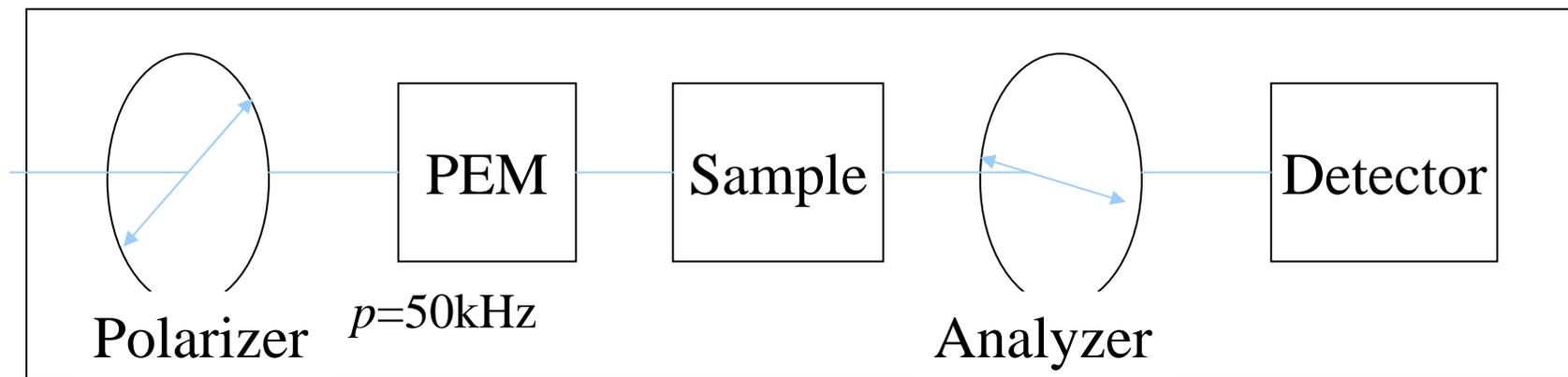
(450, 500, 550, 600, 650 nm)

光源 : ハロゲン電球 20W

反射型磁気光学顕微鏡



PEMを用いた円偏光変調法の説明



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

$$I(p) = I_0 T \cdot 2\eta_F \cdot J_1(\delta_0)$$

$$I(2p) = -I_0 T \cdot 2\theta_F \cdot 2J_2(\delta_0)$$

η_F ファラデー楕円率

θ_F ファラデー回転角

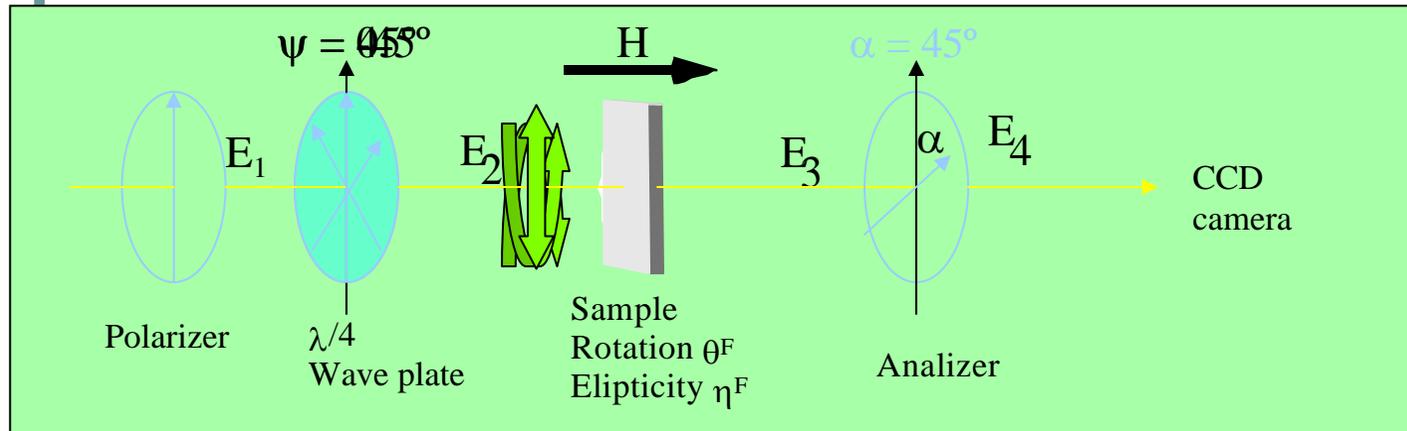
T 透過率

J_n ベッセル関数

p 変調周波数

δ_0 光学遅延の振幅

λ/4波長板を使った測定法



$\psi = 0^\circ$ LP
 45° RCP
 -45° LCP

$$E_2 = ASQPE_1$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_F + i\eta_F \sin \theta_F & -\sin \theta_F + i\eta_F \cos \theta_F \\ \sin \theta_F - i\eta_F \cos \theta_F & \cos \theta_F + i\eta_F \sin \theta_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 + i \cos 2\psi & i \sin 2\psi \\ i \sin 2\psi & 1 - i \cos 2\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \theta_F + \sin \theta_F - \eta_F (\sin(2\psi + \theta_F) - \cos(2\psi + \theta_F)) + i \{ \cos(2\psi + \theta_F) + \sin(2\psi + \theta_F) + \eta_F (\sin \theta_F - \cos \theta_F) \} \\ \cos \theta_F + \sin \theta_F - \eta_F (\sin(2\psi + \theta_F) - \cos(2\psi + \theta_F)) + i \{ \cos(2\psi + \theta_F) + \sin(2\psi + \theta_F) + \eta_F (\sin \theta_F - \cos \theta_F) \} \end{pmatrix} E_x
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I(\psi) &= (\cos \theta_F + \sin \theta_F - \eta_F (\sin(2\psi + \theta_F) - \cos(2\psi + \theta_F)))^2 \\
 &+ (\cos(2\psi + \theta_F) + \sin(2\psi + \theta_F) + \eta_F (\sin \theta_F - \cos \theta_F))^2 |E_x|^2 / 4
 \end{aligned}$$

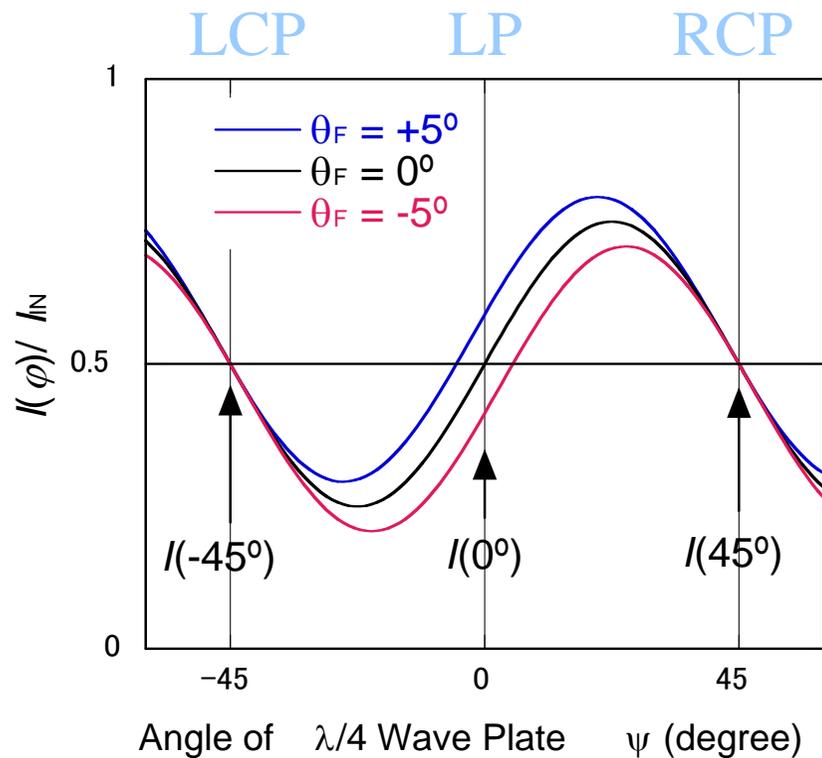
$$I(0^\circ)$$

$$I(45^\circ)$$

$$I(-45^\circ)$$

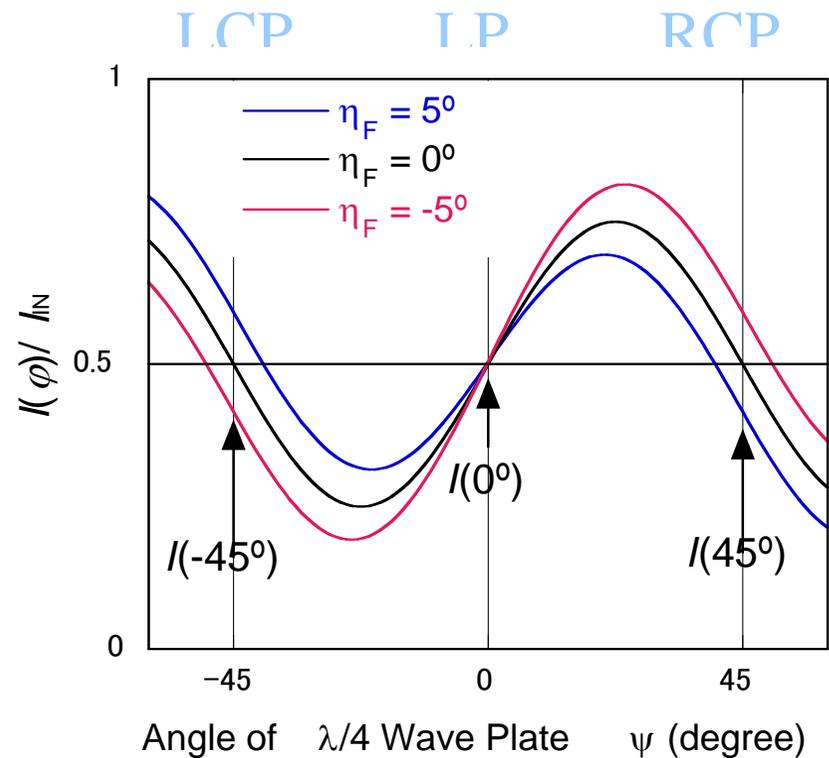
光強度 $I(\varphi)$ と磁気光学信号

Faraday rotation



$$\theta_F = -5, 0, 5^\circ, \\ \eta_F = 0^\circ$$

Faraday ellipticity



$$\theta_F = 0^\circ, \\ \eta_F = -5, 0, 5^\circ$$

磁気光学画像の求め方

ファラデー回転角

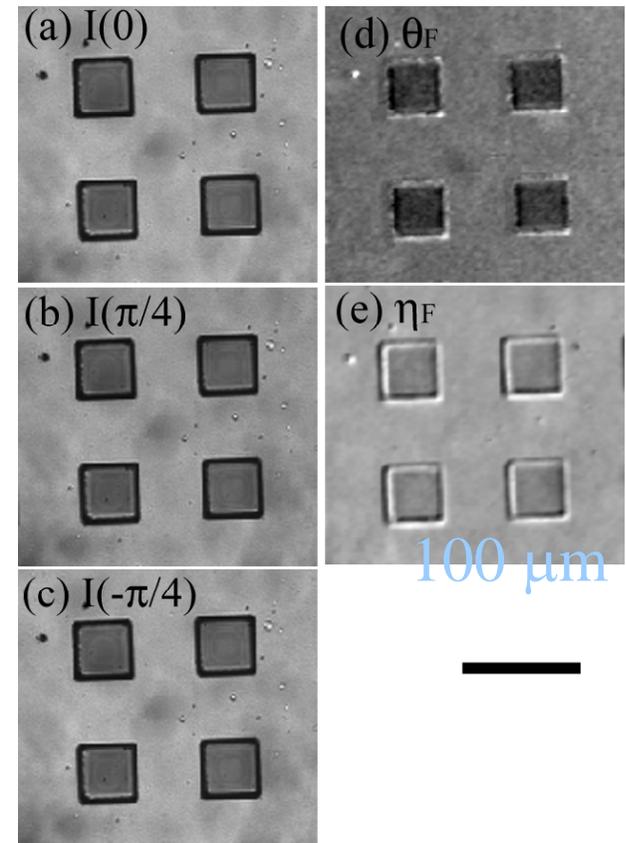
$$\theta_F = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left\{ -\frac{2I(0) - \{I(\pi/4) + I(-\pi/4)\}}{(1 - \eta_F^2) |E_x|^2} \right\}$$

$$\theta_F \approx \frac{1}{2} \left\{ \frac{2I(0) - [I(\pi/4) + I(-\pi/4)]}{(1 - \eta_F^2) [I(\pi/4) + I(-\pi/4)]} \right\}$$

ファラデー楕円率

$$\eta_F = -\frac{1}{2} \{I(\pi/4) - I(-\pi/4)\} / |E_x|^2$$

$$\eta_F \approx -\frac{1}{2} \left\{ \frac{I(\pi/4) - I(-\pi/4)}{I(\pi/4) + I(-\pi/4)} \right\}$$

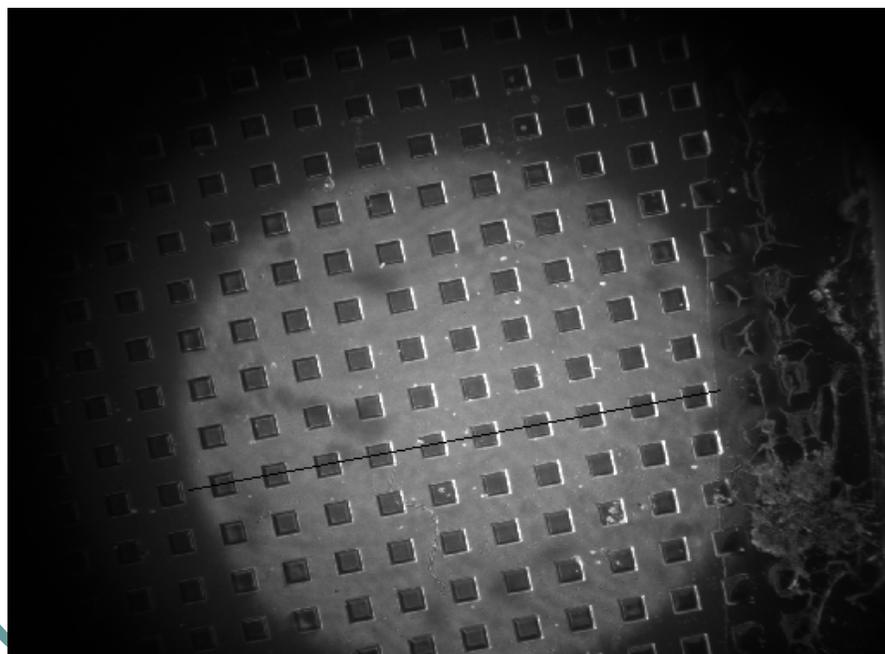


CCD カメラで撮った (a) $I(0^\circ)$, (b) $I(45^\circ)$, (c) $I(-45^\circ)$ および、画像処理で得られた (d) ファラデー回転と (e) 楕円率。

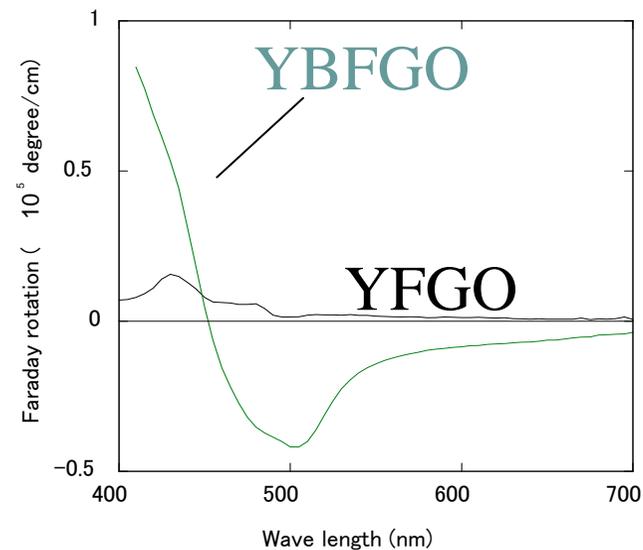
ファラデー回転像を測定した試料

MODで作製した
正方形ドット配列
サイズ
膜厚

$50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$
200nm



通常の磁気光学効果像

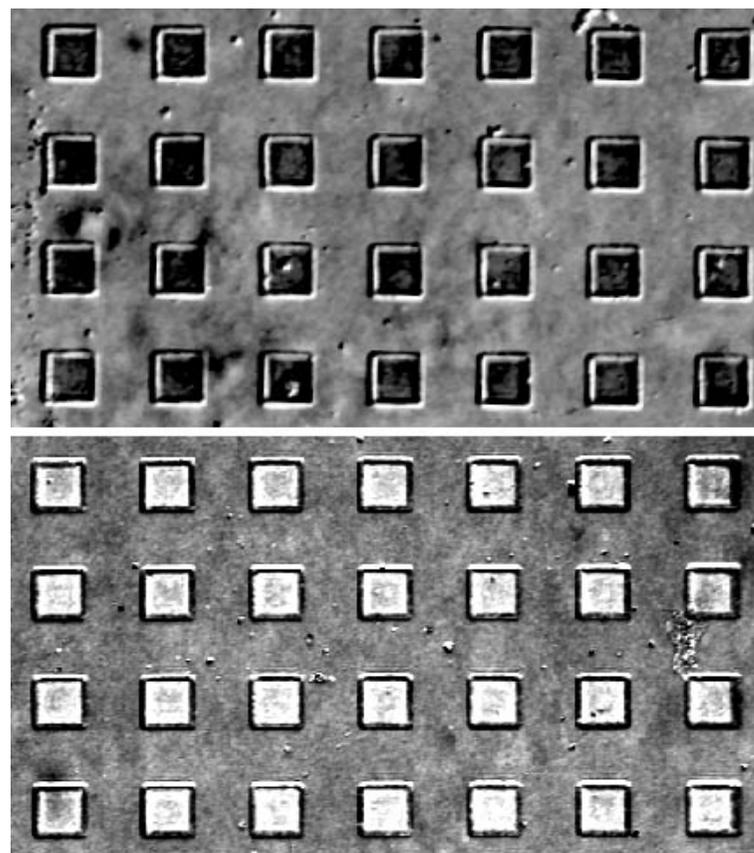
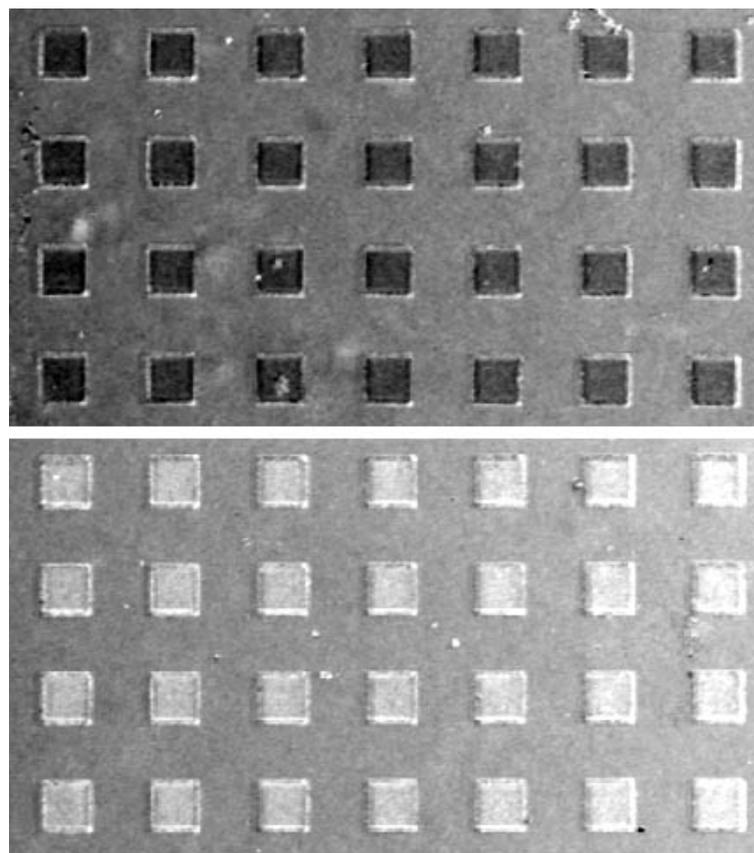


YBFGOの磁気光学スペクトル

ファラデー回転角像

ファラデー楕円率像

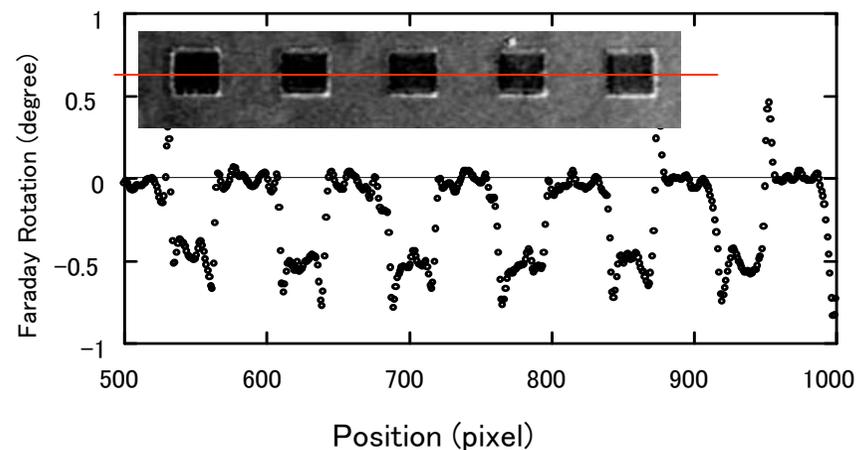
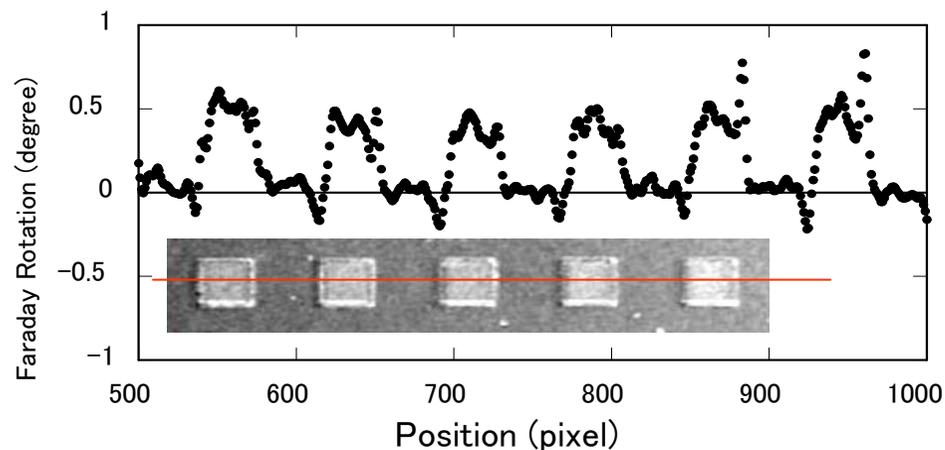
磁化反転



磁化反転によるファラデー効果の画像の反転

波長500 nm

ファラデー回転角の定量測定



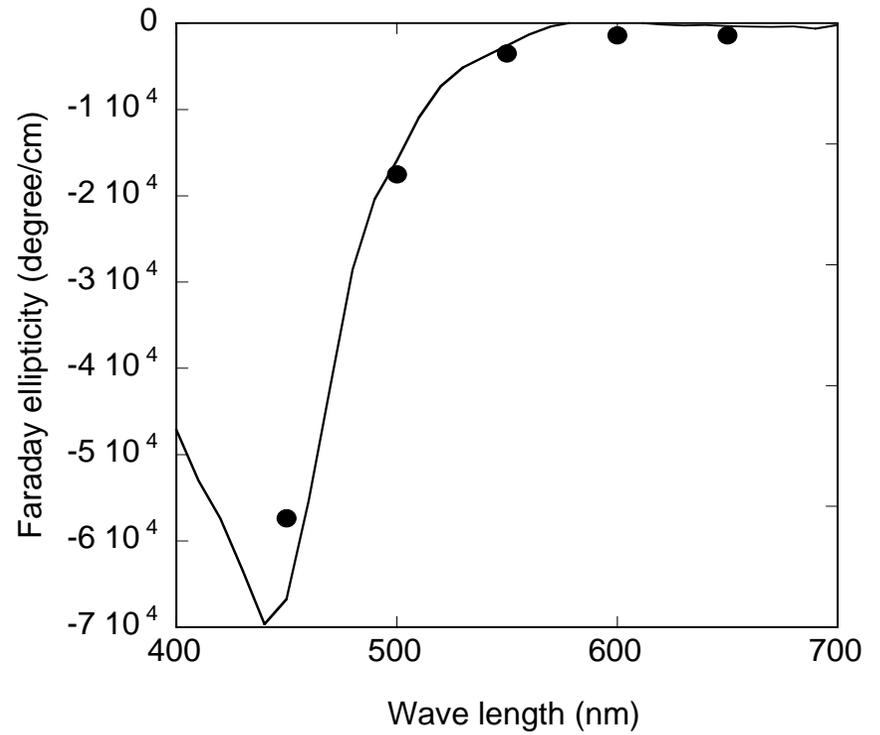
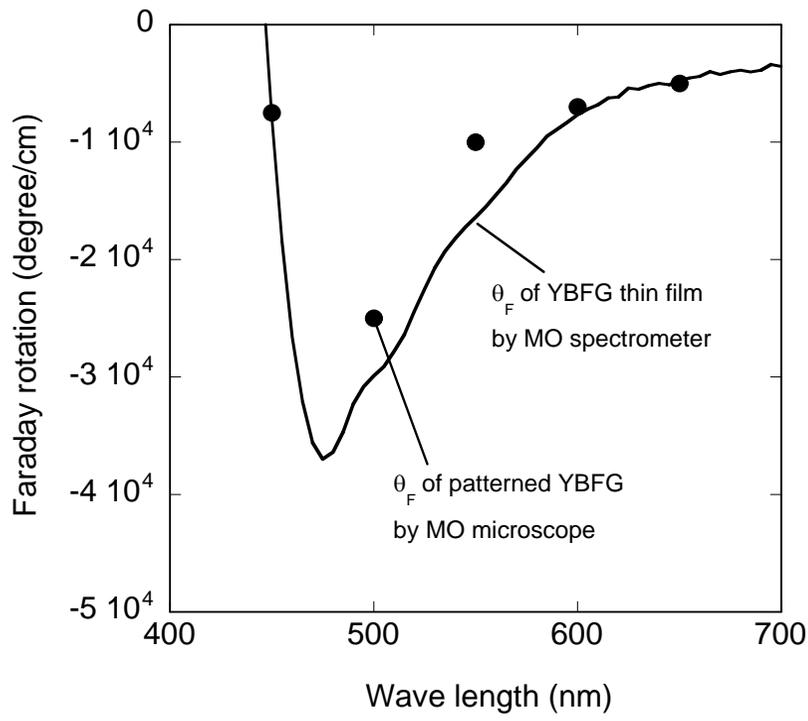
磁化反転

$\lambda=500$ nm

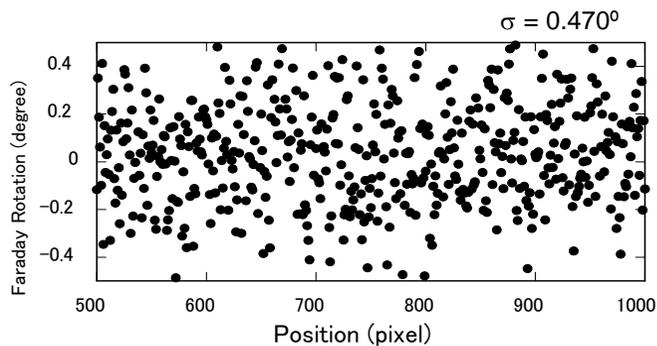
標準試料を使わずに回転角を決定
回転角は約 0.5 deg.と決定



ファラデー回転 θ_F とファラデー楕円率 η_F の波長依存性の定量的評価



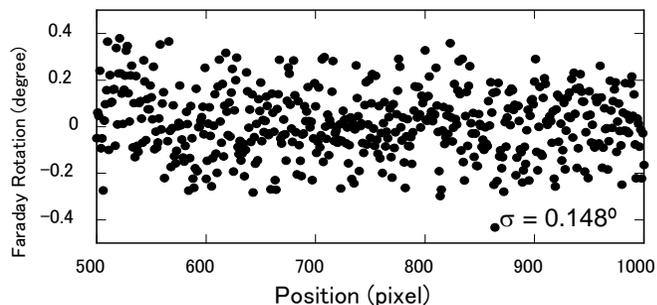
データの精度



σ : 標準偏差

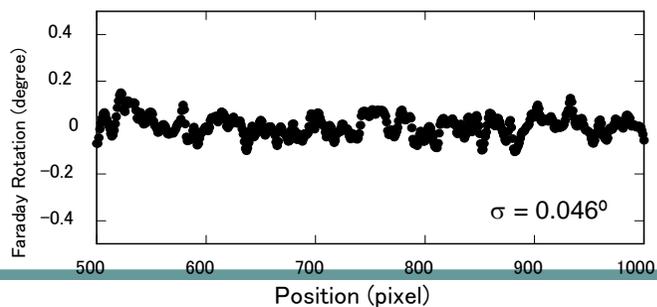
1 shot

0.920°



10回積算

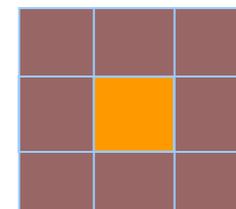
0.148°



10回積算

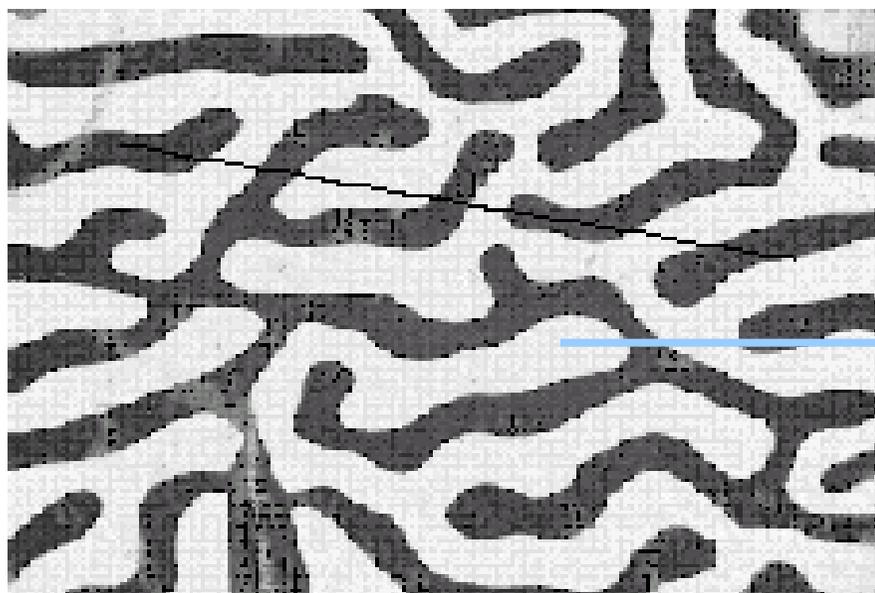
+ 平滑化

0.048°

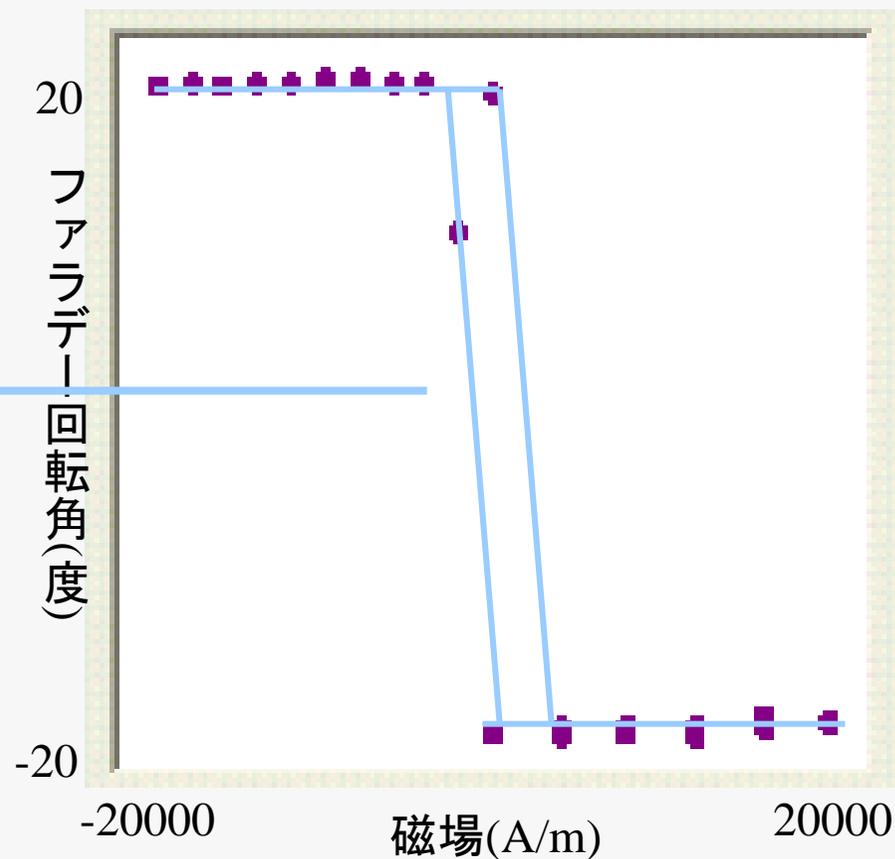


ヒステリシスの測定

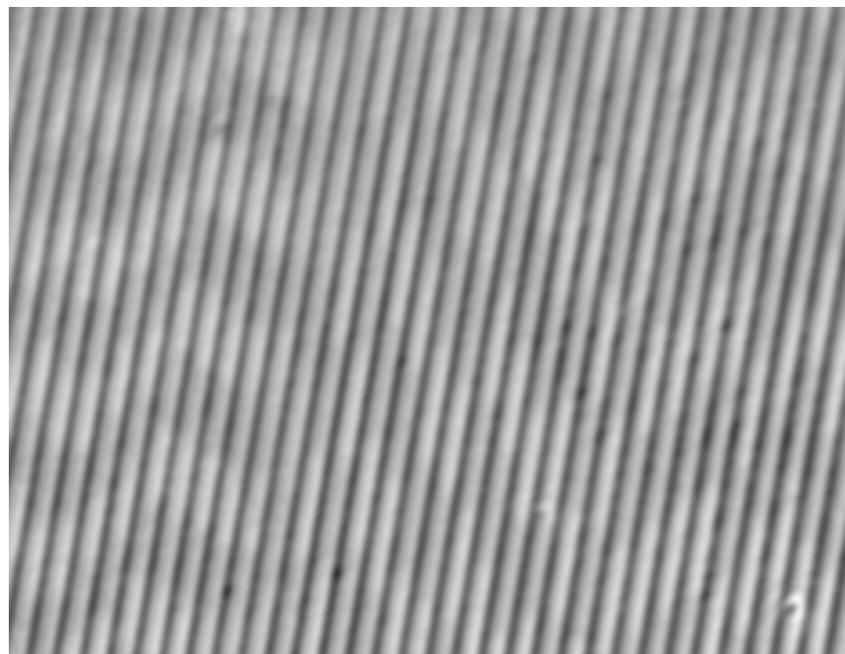
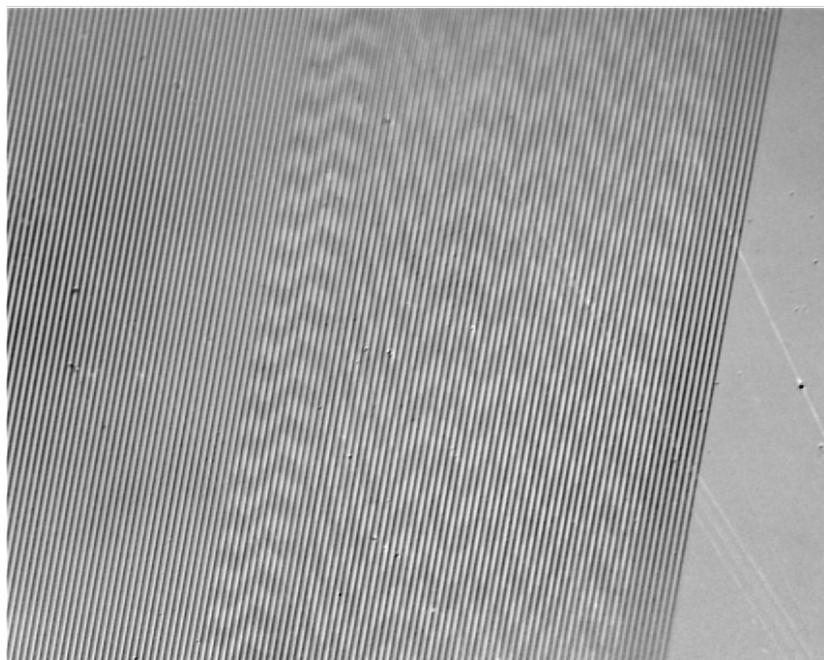
磁界を正負に変化させて、各磁界における磁気光学画像を測定しておけば、あとで、カーソルを持ってくるだけで、その位置のヒステリシスを評価できる。



東邦大品川教授提供の
Y1-xBixFe5O12薄膜の
磁気光学像



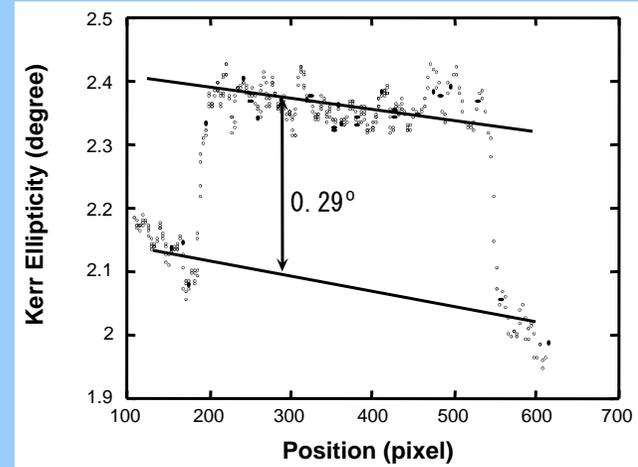
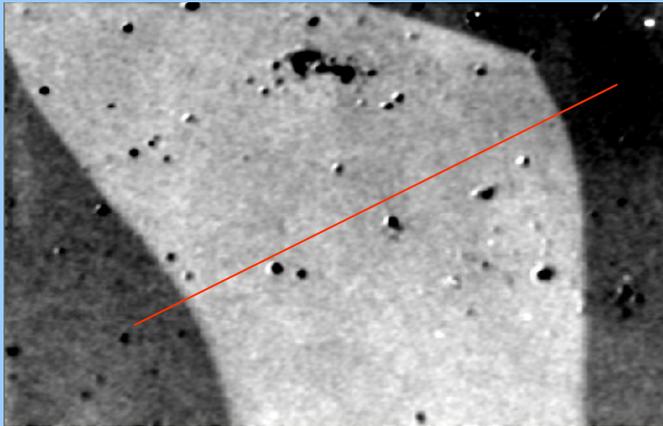
Pt/Co MO ディスクの記録マーク



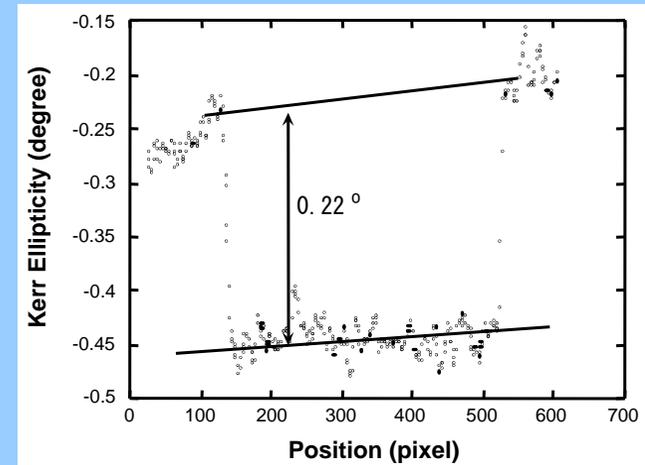
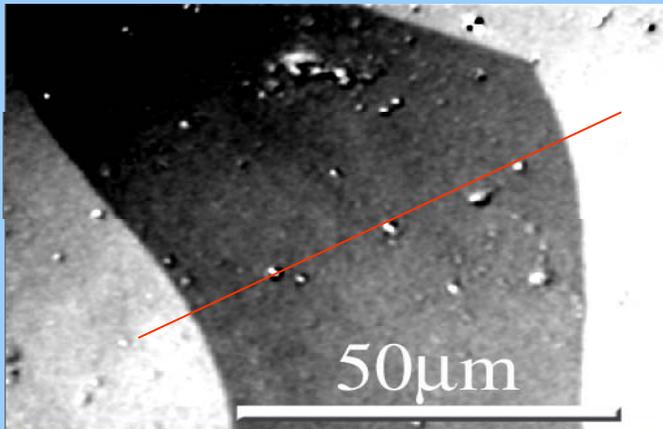
MO記録された1 μm のグループが明瞭に見られており分解能は1 μm 以下と推定される

Bi:YIG薄膜のカー一回転画像

Kerr rotation



Kerr ellipticity

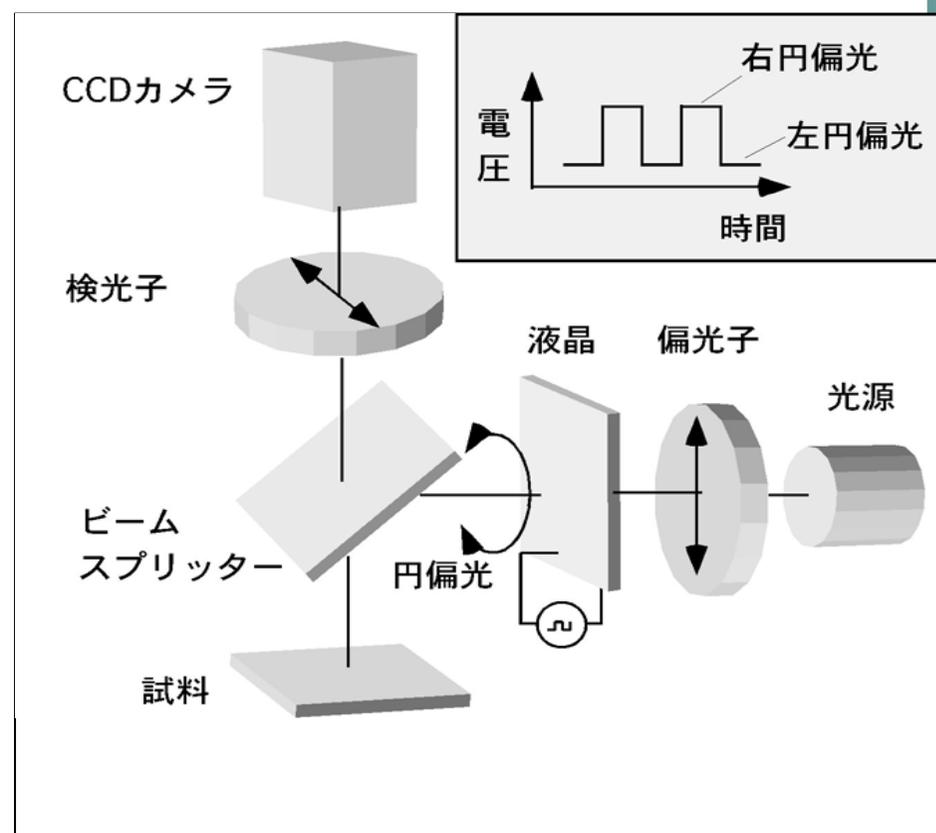
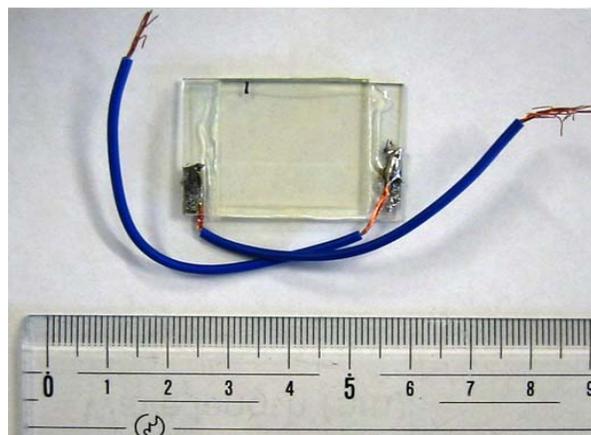


動画像を得るために

- 回転1/4波長板では、1つの画像をとるために数秒が必要ですが、磁界を変化させて画像を見るには、速い応答が必要です。
- できれば、ビデオレート(1秒間に30フレーム)で測定したい。
- そこで、回転検光子の代わりに液晶板を使い電圧によって光学遅延を制御することとしました。

液晶波長板による偏光スイッチ

- $\lambda/4$ 板を回転する代わりに液晶に加える電圧を制御

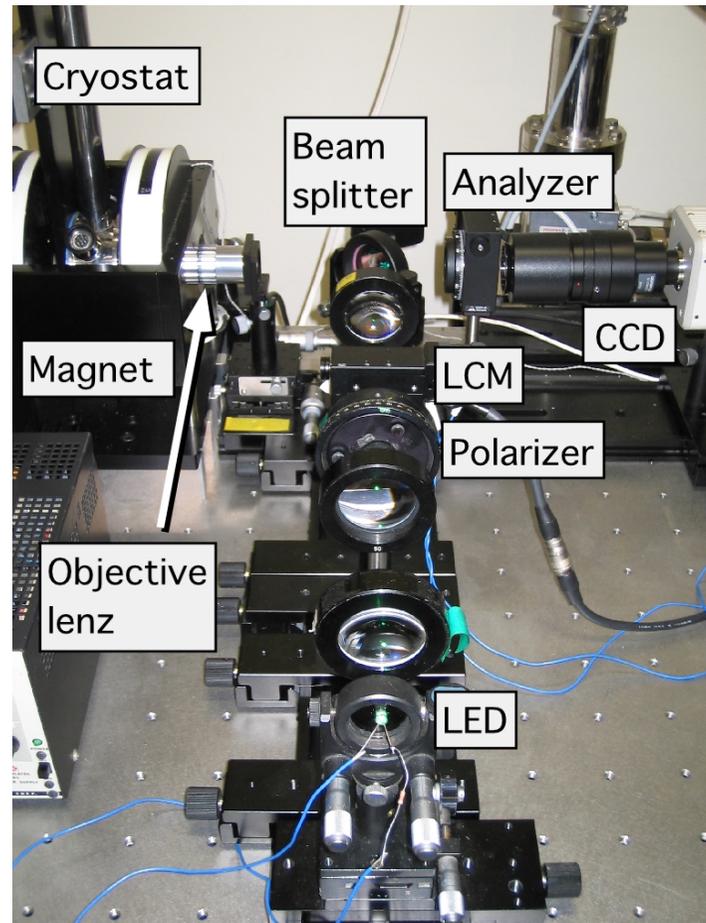


液晶変調器を用いた磁気光学顕微鏡

MO microscope

Cryostat
3.5 - 500 K

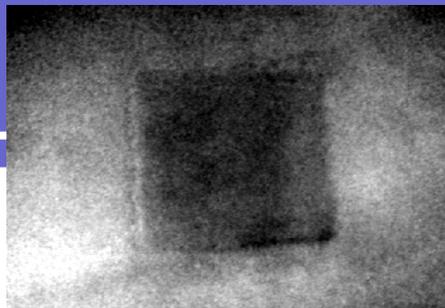
LED
Green 525nm
Blue 470nm



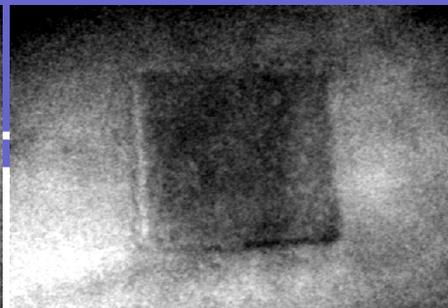
CCD
150 fps

Sample $\text{Y}_2\text{BiFe}_4\text{GaO}_{12}$

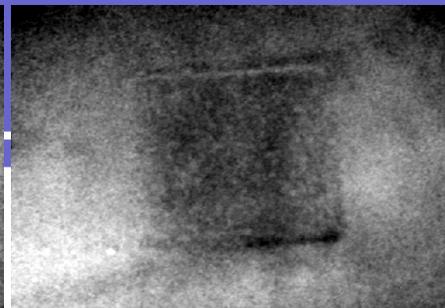
パターンサイズ 50 μm 角



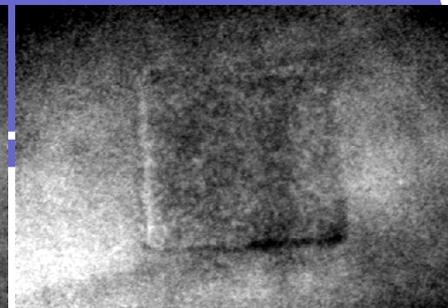
0s



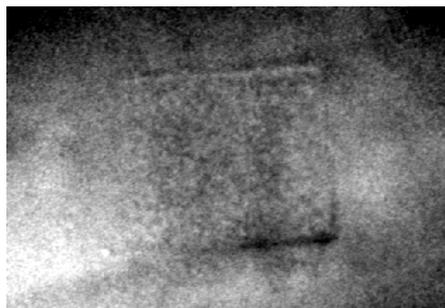
1s



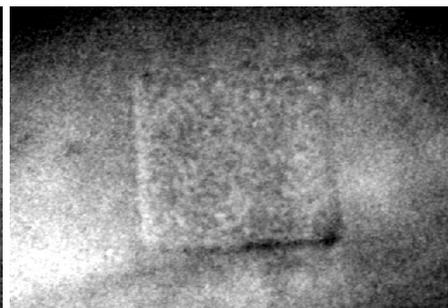
2s



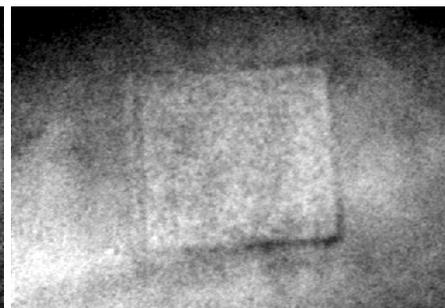
3s



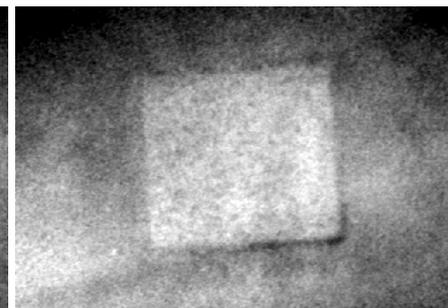
4s



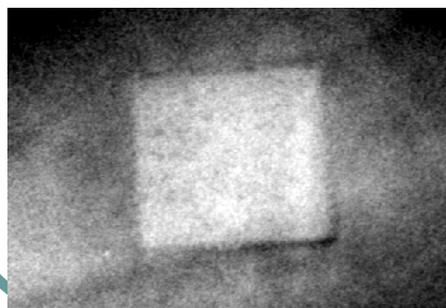
5s



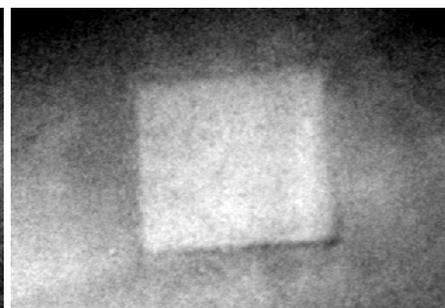
6s



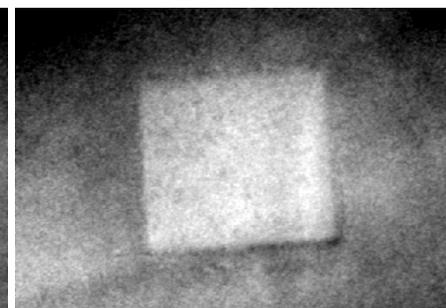
7s



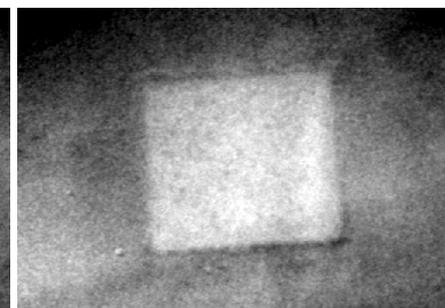
8s



9s

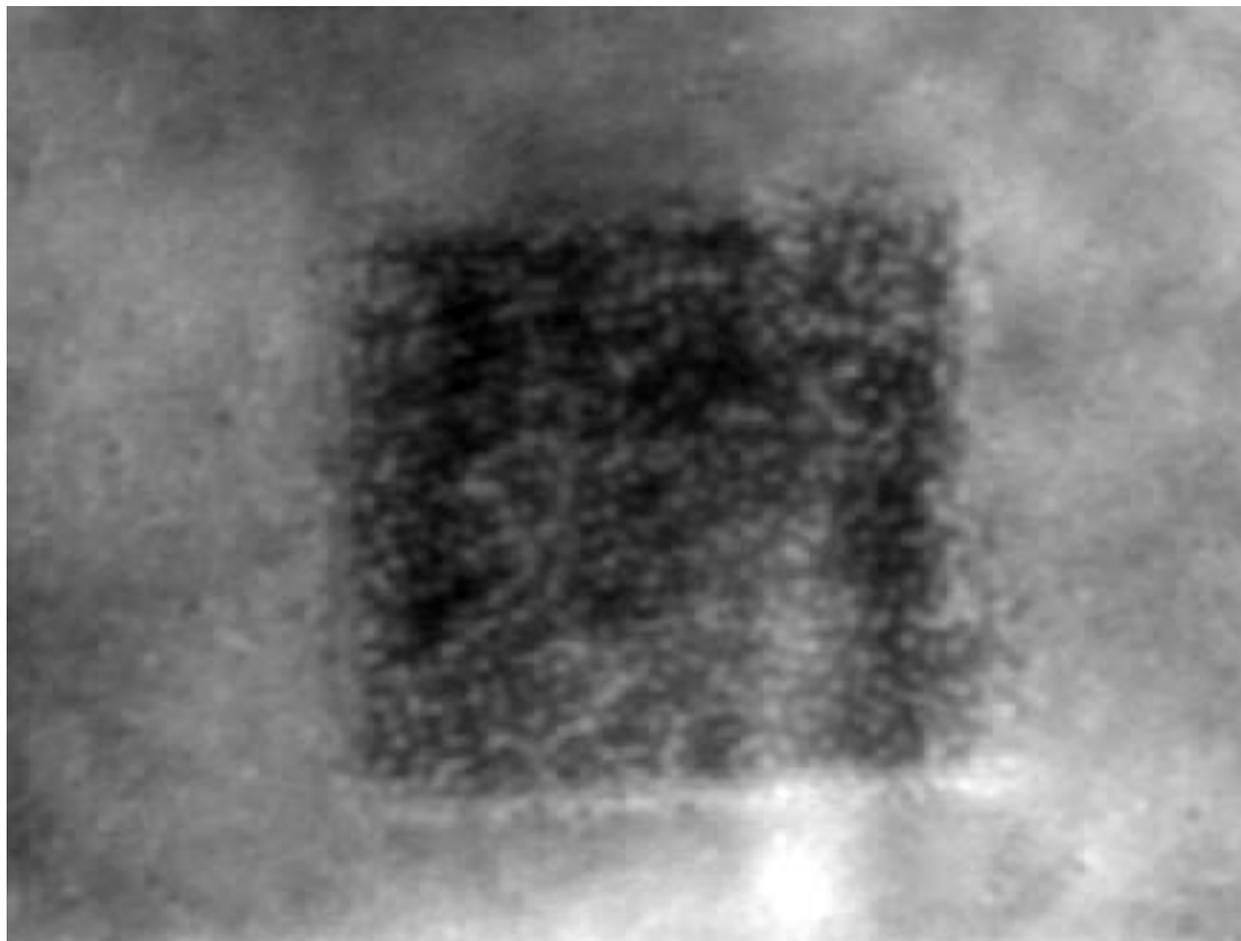


10s



11s

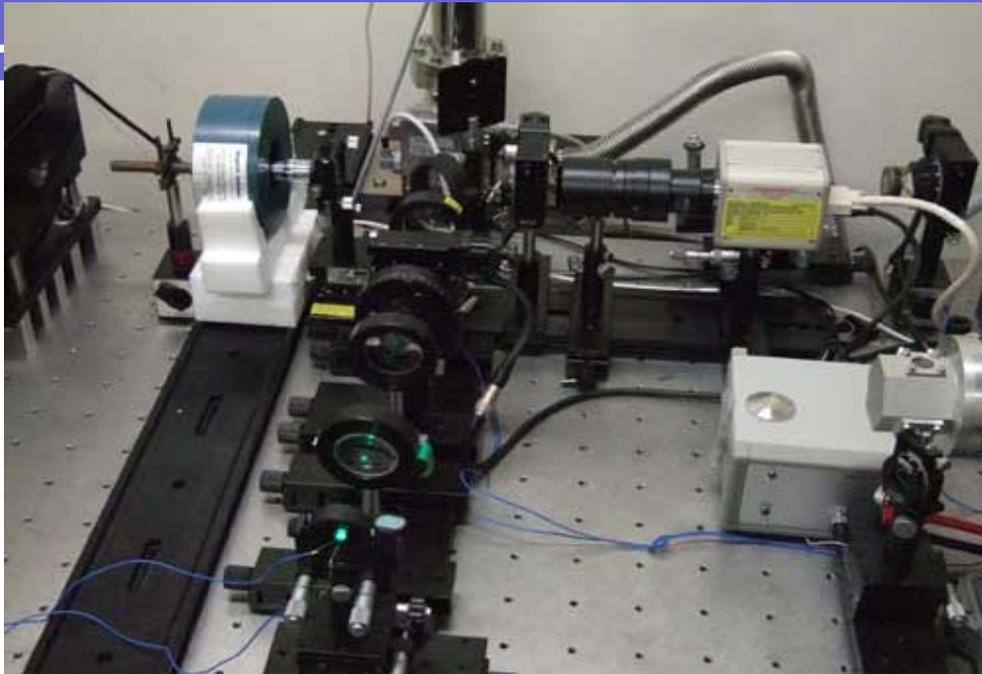
Kerr rotation image (Obj. lens $\times 50$)



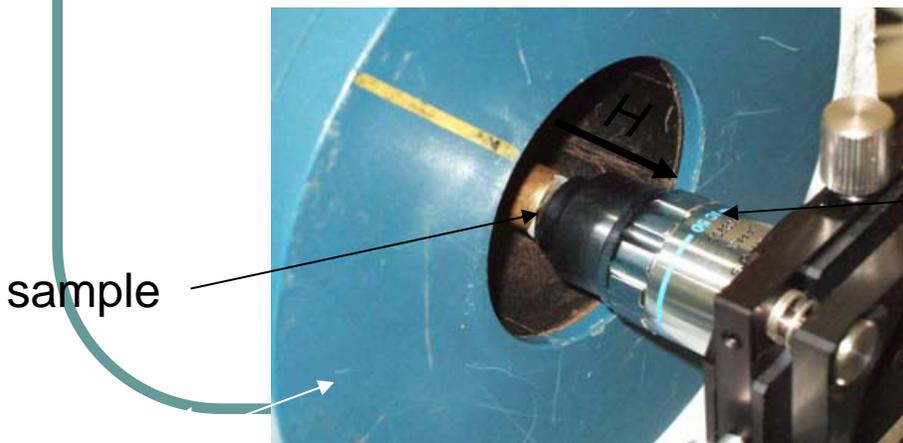
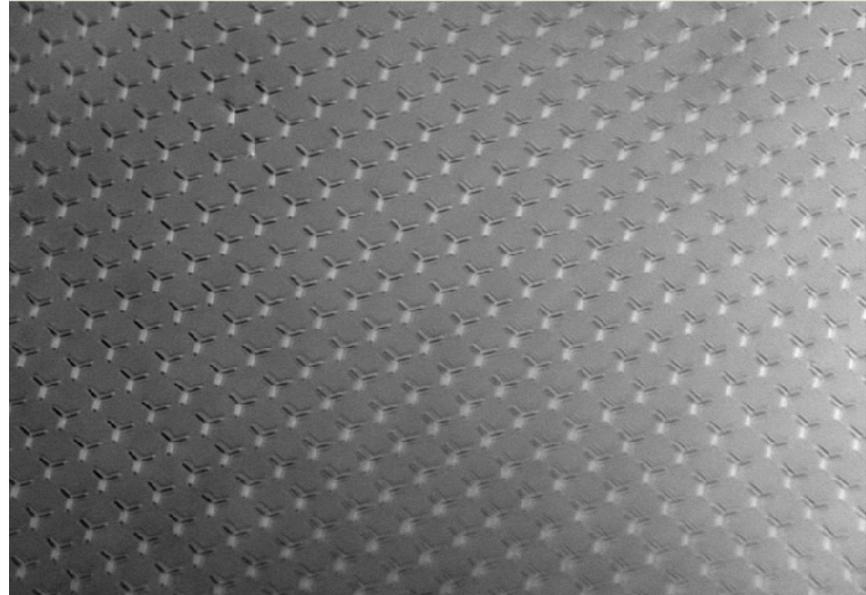
積算 1000回

試料 50mm角の磁性ガーネット

MO microscope measurement

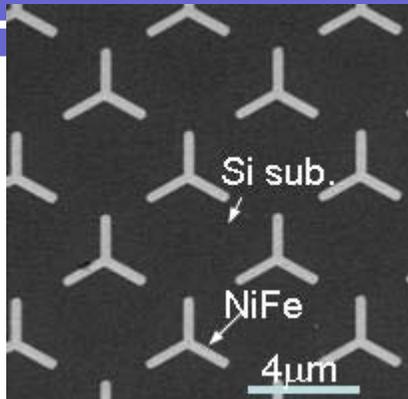


MO image

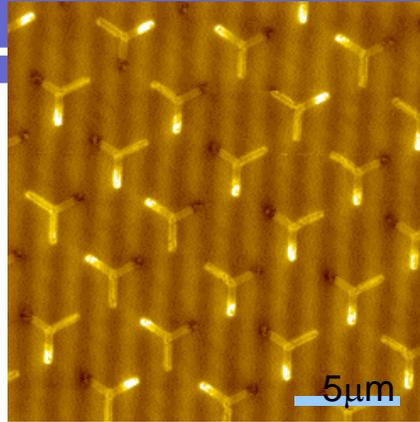


objective lens
($\times 50$, $NA=0.85$)

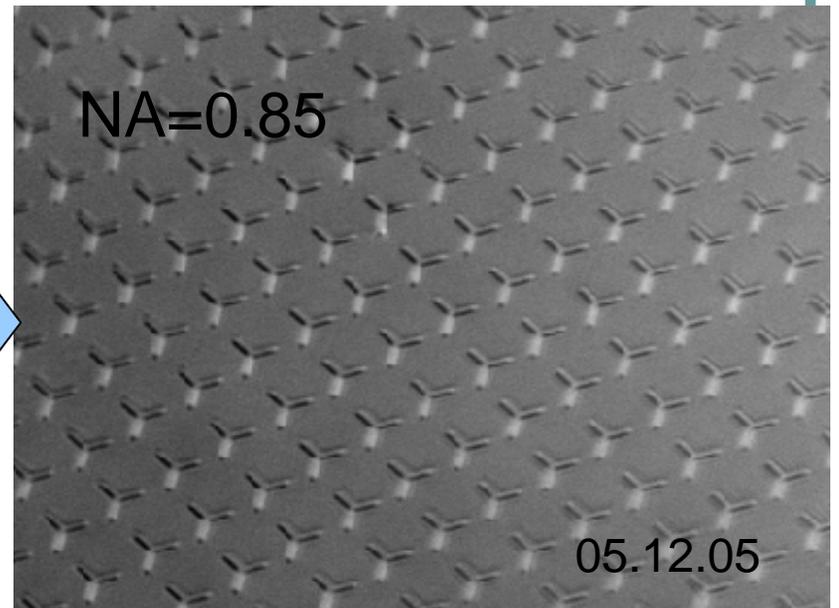
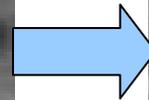
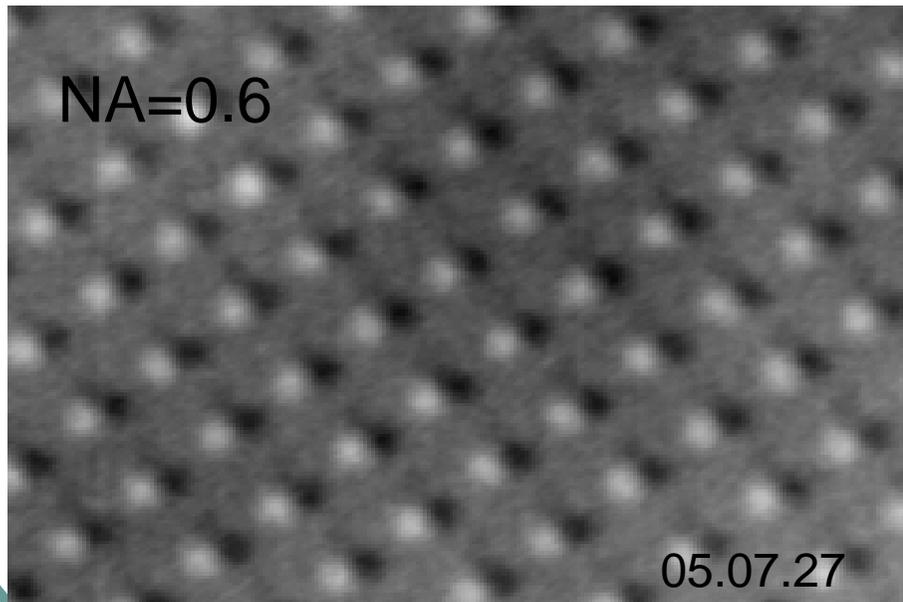
レンズのNAをあげることによる解像度の向上



SEM像



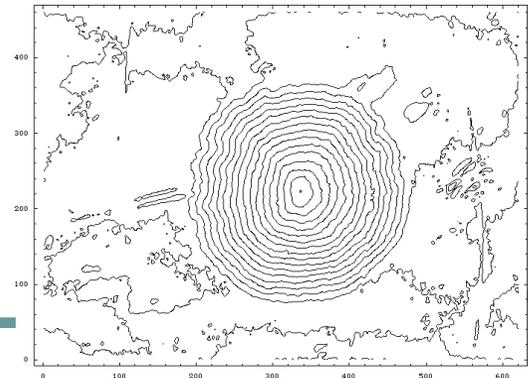
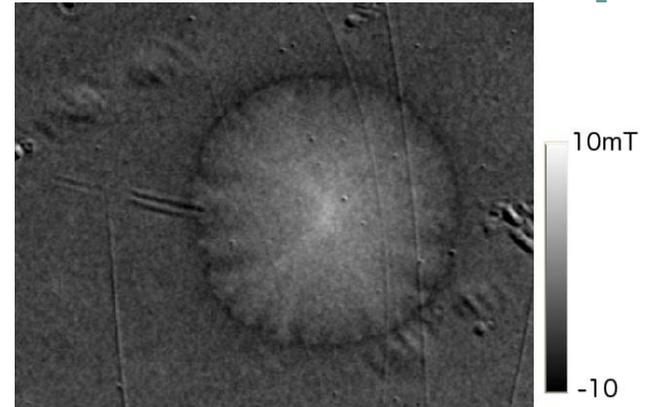
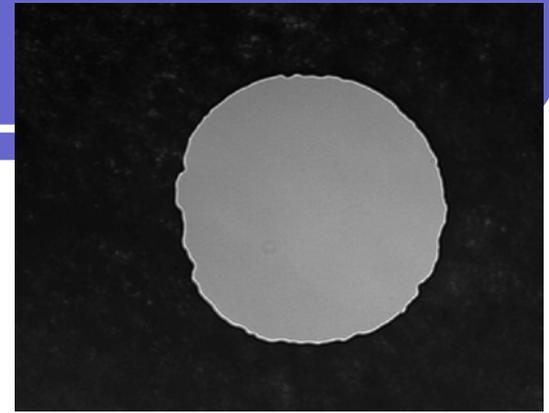
MFM像



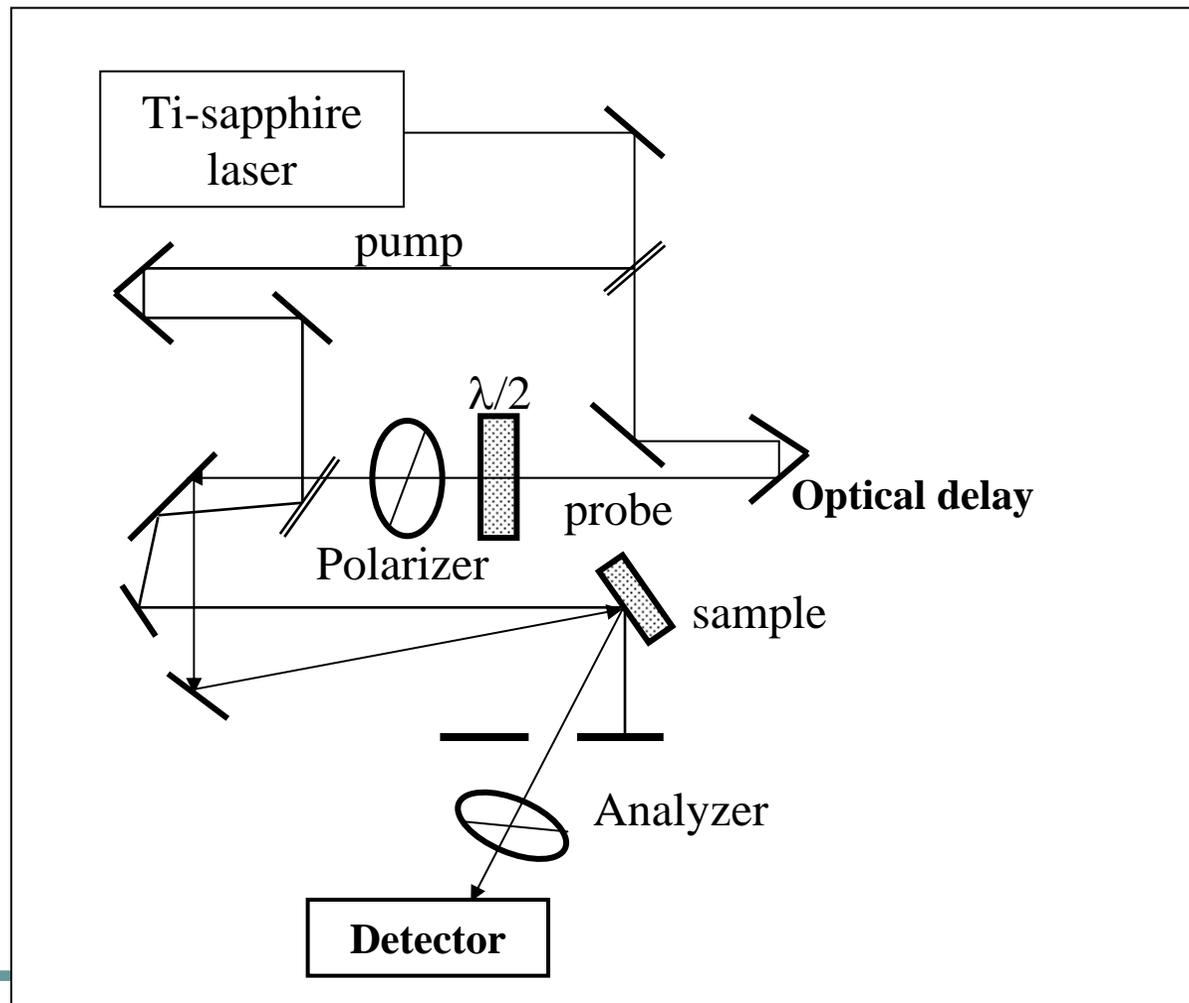
MgB₂薄膜に侵入した磁束

MgB₂は青山学院の秋光先生の発見した低温超伝導体です。

- (a) MgB₂ の円形パターン(直径500nm)の光学像
- (b) MgB₂ の円形パターン(直径500nm)の転写磁気光学像
- (c) 上図からBiot-Savart則を使って求めたMgB₂円形パターン内の電流分布像.



ポンププローブ磁気光学測定



時間分解磁化變調分光(TIMMS)

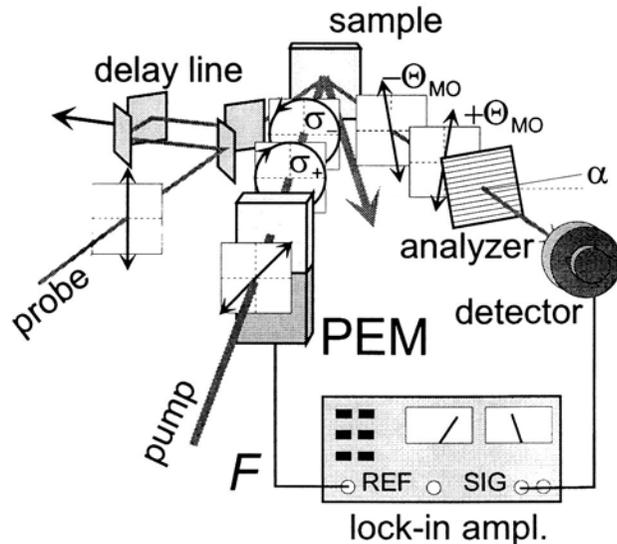


FIG. 1. Schematic diagram explaining a TIMMS experiment. A photoelastic modulator (PEM) modulates the pump between left and right-handed circular polarization ($\sigma_+ \leftrightarrow \sigma_-$). This results in a modulation of the magneto-optical rotation ($-\Theta_{MO} \leftrightarrow +\Theta_{MO}$), which is picked up by a lock-in amplifier.

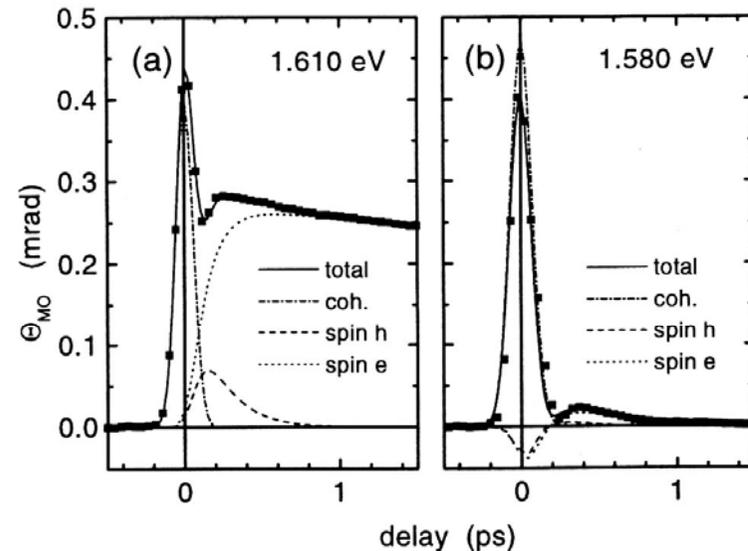


FIG. 4. TIMMS time-scans like in Fig. 3, but for frequencies above the bandgap: $\hbar\omega = 1.610$ eV (a), and $\hbar\omega = 1.580$ eV (b). In (b), a three stage fit is applied (see text).

これからの磁気光学研究

- スピンの注入と蓄積を光で見る
- 超短パルス光による高速磁化反転
- Tb/in2超をめざすハイブリッド磁気記録
- 磁性フォトニック結晶
- 人工ナノ構造による旋光性
- CuB_2O_4 における磁場による光透過性の変化

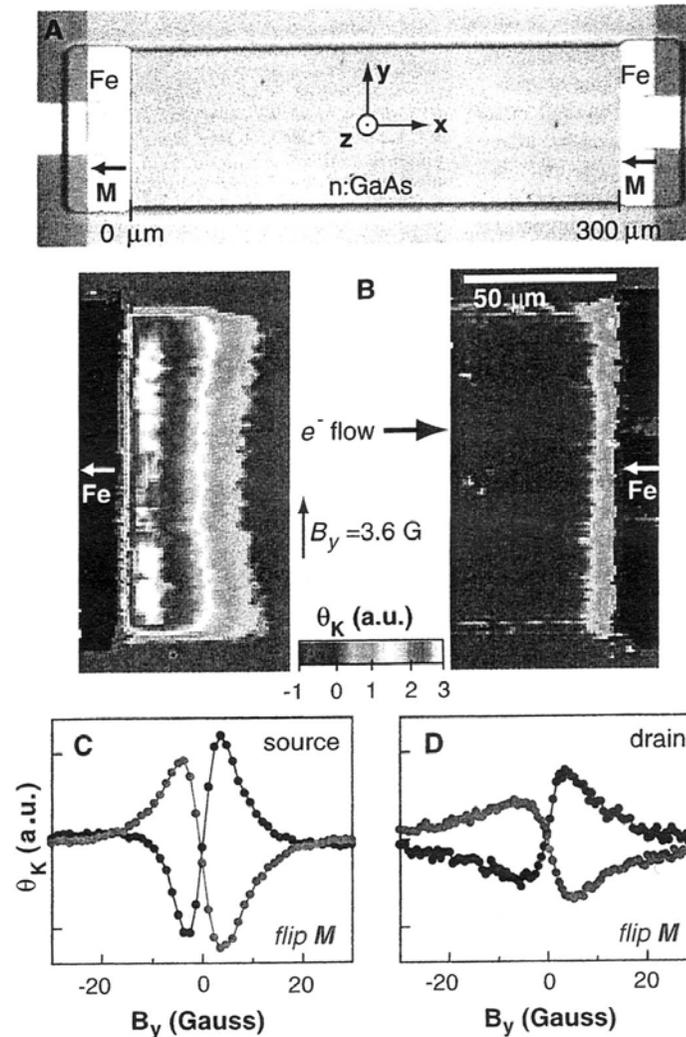
スピンの注入と蓄積を光で見る

- いま、スピン流の制御が次世代デバイスの基本として注目を集めている。強磁性電極から非磁性体に電流を流すと、非磁性体にスピンの注入される。スピン拡散長は電子の平均自由行程より1桁長いとされている。
- 半導体に注入されたスピンを直接見る手段として、磁気光学効果を用いた観測が行われ、注目されている。また、スピン注入磁化反転を観測する手段としても磁気光学効果が使われている。

スピン注入の磁気光学的評価

- Crookerらは、Fe/GaAs/Fe ラテラル構造において、Fe→GaAsのスピン注入が起きていることを磁気光学的に検証した。

S. A. Crooker et al.: Imaging Spin Transport in Lateral Ferromagnet/Semiconductor Structures; *Science* Vol. 309. no. 5744, pp. 2191 - 2195



Spin transfer switchingの磁気光学観察

- NHK技研の青島らは、 Co_2FeSi ハーフメタル電極を用いたCPP-GMR素子を作製し、電流誘起磁化反転を縦磁気光学効果を用いて観測することに成功した。(1)
- 垂直磁化膜GdFeCoを用いたCPP構造において、より大きな磁気光学信号を得ている。

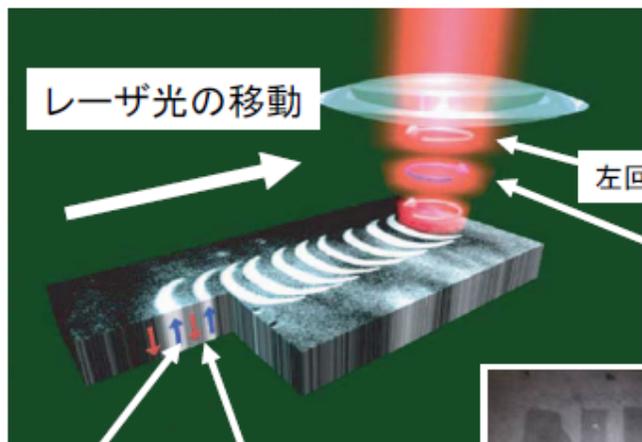
(1)K. Aoshima et al.: Spin transfer switching in current-perpendicular-to-plane spin valve observed by magneto-optical Kerr effect using visible light
Appl. Phys. Lett. 91, 052507 (2007);

超短パルス光による高速磁化反転

- フェムト秒の光パルスによって、ピコ秒以下の高速磁化反転が磁気光学効果を用いて観測されている。反転した磁化は歳差運動をして定常状態に落ち着く。
- この緩和過程の時定数はナノ秒のオーダーで、LLG方程式で説明できるが、最初の早い応答のメカニズムはまだ十分解明されていない。

円偏光変調光直接磁気記録：デモンストレーション

円偏光変調 光直接磁気記録：デモンストレーション



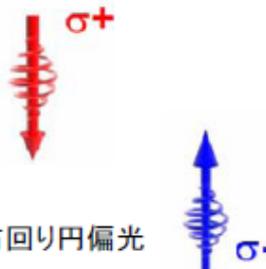
上向き磁化 下向き磁化

**外部磁界無し
40 fsの円偏光照射のみで
完全磁化反転**

PRL 99, 047601 (2007) 7月26日掲載

(但し磁化反転時間は未計測: サブps以内と推定)

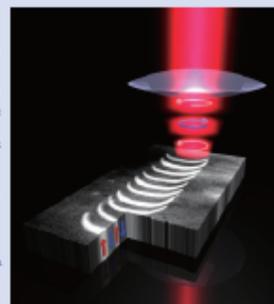
光により磁場印加と等価な効果



Nature Photonics 9月号掲載予定

DATA STORAGE
As quick as light

Magnetics made an exciting technology again in the second half of the 20th century. Fast writing speeds and storage densities are just a couple of the benefits it offers. The technology is continually developing to meet performance for a smaller space and to speed data access by the most demanding clients. The traditional technology of magnetic recording has been used for decades. However, it can be used to store data at much higher speeds than any other storage technology. Magnetic recording devices, such as the hard disk, are made of thin layers of magnetic material. The magnetic properties are controlled by the so-called magnetic field. The magnetic field is generated by magnetization current. The current is a flow of electrons. The conventional way of changing the state in the disk is by applying magnetic field, to convert, from 0 to 1, or vice versa. This process may take at least 100 femtosecond.



Light has already been shown to offer a small degree of control of magnetization. For the first time, applications of a full color spectrum of light in the challenge of fast writing and storage densities are not about writing. The same technology, in a new form, is the currently used magnetic alloy. It is a mixture of layers of iron and cobalt. These are a promising magnetic storage medium. The sample was illuminated with a 40 femtosecond circularly polarized laser light. By changing the direction of the polarization, light handed as left handed, the magnetization of the material under the laser spot, can be reversed, or not, reversibly. The laser was swept very quickly across the sample, demonstrating that only one pulse was necessary for the flipping of magnetization. The laser pulse was less than 100 femtosecond, providing a much faster writing speed. The experiment revealed that magnetic fields, while not most extraordinary about

The results show that magnetic writing at these speeds was thought impossible. And, with the integration of magnetic storage devices already possible, this could provide an exciting route to high speed magnetic data storage. David Davies

Science、Physics today他

光直接スピン制御

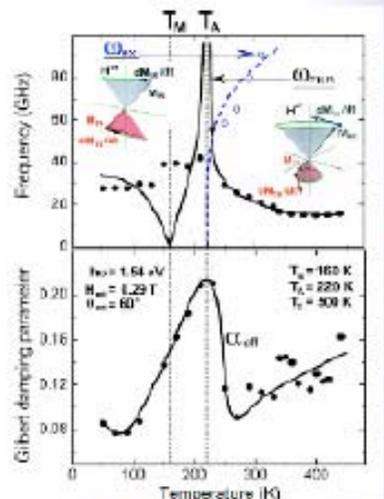
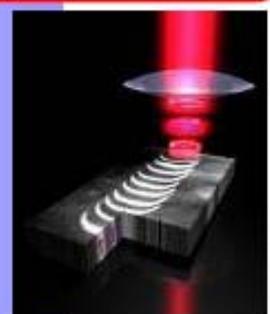


②角運動量補償点利用熱アシスト
スピン動特性制御
材料動特性の熱制御 f, α

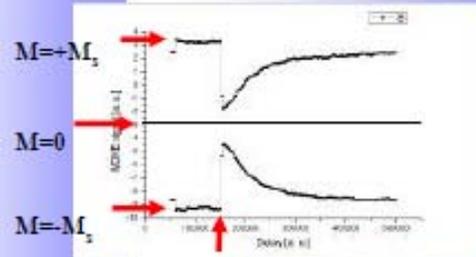
①光直接スピン制御
光照射40fs-100fs

③超短時間加熱・消磁
~psオーダー

連携

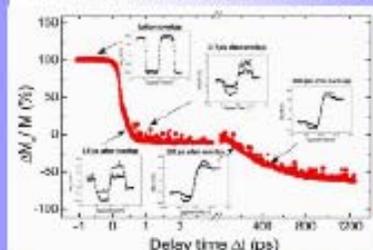


PRB(R)2006



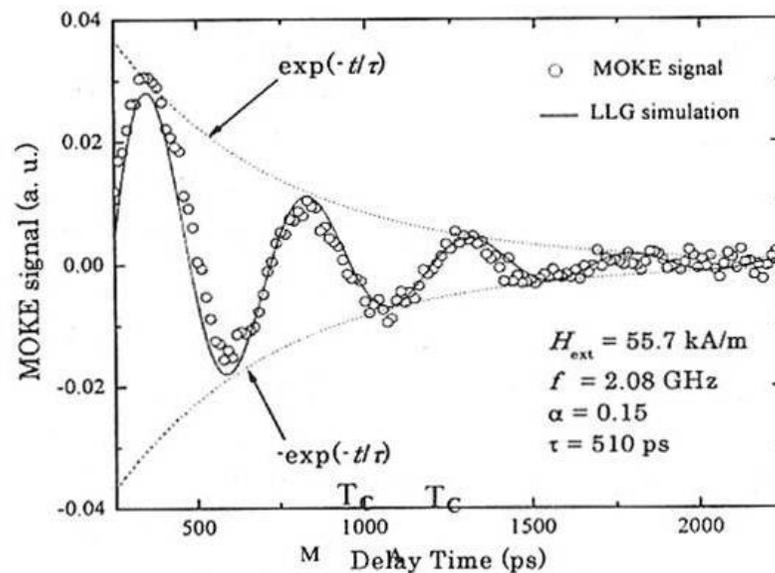
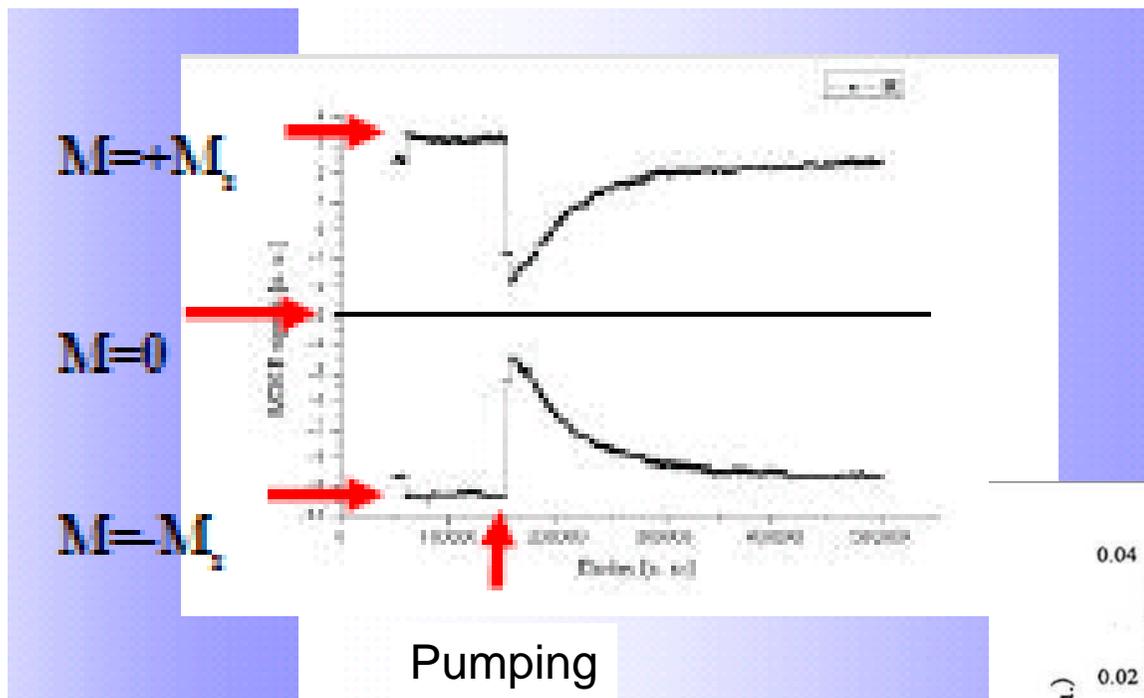
Pump

サブピコ秒磁化反転デモ



PRL2007

早い応答はサブピコ秒 遅い応答は2ナノ秒、LLGに従う

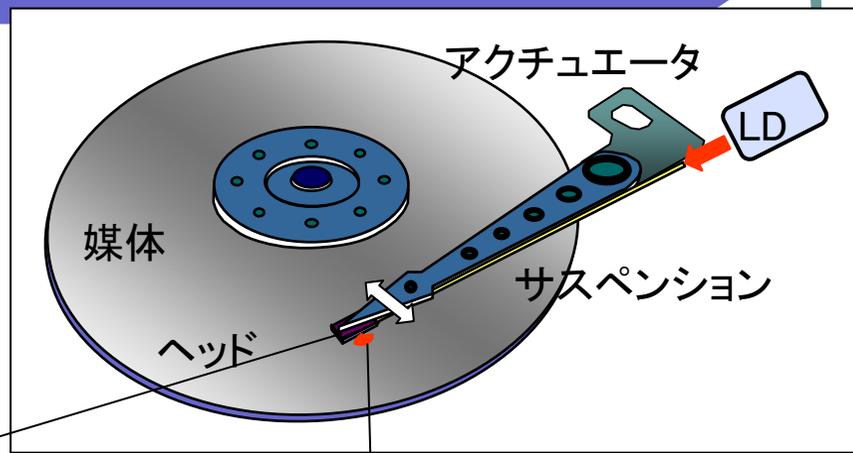


Tb/in²超をめざすハイブリッド磁気記録

- ハードディスク(HDD)は10年100倍という勢いで高密度化が進んできた。HDDの記録密度は、1990年代の前半に光ディスクを凌駕し、現在では垂直磁気記録技術によって200Gb/in²という高密度が実現しており、1 Tb/in²近くまでは垂直磁気記録技術で何とか行きそうであるが、1 Tb/in²というのは、1辺25 nmの正方形が1ビットということで、これくらい小さくなると熱揺らぎによる減磁が無視できなくなる。ここに登場するのが、光磁気ハイブリッド記録あるいは熱アシスト磁気記録という技術である。室温で保磁力の大きな磁性体を媒体として用い、記録の際にレーザでそのビットのみ加熱して保磁力を下げ記録する。このためには光の回折限界を超える技術が必要で、プラズモンを援用した近接場アンテナを使うことが試みられている。
- ナノ光学という新しい学問分野が、磁気記録に使われようとしている。

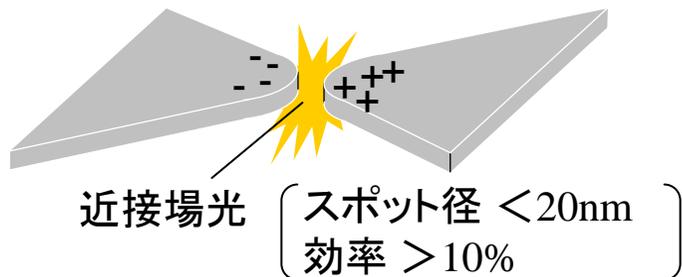
ハイブリッドヘッド（記録・再生の最適な組合せ）

高効率記録 / 高S/N再生の各ブレークスルー技術の両立により、テラビット記録を実用化



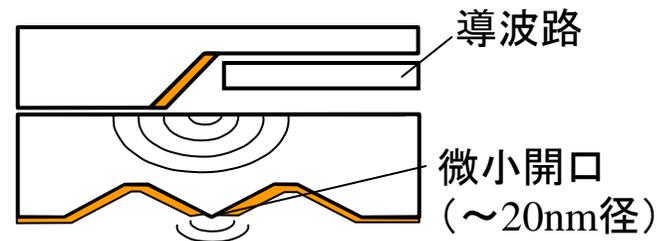
近接場光記録ヘッド + 近接場光再生ヘッド

プレーナ・プラズモンヘッド（記録）



高効率 高分解能 高生産性

偏光制御ヘッドシステム（再生）



高C/N比 小型薄型化

磁性フォトニック結晶

- フォトニック結晶は、1次元、2次元、3次元の周期性を誘電率に付与した人工物質である。光の波動に対するバンドギャップが生じるために特定の波長範囲の光を完全に遮断する。この周期構造を何らかの形で乱すと、半導体の不純物準位に相当する局在状態が生じ、特定波長を透過するようになる。この不純物として磁性体を使うと、磁気光学効果を特定波長でエンハンスできる。これを磁性フォトニック結晶と呼んでいる。空間光変調器(SLM)としてホログラフィックメモリーに用いる試みが行われている。

1D磁性フォトニック結晶

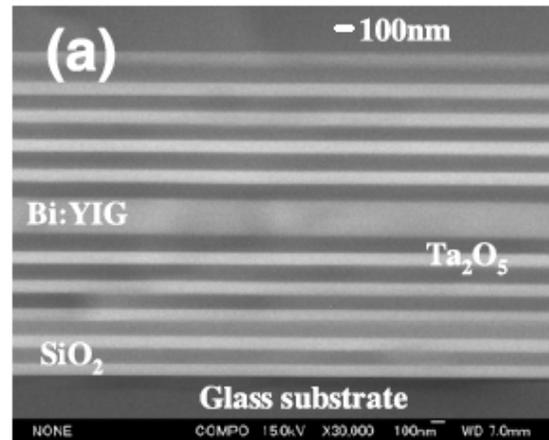
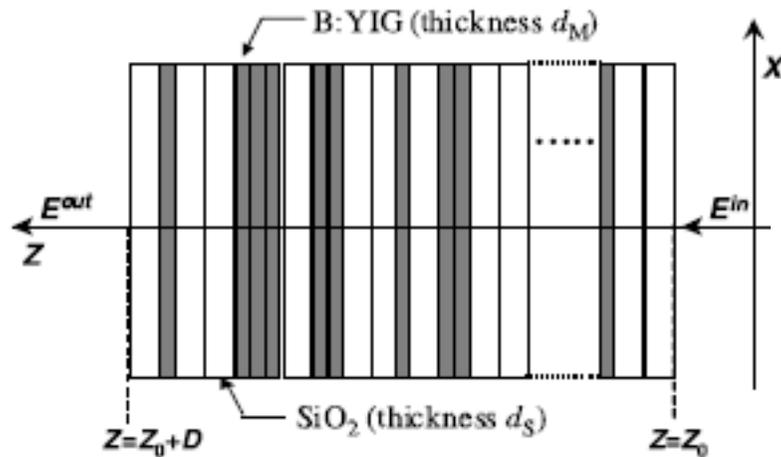
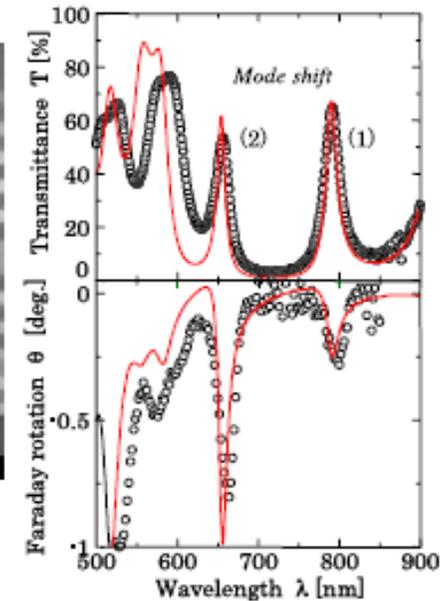


Figure 1. A layered medium with magnetic garnet films and silicon dioxide films which were stacked in an arbitrary sequence.



(b) Bi:YIG=230nm

- M Inoue^{1,2,3}, R Fujikawa¹, A Baryshev¹, A Khanikaev¹, P B Lim², H Uchida¹, O Aktsipetrov³, A Fedyanin³, T Murzina³ and A Granovsky³. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** (2006) R151–R161

キラル・ナノ格子の旋光性

- 五神らは、人工的な卍型構造をもつ波長以下の金属微細要素からなる格子が、キラルティを反映した旋光性を示すことを発見した。表面プラズモンと光の相互作用を人工的に制御できるのは画期的である

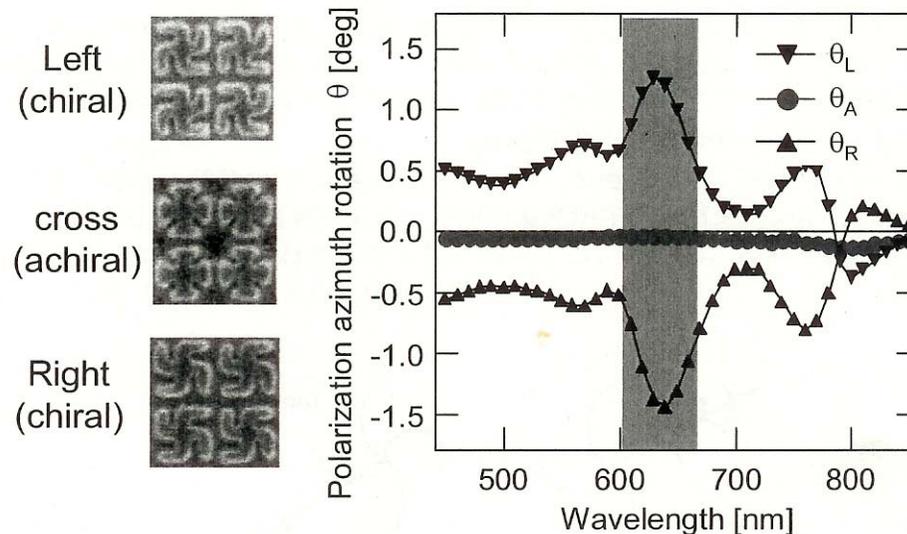
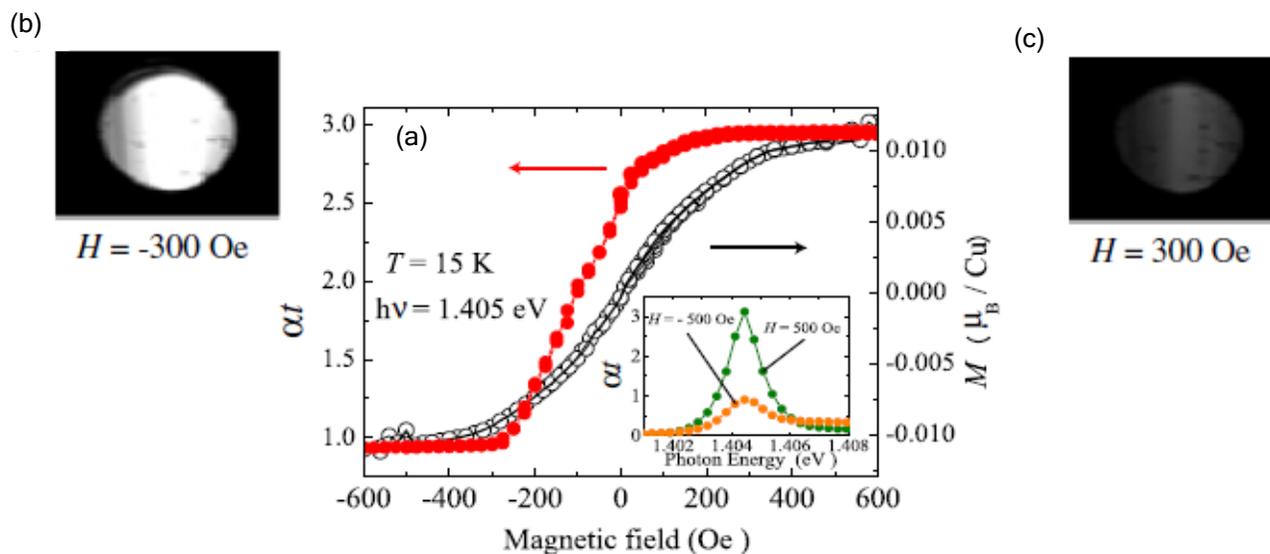


図5 キラルナノ格子の旋光スペクトル

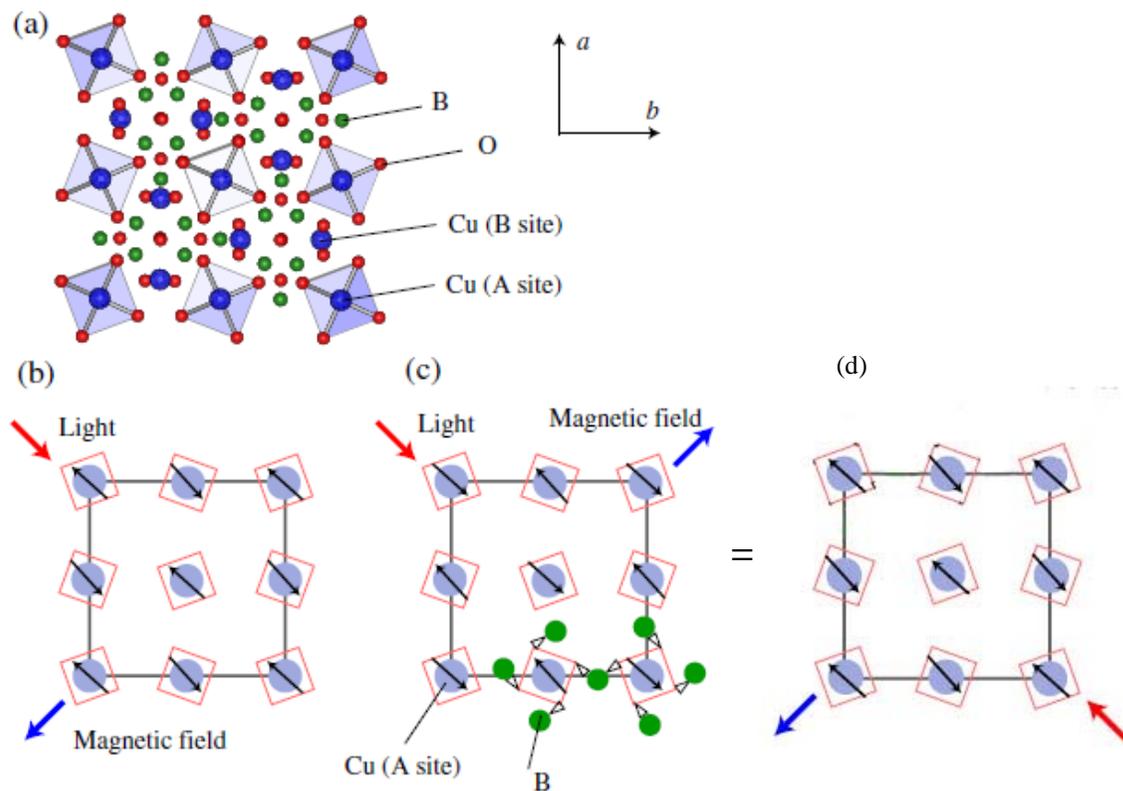
CuB₂O₄における磁場による光透過性の変化

- 東北大学の有馬らは、CuB₂O₄において、300 Oe程度の弱い磁場の変化によって光の透過性を大きく変化させることができることを見出した。



Directional dichroism (方向性二色性)

- 光透過率の磁場による大きな変化は、対称性の変化によって説明される。



今回のまとめ

- 磁気光学効果の研究の発展形として、近接場光に対する磁気光学効果や、非線形光学効果に対する磁化の作用、内殻励起におけるX線MCDを用いた顕微鏡などあたらしい分野が開拓されてきました。
- さらに、時間軸がずっと短くなって、ピコ秒、フェムト秒の領域での磁化の変化まで観測できるようになりました。

おわりに

- 磁気光学効果は、光学的には左右円偏光に対する応答の差として説明されます。
- 磁気光学効果は現象論的には誘電率テンソルの非対角成分から生じます。
- 磁気光学効果は量子論的には磁化とスピン軌道相互作用により生じます。
- 光磁気記録、光通信デバイスなどの応用が発展しました。
- 非線形磁気光学効果、近接場磁気光学効果など新しい研究が進展しています。