

# 磁気光学効果による 3d 遷移金属/貴金属多層膜の磁気特性の解明

## Magneto-Optical Characterization of 3d-Transition Metal/Noble Metal Multilayers

佐藤勝昭

東京農工大学

Katsuaki Sato

Tokyo Univ. of Agriculture and Technology

Magnetic properties of 3d-transition metal/noble metal superlattices and multilayers were characterized by means of magneto-optical measurements. Special attention is paid on the structural and physical properties of the interface between the transition metal layer and the noble metal layer. Electronic structures in the super-structure are also discussed.

### 1. はじめに

面内磁気記録の高密度化が進み熱揺らぎ限界の問題がクローズアップされるにつれ、垂直磁気記録への関心が急速に高まっている。垂直磁気記録媒体材料としては、長らく CoCrPt など垂直磁気異方性を有する CoCr 系合金を中心に研究されてきたが、最近になって、より広範な材料を対象にして探索が行われている。特に、1990年代はじめに主として光磁気記録媒体という観点から研究された Co/Pd 人工格子などの 3d 遷移金属/貴金属多層膜が、ふたたび脚光を浴びている。

筆者は、磁気光学効果の観点から、さまざまな遷移金属/貴金属人工格子を研究してきた。このうち、Fe, Co など 3d 遷移金属と Au, Ag, Cu は合金を作らない系であるから、界面は比較的急峻である。これに対して、3d 遷移金属と Pt, Pd との多層膜の場合は合金を作るので、界面は緩やかなものとなる。また、Pd や Pt は強磁性になる直前の常磁性金属といわれ、強磁性金属に隣接して置かれると、大きな磁気偏極が誘起されると知られている。従って、同じ貴金属でも Au, Ag と Pd, Pt とでは大きな違いが見られ、異なったアプローチが必要である。

また、多層膜や人工格子の構造の寸法が、いろいろの特性長(characteristic length) $L^*$ にどの程度近いかによって、さまざまな異なった物性を示す。 $L^*$ としては、媒体中の光の波長  $\lambda/n$ 、界面の乱れ  $ds$ 、電子のドブロイ波長  $\lambda_D$ 、原子のサイズ  $a$  などが考えられる。

この小論では、はじめに非固溶系である遷移金属 Fe, Co と貴金属 Au, Cu の人工構造において、どのような磁気光学効果が生じるかを特性長との関連で述べ、その後、Fe, Co と白金族貴金属 Pt, Pd の人工構造について、同様のアプローチを紹介する。

### 2. Fe/Cu, Fe/Au 多層膜の磁気光学効果

繰り返し周期が 5 nm から 50 nm 程度の人工多層膜を「組成変調人工多層膜」と称している。

1980 年代の後半になり、スパッタ技術の進歩により、良質の磁性体/非磁性体の組成変調多層構造膜が作製されるようになりその磁気光学効果が論じられるようになった。

はじめに問題提起をしたのは、片山らであった。Fe( $x \text{ \AA}$ )と Cu( $x \text{ \AA}$ )からなる組成変調多層構造膜を作製し磁気光学効果を測定したところ、Fig. 1(a)に示すようなカー回転スペクトルを得た<sup>1)</sup>。すなわち、Fe/Cu 多層膜の磁気カースペクトルには、磁気光学効果の起源である Fe のスペクトルには見られないような明瞭なピークが見られ、そのピーク値は Fe のカー回転よりも増大していた。ピーク位置は Fig. 1(b)の反射スペクトルに見られる反射率の立ち上がりの波長 (Cu の吸収端) に対応している。

この効果は、当初、ミクロスコピックな効果、すなわち、Cu の 3d バンドが Fe によるスピン偏極を受けて生じた効果ではないかと考えられたが、その後筆者らにより誘電率の対角成分が変化することによる実効的な磁気光学効果の増強として、マクロな取り扱い(仮想光学定数法)によって説明された<sup>2)</sup>。一般の角度から入射した光に対する解は行列法によって扱うことができる<sup>3)</sup>。繰り返し周期が、媒体中における光の波長である  $\lambda/n$  という特性長に近いことが、光学的な取り扱いを可能にしている。しかし、このような純粋に光学的な手法によって問題を解くことができるのは、層間の界面での混じり(合金化)や、非磁性体の磁気偏極などが無視できる場合に限られることを注意しておこう。

Fig. 2 には、仮想光学定数法によって計算した(a)カー回転、および、(b)反射率のスペクトルを示す。それぞれ、Fig. 1 に示した実験データをよく再現している。この計算においては、Fe について報告された誘電率の非対角成分および、Fe, Cu の光学定数を用いただけで、一切フィッティング・パラメータを用いていない。光学的シミュレーションの結果は、実験データをよく再現しており、層間の混じりの効果、界面での磁気偏極の効果や後で述べる量子閉じこめの効

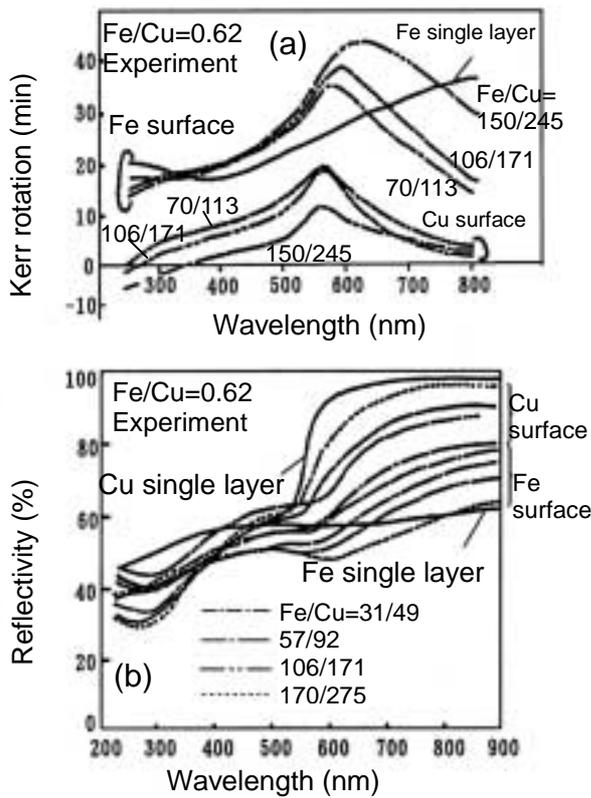


Fig. 1 種々の層厚をもった Fe/Cu 組成変調多層膜の磁気光学および反射スペクトル (実験値)

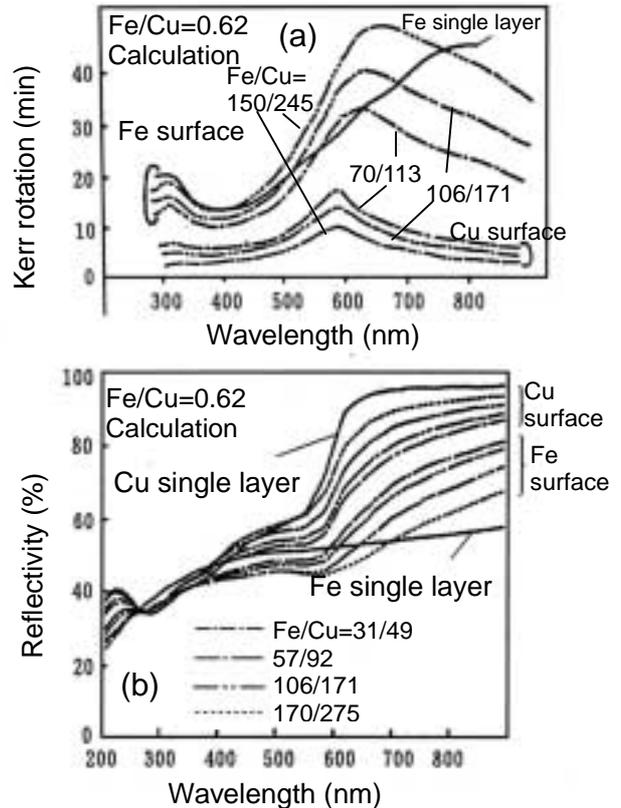


Fig. 2 種々の層厚をもった Fe/Cu 組成変調多層膜の磁気光学および反射スペクトル (計算値)

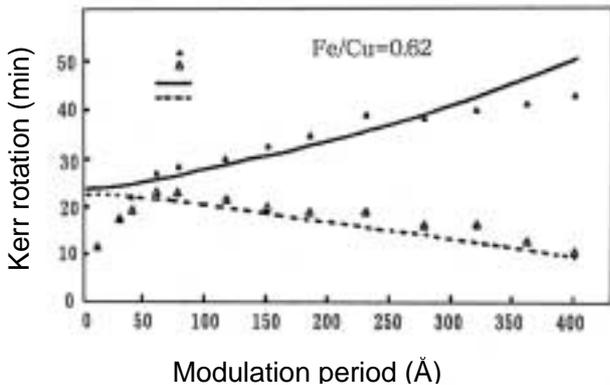


Fig. 3 Fe/Cu 組成変調多層膜のカー回転角の変調周期依存性。 実験値、実線および点線：計算値

果がほとんど起きていないことを示している。Fig. 3 には、Fe/Cu の層厚比を 0.62 に固定した多層膜における磁気カー回転角の変調周期依存性を示してある。 と は、それぞれ、Fe 面側および Cu 面側から測定した磁気カー回転角のピーク値の実験値を表している。一方、実線と点線は、それぞれ、Fe 面と Cu 面の回転角のシミュレーション結果を示す。これをみると、実験値

と計算値は 6-40 nm の範囲でよく一致していることが分かる。

変調周期が 5 nm より小さくなると、実験値と計算値のずれが大きくなる。すなわち、5 nm 付近に新たな特性長があることがわかる。この厚みの領域になると、通常の作製法では、界面の凹凸や界面付近の相互拡散が無視できない。従って、この厚み以下の多層膜の作製には特別の注意を払わなければならないことがわかる。

### 3. 磁性超薄膜の磁気光学効果<sup>4,5</sup>

1990 年代に至って、原子層オーダーで制御されたエピタキシャル薄膜作製技術が飛躍的に進歩した。この結果、層厚を電子のドブロイ波長という特性長程度に制御することが可能になってきた。

1992 年鈴木らは MBE 法で MgO 基板の上にエピタキシャル成長した Au(100)薄膜の上に Fe 超薄膜を作製し、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を見いだした<sup>6)</sup>。その後、さらに精密化した実験が行われた。Fig. 4 は、Au(100)面にエピタキシャル成長したくさび状の Fe 超薄膜に Au

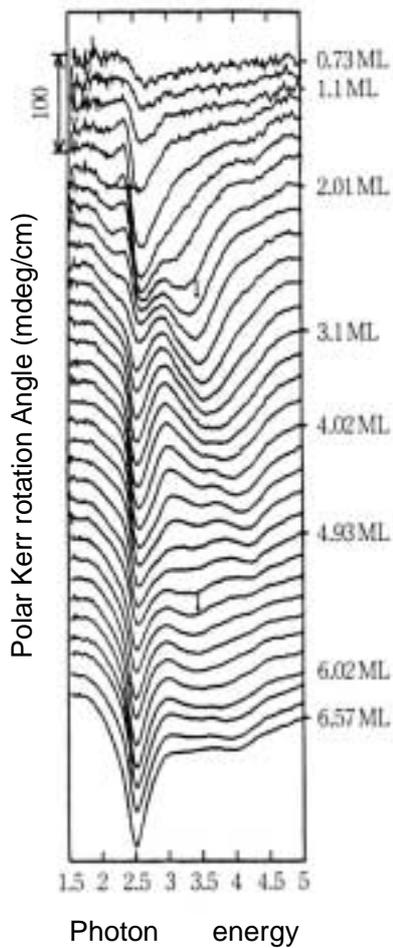


Fig. 4 Au/Fe/Au 超薄膜の磁気光学カー  
回転スペクトルの Fe 層厚依存性

の薄いキャップ層をかぶせた膜における磁気光学スペクトルの Fe 層厚依存性を示している。キャップ層は酸化を防ぐためのもので、非常に薄

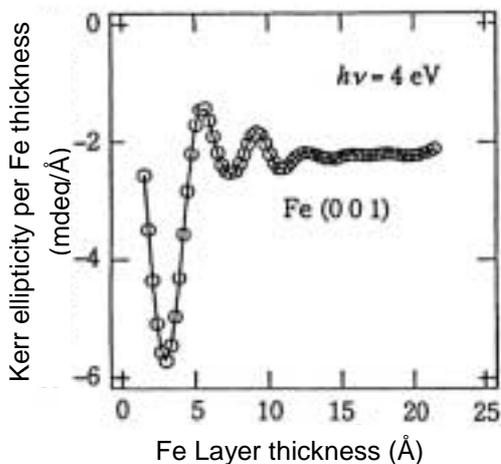


Fig. 5 4eV における 1 層あたりのカー楕  
円率の Fe 層厚依存性

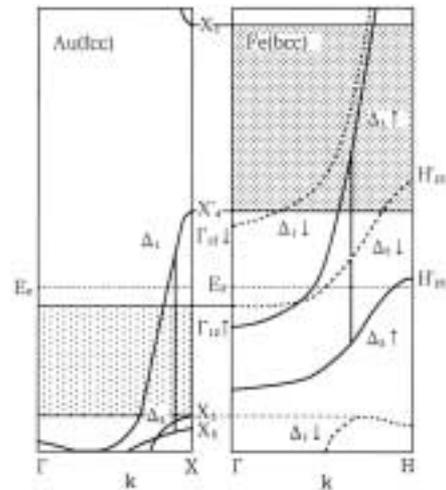


Fig. 6 Au/Fe 接合におけるバンド構造の接続

いため磁気光学効果にあまり影響をもたない。このような系の磁気光学効果は、下地層(Au)の誘電率テンソルの対角成分を $\epsilon_{xx}^S$ 、Fe 層の誘電率テンソルの非対角成分を $\epsilon_{xy}$ として、 $d$  が十分小さいとき

$$\theta_K + i\eta_K = \frac{2d\omega}{c} \cdot \frac{i\epsilon_{xy}}{1 - \epsilon_{xy}^S} \quad (1)$$

で表される。下地の Au のプラズマ共鳴の周波数でこの式の分母が小さくなるため、磁気光学スペクトルに構造が現れる。さらに 3.5~4.5eV にかけて、バルクの Fe には観測されないようなピークが現れ、層厚が大きくなるに従って高エネルギー側にシフトする。4eV 付近における Fe 1 層あたりのカー楕円率は、Fig.5 のように Fe の層厚の増加とともに大きく振動する。新たに見られた構造は、Fig.6 に示すように Au との接合を作ったことによって、Fe の空いた多数スピンバンドの電子が、Au のバンドギャップ内には入り込めなくなって、Fe 層内に定在波を作って閉じこめを受けることによって生じた量子井戸準位によるものと解釈されている。

一方、Au や Cu などの非磁性金属層を 2 つの強磁性層で挟んだ交換結合膜において、層間の交換結合の層厚依存性が GMR の振動として観測されるが、これに似た振動現象が磁気光学効果にも観測されている。Fig. 7 はその 1 例である<sup>7)</sup>。層間交換相互作用の非磁性層厚依存振動現象は、非磁性層の電子の磁性層界面での反射と干渉を考慮して解析される。

超薄膜の作製による磁気光学効果の増強効果は理論的に見積もられており増大因子 は

$$\alpha \approx \frac{W^{(3)}}{W^{(2)}} \cdot \sqrt{\frac{W^{(3)}}{\Gamma}} \cdot \frac{1}{N} \quad (2)$$

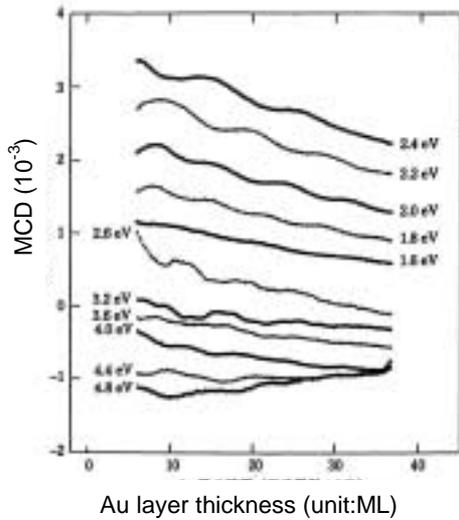


Fig. 7 Co/Au/Co の磁気光学効果の Au 層厚依存性

によって表される。 $W^{(3)}$ および  $W^{(2)}$ は 3 次元のバンド幅および 2 次元のサブバンド幅、 $\Gamma$ はエネルギーの不確定性、 $N$  は磁性層の層数である。 $W^{(3)}=23\text{eV}$ 、 $W^{(2)}=17\text{eV}$ 、 $\Gamma=0.3\text{eV}$ 、 $N=3$  を代入することによって、 $n=4$  という見積もりが得られるが、この値は観測値  $n=2$  とオーダ的に一致する。

#### 4. Fe/Au 人工規則合金

層厚が原子サイズの特性長に近づいたときのような現象が起きるのであろうか。Fe と Au は非固溶の状態図をもち合金を作らない。しかし、MBE 法で作製した Fe(1ML)と Au(1ML)からなる人工格子は、Fe と Au の単純な積層ではなく、天然には存在しない  $L1_0$  型の規則合金構造になることが見いだされている<sup>8)</sup>。また、Fe、Au それぞれ数原子層ずつ積層した  $\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})$  人工格子においても界面には、 $x=1$  の人工格子が形成されると考えられる。筆者らは  $\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})$  人工格子において Fig.8 に示されるような磁気光学スペクトルを観測した<sup>9,10)</sup>。 $x$  が 10 より大きいところでは、Au のプラズマ端による増強効果が 2.5eV 付近にはっきりと観測されるが、その他には顕著な構造を示さない。ところが、 $x$  が 8, 6 では、4eV 付近に明瞭な構造が現れ、 $x$  の減少とともに低エネルギー側にシフトしていく様子がはっきりと観測される。バンド計算に基づいて求めた磁気光学スペクトルは、Fig.9 に示すように 4eV 付近の構造を予言し、実験結果をほぼ説明することができた<sup>11)</sup>。どの電子状態がどの光学遷移に対して寄与するかを見ることにより、4eV 付近のスペクトル構造は、Au のスピンの 5d バンドから、Fe の 3d 軌道と Au の励起状態の 5f 軌道が混成したスピンの

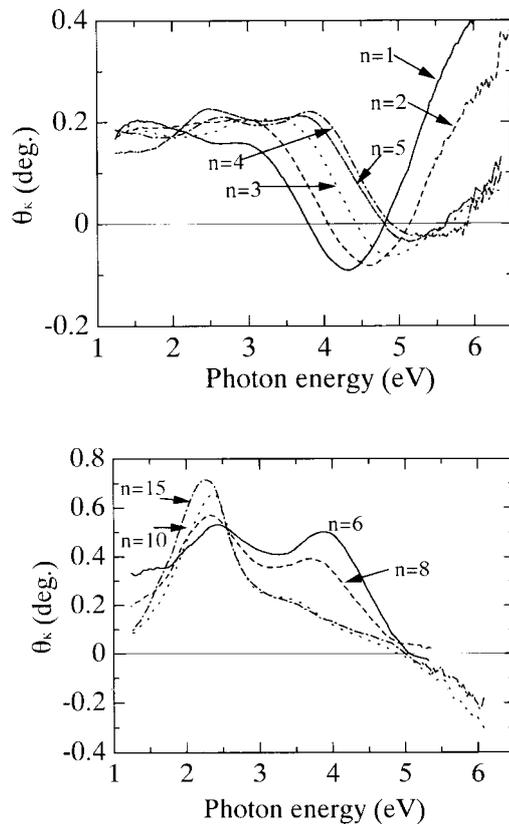


Fig. 8  $\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})$ 人工格子の磁気光学カー回転角のスペクトル

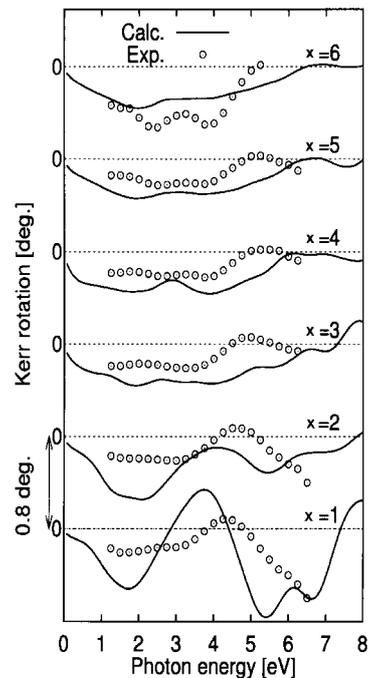


Fig.9 第 1 原理バンド計算による  $\text{Fe}(x\text{ML})/\text{Au}(x\text{ML})$ 人工格子の磁気光学スペクトル

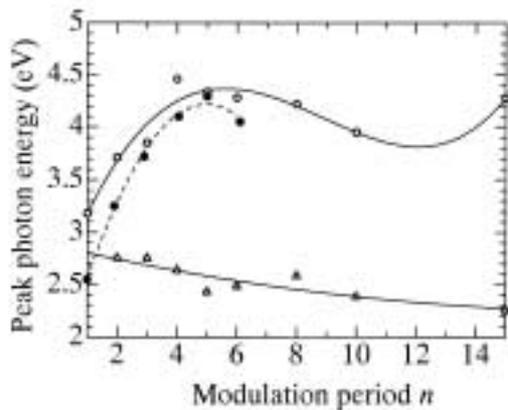


Fig.10 Fe/Au 人工格子の磁気光学スペクトルのピーク位置の変調周期に対するプロット。点線は、超薄膜における量子閉じ込めピークの変調周期依存性。

バンドへの遷移が主として寄与していることが明らかになった。

Fig.8 より求めた $|\sigma_{xy}|$ のスペクトルのピーク位置を層厚に対してプロットしたものが Fig.10 に黒丸で示されている。x の大きなどころでは、先に述べた Au/Fe/Au に見られるピーク(点線)とよく似た挙動を示し、量子サイズ効果の寄与が大きいことがわかる。一方、x の小さいところでは両者にずれが見られる。上に述べたように、 $x=1$  の場合、Fe/Au 人工格子は、天然には存在しない  $L1_0$  型の FeAu 人工規則合金になるが、そのとき電子状態は、量子閉じこめというよりは新たなバンド状態に移行すると見られる。従って、 $x=2\sim 5$  付近では人工周期のバンド系と量子閉じこめ系の中間状態が実現していると考えられよう。

### 5. Pt, Pd と遷移金属の人工格子

4d 遷移金属 Pd、5d 遷移金属 Pt は貴金属の中でも白金族と呼ばれ、強磁性になる直前の非強磁性体であるとして知られている。白金族と鉄族の合金には、規則相と不規則相が存在する。 $L1_0$  型の規則合金は正方晶で大きな保磁力をもつことが知られ、永久磁石材料の一種として研究された。保磁力は、 $Pt_{78}Fe_{22}$  では 1.57 kOe、 $Pt_{77}Co_{23}$  では 2.60 kOe と報告されている<sup>12</sup>。白金族と鉄族の合金は短波長で大きな磁気光学効果を示すため、光磁気媒体として期待された。しかし、合金薄膜は面内磁気異方性を示すため、光磁気媒体としては用いられない。Carcia らは、Pt/Co、Pd/Co の人工格子薄膜を作製し、これが膜面に垂直な磁気異方性をもち、短波長光磁気記録媒体として用いられることを明らかにした<sup>13</sup>。

#### (a) Pt/Co 人工格子

中村ら<sup>14</sup>および橋本ら<sup>15</sup>は、Pt/Co 多層膜が対

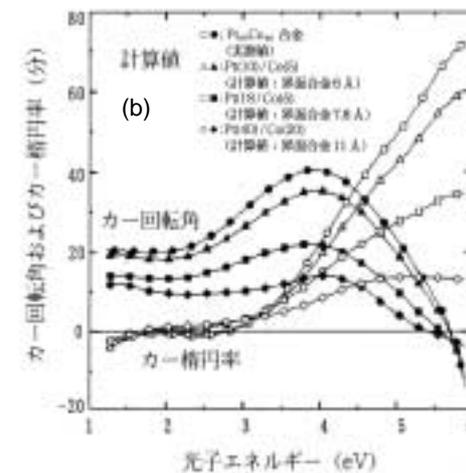
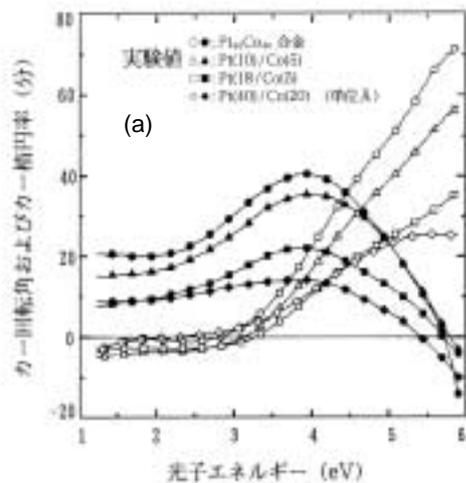


Fig. 11 Pt/Co 人工格子および対応する Pt-Co 合金のカー回転及びカー楕円率のスペクトル (a)実験値, (b)実験値を最もよく再現する計算値

応する合金の単一膜とよく似た磁気光学スペクトルをもつことを報告し界面付近で Pt と Co のミクシングが起きていることを示唆した。Pt/Co、Pt/Fe の詳細な磁気光学スペクトルの研究は Zeper ら<sup>16</sup>および筆者ら<sup>17</sup>によってなされた。以下には、筆者らの仕事を紹介しておく。

Fig. 11(a) は層厚が Pt(10 )/Co(5 )、Pt(18)/Co(5)、Pt(40)/Co(20)の磁気光学スペクトルを  $Pt_{60}Co_{40}$  合金と比較して示してある。この形状は、Pt(10)/Co(5)人工格子について、Co の  $\sigma_{xx}$ 、 $\sigma_{xy}$  と Pt の  $\sigma_{xx}$  とを用い、急峻な界面を仮定した場合には、形状、大きさともに実験結果を再現できない。界面に  $Pt_{60}Co_{40}$  合金層が存在すると仮定し、合金層の厚みをパラメータとして Pt(10)/Co(5)人工格子のスペクトルを仮想光学定数法で計算した。フィッティングから、合金化していない Pt 層 0.82、Co 層 0.38、合金層 6 程度という数値が導き出された。同様にして、

Pt(18)/Co(5)では、Pt5.5、Co0.26、合金層 7.8 という値が得られた。Fig.11(b)は、各試料につき最もよくフィットした場合のシミュレーション結果を示してある<sup>18)</sup>。X線回折のフィッティングから見た場合、6-8 という合金層の厚みは大きすぎると思える。ここでは、合金層があるとして説明したが、Ptの磁気偏極効果を考える必要がある。

Schützらは、円偏光放射光を用い、Pt-Co系合金のPtの吸収端に明瞭なX線吸収端のMCD(磁気円二色性)があることを見だし<sup>19)</sup>、Ptがスピン偏極を受けておりその符号はCoと逆方向であることを明らかにした。また、Feにわずかに固溶した5d遷移金属もスピン偏極をもつことが明らかにされ<sup>20)</sup>、近接効果による5d遷移金属のスピン偏極の問題が急速にクローズアップされた。

Ebert, Akaiらは相対論バンド計算によって

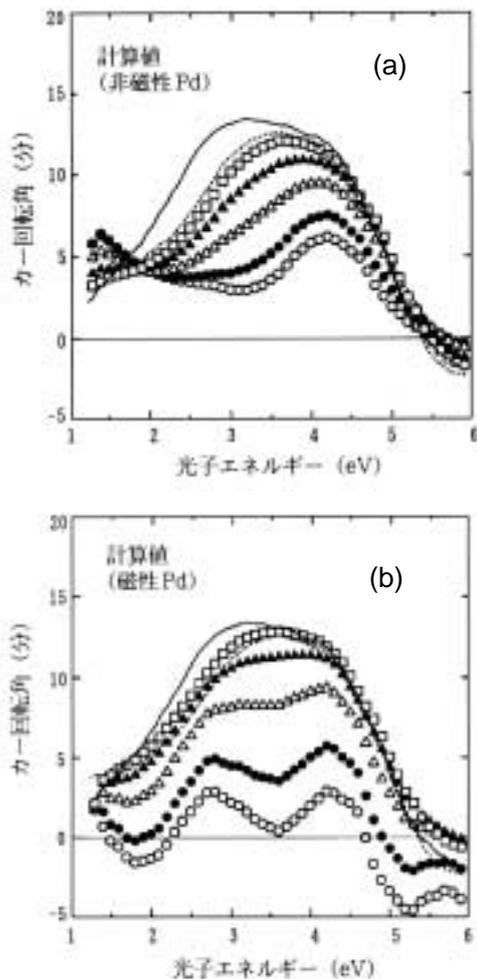


Fig. 12 Pd/Coの磁気光学スペクトルの実験値と、界面PdCoに加えて(a)非磁性Pd、(b)仮想的磁性Pdを仮定した計算値の比較。

Pt-Fe合金のPtがスピン偏極を受けることを明らかにし<sup>21)</sup>、伝導率テンソルの対角および非対角要素のスペクトルを計算した。またPt/Fe人工格子における偏極は合金の60%程度であることを導きPtのX線MCDを説明した。

(b) Pd/Co人工格子

Pd/Co人工格子について中村らは、Pd/Co多層膜の磁気光学スペクトルをPdとCoが混じりあわない単純な多層膜であるとして解析したが、実験をよく説明できなかった<sup>22)</sup>。筆者のグループでは、Pd/Coの人工格子とPdCo合金について、磁気光学効果を測定し、それぞれ、Fig.12(a)、および、(b)に示すようなスペクトルを得た<sup>23)</sup>。Pt/Coの場合と同様の仮想光学定数法による解析を行ったが、Fig.13(a)に示すように、合金の厚さとしてどのようなものを仮定しても、実験で得たスペクトル(実線)に見られるような3eV付近の肩を再現できなかった。異なった組成のPd-Co系合金のスペクトルの差スペクトルから「磁気偏極したPd」の磁気光学スペクトルを推定し、Pd/Co界面に“magnetic Pd”が存在するとしてシミュレーションを行った結果をFig.12(b)に示す。実験で得られた3eV付近と4.5eV付近に肩を示すスペクトル構造が比較的よく再現されていることがわかった。“magnetic Pd”の磁気光学効果を強磁界下の磁気光学スペクトルを用いて測定することは今後の課題である。

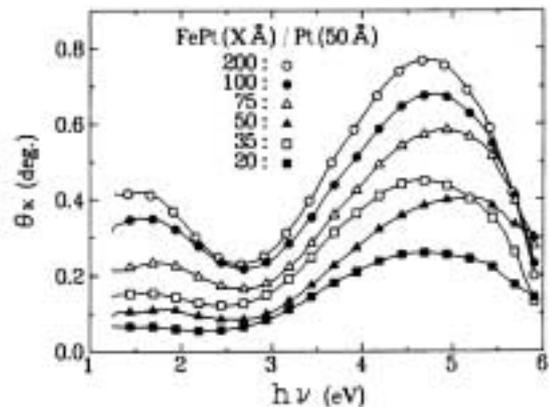


Fig.13 FePt(xÅ)/Pt(50Å)人工格子の磁気光学カー回転スペクトル

(c) FePt/Pt人工格子

FePtはL1<sub>0</sub>構造の強磁性合金である。筆者らはFePt(xÅ)/Pt(50Å)人工格子におけるPtの役割を磁気光学効果に基づいて検討した<sup>24)</sup>。磁気光学スペクトルは、Fig.13のように層厚とともにスペクトルが大きく変化した。すなわち、FePt層厚の大きなx=200Å, 100Å, 75Åについては低エネルギーのスペクトルに明瞭なピークが観

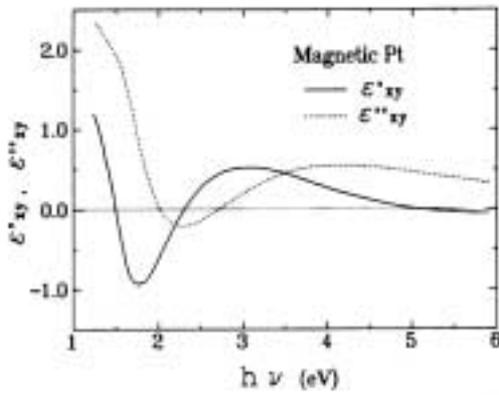


Fig. 14 組成比の異なる Pt-Fe 合金の磁気光学スペクトルから導いた仮想的な磁性 Pt の誘電率テンソルの非対角成分

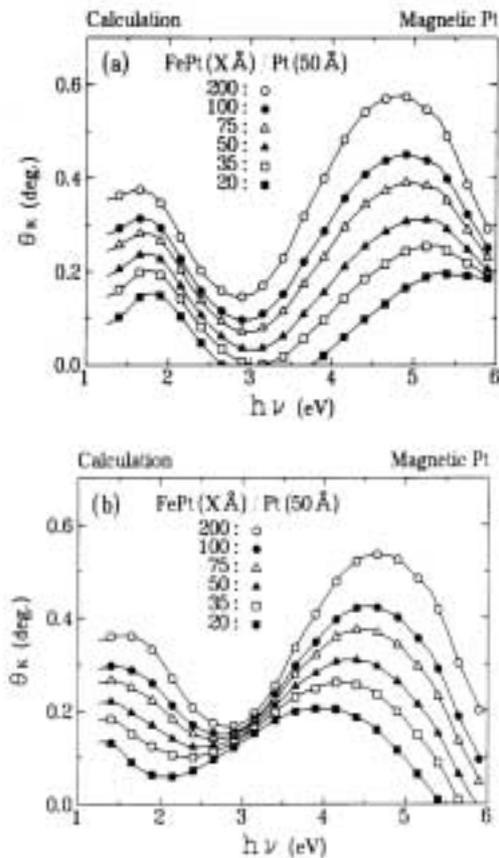


Fig. 15 (a) FePt と Pt が強磁性的に結合していると仮定して計算した場合。(b) FePt と Pt が反強磁性的に結合していると仮定して計算した場合。

測されたが、層厚の小さな  $x=35\text{\AA}$ ,  $20\text{\AA}$  については、ほとんどフラットなスペクトルを示すにすぎなかった。このスペクトルの変化を光学的なシミュレーションでは説明することができな

かった。筆者らは Pt が磁氣的に偏極していると仮定し、異なる組成の Fe-Pt 合金の  $\epsilon_{xy}$  スペクトルの差をとることによって、Fig.14 に示すような仮想的な“磁性 Pt”の  $\epsilon_{xy}$  スペクトルを導き出した。このスペクトルを用いて FePt と“磁性 Pt”が反強磁性結合した場合と強磁性結合した場合について光学的シミュレーションを行った。Fig.15(a)(b)に示すように、臨界層厚  $50\text{\AA}$  以下では FePt と“磁性 Pt”は強磁性結合しており、臨界層厚を超えると反強磁性結合すると考えると説明できることがわかった。

## 6. TbFeCo/Pt 人工格子

Pt を用いることによって光磁気ディスク媒体に用いられる TbFeCo 薄膜の短波長読み出し特

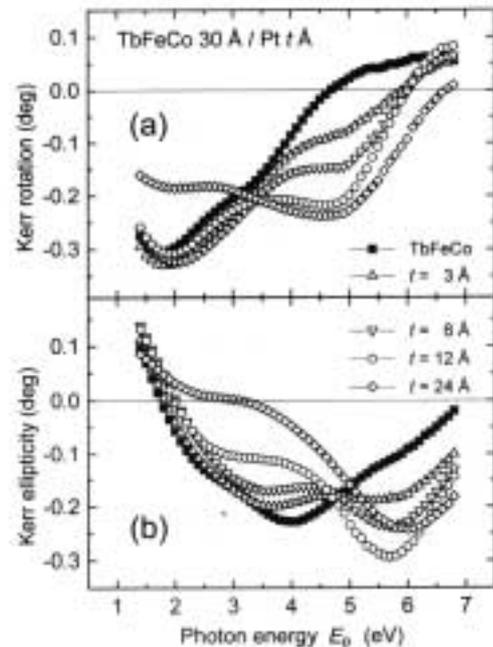


Fig. 16 TbFeCo/Pt 人工格子の(a) 磁気カー回転角および (b) 磁気カー楕円率のスペクトル

性を改善することができることは 1993 年に粟野らによって見出された<sup>25</sup>。鈴木(豊田工大)グループは、この原因を明らかにするため、TbFeCo( $30\text{\AA}$ )/Pt(x)人工格子を系統的に作製し、磁気光学スペクトルを測定した。Fig. 16 は Pt 層厚の増加により 4-5 eV 付近のカー回転角が増強していく様子を示している<sup>26</sup>。

彼らは、磁性および X 線回折から、相互拡散によって界面に形成された合金層が、磁化の増大と磁気光学の増大の原因であることを明らかにした。さらに、精密な X 線解析より、FePt 合金は、2 種類の界面のうち TbFeCo の上に Pt を堆積した側の界面に形成されることを突き止め、その層厚は  $11.2\text{\AA}$  あること、さらに、界面の

PtFe に加え仮想的な磁氣的 Pt(1Å)を仮定し、反強磁性的に結合していると考え、実験結果をよく説明できることを明らかにした<sup>27</sup>。

## 7. おわりに

鉄族遷移金属と貴金属の多層膜・人工格子の磁氣的性質を磁気光学効果という観点から概説した。Fe と Au のように平衡状態では固溶しない系においては、変調周期が、光の波長程度であると光学的な干渉効果を考える必要があること、界面の構造的乱れの寸法程度になると、理想的な急峻な界面を仮定した取り扱いができなくなること、電子のドブロイ波長程度になると、量子閉じ込め効果が重要になること、さらに原子の程度の寸法になると、新たなバンド構造が現れ、新しい物質として考える必要があることなどが明らかになった。また、白金族と遷移金属の人工格子では、相互拡散によって界面に形成される合金層を考える必要があること、合金されずに残った白金族元素は近接効果により、かなりの磁気偏極を受けていると考えられることが明らかになった。

今後、遷移金属/貴金属多層膜を垂直磁気媒体として用いる場合にも、以上のような点を考慮した取り扱いが重要になると考えてられる。

### [引用文献]

- <sup>1</sup> T. Katayama, H. Awano and N. Koshizuka: J. Phys. Soc. Jpn. **55** (1986) 2539.
- <sup>2</sup> K. Sato, H. Kida and T. Katayama: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) L237.
- <sup>3</sup> J. Zak, E.R. Moog and S.D. Bader: J. Magn. Magn. Mater. **89** (1990) 107
- <sup>4</sup>鈴木義茂, 片山利一: 応用物理学会誌 **63** (1994) 1261.
- <sup>5</sup>片山利一, 鈴木義茂: 日本応用磁気学会誌 **20** (1996) 764.
- <sup>6</sup> Y.Suzuki, T.Katayama, S.Yoshida, K.Tanaka and K.Sato: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3355.
- <sup>7</sup> Y. Suzuki, T.Katayama, A. Thiaville, K. Sato, M. Tanioka and S. Yoshida: J. Magn. Magn. Mater. **121** (1993) 539.
- <sup>8</sup> K. Takanashi, S. Mitani, M. Sano, H. Fujimori, H. Nakajima and A. Osawa, Appl. Phys. Lett. **67** (1995) 1016.
- <sup>9</sup> K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, K. Sato and Y. Suzuki: J. Magn. Magn. Mater. **177-181** (1998) 1199.
- <sup>10</sup> K. Sato, E. Takeda, M. Akita, M. Yamaguchi, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, Y. Suzuki: J. Appl. Phys. **86** (1999) 4985.
- <sup>11</sup>山口正剛, 日下部鉄也, 浅野撰郎: 日本応用磁気学会誌 **22** (1998) 1401.

- <sup>12</sup> 近角聡信: 強磁性体の物理(下), (裳華房, 1984) p.379.
- <sup>13</sup> P. F. Carcia: J. Appl. Phys. **63** (1988) 1426.
- <sup>14</sup> K. Nakamura, S. Tsunashima, S. Iwata and S. Uchiyama: IEEE Trans. Magn. **MAG-25** (1989) 3758
- <sup>15</sup> S. Hashimoto, Y. Ochiai and K. Aso: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L1824.
- <sup>16</sup> W.B. Zeper, F.J.A.M. Greidanus, P.F. Carcia and C.R. Fincher: J. Appl. Phys. **65** (1989) 4971.
- <sup>17</sup> K. Sato, H. Hongu, H. Ikekame, J. Watanabe, K. Tsuzukiyama, Y. Togami, M. Fujisawa and T. Fukazawa: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 3603.
- <sup>18</sup> K.Sato: J. Magn. Soc. Jpn. **17**, Suppl. S1 (1993) 11.
- <sup>19</sup> G. Schütz, R. Wienke, W. Whilhelm, W.B. Zeper, H. Ebert, K. Spört: J. Appl. Phys. **67** (1990) 4456
- <sup>20</sup> G. Schütz, R. Wienke, W. Whilhelm, W. Wagner, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahn: Z. Phys. B-Cond. Matt. **75** (1989) 495.
- <sup>21</sup> H. Ebert and H. Akai: J. Appl. Phys. **67** (1990) 4798.
- <sup>22</sup>中村, 綱島, 岩田, 内山: 日本応用磁気学会誌 **13** (1989) 389.
- <sup>23</sup> Y. Tosaka, H. Ikekame, K. Urago, S. Kurosawa, K. Sato and S.C. Shin: 日本応用磁気学会誌 **18** (1994) 389.
- <sup>24</sup> . Sato, Y. Tosaka, H. Ikekame, M. Watanabe, K. Takanashi and H. Fujimori: J. Magn. Magn. Mater. **148** (1995) 206.
- <sup>25</sup> H. Awano, T. Niihara and M. Ojima: J. Magn. Magn. Mater. **126** (1993) 550.
- <sup>26</sup> Y. Itoh and T. Suzuki: J. Appl. Phys. **87** (2000) 6902.
- <sup>27</sup> Y. Itoh, W. van Drent, M. Birukawa, K. Sato and T. Suzuki: J. Magn. Soc. Jpn. **24** (2000) 1367.