

日本磁気学会第161回研究会 2008.7.14

# 光と磁気のナノサイエンス

佐藤勝昭

東京農工大学／科学技術振興機構



## 研究会のイントロダクトリーを兼ねて

- 第161回研究会は「光と磁気が織りなす現象の新展開」をテーマとしている。
- ここでは、磁気光学の特徴づけをするなかで、続く6件の興味深い研究の位置付けを簡単に紹介しておく。

# 光と磁気の興味ある事項 (ナノに限らず)

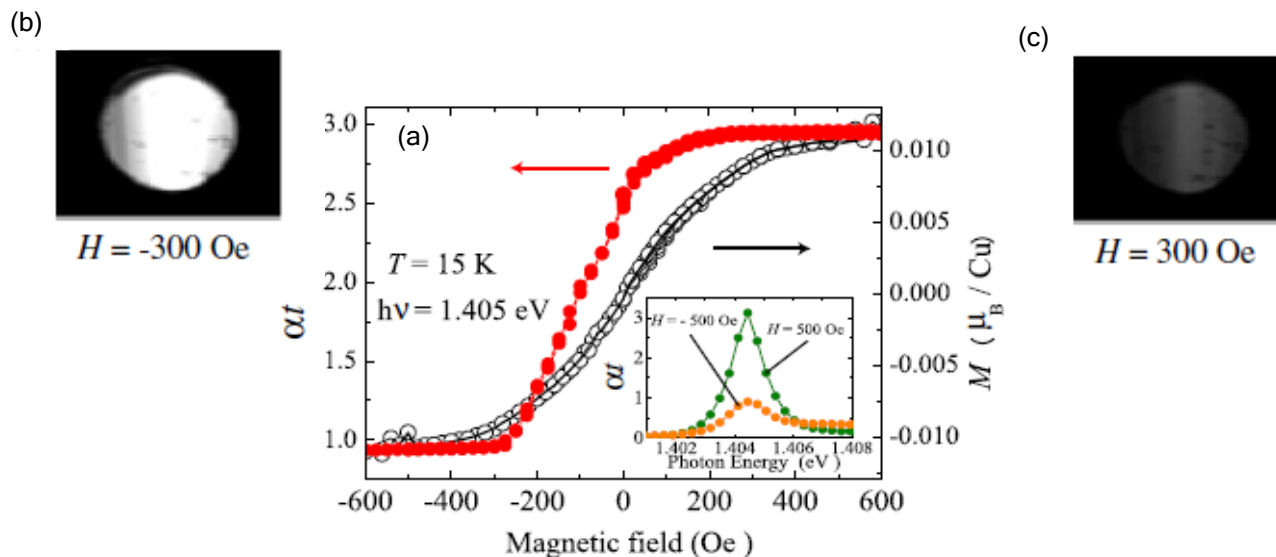
- 磁気をもたらす対称性の変化から生じる非相反な方向二色性現象
- 磁気光学で電子状態を知る: 磁性半導体の評価
- 光誘起磁化の歳差運動
- 超短パルス光による高速磁化反転

# 非相反な方向性二色性

- 光と磁気をつなぐには、磁気が光学現象に与える効果である磁気光学効果と、光が磁気に与える効果である光磁気効果とがある。磁気光学効果の代表格がファラデー効果であるが、この効果は磁化をもつ物質における光学遷移の円偏光選択則から生じる非相反の現象である[1]。
- 最近、磁気をもたらす対称性の変化から生じる非相反な方向二色性現象が見出された[2]。この詳細については、本研究会の有馬氏の講演を聴講願いたい。
- [引用文献]
  - [1] 佐藤勝昭: 光と磁気 (改訂版) (朝倉書店, 2001)
  - [2] M. Saito, K. Taniguchi, and T. Arima: J. Phys. Soc. Jpn. 77, 013705 (2008).

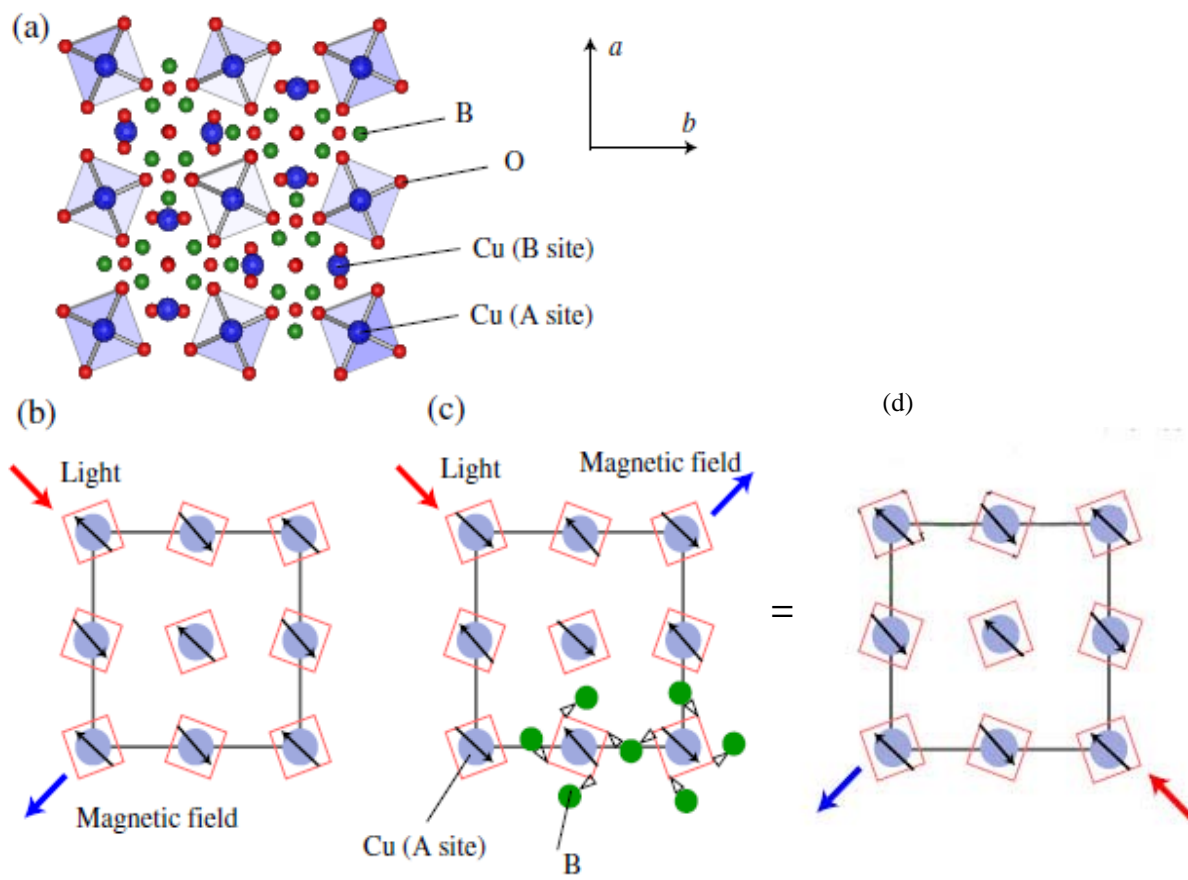
# CuB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>における磁場による光透過性の変化

- 東北大学の有馬氏は、CuB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>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、磁場誘起の対称性の変化によって説明される。



# 磁気光学で電子状態を知る

- 磁気光学効果は、光学遷移の円偏光選択則からもたらされていることから、電子の軌道状態のすぐれたプローブとなっている。
- 磁性半導体の電子構造をさぐる手段として、赤外・可視・紫外領域の磁気光学スペクトルが有効であることは、第1世代の磁性半導体である $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ 、第2世代の磁性半導体である $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 、第3世代の磁性半導体 $\text{GaAs:Mn}$ ,  $\text{TiO}_2:\text{Co}$ ,  $\text{ZnTe:Cr}$ などで実証されている。
- **安藤氏**は、磁性半導体がホンモノかどうかを判定する目安として、磁気光学効果を積極的に使うことを提案している。

# 光誘起磁化の歳差運動

- 光磁気効果については、光磁気記録に使われる熱磁気効果がよく知られるが、純粹のフォトンモードによる光誘起の磁化も知られている。強い短パルス光を当てることによって光誘起の磁化の歳差運動が観測される [i]。その複雑な動きを解析することによって、光キャリアが磁気異方性を誘起することを明らかにしている。
- この観測については、宗片氏が講演する。  
[i] Y. Hashimoto, S. Kobayashi, and H. Munekata  
Photoinduced Precession of Magnetization in  
Ferromagnetic (Ga,Mn)As  
Phys. Rev. Lett. **100**, 067202 (2008).

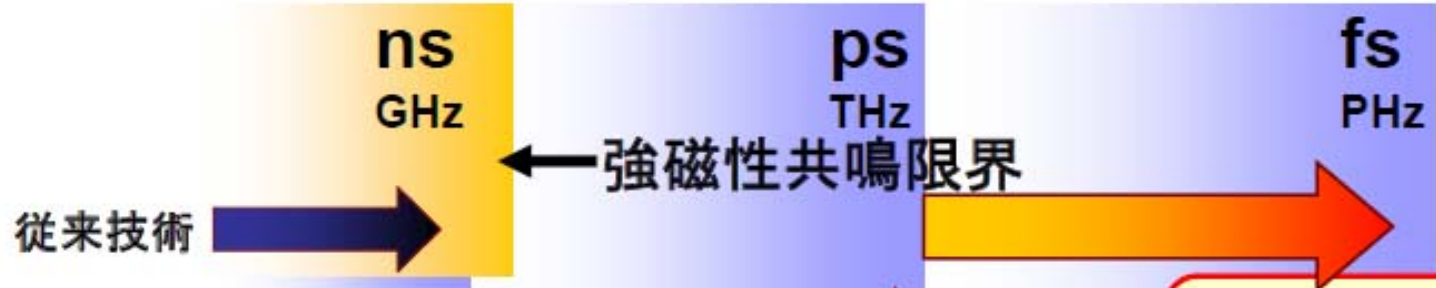


# 超短パルス光による高速磁化反転

- 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。



# 光直接スピン制御

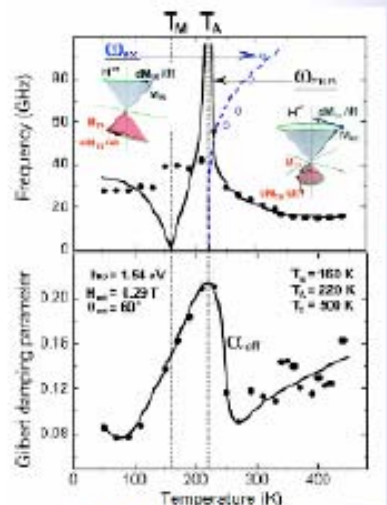
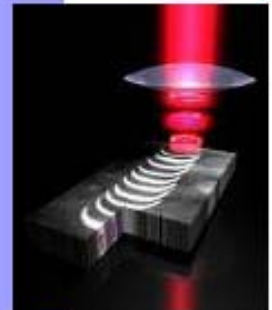


②角運動量補償点利用熱アシスト  
スピン動特性制御  
材料動特性の熱制御  $f, \alpha$

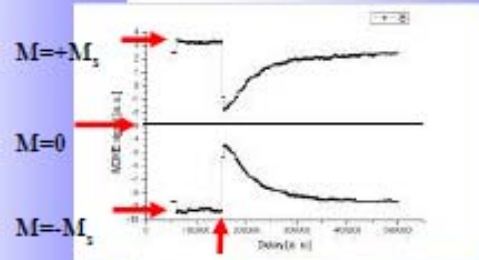
①光直接スピン制御  
光照射40fs-100fs

③超短時間加熱・消磁  
~psオーダー

連携

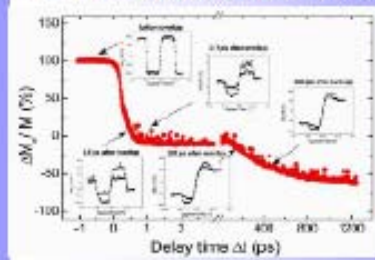


PRB(R)2006



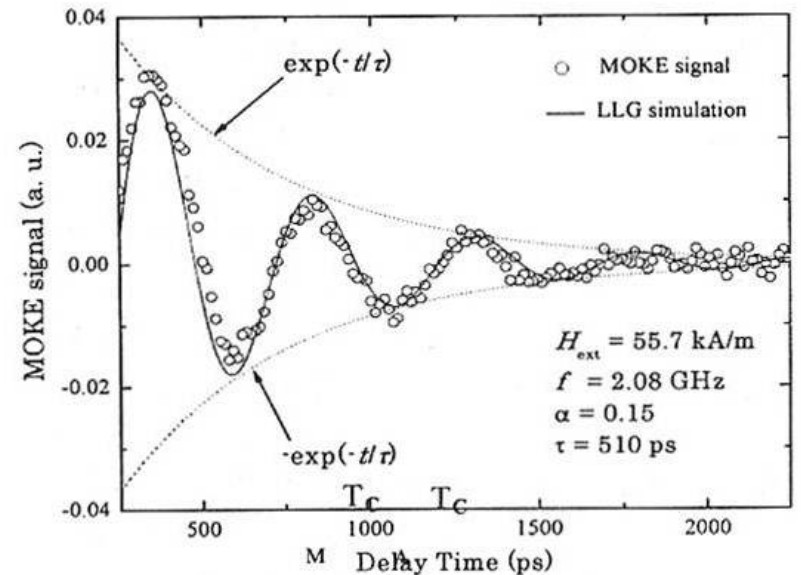
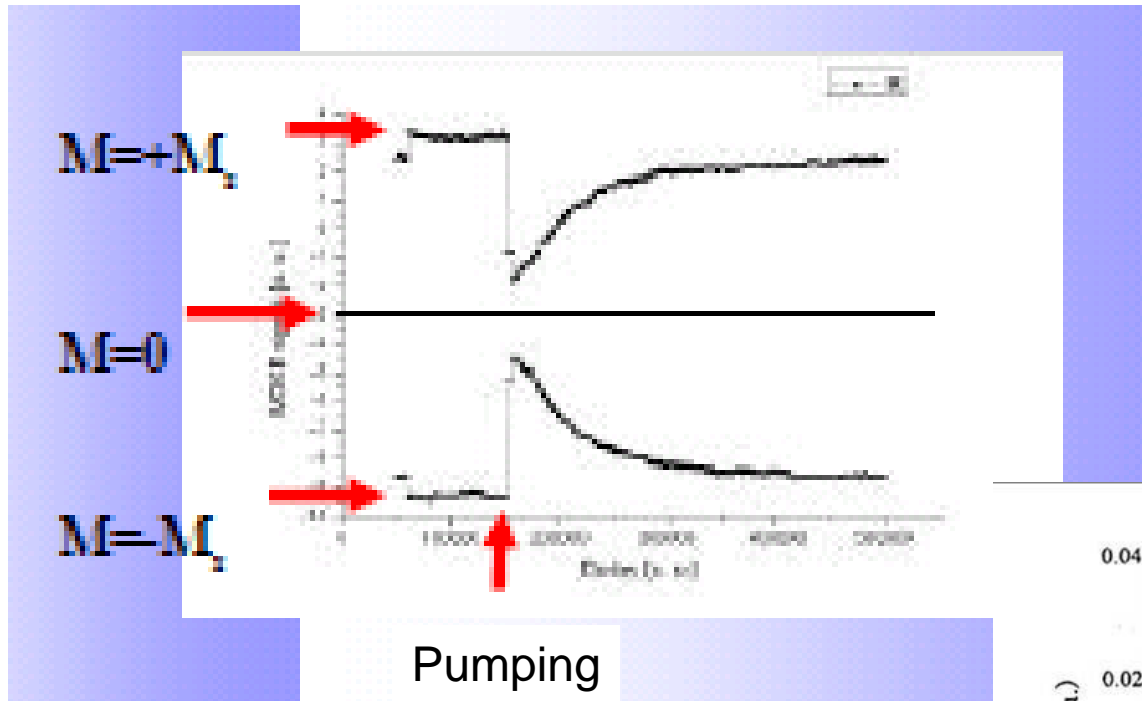
Pump

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



# ナノ構造で何が変わるのか 系のサイズと特性長

- 磁性現象における3つの特性長(宮島による)

磁気エネルギーの各項をスチフネス定数Aで規格化した式から導入した特性長

磁気的全エネルギーは、交換エネルギー $E_{ex}$ 、磁気異方性エネルギー $E_{anis}$ 、静磁エネルギー $E_d$ 、外部磁界によるゼーマンエネルギー $E_h$ からなり、

$$E = A \int \left[ (\nabla \mathbf{m})^2 + \frac{K}{A} \cdot f(m) + \frac{NM_S^2}{2\mu_0 A} m^2 - \frac{M_S H_{ext} \mathbf{h}_{ext}}{2A} \cdot \mathbf{m} \right]$$

と書けるが、積分の中の各項の次元を調べると、第1項の $(\nabla \mathbf{m})^2$ の次元は $[m^{-2}]$ 、 $f(m)$ 、 $m$ は無次元なので、 $K/A$ 、 $NM_S^2/2\mu_0$ などの係数は、 $[m^{-2}]$ の次元をもつ。そこで次のように3つの特性長を定義する。

$$\xi_K = \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad \xi_N = \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{NM_S^2}}, \quad \xi_H = \sqrt{\frac{A}{M_S H_{ext}}}$$

# 3つの特性長と磁性

- $\xi_K$ は異方性特性長でBloch磁壁の幅に相当する。Feにおいては、 $A=8 \times 10^{-12}$  J/m,  $K=5 \times 10^5$  J/m<sup>3</sup> であるから $\xi_K=4$  nmとなる。
- $\xi_N$ は静磁特性長で、これ以下でボルテックスになる半径に対応する。球形のFeにおいては、 $A=8 \times 10^{-12}$  J/m、 $M_s=2.15$  T, 反磁場係数 $N=1/3$ を代入すると $\xi_N=3.6$ nm程度となり、鉄微粒子が単磁区構造をとる臨界直径4 nmとほぼ一致する。  
また、Nèel磁壁におけるBloch lineのサイズがこれに相当する。  
 $\xi_H$ は強磁性共鳴の波長に相当する。 $H_{\text{ext}}=8 \times 10^4$  A/mのとき、 $\xi_H=6.8$  nmとなる。
- メゾスコピック構造のサイズが静磁特性長 $\xi_N$ より小さいとボルテックスになり、磁壁のサイズ $\xi_K$ より小さいと単磁区になる。さらに小さくなって磁性粒子のもつ磁気異方性エネルギーが熱エネルギーよりも小さいと、超常磁性になる

# その他の特性長

- 磁歪の自己エネルギーが重要になるサイズがある。試料の厚さが特性長 ( $C$ は剪断弾性係数、 $\lambda$ は磁歪の大きさ) より小さくなると、磁壁のエネルギーが優勢となって、磁区パターンが起きやすいが、逆にこの特性長を超えると弾性力を打ち消して無応力になるように磁区が形成される。
- ソフト磁性体の高周波特性における粒径  $D$  の特性長  $D_c$  :  
 $D$  が  $D_c$  より大きい通常の軟磁性体の場合は、 $D$  の減少とともに初透磁率  $\mu_i$  が減少し、保磁力  $H_c$  も増大してソフト磁性が劣化するが、 $D$  が  $D_c$  より小さいナノ結晶ソフト磁性材料になると、逆に  $D$  を減少するとともに  $\mu_i$  が増大し、 $H_c$  も減少し、ソフト磁性が向上
- 表皮深さ: 試料の厚さ  $t$  が、表皮深さ  $\delta = (2\rho\omega\mu_0)^{1/2}$  より薄いと電磁波は試料内に均一に侵入するが、厚いと部分的にしか侵入することができない。 $\delta$  は  $\omega$  が低いほど、 $\rho$  が高いほど長い。金属の連続膜に比べ絶縁体に金属磁性微粒子を埋め込んだナノ複合材料のように抵抗率が十分高い場合には表皮深さも長くなり、高周波用途に適する。

# スピン輸送現象の特性長

- 拡散伝導中の散乱に関わる特性長としては、平均自由行程 $\lambda_t$ 、スピン反転長 $\lambda_{SF}$ 、スピン拡散長 $l_{SF}$ の3つが重要である。
- スピン拡散長 $l_{SF}$ はスピンの向きが散乱によって反転せずに拡散できる距離で、スピン拡散長は平均自由行程 $\lambda_t$ とスピン反転長 $\lambda_{SF}$ を使って、

$$l_{SF} = \sqrt{(1/3)\lambda_t\lambda_{SF}}$$

と表すことができる [i]

[i] 大谷義近: 日本応用磁気学会第31回MSJサマースクール「応用磁気の基礎」資料pp.109-118



# 光から見た特性長と物性

- フォトニック結晶
- メタマテリアル
- メタ構造によるキラリティ制御
- ナノ構造磁性体におけるサイズに依存する磁気光学効果  
貴金属超微粒子分散系
- スピン注入の光学的観測

# 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

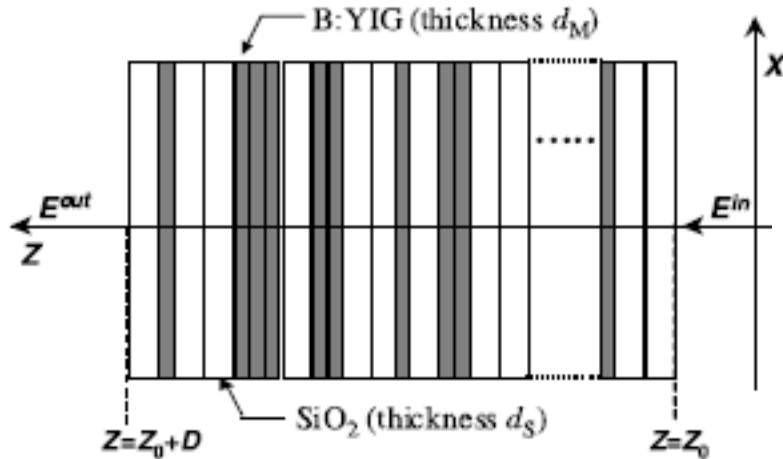
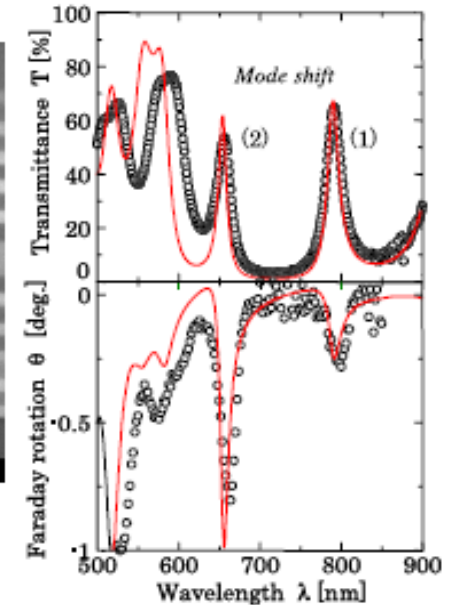
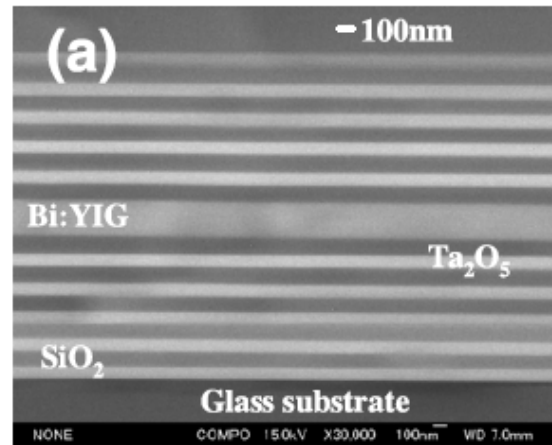


Figure 1. A layered medium with magnetic garnet films and silicon dioxide films which were stacked in an arbitrary sequence.



(b) Bi:YIG=230nm

- M Inoue<sup>1,2,3</sup>, R Fujikawa<sup>1</sup>, A Baryshev<sup>1</sup>, A Khanikaev<sup>1</sup>, P B Lim<sup>2</sup>, H Uchida<sup>1</sup>, O Aktsipetrov<sup>3</sup>, A Fedyanin<sup>3</sup>, T Murzina<sup>3</sup> and
- A Granovsky<sup>3</sup>J. Phys. D: Appl. Phys. **39** (2006) R151–R161

# メタマテリアルと左手系

**メタマテリアル**: 屈折率を人工的に制御した物質である。屈折率は、波長よりも十分小さな構造などによって制御できる。

- 1968年 V. G. Veselagoによって 概念が確立される
- 2000年 J. B. Pendryによって左手系パーフェクトレンズの提案される
- 2001年 D. R. Smithらによってメタマテリアル左手系物質の創製される

# 左手系

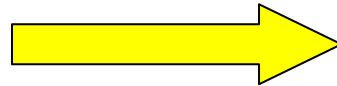
$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = +\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}$$

$$\mathbf{k} // \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

もし、透磁率( $\mu$ )と誘電率( $\varepsilon$ )が負だったら？

$$\mathbf{H} = \tilde{\mathbf{E}}, \mathbf{E} = \tilde{\mathbf{H}}, \mu = -\tilde{\varepsilon}, \varepsilon = -\tilde{\mu}$$



同じ形式！

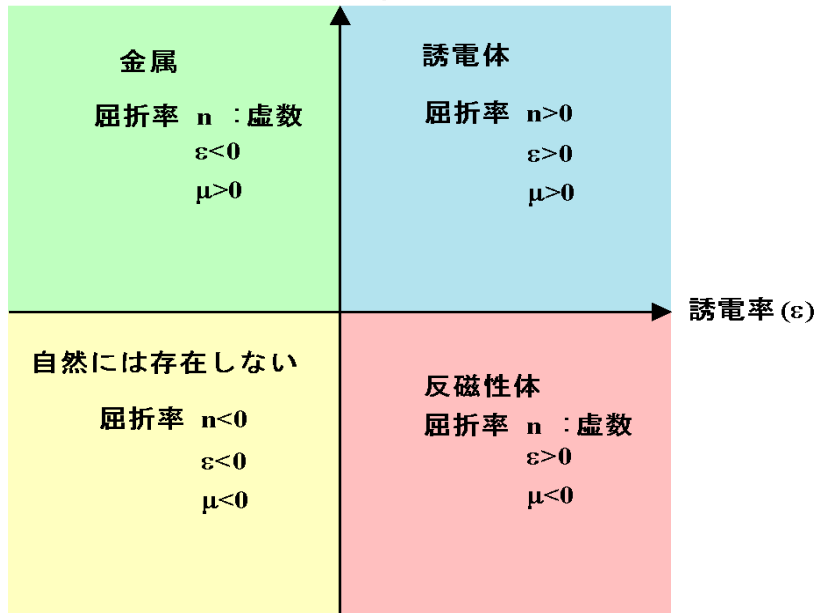
$\mathbf{k}$ は逆向き

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\mathbf{H}} = -\frac{1}{\tilde{\mu}} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\mathbf{E}} = +\frac{1}{\tilde{\varepsilon}} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}$$

$$\mathbf{k} // \tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{H}}$$

透磁率 ( $\mu$ )



屈折率 ( $n$ ): 負の実数

⇒ 電磁波伝播

1. 波の進行方向 ( $\mathbf{k}$ ) とエネルギーの進行方向 ( $\mathbf{S}$ ) が逆向き

⇒ 逆ドップラーシフト、逆チェレンコフ効果

2. 電磁波の異常屈折

⇒ パーフェクトレンズ

# 人工左手系

- 自然界には左手系物質は存在しないが、メタマテリアルの概念を用いて構成可能であることが実証されている。[i]  
[i] D.R. Smith et al.: Phys. Rev. Lett. 84, 4184 (2000)
- 当初のものは、スプリットリング共振器とワイヤ共振器を用いて構成されたが、動作帯域も狭く、損失も大きなものであった。Calozらは、非共振型の左手系メタマテリアルの構成法を提案、広帯域性・低損失性のゆえ工学的応用への期待が高まっている。[ii]  
[ii] Caloz, Itoh: IEEE-APS Int'l Conf. Digest vol.2, 412, 2002
- Sanadaらは、バランス型右手左手複合系伝送線路(CRLH)をもちいて、応用上重要な結果を得ている。[iii]  
[iii] A. Sanada, C. Caloz and T. Itoh: IEEE Microwave and Wireless Component Lett., 14, 68 (2004)
- 真田氏は、本日の最後の講演で、左手系について話されます。

# 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

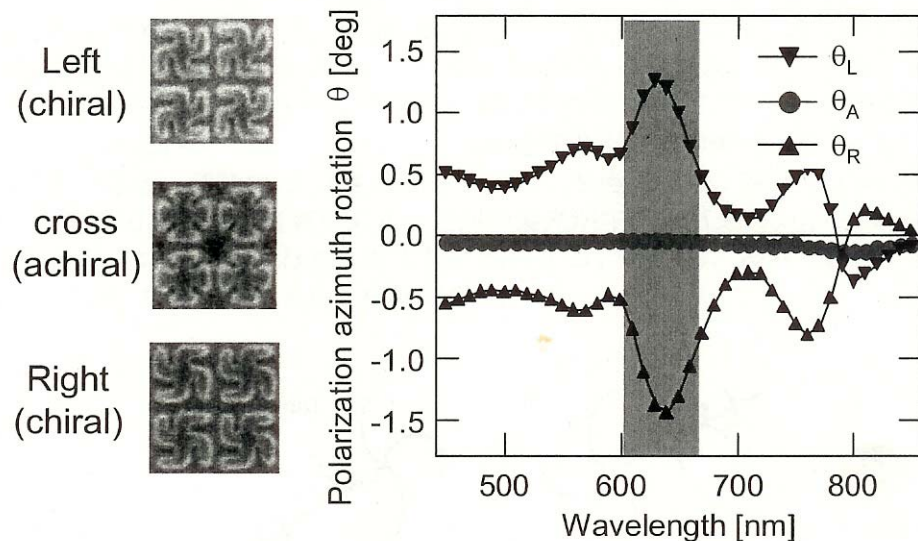


図5 キラルナノ格子の旋光スペクトル

# 磁性体・貴金属複合系の磁気光学効果

- 磁気光学効果の舞台となる物質のサイズが、ナノスケールになるとどのようなことが起きるであろうか。
- 電磁波の波長よりも十分に小さいサイズの構造をもつ媒質に入射した電磁波は平均した誘電率と透磁率を感じる。
- 媒質が磁性体／貴金属の多層膜または貴金属／磁性体／貴金属サンドイッチ膜においては、それぞれの層が十分厚ければ貴金属のバルクプラズモンのために誘電率の対角成分が負から正に変化するとき磁気光学効果がエンハンスされる効果が現れることが、1980年代に明らかにされた[i]。
- その後、原子層オーダーで制御された磁性体の超薄膜を貴金属でサンドイッチした構造において新たな遷移が生じることが見出され[iii]、
- さらに精密な実験によってこの遷移が磁性体層厚に依存することが明らかになった[iv]。
- さらに人工格子において組成変調周期を短くしていくと、新たなバンド構造が出現し、特有の磁気光学スペクトルが観測される。[iv]
- 

[i] K.Sato, H.Kida and T.Katayama: Jpn. J. Appl. Phys. 27 L237 (1988).

[ii] Y. Suzuki, T. Katayama, S. Yoshida, K. Tanaka and K. Sato: Phys. Rev. Lett. 68, 3355 (1992)

[iii] 鈴木義茂、片山利一: 応用物理63, 1261 (1994)

[iv] K. Sato, E. Takeda, M. Akita, M. Yamaguchi, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, Y. Suzuki: Magneto-optical spectra of Fe/Au artificial superlattices modulated by integer and non-integer atomic layers; J. Appl. Phys. 86 [9] 4985-4996 (1999)

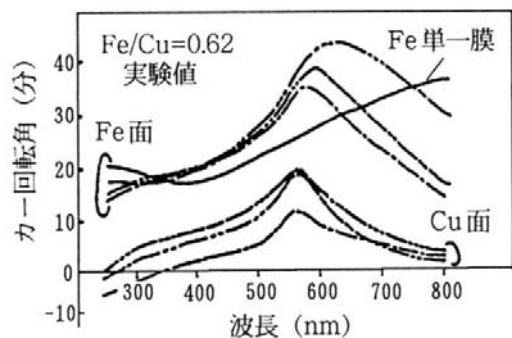


# Fe/Cu, Fe/Au組成変調多層膜の 磁気光学効果

- 媒体中の波長のオーダーの層厚

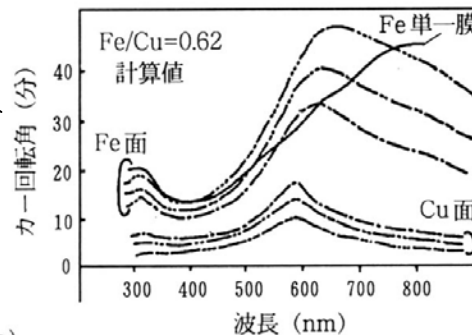
- 貴金属のプラズマ端でのエンハンス効果  $\Psi_K = \frac{\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}(1-\varepsilon_{xx})}}$
- 近似的には実効誘電率で説明可能
- 変調周期依存性は多重反射・干渉効果で説明可能
- 変調周期が数nm以下になると説明できなくなる  
(界面の凹凸や界面付近の相互拡散が無視できない: 合金化などが起きる)

# 組成変調磁性多層膜の磁気光学スペクトル



## 磁気カー効果

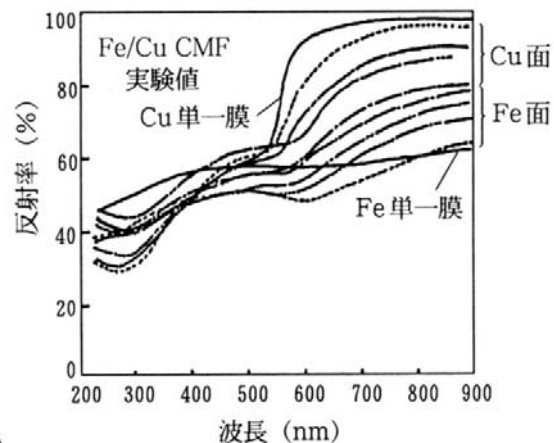
- Fe(70)/Cu(113)
- - - Fe(106)/Cu(171)
- · - Fe(150)/Cu(245) Å



- Fe(70)/Cu(113)
- - - Fe(106)/Cu(171)
- · - Fe(150)/Cu(245) (Å)

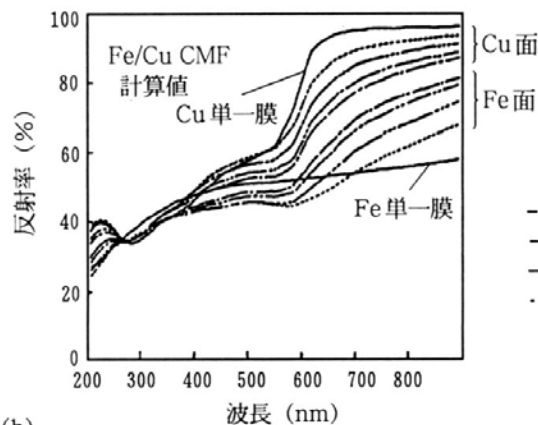
(a)

(a)



## 反射スペクトル

- Fe/Cu=0.62
- Fe(31)/Cu(49)
  - - - Fe(57)/Cu(92)
  - · - Fe(106)/Cu(171)
  - · · Fe(170)/Cu(275) Å

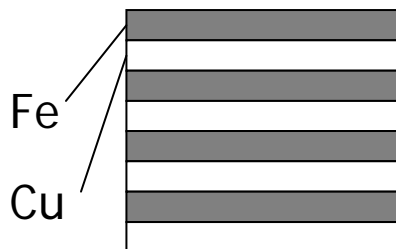


- Fe/Cu=0.62
- Fe(31)/Cu(49)
  - - - Fe(57)/Cu(92)
  - · - Fe(106)/Cu(171)
  - · · Fe(170)/Cu(275) (Å)

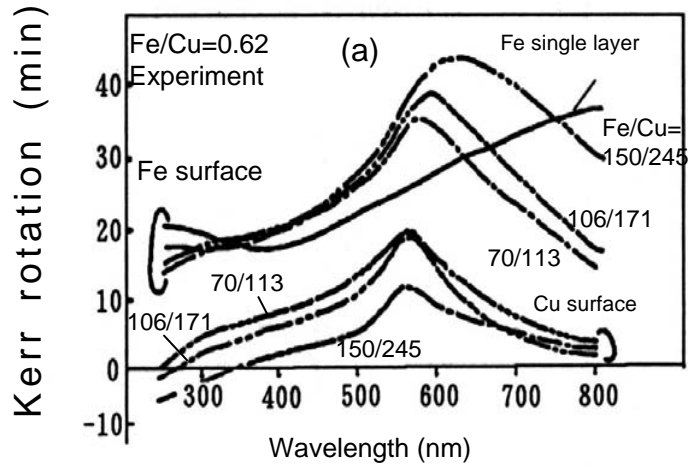
(b)

(b)

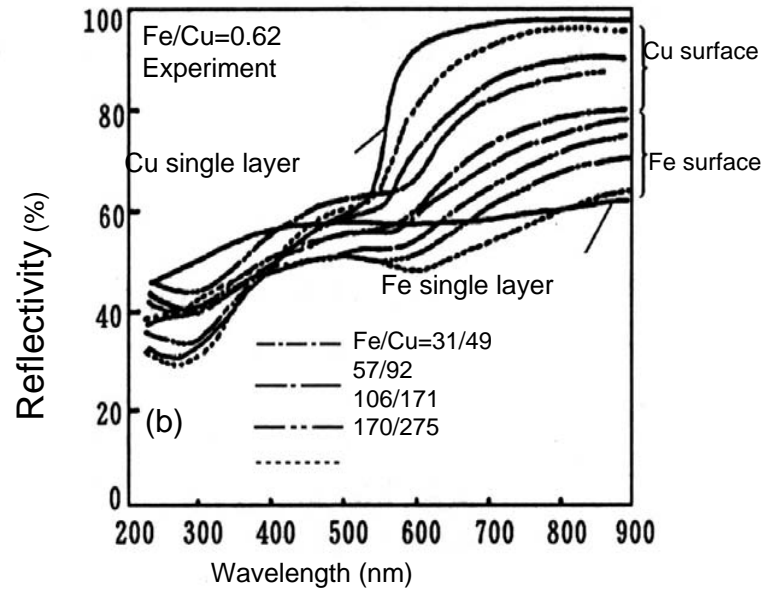
## 実験データ



## 仮想光学定数法によるシミュレーション結果

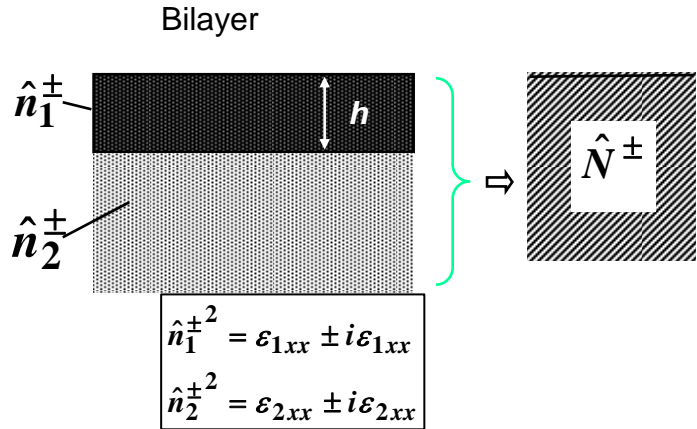


種々の層厚をもった  
Fe/Cu組成変調多層膜  
の磁気光学スペクトル  
および反射スペクトル  
(実験値)



実験結果

# 仮想光学定数法

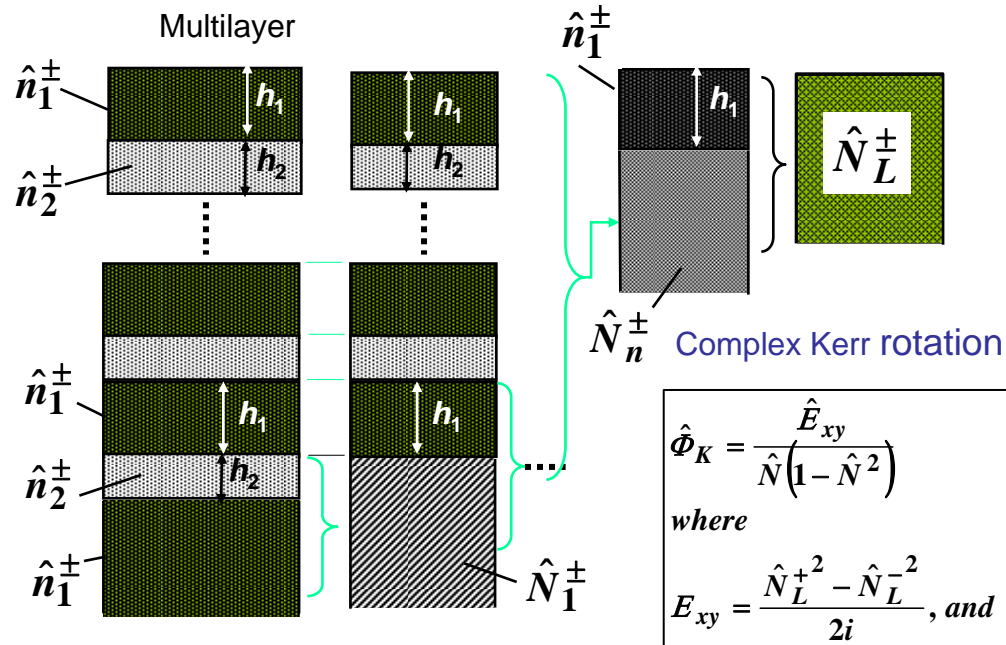


Virtual optical constant

$$\hat{N}^\pm = \hat{n}_1^\pm \frac{1 - \hat{r}^\pm \exp(-2i\phi^\pm)}{1 + \hat{r}^\pm \exp(-2i\phi^\pm)}$$

where

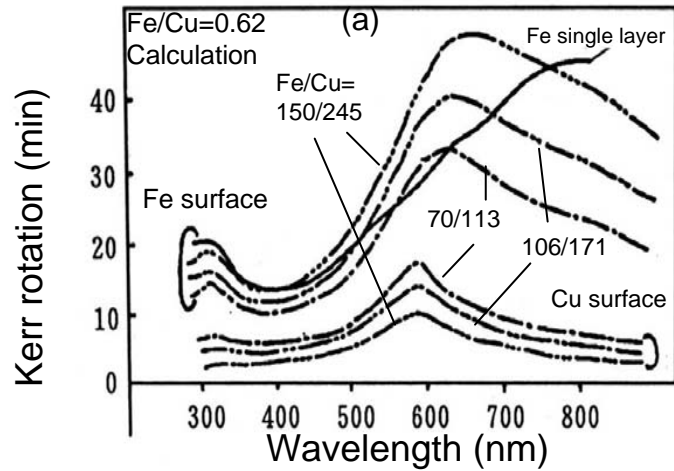
$$\hat{r}^\pm = \frac{\hat{n}_1^\pm - \hat{n}_2^\pm}{\hat{n}_1^\pm + \hat{n}_2^\pm}, \text{ and } \phi^\pm = \frac{2\pi\hat{n}_1^\pm h_1}{\lambda}$$



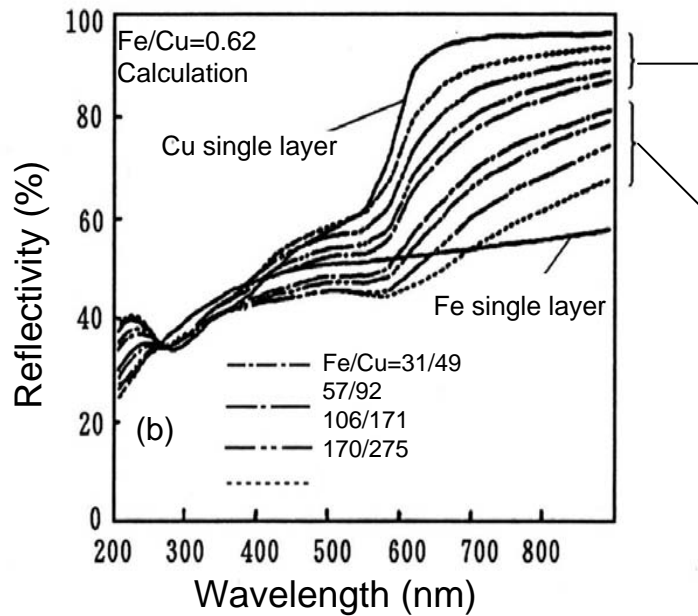
$$\hat{\Phi}_K = \frac{\hat{E}_{xy}}{\hat{N}(1 - \hat{N}^2)}$$

where

$$E_{xy} = \frac{\hat{N}_L^+{}^2 - \hat{N}_L^-{}^2}{2i}, \text{ and } \hat{N} = \frac{\hat{N}_L^+ + \hat{N}_L^-}{2}$$



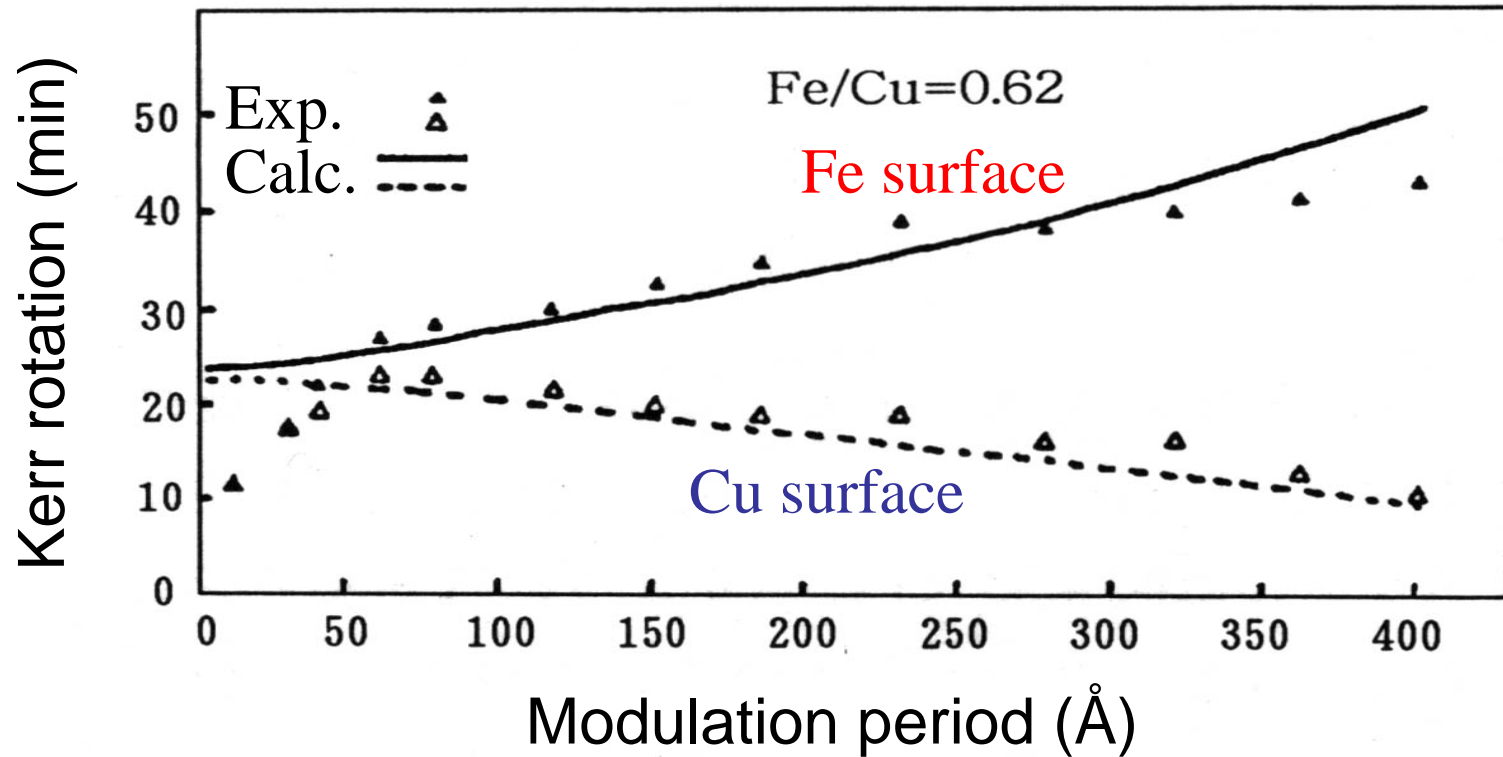
種々の層厚をもったFe/Cu組成変調多層膜の磁気光学スペクトルおよび反射スペクトル  
(計算値)



仮想光学定数法による  
光学的シミュレーション

# Fe/Cu組成変調多層膜のカー回転角の変調周期依存性。

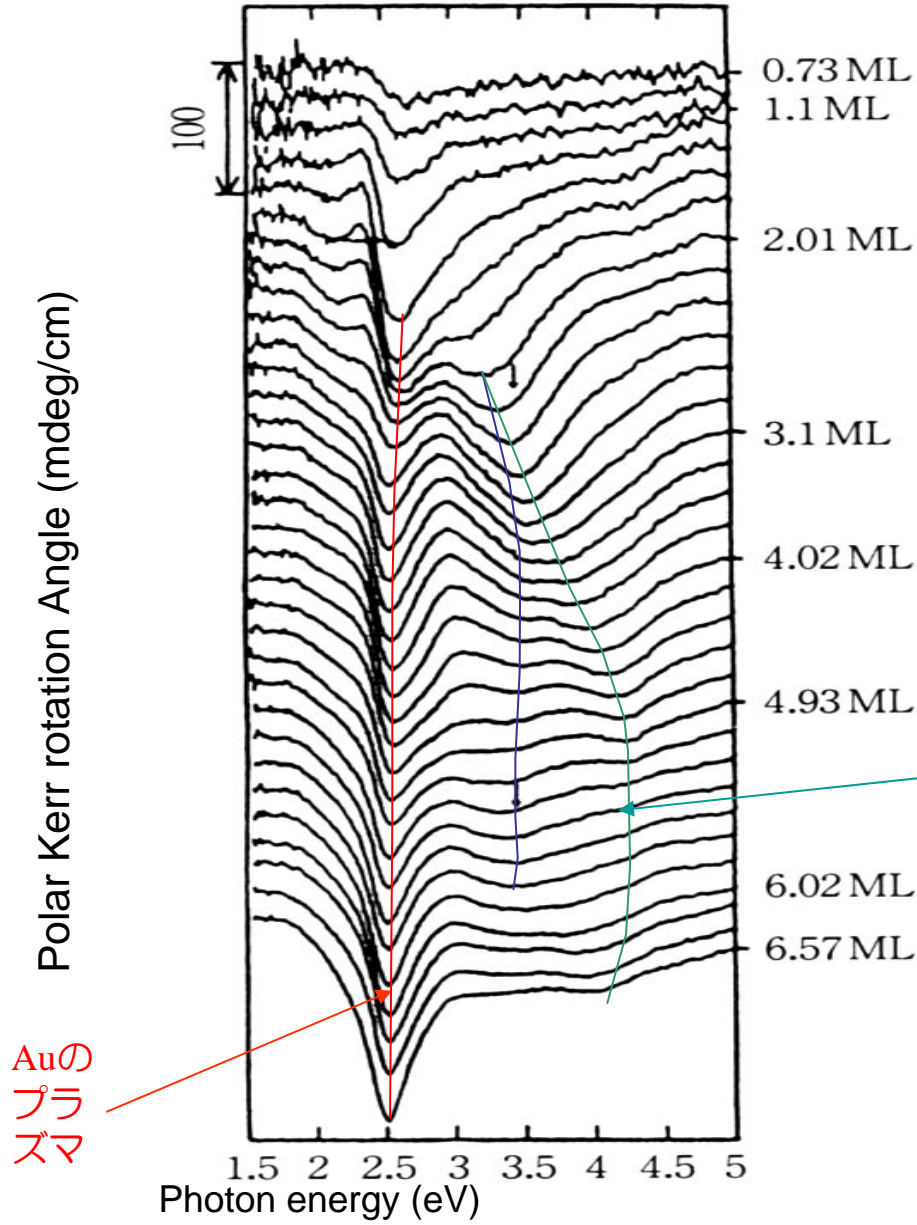
▲△実験値、実線および点線：計算値



# Fe/Au磁性超薄膜の磁気光学効果

- MBE法でMgO基板上にエピタキシャル成長したAu(100)薄膜の上にFe超薄膜(1-10原子層)を作製し、その上に保護層としてAuの薄いキャップ層をかぶせた三層膜における新しい光学遷移
- 当初：2Dのバンドによると同定→その後、Fe層内での電子の量子閉じこめによるとして説明された。

# Au/Fe/Au超薄膜の 磁気光学カー回転ス ペクトルのFe層厚依 存性

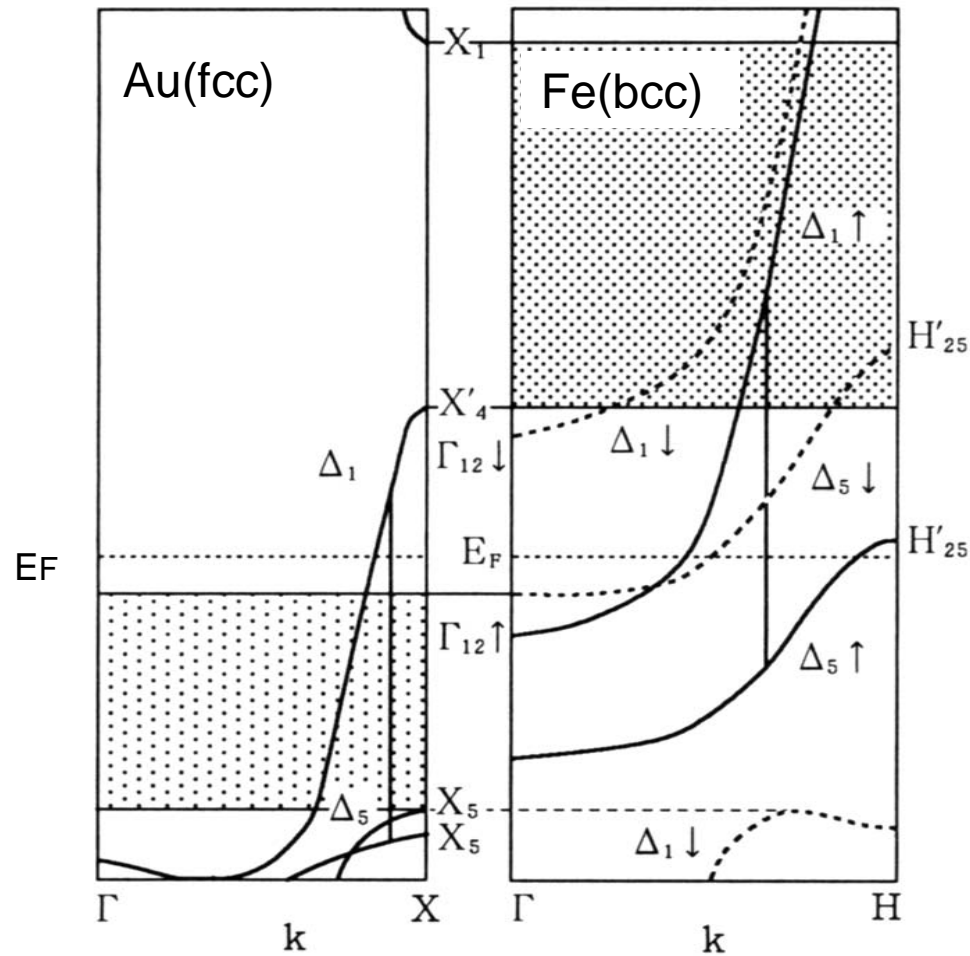


量子効果

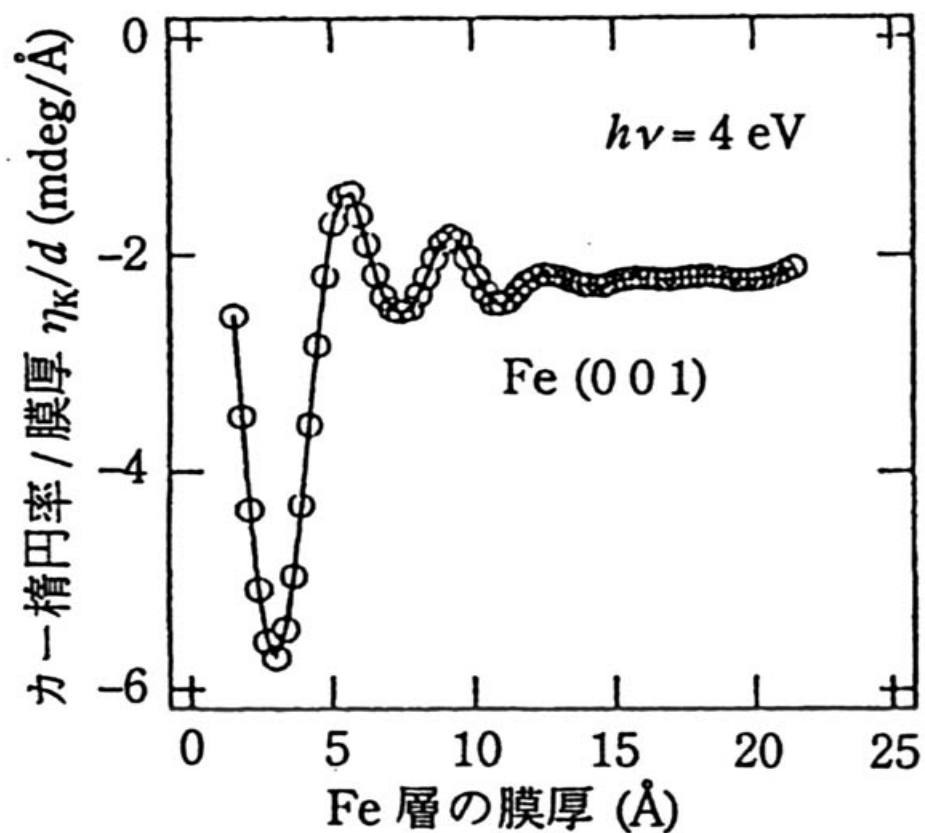
Auの  
プラ  
ズマ



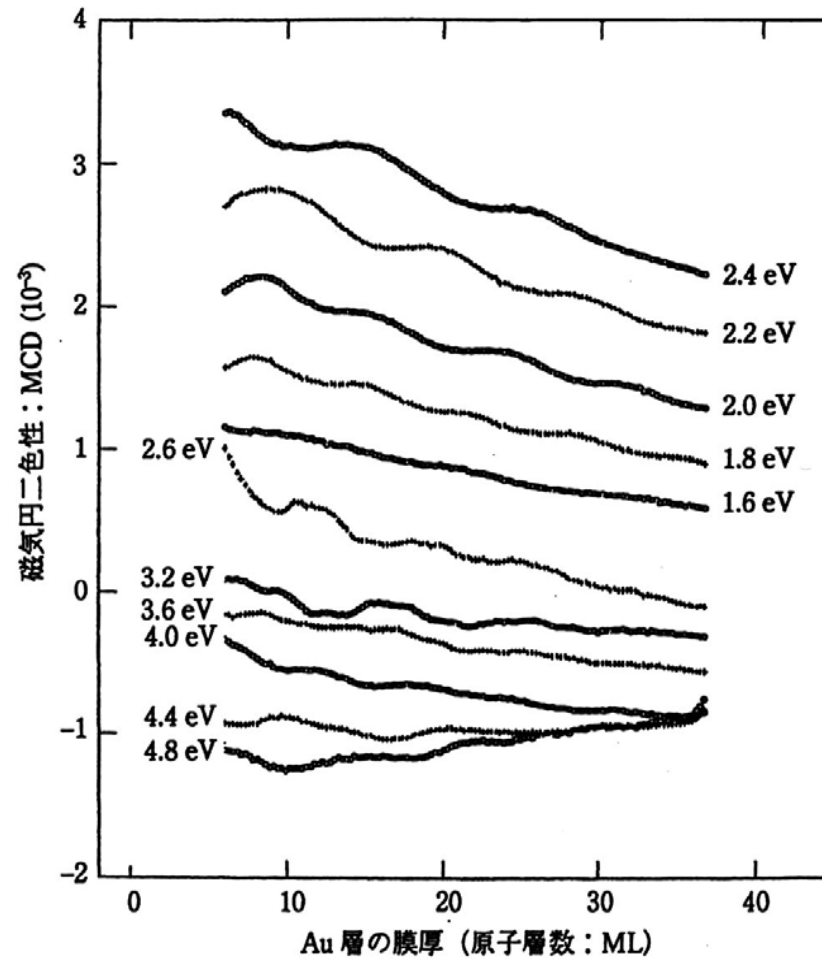
# Au/Fe接合におけるバンド構造の関係



# 4eVにおける1層あたりのカー楕円率の Fe層厚依存性



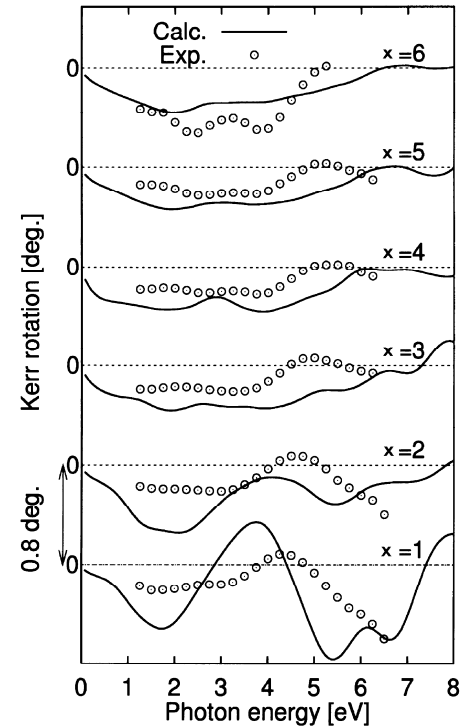
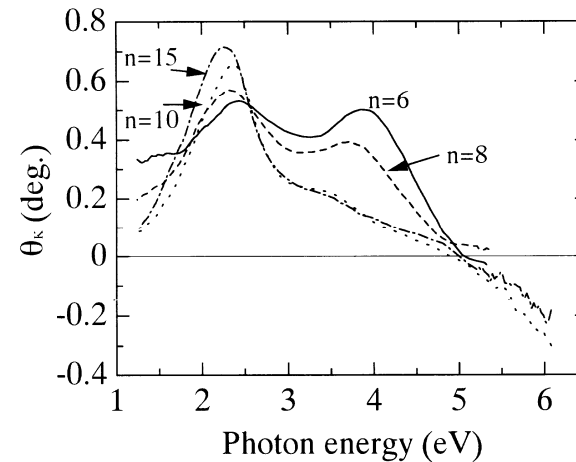
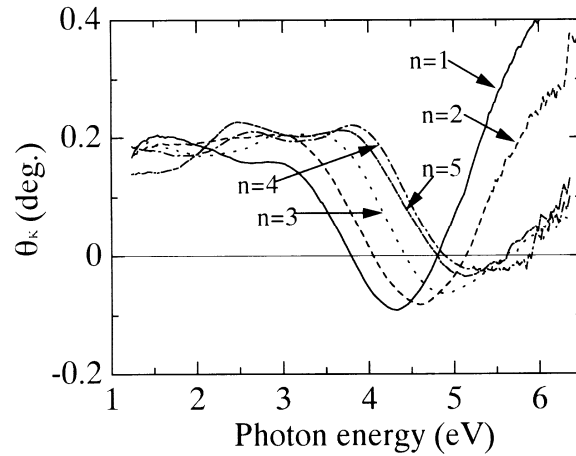
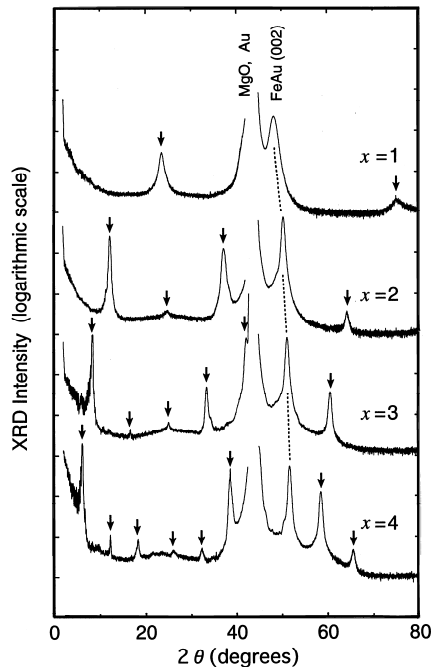
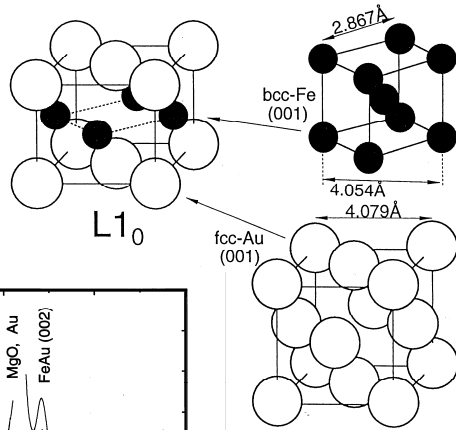
# Co/Au/Coの磁気光学効果のAu層厚依存性



# Fe/Au人工規則合金

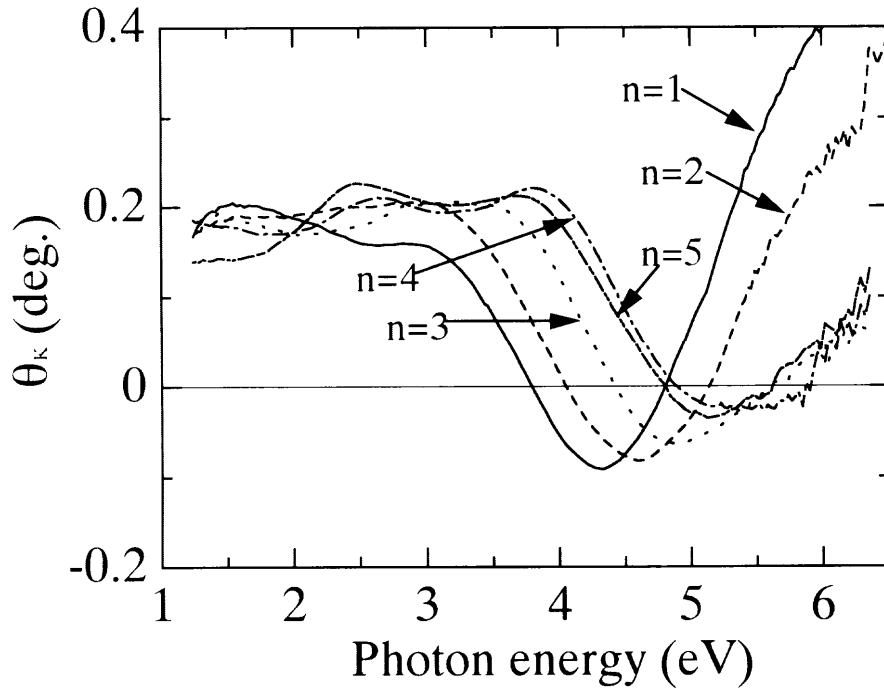
- $[\text{Fe}(1\text{ML})/\text{Au}(1\text{ML})]_N$ は天然には存在しない $L1_0$ 型の規則合金である。
- $[\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})]_N$ においても、Fe層とAu層の界面には $L1_0$ 型 $\text{Fe}(1\text{ML})/\text{Au}(1\text{ML})$ が存在。
- FeとAuの間には電子の重なり・混成が生じ、もはやFe層, Au層の単なる積層では説明できない新しいバンド構造が出現している。

# Fe/Au人工格子の磁気光学効果

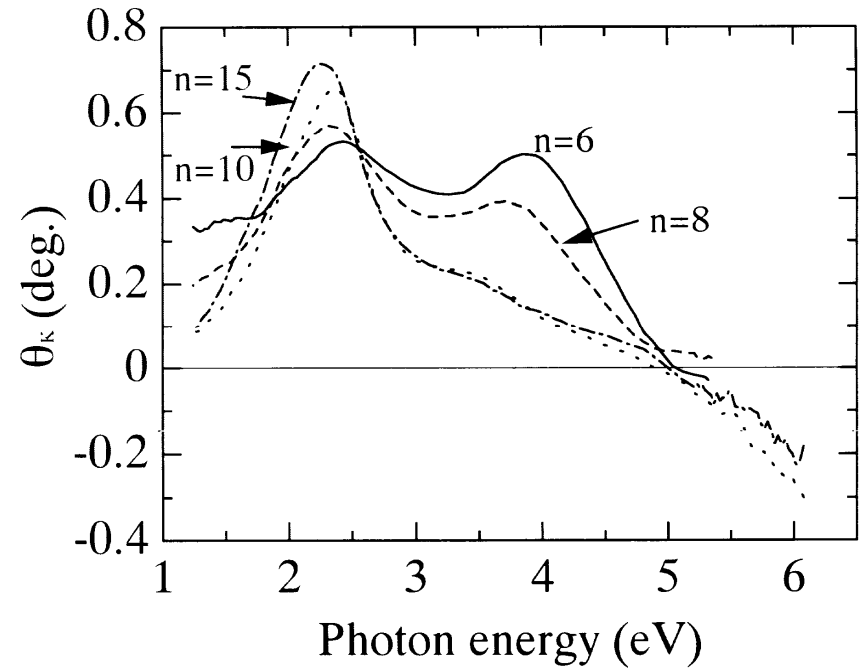


第1原理バンド計算との対応  
原研 山口氏との共同研究

# Fe(xML)/Au(xML)人工格子における 磁気光学カー回転角のスペクトル

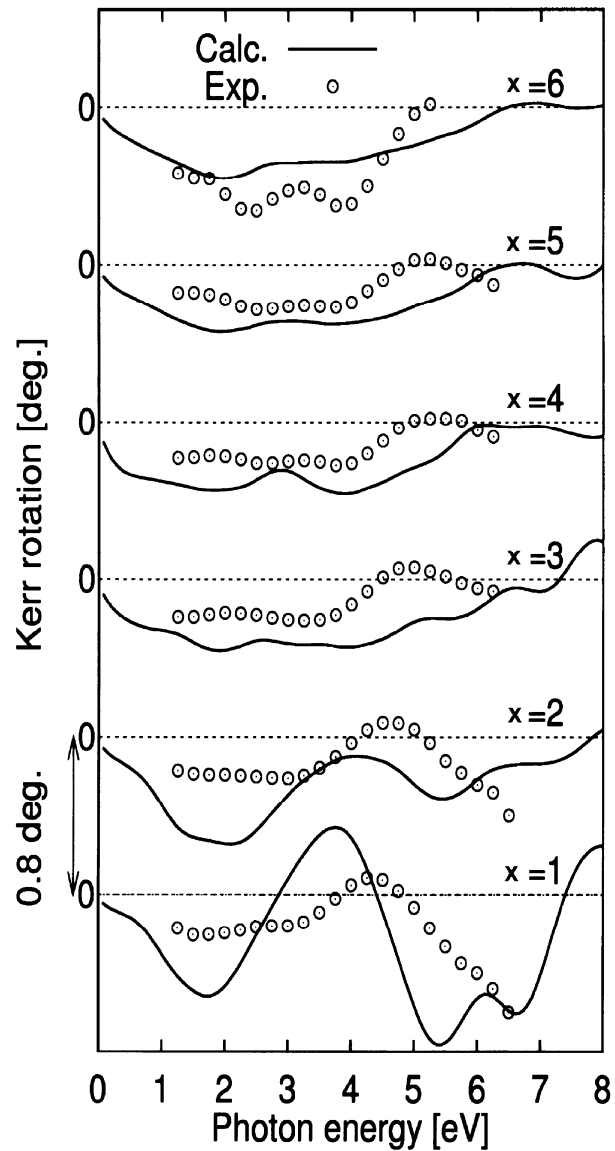


x=1~5



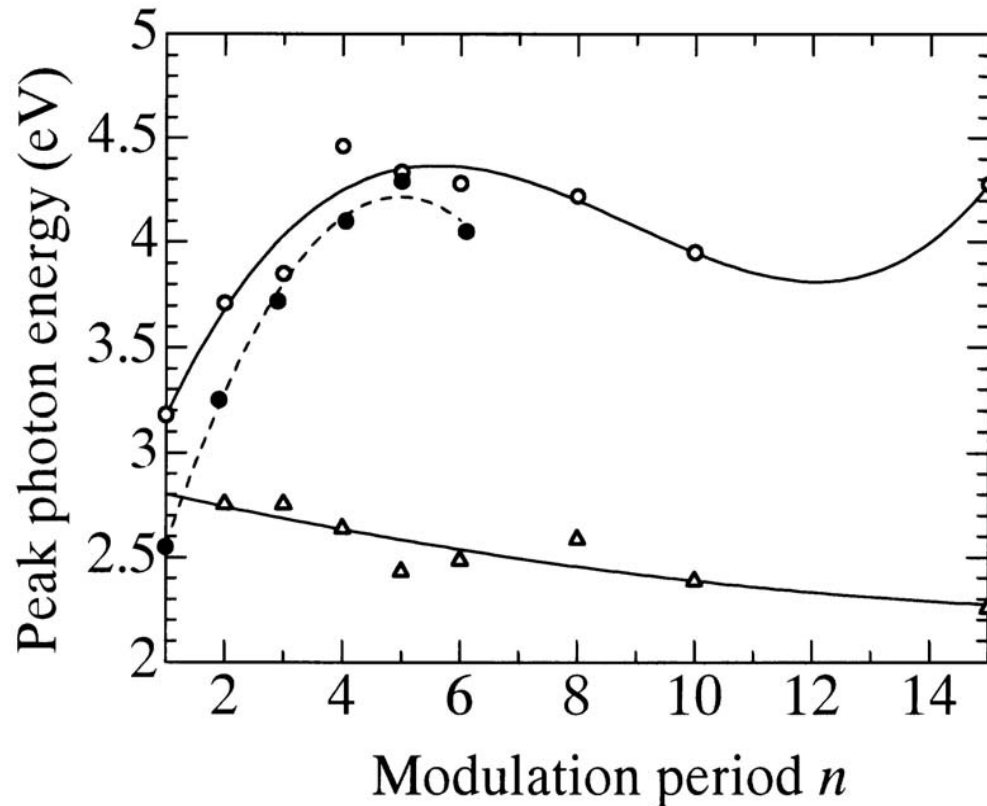
x=6~15

# 第1原理バンド計算による Fe(xML)/ Au(xML)人工格子 子の磁気光学スペクトル (山口による)



4eV付近に見られる構造は、  
Auの5d↓バンドからAuの5f↓  
バンドへの遷移である。Auの  
5f↓バンドはFeの3d↓バンド  
と強く混成しており、実質的  
にはAu(5d↓)→Fe(3d↓)遷移  
と見なせる。

Fe/Au人工格子の磁気光学スペクトルのピーク位置  
の変調周期に対するプロット。  
点線は、超薄膜における量子閉じ込め  
ピークの変調周期依存性。





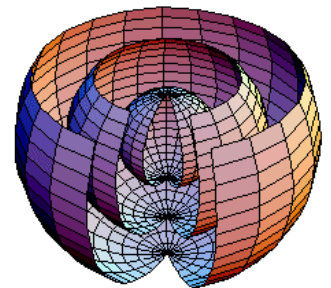
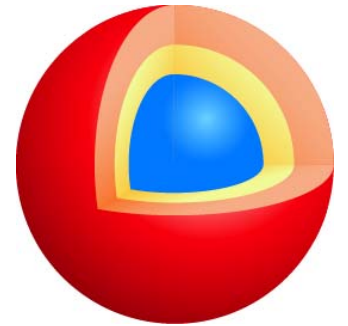
# 貴金属超微粒子分散系

- 一方、媒質が貴金属微粒子の分散系であれば、微粒子の表面プラズモンによる磁気光学効果のエンハンスがおきる。
- 微粒子分散系の磁気光学効果は阿部らによって詳細な研究がなされている。[i],[ii]  
[i] M. Abe and J. Kuroda: J. Appl. Phys. 91, 7305 (2002)  
[ii] M. Abe and T. Suwa: J. Appl. Phys. 97, 10M514 (2005).
- 3番目の富田氏の講演では、Au微粒子分散YIG薄膜における観測結果が紹介される。[iii]  
[iii] S. Tomita, T. Kato, S. Iwata, S. Tsunashima, M. Fujii, S. Hayashi: Phys. Rev. Lett. 96, 167402 (2006)

# ナノオニオン

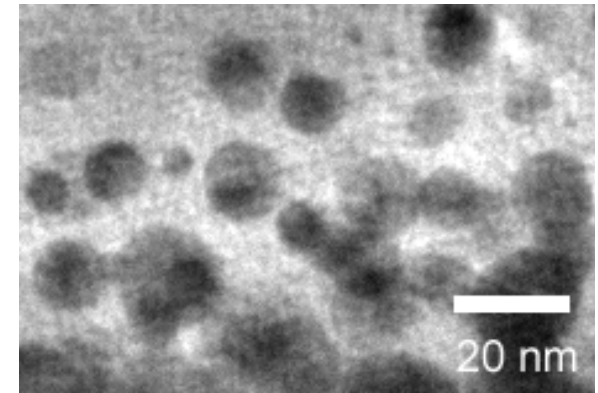
## (貴金属/遷移金属多層微粒子)

- 玉ねぎのような多層構造を持ったナノメートルサイズの磁性超微粒子、すなわち磁性ナノオニオンは、微細な多層構造にもとづく顕著な磁氣的、光学的挙動を示す。
- 阿部らは、玉ねぎ構造微粒子(一般化された楕円形状をもつ)に関する電磁ポテンシャル問題をquasi-static近似で解き、ナノオニオンを母体中に分散させた結合媒体の光学的性質と磁気光学効果を与える有効誘電率テンソルの理論式とMaxwell-Garnett平均場近似法によって導き出した。
- Fe/Auナノオニオン分散媒体では、Auのプラズマ共鳴によって磁気光学効果の特異な分散関係が現れることを計算機シミュレーションで示した。

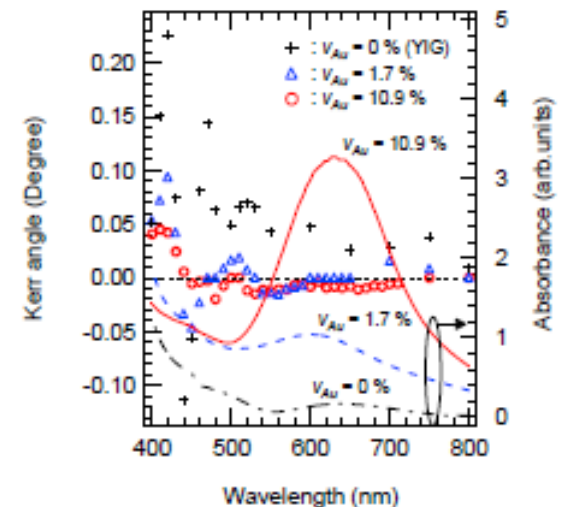


# Au微粒子分散YIG薄膜

- 富田氏らは同時スパッタリング法とポストアニーリングにより、Au微粒子分散YIG薄膜が作製できることを明らかにした。膜の紫外・可視光透過吸収スペクトルを測定した結果、約600nmにAuナノ粒子のLSP共鳴による吸収を見いだした。
- また、分光エリプソメリーで膜の屈折率の波長分散を調べた結果、600nm近傍にLSPに起因する明確な分散が見て取れた。
- 以上より、Au-YIG薄膜は、600nm付近にLSP共鳴を持つことが示された。この波長領域でのMO効果として、極磁気Kerr効果を調べた。
- その結果、Auナノ粒子が埋め込まれることで、600nm付近での膜のKerr回転角の正負が逆転した。この回転角反転は、YIGのMO効果とAuナノ粒子のLSPとのカップリングの可能性を示唆している



Au-YIG薄膜の膜断面TEM像



Au-YIG薄膜の光吸収スペクトルと極磁気Kerrスペクトル

# スピンの注入の光学的観測

- 非磁性体へのスピンの注入を光学的に観測することは、磁性半導体電極から注入されたスピン偏極電子のもたらす発光の円二色性について行われ[i]、さらには、非磁性体に注入されたスピンの空間的な分布を磁気光学効果によりイメージングする試みも行われている[ii]。
- 最近、FePt/MgO/GaAsの接合構造においてスピン注入現象を発光の円偏光度によって捉えることが真砂らによって行われた[iii]。このことについては、5番目の講演において詳細な報告がある。

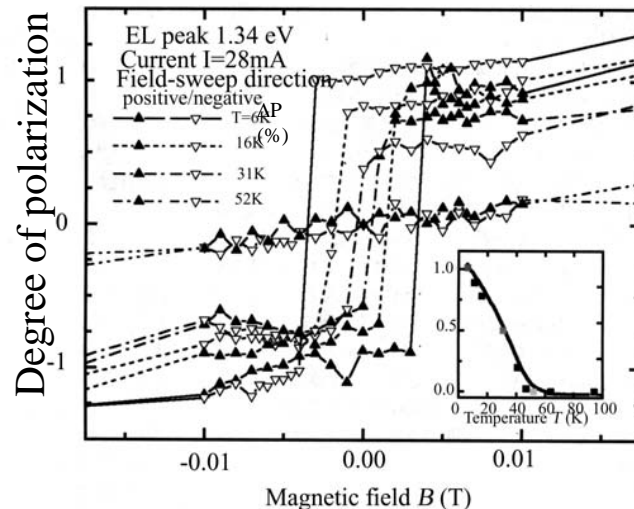
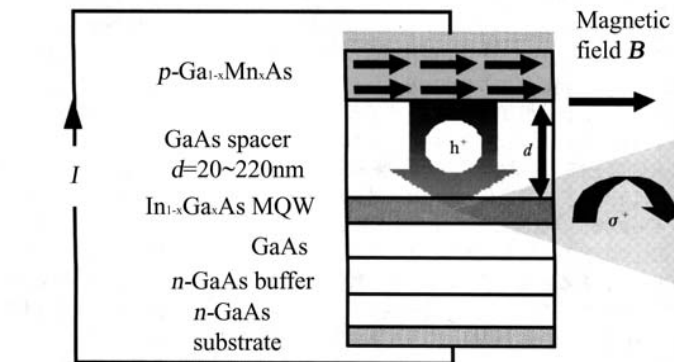
[i] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D. D. Awschalom: Nature 402, 790 (1999).

[ii] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: Phys. Rev. Lett. 93, 176601 (2004)

[iii] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga: J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

# Heterostructure devices of III-V DMS

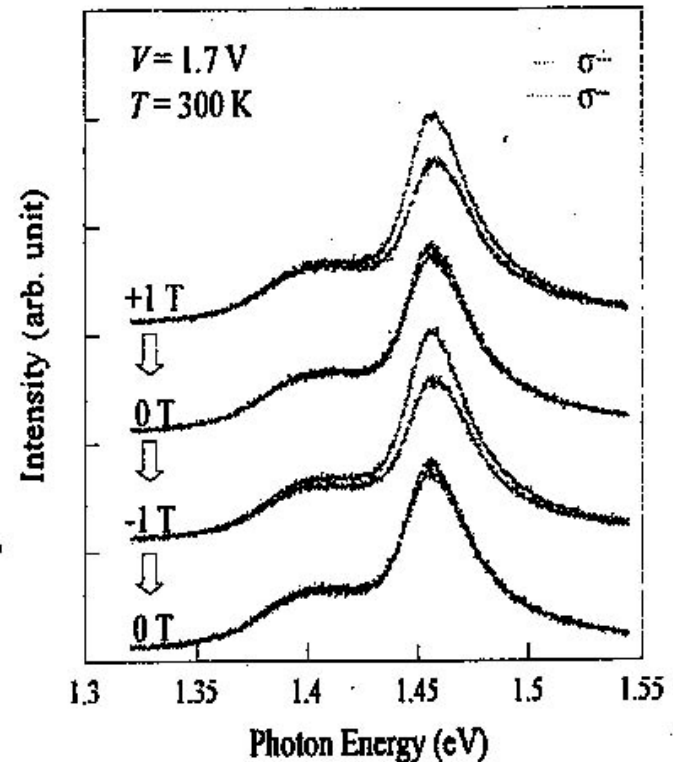
Spin-injection through junction



- 磁性半導体からスピン偏極ホールを注入
- 発光の円偏光度が磁性半導体の磁化に応じて変化する。

# スピンLEDのスピン注入特性

- 真砂氏は、FePt/MgO/LED構造を作製し、円偏光度の磁場依存性を測定した。
- ゼロ磁場でも1.5%の円偏光度が観測される。



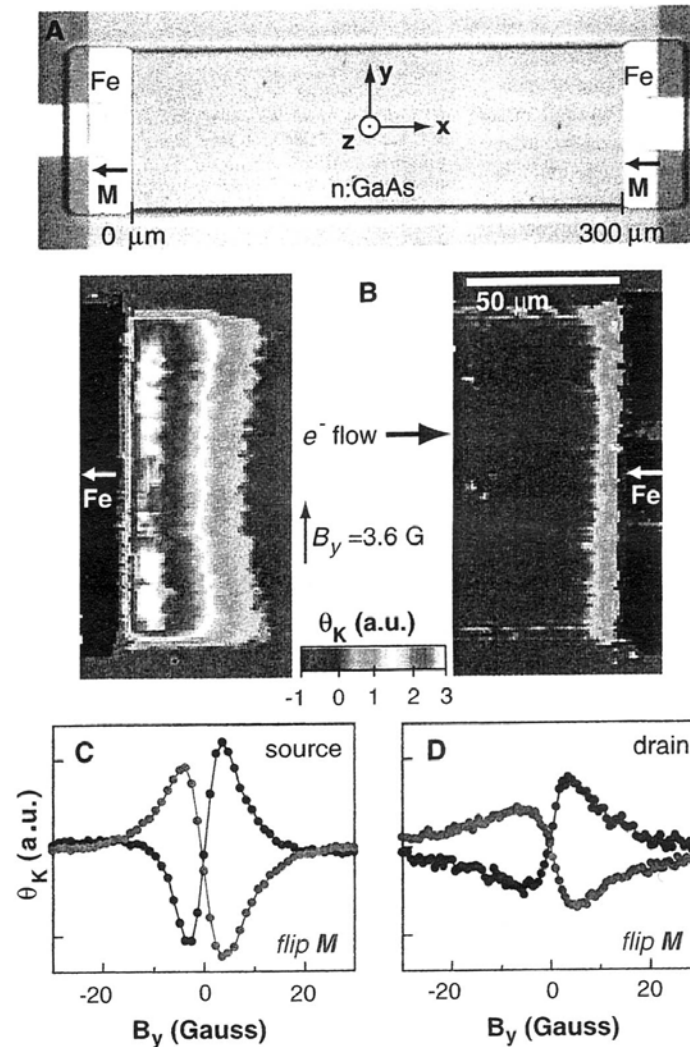
ELスペクトルの磁場依存

A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, H Akinaga:  
J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 17, 105 (2008).

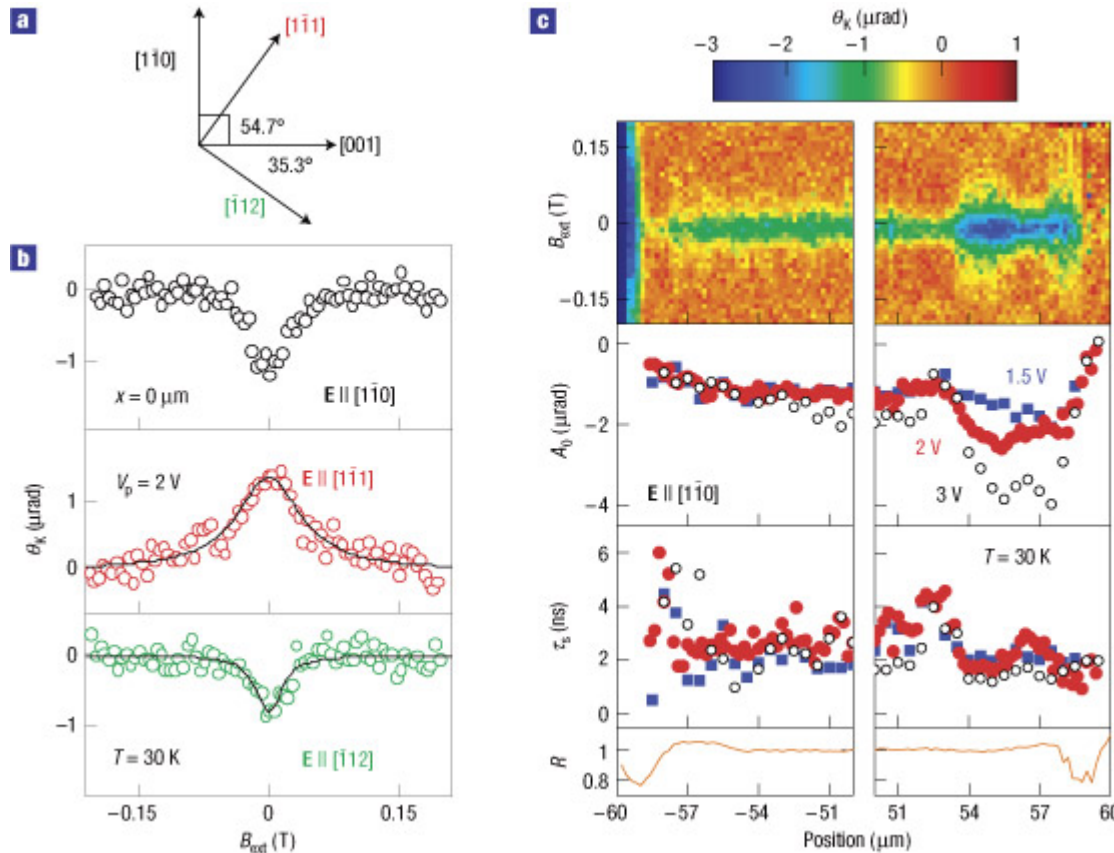
## スピン注入の磁気光学的評価

- 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 (2005)



## スピンホール効果のカー効果によるイメージング



**a**, Relative orientations of crystal directions in the (110) plane. **b**, Kerr rotation (open circles) and fits (lines) as a function of  $B_{\text{ext}}$  for  $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}0]$  (black),  $\mathbf{E} \parallel [111]$  (red) and  $\mathbf{E} \parallel \bar{1}\bar{1}2$  (green) at the centre of the channel. **c**,  $B_{\text{ext}}$  scans as a function of position near the edges of the channel of a device fabricated along with  $w = 118 \text{ nm}$  and  $l = 310 \text{ nm}$  for  $V_p = 2 \text{ V}$ . Amplitude  $A_0$ , spin-coherence time  $\tau_s$  and reflectivity  $R$  are plotted for  $V_p = 1.5 \text{ V}$  (blue filled squares),  $2 \text{ V}$  (red filled circles) and  $3 \text{ V}$  (black open circles).

[Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases](#)

V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard and D. D. Awschalom

*Nature Physics* 1, 31 - 35 (2005)



## Spin transfer switchingの磁気光学観察

- NHK技研の青島らは、 $\text{Co}_2\text{FeSi}$ 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。

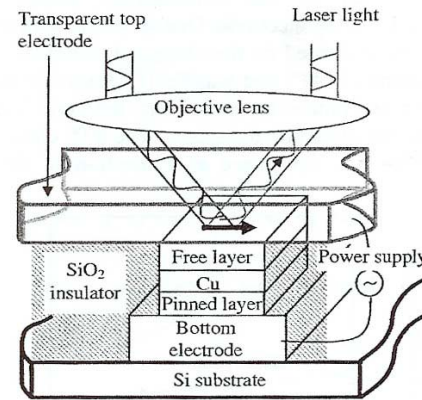


FIG. 1. Schematic illustration of spin-valve device with transparent electrode, and experimental setup. The plain arrow in the free layer indicates the direction of the magnetization. The device includes the bottom electrode of  $[\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ta}(3)/\text{Cu}(50)/\text{Ru}(5)]$ , the pinned layer of  $[\text{Ru}(5)/\text{Cu}(20)/\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}(10)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{34}(5)/\text{Ru}(0.9)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_2\text{Co}_2\text{FeSi}(10)]$ , an intermediate layer of  $\text{Cu}(6)$ , and the free layer with pinning of  $[\text{Co}_2\text{FeSi}(6)/\text{Cu}(3)/\text{Ru}(3)]$ , all in nanometers.

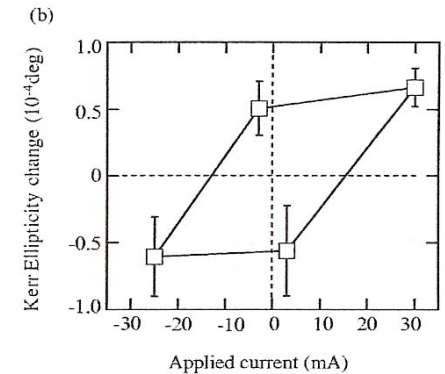


FIG. 4. (a) STS and the (b) Kerr ellipticity characteristics for three spin-valve elements. Open circles in (a) indicate resistance as a function of the applied current of  $\pm 30$  mA with an increment of 2 mA. (b) The changes are defined as  $[\eta_K - \langle \eta_K \rangle]$  in Kerr ellipticity for various applied currents of  $-3$ ,  $-25$ ,  $+3$ , and  $+30$  mA. Kerr measurements are synchronized with resistance measurements [solid squares in (a)]. Averaged values over 60 points at each current are plotted with error bars of standard deviation.

(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);

# 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)

- [iii] 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

# 近接場顕微鏡SNOMの歴史

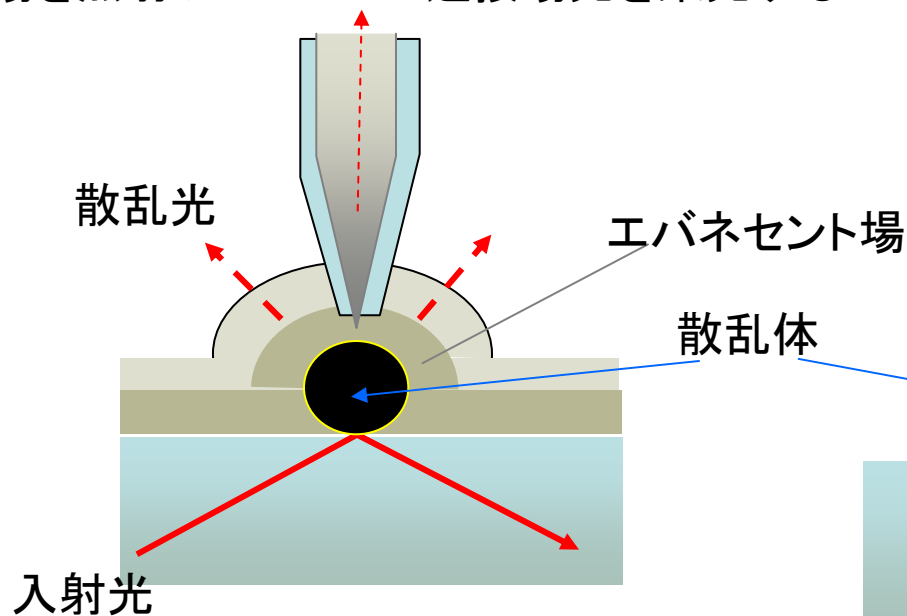
- 近接場の概念: 電磁気学において古くから知られる
  - Hertz: Dipoleの近くの電場は $1/r$ ではなく $1/r^2$ :かなり強い
  - Sommerfeld: Dipole antenna近傍の近接場を導出
- 1928 Syngge(英):近接場顕微鏡のアイデアを提案
- 1972 Ash:マイクロ波で波長の $1/60$ の解像度達成
- 1982 Pohl: SNOMの原形
- 1985 Pohl: 20nmの分解能達成
- 1991 Betzig:マイクロピペットを使って実用性の高いSNOMを開発;光磁気記録に成功

# 近接場顕微鏡(SNOM)

- 集光モード
- 照射モード
- 照射・集光モード

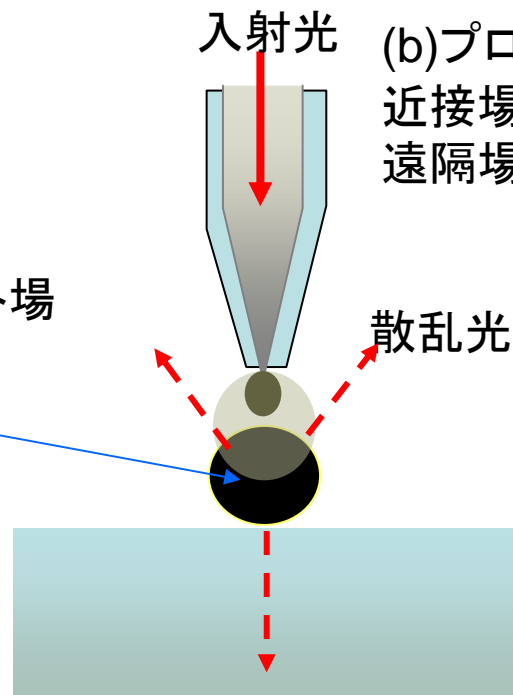
# 光ファイバプローブを用いたSNOM

(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



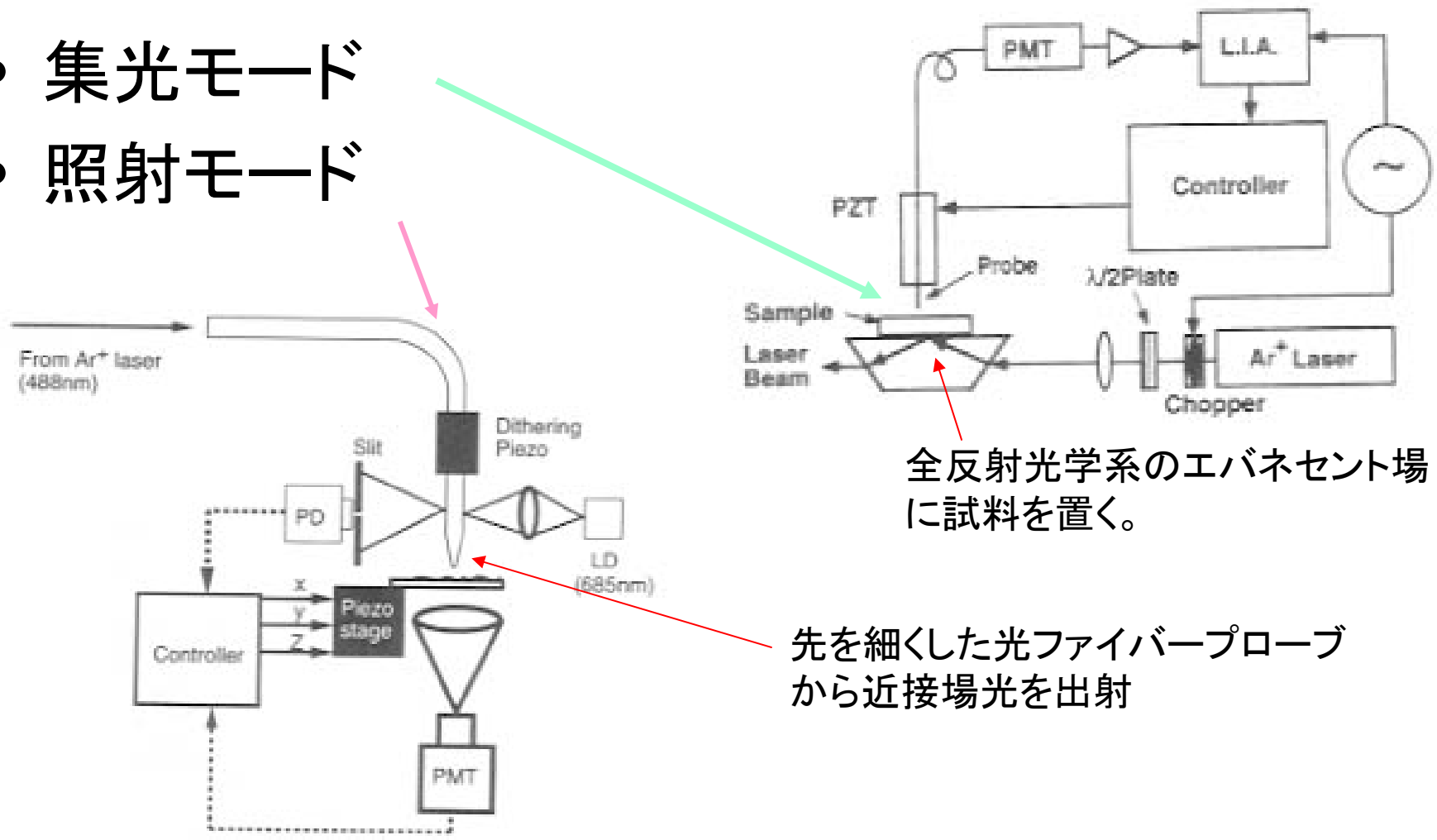
(b) 照射モード

- (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

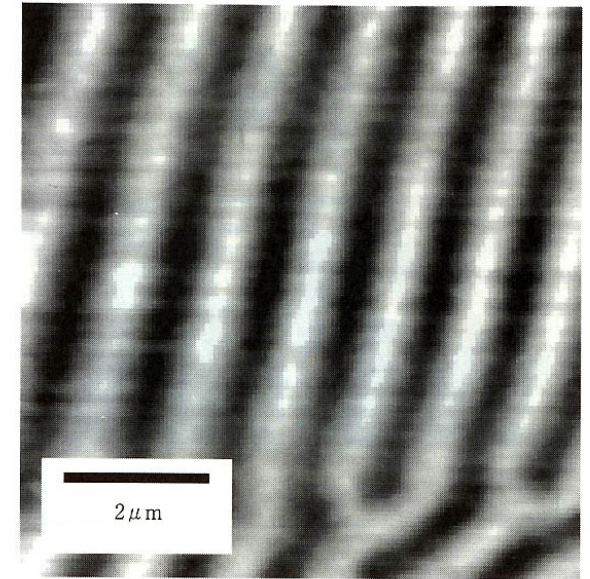
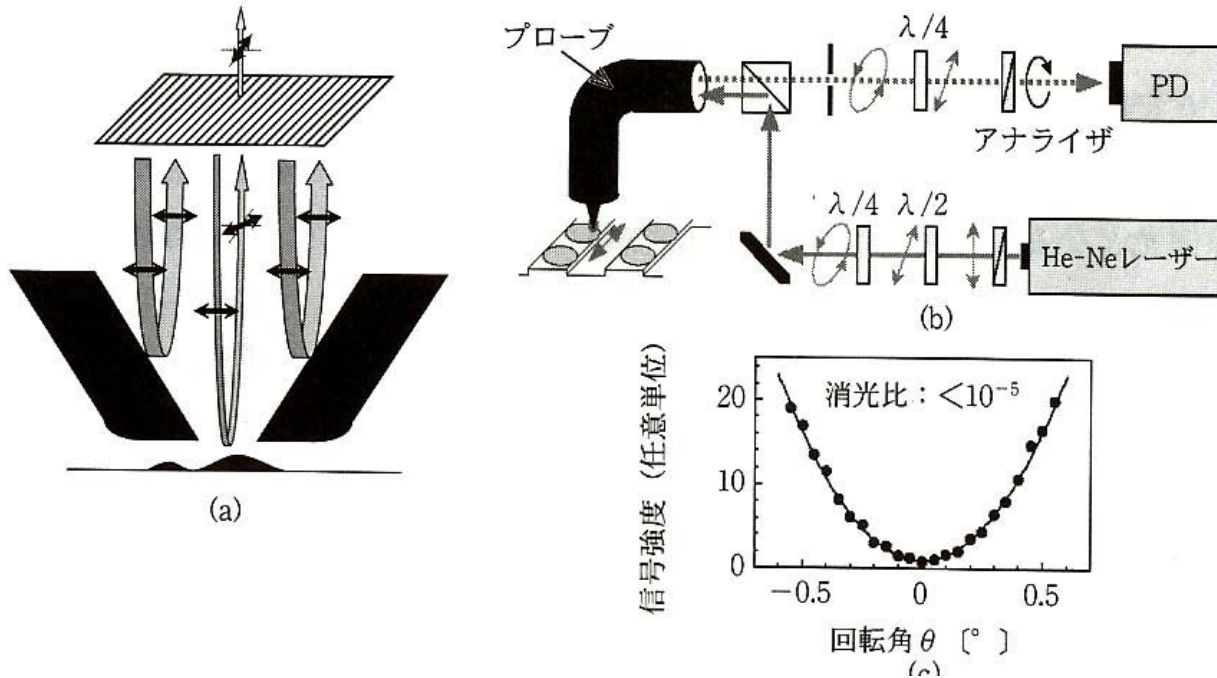
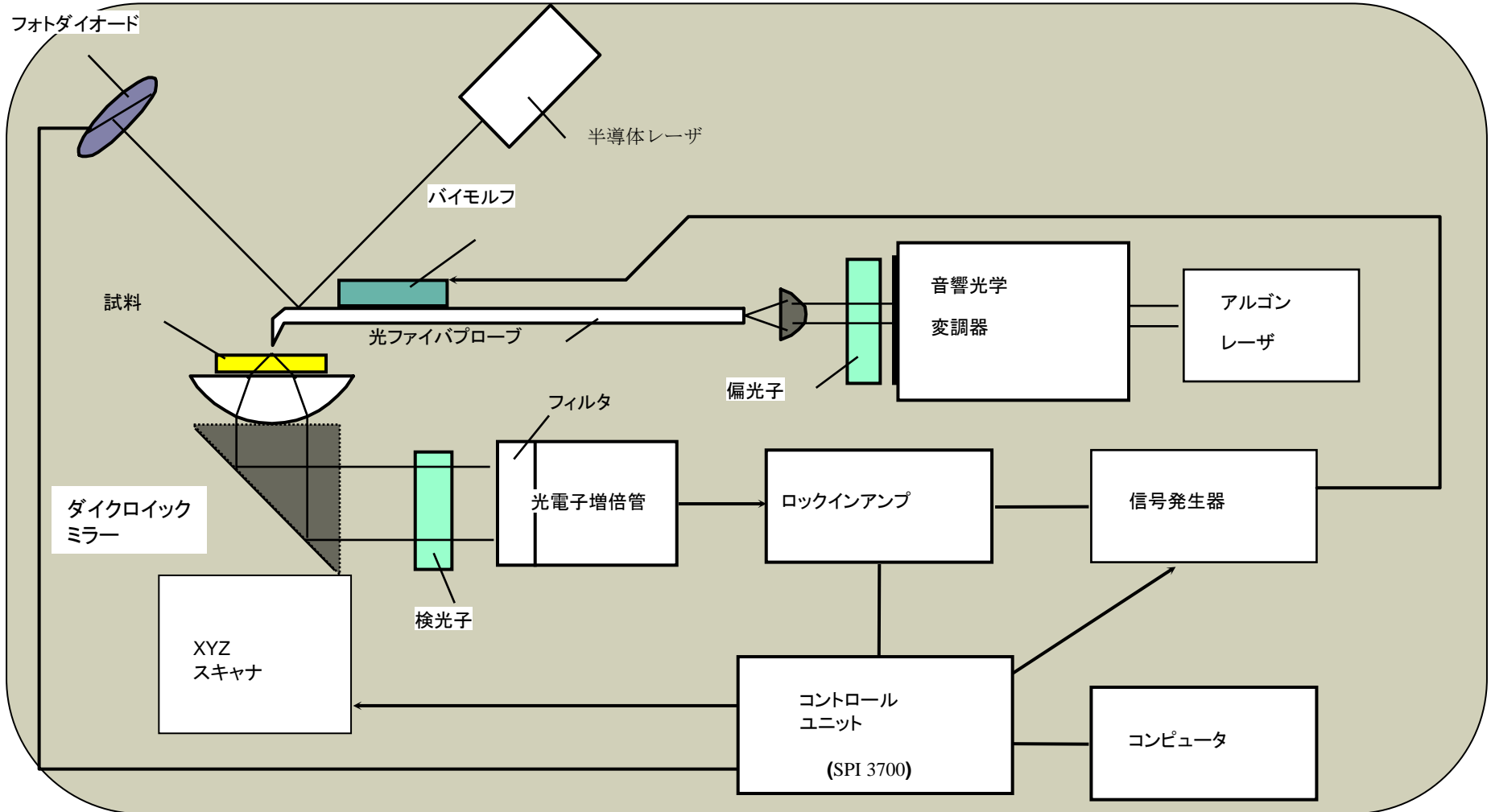


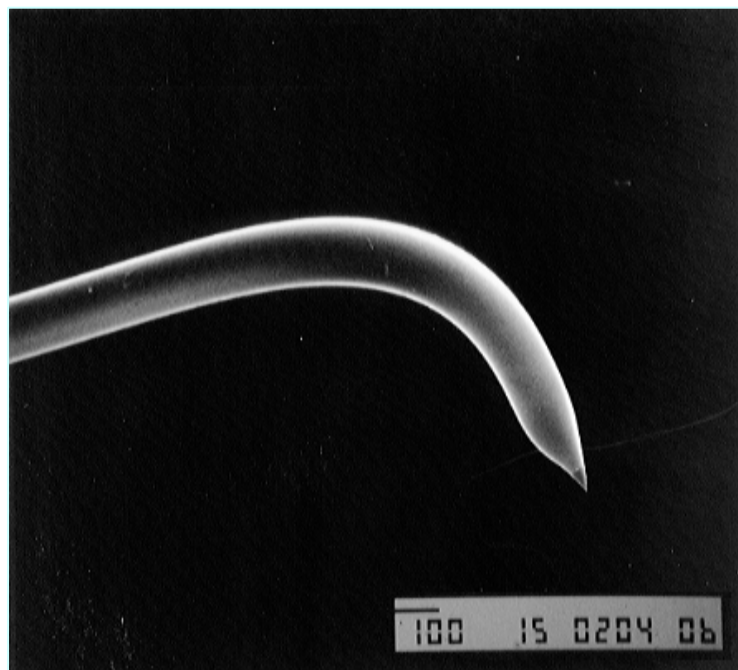
図 4・38 反射配置の磁気光学応答(カー回転)をコントラストとして観察したガーネット薄膜の磁区構造

- 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。

# SNOMのブロック図

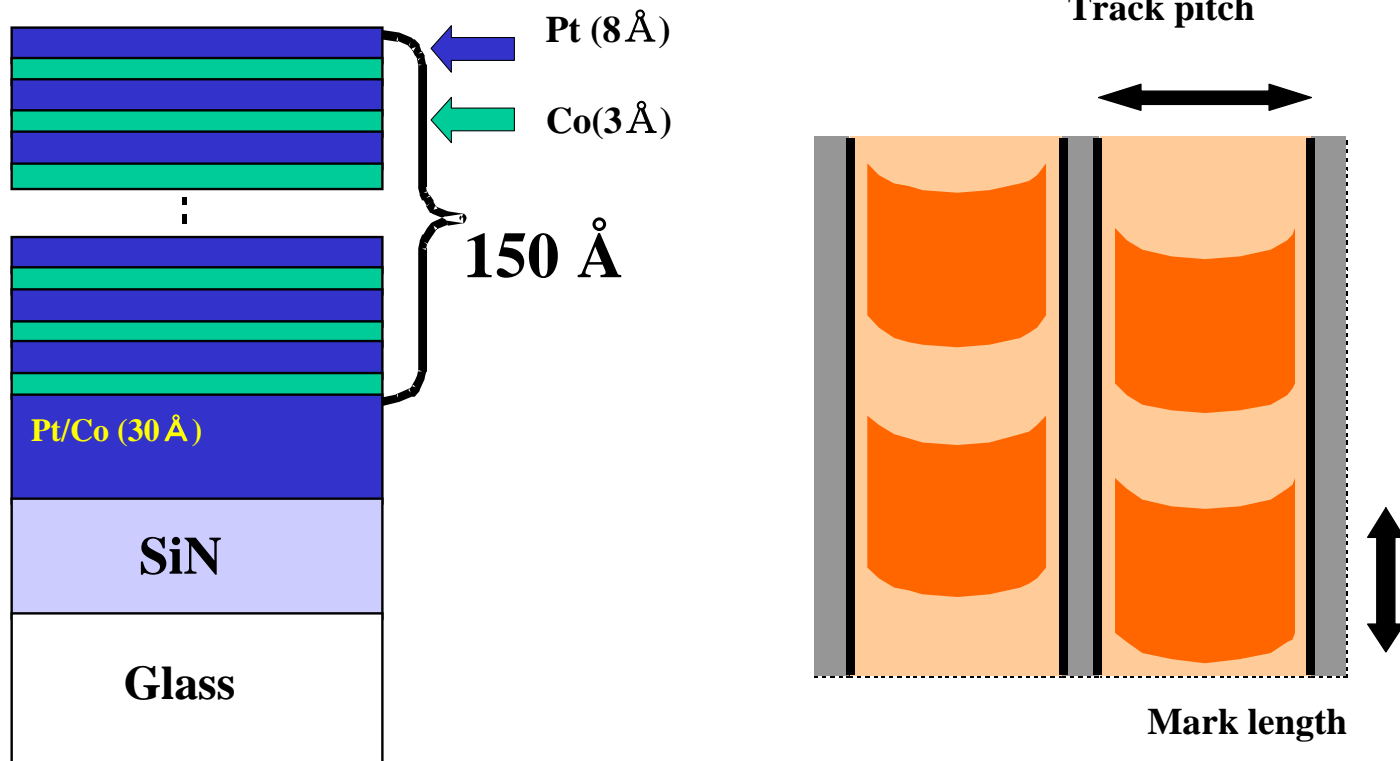


# ベントファイバプローブ

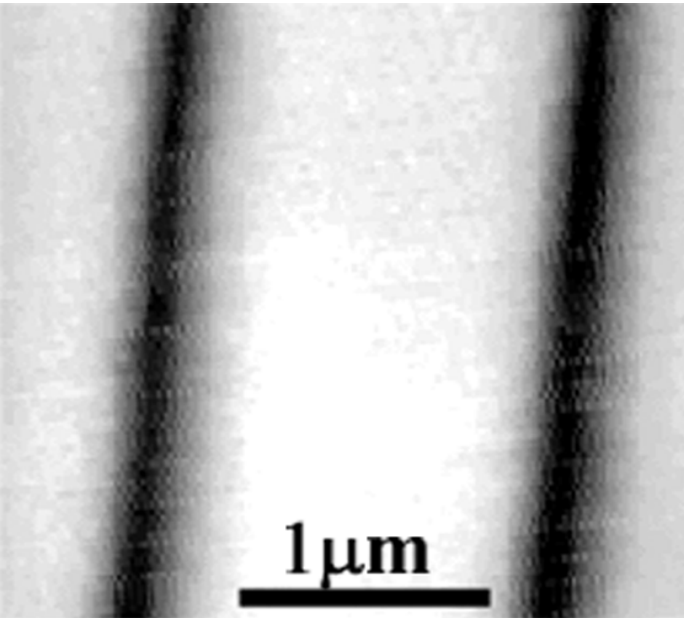


# 試料: Pt/Co 多層膜ディスク

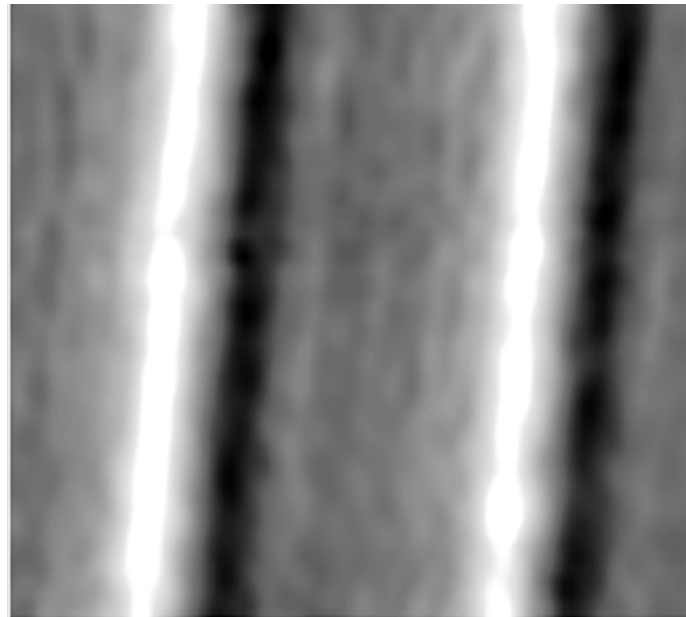
- Structure SiN/Pt(30Å)/[Pt(8Å)/Co(3Å)]<sub>13</sub> on glass
- Film thickness 150Å
- Recording System: Light pulse strobed MFM recording
- Track pitch : 1.6μm
- Mark Length: 0.1 ~ 6μm
- $\eta_F, \theta_F$ :  $0.47^\circ, 0.74^\circ$



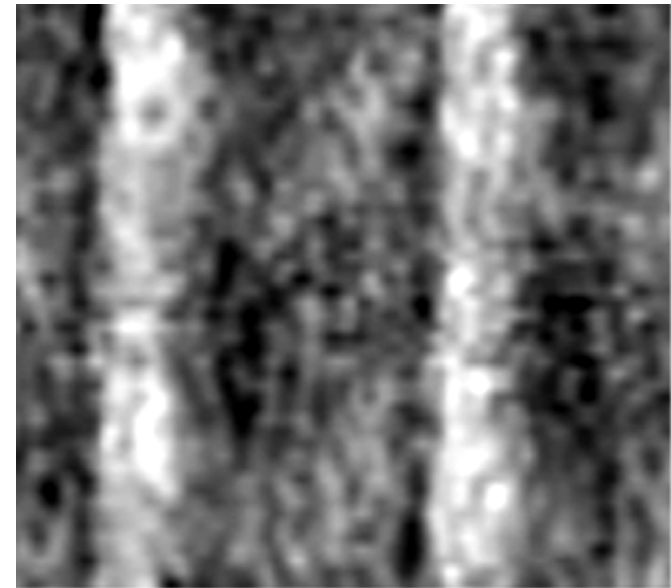
# 観測結果



AFMトポ像

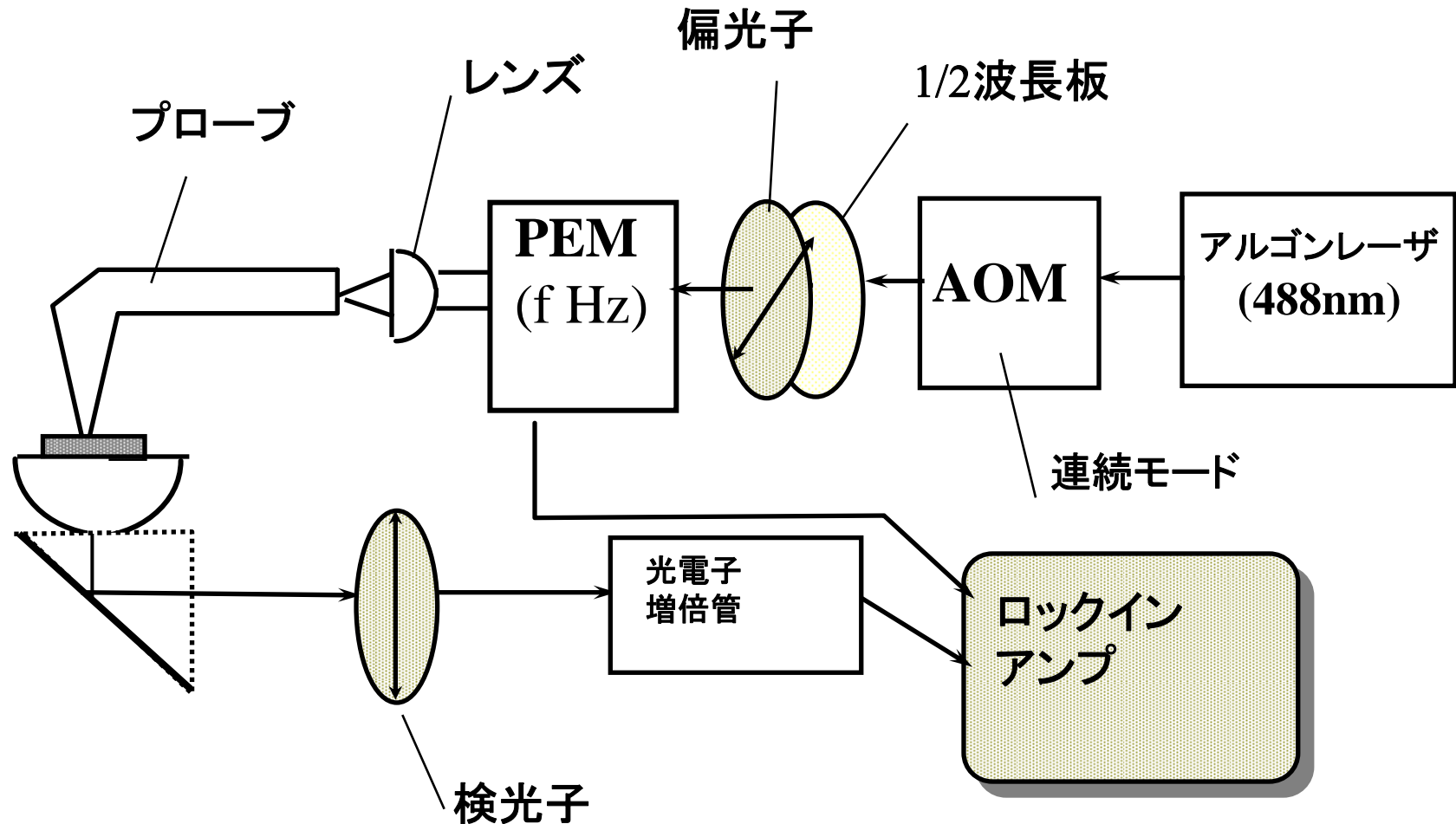


SNOM光学像

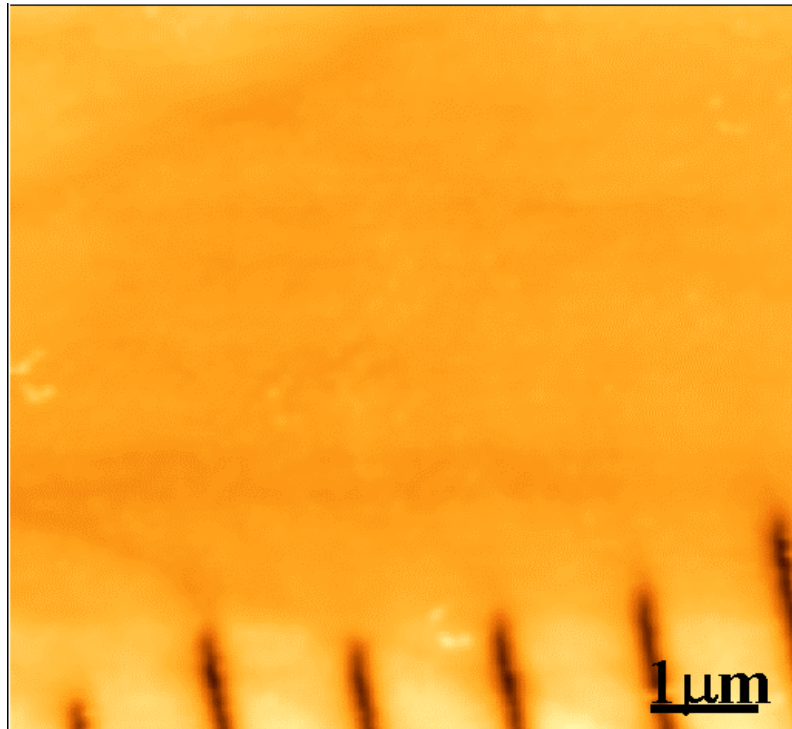


MO-SNOM像

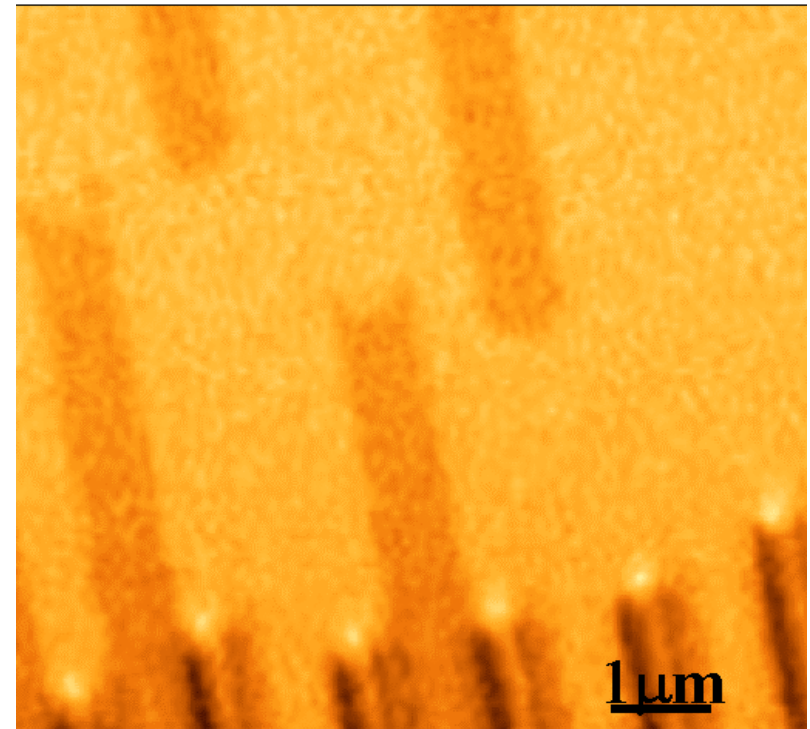
# PEMを使ったSNOMシステム



# Pt/Coディスクの記録マークの トポ像と磁気光学像

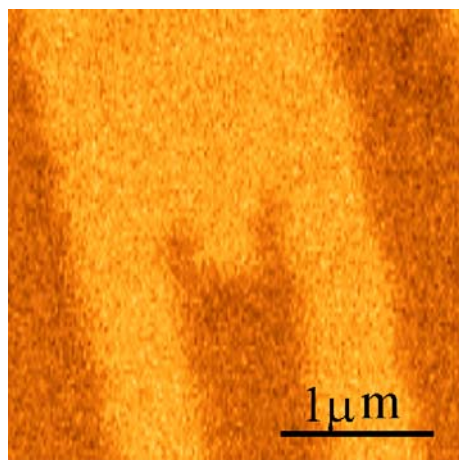


トポグラフ像

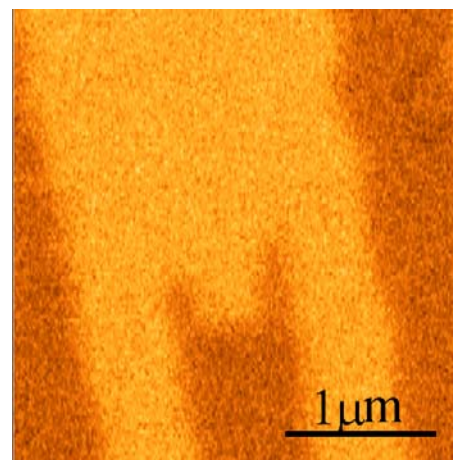


磁気光学像

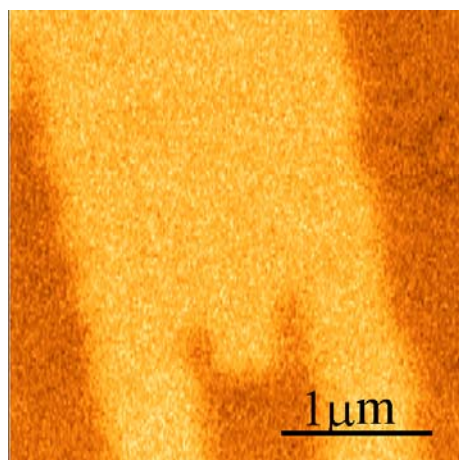




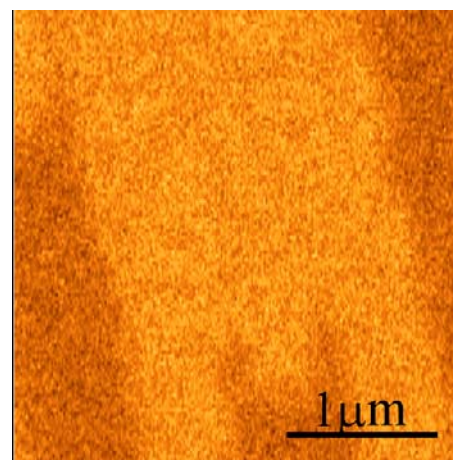
(a) 1f component ( $\Delta=0$ )



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

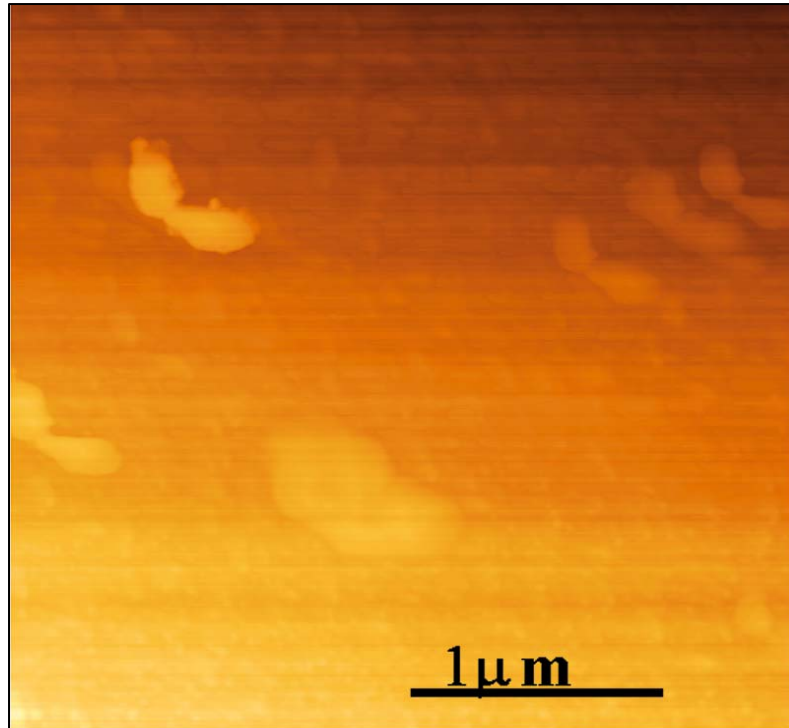


(c) 1f component ( $\Delta=\pi/2$ )

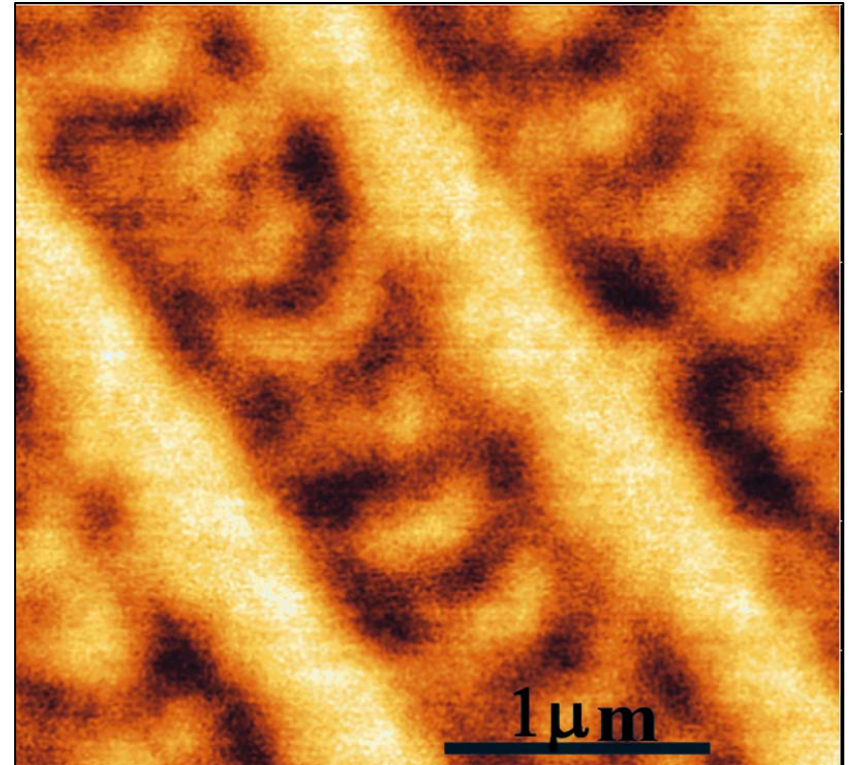


(d) 2f component ( $\Delta=\pi/2$ )

# 0.2 $\mu\text{m}$ の記録マークのトポ像とMO像

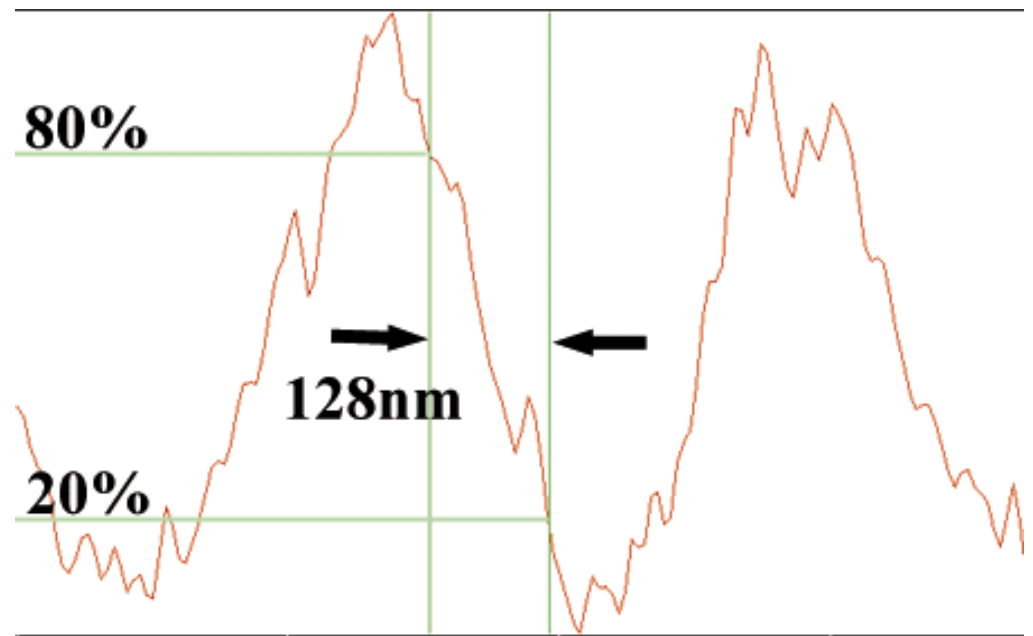
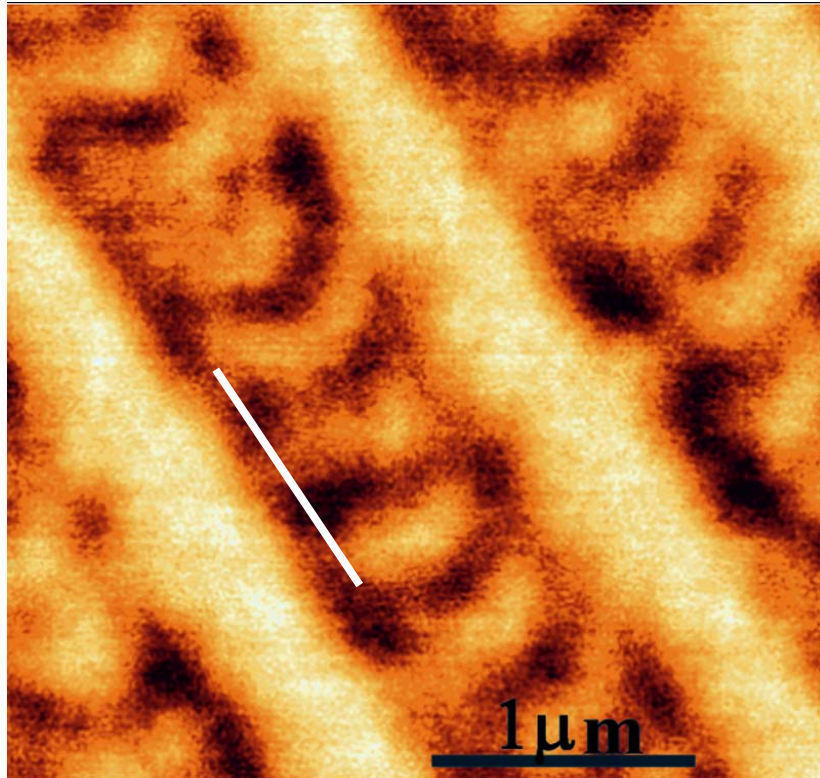


**Topography**



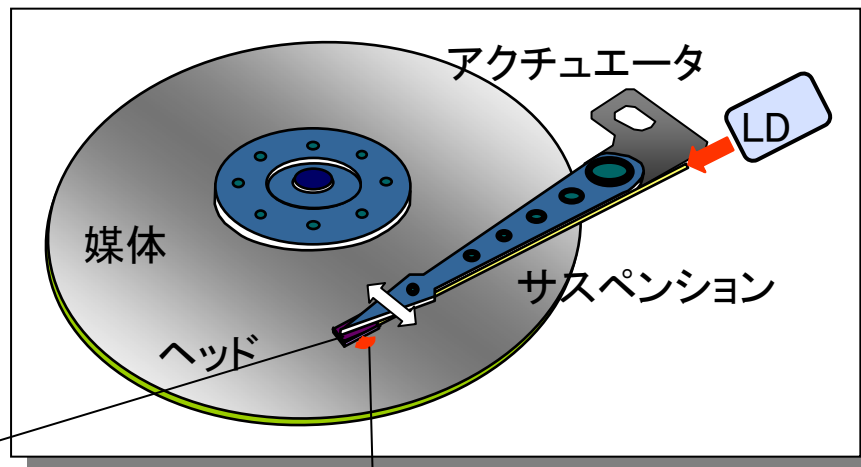
**MO image**

# 0.2 $\mu\text{m}$ の記録マークのSNOM像



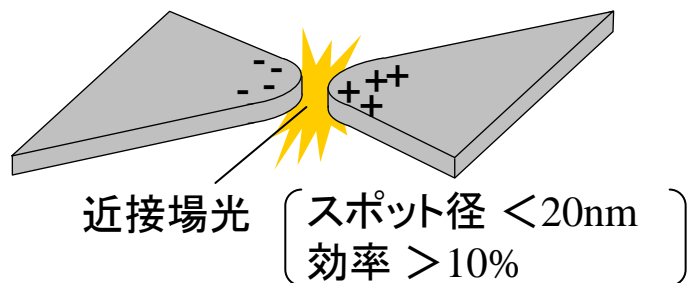
# ハイブリッドヘッド（記録・再生の最適な組合せ）

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



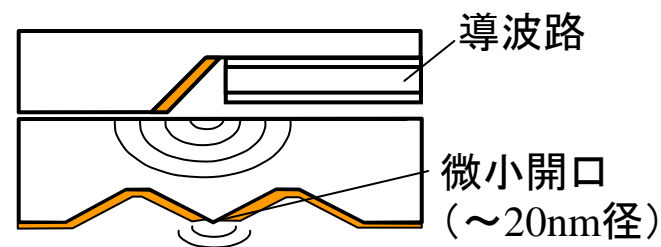
近接場光記録ヘッド + 近接場光再生ヘッド

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

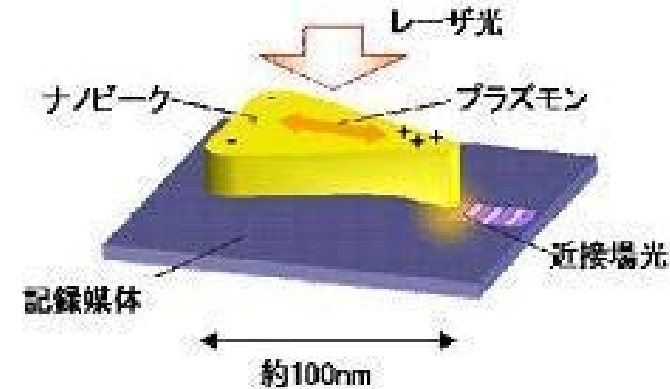
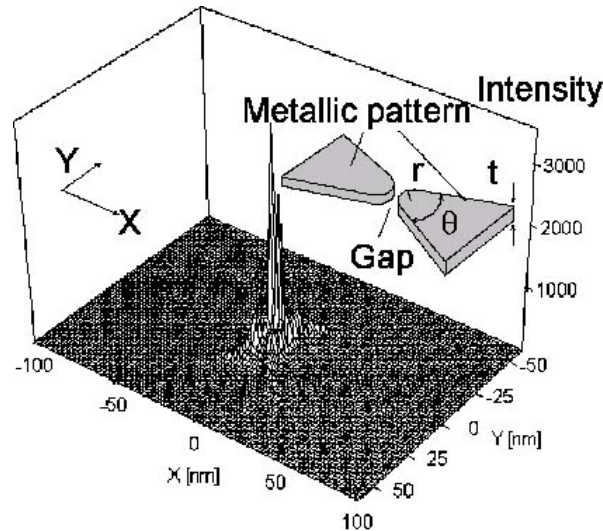
偏光制御ヘッドシステム（再生）



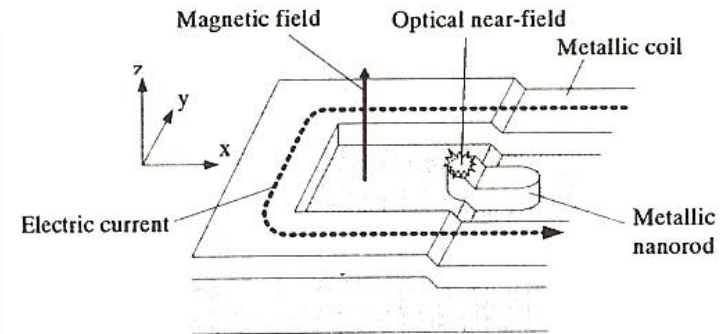
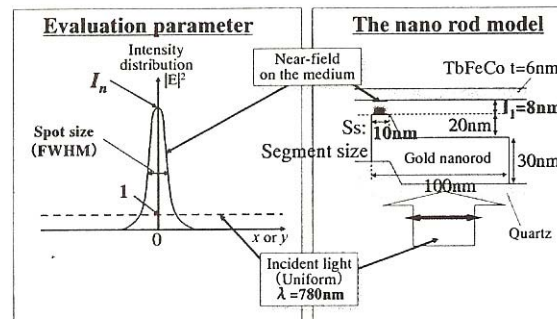
高C/N比    小型薄型化

# プラズモンヘッドと近接場

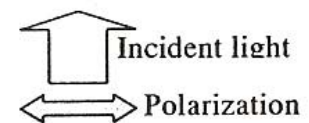
- ハードディスクの超常磁性限界突破のキーを握る光アシスト磁気記録において、プラズモン増強を利用した近接場ヘッドが研究されている。



松本他: 日本応用磁気学会第158回研究会資料(2008.2) p.1



渡辺・本郷: 日本応用磁気学会第158回研究会資料(2008.2) p.13



# おわりに

- 磁気光学効果、光磁気効果における最近の興味ある話題をとりあげ、磁性研究、ナノサイエンス・ナノテクノロジー研究の流れの中にどのように位置づけられるかを述べた。
- 第161回研究会の各講演を聴講される上の参考になれば、幸いである。