

アモルファス希土類—鉄族合金薄膜の垂直磁気異方性

吉野 誠司

鈴鹿医療科学大学 医用工学部 臨床工学科

要 旨

アモルファス希土類—鉄族合金 (RE-TM) 薄膜の垂直磁気異方性の磁気特性はそれらの薄膜が磁気光学記録媒体として有力であることから、多くの研究がなされている。しかしながら、実用的な観点から、磁気異方性が垂直磁気異方性に重要な役割を果たしているにも拘らず、その起源については言及されていない。そこで本総説では RE-TM 膜の磁気異方性の起源について解説する。

1 序

本総説の対象としているアモルファス希土類-鉄族 (RE-TM) 合金薄膜は、磁気メモリの記録媒体として利用されている材料で、このメモリは極めて高密度と大きな記録容量を有し、外部補助メモリとして1988年に至り本格的な市販が始まっている。

これ等の系の薄膜材料の研究の発端は、1968年に、A. H. Bobeck¹⁾ がオルソフェライト単結晶膜に機械的可動部を持たない全固体部の磁気バブルメモリを発明したことに始まる。バブルメモリ材料は最初のオルソフェライト単結晶膜からすぐに、液晶エピタキシャル成長磁性ガーネット単結晶膜へと変わったが、高価なGGG (ガドリニウム ガリウム ガーネット $Gd_3Ga_5O_{12}$) 基板を必要とすることから、より安価な媒体を求めた研究が進められていた。

このような情勢の中で、1973年に、IBMのP. Chaudhariら²⁾ が、安価なガラス基板上にスパッタ法により作製されたアモルファスGd-Co合金薄膜が垂直磁化の強磁性膜となり、小さな円筒状磁区を保持することができ、磁気バブルメモリ材料として極めて有望であることを発表して注目された。しかしながら、この材料は、磁気バブルメモリとして必要な温度特性および保磁力の観点から問題点が多いので、Gd-Co以外のRE-TM薄膜を研究したにも拘らず、磁気バブルメモリ材料への応用に固執したために、欧米の各社は、アモルファスRE-TM薄膜の研究を殆ど中止してしまった。

これに対して日本では、国際電電 (KDD) グループがバブル材料であるGd-Coに固執することなく、Tb-FeやDy-Feを初めとして広く二元系のRE-Fe膜の研究を行い、Tb-Feの室温における保磁力が極めて大きい ($\cong 10^6$ [A/m]) ことや、そのCurie温度が室温に近いことから、高密度の書き込み材料に適していることを最初に指摘した³⁾。これ等の成果を元に、1980年に至って、N. ImamuraらはアモルファスRE-TM膜を用いた光ディスク装置を発表した⁴⁾。これは日本が世界に先駆けて実用化した光ディスクの自

動トラッキング・フォーカス技術、半導体レーザー、それに光ヘッド装置を十二分に活用して、極めてコンパクトな、約35 [dB] という極めて高いC/N (Carrier to Noise) 再生装置であった。名古屋大学のグループは、信号の書き込み時に優れた性能を持つTb-Fe膜と読み出し時に適したGd-Fe膜とを重ねた、交換結合二層膜を提案し⁵⁾、更に、読み出し時のKerr回転角の向上を目的として、三元系としては最初にGd-(Fe, Co)へと研究を展開し、これらが光磁気記録に適した材料であることを発見した⁶⁾。

以来、多くの企業が競って開発に参入することとなり、C/Nはまもなく40, 50, 55 [dB]と向上し、60 [dB]以上の値が得られるまでになった。しかしながら、光ディスクの記録密度は、光スポット径を1 [μ m]よりも小さくすることが難しく、2 [Gb/in²]の程度である。これに対して最近の研究では、RE-TM系材料を用いた光記録-磁気再生方式により、4 [Gb/in²]程度の記録密度のものが出荷されるまでになった⁷⁾。アモルファスRE-TM系材料による記録密度の更なる向上はすでに限界に達しており、2000年前後からは、CoおよびFeの遷移金属とPtを主とした貴金属との規則合金が数10 [nm]以下の微細結晶粒となり、大きな垂直結晶磁気異方性と磁気光学効果を示すことから、研究の主流は、遷移金属-貴金属合金薄膜へと移行してきている⁸⁾。

光磁気メモリは開発の立場からは垂直磁気異方性の起源などの興味は薄れ、基礎研究はその数を減らすこととなった。そのような状況の中で、筆者らはTb-Feと同様な特性が期待されながら垂直磁化が容易に得られなかったTb-Coの研究に置手し、垂直磁気異方性の一つの要因と考えられる磁気ひずみの逆効果による異方性の寄与を明らかにするために、当時全く実験データのなかった磁気ひずみを測定した⁹⁻¹²⁾。その結果、Tb-Coの垂直磁気異方性は20~35%が磁気ひずみの逆効果によるものと推定された。

2 光磁気記録の原理

光磁気メモリへの記録・消去は、レーザと記録（消去）を助けるための外部磁界 H_a を用いて行われる。図1の(a)に示すように磁化が総て上向きに揃っている磁性体に、図(b)に示すようにレーザ光を集束して照射するとその部分の温度が上昇し、Curie 温度以上になると磁化が消失する。照射が終わって膜の温度が下がると再び磁化が現れるが、その際、周囲の磁化からの浮遊磁界と H_a とによって図(c)のように下向きに磁化される。このようにして上向きの磁化の膜に下向きのビットが書き込まれる。消去はこの逆で、上向きに H_a を印加し、レーザ光によって加熱後、室温に戻すと上向きのビットが書き込まれる。即ち、消去が行われる。以上は Curie 点書き込みと呼ばれる方法で、膜の温度を Curie 点温度以上或いはこの付近まで上げて、記録・消去を行う。

これに対して、補償点書き込み法と呼ばれる記録法もある。重希土類の RE-TM 膜はフェリ磁性体となり、図2に示すように、組成によっては Curie 温度に達する前に磁化が零となる磁気補償点が存在する¹³⁾。磁化が小さければ保磁力が非常に大きくなって、磁化を反転させるためには大きな磁界が必要となる。そこで、室温付近に補償温度がくるように組成（これを補償組成と呼ぶ）を適当に調節すると、比較的小さな外部磁界を印加するだけで磁化が反転し、記録・消去が行われるようになる。これが補償点書き込み法である。

光磁気メモリにおける情報の読み出しには磁気光学効果が用いられる。この読み出し装置を模式的に示したのが図3である。RE-TM 薄膜は、金属であり光を透過しにくいために、通常反射光に対する磁気光学効果、即ち、Kerr 効果が用いられる。まず光源からの光を偏光子で直線偏向にして媒体に照射する。この反射光の偏向面は最初の方から僅かに回転するが、これが磁気光学 Kerr 効果と呼ばれる現象である。この回転方向は磁化が上向きか下向きかによって反対となるので、ハーフミラーを通して反射してきたレーザ光の

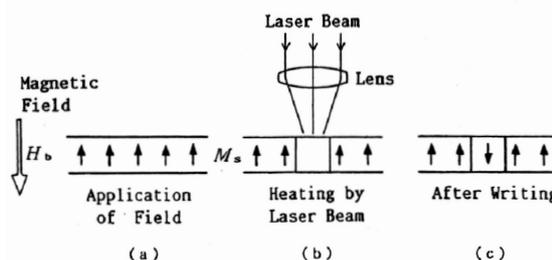


図1 光磁気メモリ媒体への書き込み（Curie 点書き込み）

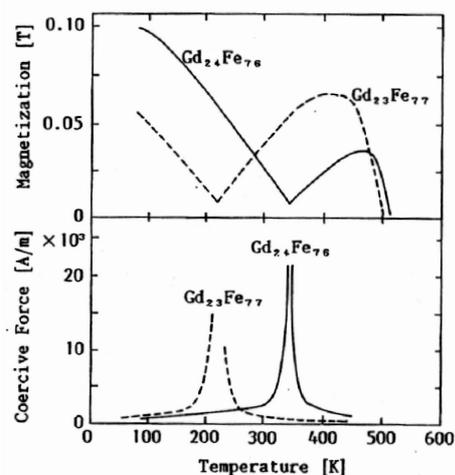


図2 アモルファス Gd-Fe 薄膜の飽和磁化と保磁力の温度特性

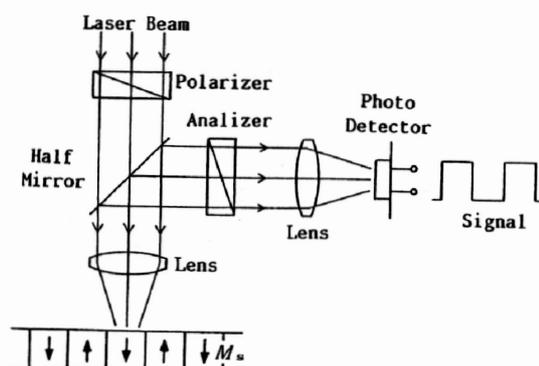


図3 光磁気媒体からの読み出し（Kerr 読み出し）

うちの一方の回転方向の光だけが透過するように検光子を調節しておけば、磁化の向きの違いが明暗の信号となつて、フォト・ディテクタで電気信号に変換することができる。これが Kerr 読み出しの原理である。

3 光磁気媒体に要求される性質

今日、光磁気記録が注目されている理由は、その記録密度が飛躍的に大きい点である。このような高記録密度を達成するためには、記録媒体は何よりも垂直磁化膜でなければならない。さらに、記録された情報の光読み出しには極 Kerr 効果が用いられるところからも、垂直磁化が要求される。ここで、磁化を垂直とする物理的要因は垂直磁気異方性と呼ばれて、その大きさは垂直磁気異方性定数 K_u で表される。磁化が膜面に垂直となると、面内の場合よりも $M_s^2/2\mu_0$ ($=2\pi M_s^2$: M_s は飽和磁化, μ_0 は真空の透磁率) だけ自由エネルギーを増すので、 K_u がこれよりも大きくないと垂直磁化は実現しない。つまり、光磁気記録媒体に対する第一の要求は

$$K_u > M_s^2/2\mu_0 (=2\pi M_s^2) \quad (1)$$

である。

図4に示すように、垂直磁化膜の中に一つの円筒状磁区が存在する場合、その最小磁区の直径 d_{\min} は、膜の保磁力 H_c が十分大きい場合には、次式で与えられる。

$$d_{\min} = \sigma_w / M_s H_c \quad (2)$$

ここに、 σ_w は磁壁のエネルギー面密度である。この式は、もし d_{\min} 以下の寸法の磁区が何らかの方法で過度的に作られたとしても、磁氣的な力で消滅することを意味している。現在の光磁気記録では、薄膜に記録される磁区の最小寸法はレーザービームの最小径によって決められていて、材料により決められている訳

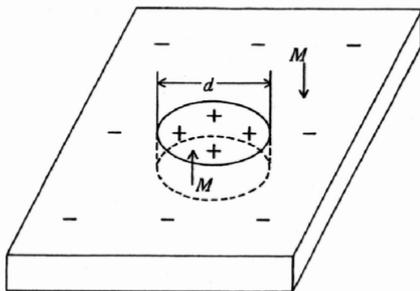


図4 垂直磁化膜中の円筒磁区

ではないが、これは式(2)の d_{\min} がビーム直径より小さいからである。換言すれば、 d_{\min} がビーム直径より小さいときはビーム直径が、逆の場合には式(2)が磁区(ビット)寸法を与える。

4 RE-TM 薄膜の磁性研究の概要

前節で述べたように、光磁気記録媒体には多くの性質が要求されている。垂直磁化膜条件と関連の深い飽和磁化と垂直磁気異方性を中心に、数種の RE-TM 膜の磁性を調べた結果をここにまとめて示す。

4.1 飽和磁化

(1) RE 元素の磁気モーメント

希土類元素は Xe 殻の外側に $(4f)^n (5s)^2 (5p)^6 (5d)^1 (6s)^2$ という電子構造を持っており磁気モーメントの主な担い手である不完全殻の $(4f)^n$ は完全殻である $(5s)^2 (5p)^6$ によって十分遮蔽されている。従って、その軌道角運動量がよく保存されており、磁気モーメントは各原子に局在していて、Hund の法則がよく成り立っている。Hund の法則から予想される有効磁気モーメントは

$$M_{\text{eff}} = g\mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (3)$$

となる。ここで、 μ_B は Bohr 磁子 ($\mu_B = 1.165 \times 10^{-29}$ [Wb·m]), J は全角運動量子数, g は Lande の g 係数である。

表1に Gd から Er までの希土類元素の $4f$ 電子数とその磁性を示す¹⁾。ここで、 L は軌道角運動量子数, S はスピン角運動量子数である。ここで、Y は 4d 遷移元素に属すがその外殻の電子構造が $(4d)^1 (5s)^2$ と希土類元素に類似しているために希土類元素に分類されることが多い。また、筆者らは、TM の磁氣的な振る舞いを調べる目的で磁性 Gd を非磁性 Y で置換したので、比較のために掲載しておく。

Hund の法則によれば、 $4f$ 電子殻の電子数が7個未満の軽希土類元素 (La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu) では、 J は L と S との差 $J=L-S$ になる。一方、7個以上の重希土類 (Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu)

表1 希土類元素の4f電子と磁性

元素	4f電子数	S	L	J	g	磁気モーメント [μ_B]		
						理論値 (Hund)		実験値
						3 ⁺ イオン	金属	
Y	0	0	0	0	0	0	0	
Gd	7	7/2	0	7/2	2	7.94	7.80	7.98
Tb	8	3	3	6	3/2	9.72	9.74	9.77
Dy	9	5/2	5	15/2	4/3	10.64	10.5	10.65
Ho	10	2	6	8	5/4	10.60	10.6	11.2
Er	11	3/2	6	15/2	6/5	9.85	9.6	9.9

では $J=L+S$ となり, J と S は同符号 (同じ向き) となり, 低温で強磁性を示す。ただ 3d 金属の強磁性と異なり, 温度の上昇に伴って強磁性から常磁性に転移する中間に螺旋磁性が出現する¹⁵⁾。

希土類原子が集合して固体を形成すると, 外殻電子の $(5d)^1 (6s)^2$ は容易に遊離し, 化合物では3価の陽イオンになる。金属ではこれら3個の電子は各原子に共有されて伝導電子になる。螺旋磁性という珍しいスピン構造が現れる原因は, 原子に局在する4f電子による磁気モーメントと隣接するそれとの間の交換相互作用が伝導電子を通じてなされることによるものである。希土類元素における交換相互作用は, この伝導電子を介したいわゆる RKKY 相互作用で, 原子間の距離によって正になったり負になったりする。

(2) TM 元素の磁気モーメント

遷移金属元素では磁気モーメントを担っている電子は3d電子であるが, 結晶場の影響によってその軌道角運動量 L はほぼ消失している。このため Hund の法則から期待される磁気モーメントが $g\sqrt{J(J+1)}\mu_B$ とは一致せず, $2\sqrt{S(S+1)}\mu_B$ に近い値となっている。すなわち, 磁気モーメントはスピン S だけによると考えられている。さらに, 遷移金属元素のイオンの磁気モーメントは局在しているが金属では3d電子は巡回電子となり, バンド構造をとっていると考えられるので, 飽和磁気モーメントは $2S$ となっていない。表2に, 遷移金属の飽和磁気モーメントと Curie 温度をま

表2 遷移金属の磁性

元素	磁気モーメント [μ_B]	Curie 温度 [K]
Fe (bcc)	2.22	1042
Co (hcp)	1.71	
(fcc)	1.75	1388
Ni (fcc)	0.617	630

とめて示しておく¹⁶⁾。

(3) アモルファス RE-TM 合金の磁気構造

希土類-遷移金属合金では, 結晶質, アモルファス相を問わず, 希土類原子と遷移金属原子のスピンは伝導電子を介して反平行に結合する。希土類元素の J は軽希土類では $J=S$ であるので, J と S とは反平行, 重希土類では $J=L+S$ であるので J と S とは平行である。従って, 希土類と遷移金属との磁気モーメントは軽希土類では平行 (フェロ磁性), 重希土類では反平行 (フェリ磁性) に結合する。その様子を図5に示す。希土類原子のうちでも Gd は, 球対称な電子雲を持つ S 状態 ($L=0$) であるので結晶場の影響を受けにくく, Gd および TM の磁気モーメントは図5の上の中を示すようにほぼ平行に配列しているが, 他の非 S 状態の原子では, アモルファス相によるランダムな結晶場の影響を受けて, RE の磁気モーメントの方向は空間的に揺らいでいると考えられている¹⁷⁾。遷移金属原子のうちでも Co は Co-Co 間の交換相互作用が強くほぼ平行に配列しているのに対して, Fe はある角度を持って分布しているか, 一部反平行になっていると考えられている¹⁸⁾。遷移金属原子の交換エネルギーを原子間

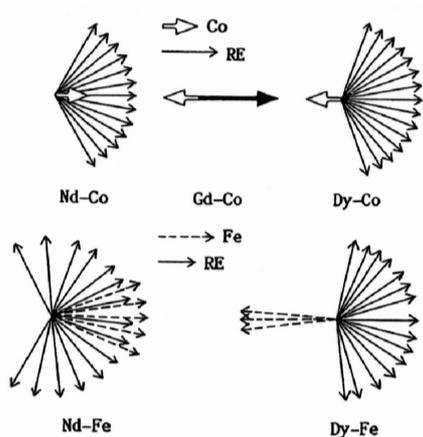


図5 アモルファス RE-TM 薄膜の磁気構造

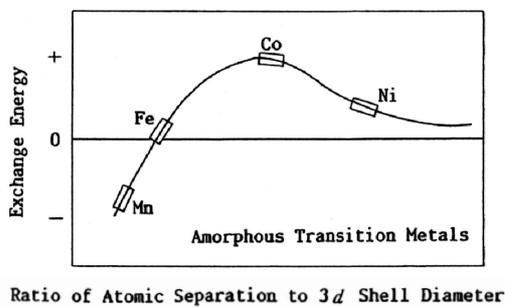


図6 アモルファス TM 原子の交換エネルギーと(原子間距離)/3d殻の直径の関係

距離と3d殻の直径との比に対してプロットした図は Bethe 曲線として有名であるが、これをアモルファス鉄族合金の各鉄族原子に対してプロットしたものを図6に示す¹⁹⁾。Feの交換エネルギーは零付近に分布しており、このことがFeの磁気モーメントが図5の下に示すように空間的に揺らぐ原因となっている。

(4) アモルファス Gd-Co の飽和磁化の組成依存性

図7に室温におけるアモルファス Gd-Co 薄膜の飽和磁化 M_s の組成依存性を示す。アモルファス Gd-Co 薄膜はフェリ磁性体であって、Coの濃度の増加に伴って Gd の副格子磁化との差が減少するために、全体の M_s は減少し、Coの濃度が79[at. %]に達すると Co の副格子磁化と Gd の副格子磁化が等しくなって M_s は零になる。この組成を補償組成という。

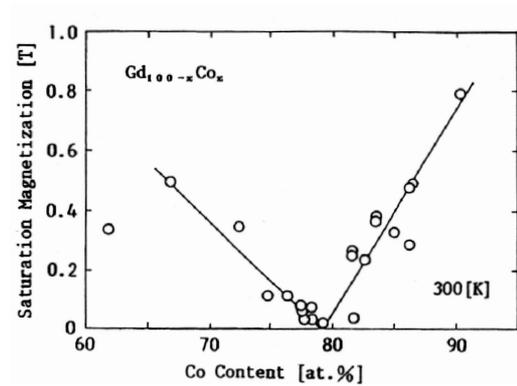


図7 アモルファス Gd-Co 薄膜の室温における飽和磁化の組成依存性

更に Co の濃度が増加すると今度は Co の副格子磁化が Gd それよりも大きくなって、再び M_s が増加する。このようにアモルファス RE-TM 薄膜の M_s は補償組成を挟んで V 字型の組成依存性を示し、RE と TM の副格子磁化の一次式で表すことができる²⁾。

4.2 Curie 温度と補償温度

光記録の原理で述べたように、光磁気メモリ媒体への記録・消去には Curie 点書き込みまたは補償点書き込み法が利用されており、光磁気記録材料の磁性を論ずる上から、Curie 温度 T_c と補償温度 T_{comp} は重要なパラメータである。

図8に示すようにアモルファス $RE_{100-x}Fe_x$ において Ho-Fe および Er-Fe を除いて、RE-Fe の T_c は Fe 濃度にあまり依存しないのに対して、 T_{comp} は組成に非常に敏感である。従って、補償点記録の材料では組成を厳密に制御しなくてはならず膜の作製が困難となる¹³⁾。

RE-Fe 系のアモルファス相と結晶相の T_c の組成依存性を図9に示す¹⁴⁾。いずれの合金系においても結晶相の T_c の方がアモルファス相のそれよりも高い。また、結晶相の T_c はアモルファス相のそれとは異なって、Fe 濃度の増加と共に単調に減少している。

一方、アモルファス RE-Co 系の場合、飽和磁化 M_s の温度依存性を測定すると、 M_s が零になる前に結晶

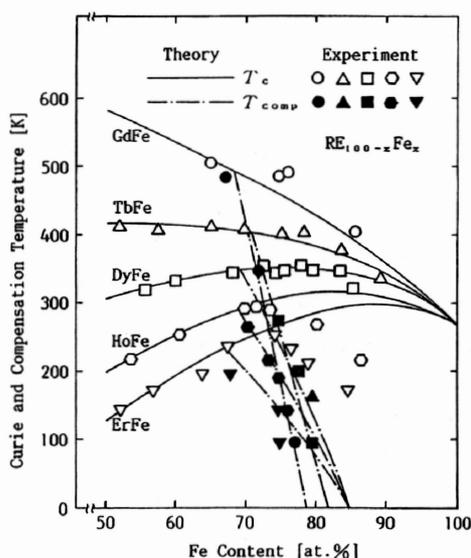


図8 アモルファス $RE_{100-x}Fe_x$ の Curie 温度 T_c と補償温度 T_{comp} の組成依存性

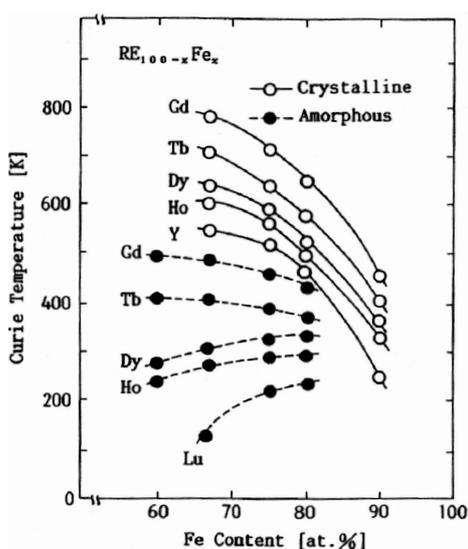


図9 アモルファスと結晶質 $RE_{100-x}Fe_x$ Curie 温度の組成依存性

化が始まるために、RE の多い組成を除いて T_c を直接測定することはできない。しかし、 M_s の温度特性を外挿して求められた T_c の値は、表3に示すように²⁰⁾、いずれも結晶相のそれよりも高い。また、その組成依存性は RE 濃度の増加と共に急激に減少する。このようにアモルファス RE-TM 合金薄膜の T_c をそれらに対応する結晶相の T_c と比較すると RE-Co 系と

表3 結晶質とアモルファス $RE_{100-x}Co_x$ の Curie 温度と補償温度

Alloy	T_c [K]		T_{comp} [K]	
	X-tal	Amorp	X-tal	Amorp
GdCo ₂	409	550	Gd Dom.	510
GdCo ₃	612	750	Gd Dom.	400
GdCo ₅	1008	> 500	-	80
TbCo ₂	256	> 600	Tb Dom.	500
TbCo ₃	509	> 600	Tb Dom.	250
TbCo ₅	980	> 600	100	Co Dom.
Ho ₁₅ Co ₃₅	-	375	-	Ho Dom.
HoCo ₂	85	> 600	Ho Dom.	270
HoCo ₃	418	> 600	350	150

RE-Fe 系とは全く対照的である。

4.3 垂直磁気異方性

(1) 垂直磁気異方性起源

アモルファス RE-TM 薄膜は、補償組成の近傍では飽和磁化 M_s が小さくなるので、式 (1) から分かるように、光磁気記録媒体に要求される垂直磁化膜となりやすい。しかし、高周波二極スパッタ法で RE-TM 薄膜を作製する場合、図 10 に示すように、RE-Co 系では、基板に適当な大きさの負のバイアス電圧 V_b を印加すると垂直磁化膜となるのに対して、RE-Fe 系では $V_b=0$ [V] で垂直磁化膜となる²¹⁾。両者の垂直異方性定数 K_u の V_b 依存性の様子は全く正反対である。このように、RE-TM 薄膜の K_u の大きさとその符号は V_b に強く依存するばかりでなく、一般的にスパッタ法で使用される Ar ガス圧によっても大きく左右される。一方、真空蒸着法で作製すると、ほとんどの RE-TM 薄膜は垂直磁化膜となるが、Gd-Co 膜だけは垂直磁化膜とならない²²⁾。これまでに真空蒸着法とスパッタ法とによって垂直磁化膜の得られている RE-TM 材料を表4にまとめて示しておく。ここで記号 ⊥ は垂直磁化膜を、// は面内磁化膜を意味し、下添え字は発表年次を表している。この表4からも分かるように、ほとんどの材料の垂直磁気異方性の研究は、1973 年から 1978 年の 5 年間にかけて手掛けられた

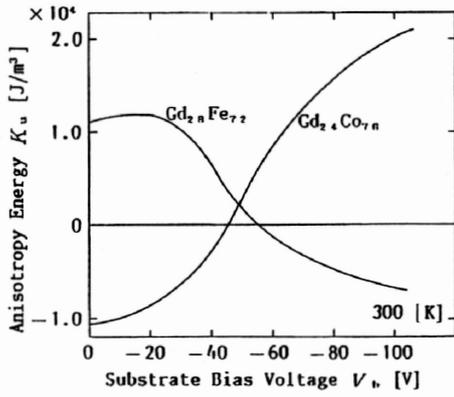


図10 アモルファス $Gd_{28}Fe_{72}$ と $Gd_{24}Co_{76}$ の垂直磁気異方性定数 K_u の基板バイアス電圧 V_b 依存性

が、筆者らが行なった Tb-Co は²³⁾, Gd-Co の発見以来、実に11年の年月が経ってからのことであった。

上述の如く、アモルファス RE-TM 薄膜の垂直磁気異方性は作製方法ばかりだけでなく、作製条件によってもその大きさと符号が大きく異なる。アモルファス(等方)材料であるにも拘らず垂直磁気異方性の生じる原因として、(1)方向性原子対による異方性²³⁾ (2)磁気ひずみの逆効果による異方性^{10-12, 25, 26)} (3)1イオン異方性²⁷⁾ (4)柱状構造による形状異方性²⁸⁾ などのモデルが提案されている。ここでは、筆者らが行なった磁気ひずみの逆効果による異方性について述べることにする。磁気ひずみは、強磁性体を磁化したとき、磁性体の外形が変化する現象で、磁化する前の長さを l 、磁化したあとの長さ変化を δl とすると、 $\delta l/l$ で与えられ、その値は $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度で、ガラス基板上に蒸着された数百 [nm] の薄膜の測定は極めて困難であった。このよう微小な現象であるにも拘らず、磁区構造や磁化機構を考える際には重要な因子となる。

(2) 磁気ひずみの逆効果による異方性

スパッタ膜には 10^8 [N/m²] のオーダーの大きな内部応力が存在することや、Tb-TM の磁気ひずみが 10^{-4} のオーダーにも達することから²⁴⁾、垂直磁気異方性定数 K_u の起源の一つとして磁気ひずみの逆効果が考えられる。

表4 作製方法によるアモルファス RE-TM 薄膜の垂直磁気異性

作製方法	元素	Gd	Tb	Dy	Ho	Er
真空蒸着法	Fe	\perp_{76}	\perp_{74}		\perp_{74}	
スパッタ法		\perp_{77}	\perp_{78}	\perp_{78}	\perp_{78}	\perp_{78}
真空蒸着法	Co	$//_{76}$	\perp_{74}	\perp_{77}	\perp_{74}	
スパッタ法		\perp_{73}	\perp_{84}	\perp_{76}	\perp_{76}	$//_{76}$

立方晶の磁性体に張力 σ が加わっているとする。その張力の方向余弦を $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ とすると、その応力成分は $\sigma_{ij} = \sigma \gamma_i \gamma_j$ で与えられ、その結果生じるひずみ e は

$$\begin{aligned} e_{xx} &= -\sigma(s_{11}\gamma_1^2 + s_{12}(\gamma_2^2 + \gamma_3^2)), \dots \\ e_{xy} &= -\sigma s_{44}\gamma_1\gamma_2, \dots \end{aligned} \quad (4)$$

で与えられる。ここで、 s_{11} , s_{12} , s_{44} は立方結晶における弾性定数である。一方、この磁性体にひずみが加わったときの磁気弾性エネルギーは、ひずみのテンソル成分 e_{ij} とスピン対の方向余弦 $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ とを用いて次のように表される。

$$\begin{aligned} E_{\text{magnet}} &= B_1 \left\{ e_{xx} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{yy} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{zz} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} \\ &\quad + B_2 (e_{xy}\alpha_1\alpha_2 + e_{yz}\alpha_2\alpha_3 + e_{zx}\alpha_3\alpha_1) \end{aligned} \quad (5)$$

式(4)を式(5)に代入すると、内部応力による磁気弾性エネルギーは

$$\begin{aligned} E_{\sigma} &= -B_1 \sigma (s_{11} - s_{12}) \left(\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2 - \frac{1}{3} \right) \\ &\quad - B_2 \sigma s_{44} (\gamma_1 \gamma_2 \alpha_1 \alpha_2 + \gamma_2 \gamma_3 \alpha_2 \alpha_3 + \gamma_3 \gamma_1 \alpha_3 \alpha_1) \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ここで、 B_1 , B_2 は磁気弾性結合エネルギー定数である。磁気弾性結合エネルギー定数 B_1 , B_2 と弾性率 c_{ij} を用いると、飽和磁気ひずみ定数 λ_{100} と λ_{111} は

$$\lambda_{100} = \frac{2B_1}{3(c_{12} - c_{11})}, \quad \lambda_{111} = -\frac{1}{3} \frac{B_2}{c_{44}} \quad (7)$$

となる。また、弾性定数 s と弾性率 c との次の関係

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{s_{11} + s_{12}}{(s_{11} - s_{12})(s_{11} + 2s_{12})}, \quad c_{12} \\ &= \frac{-s_{12}}{(s_{11} - s_{12})(s_{11} + 2s_{12})}, \quad c_{44} = \frac{1}{s_{44}} \end{aligned} \quad (8)$$

を使うと、

$$E_{\sigma} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \left(\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2 - \frac{1}{3} \right)$$

$$+3\lambda_{111}\sigma(\gamma_1\gamma_2\alpha_1\alpha_2+\gamma_2\gamma_3\alpha_2\alpha_3+\gamma_3\gamma_1\alpha_3\alpha_1) \quad (9)$$

となる。アモルファス材料のような等方磁気ひずみの場合、飽和磁気ひずみ定数を λ_s とし $\lambda_s=\lambda_{100}=\lambda_{111}$ であるから、内部応力による磁気弾性エネルギーは

$$E_\sigma = \frac{3}{2}\lambda_s\sigma\left\{(\alpha_1\gamma_1+\alpha_2\gamma_2+\alpha_3\gamma_3)^2-\frac{1}{3}\right\} \\ = \frac{3}{2}\lambda_s\sigma\left(\cos^2\theta-\frac{1}{3}\right) \quad (10)$$

となり、応力 σ の方向に $(3/2)\lambda_s\sigma$ の一軸異方性を生じる。ここで、 θ は張力 σ と飽和磁化 M_s との間の角度である。

以上は、一軸性応力が磁性体に与えた場合の関係式であるが、薄膜、特にアモルファス薄膜では、内部応力は膜面内で一様であると推定される。この場合の応力は、直交する二つの一軸性応力の重畳として表現できる。これは、薄膜の場合についていえば、膜面に垂直な方向に、符合の異なる一軸性応力が存在する場合と等価である。

強磁性体に一軸性の張力 σ を加えてひずませたとき磁性体内部に現れる磁気ひずみの逆効果による垂直磁気異方性定数 $K_{u\sigma}$ は

$$K_{u\sigma} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \quad (11)$$

と与えられる。これより、 σ が圧縮性で負 (<0) の場合には、 λ_s が正のときに垂直磁気異方性が、張力 σ (>0) の場合には、 $\lambda_s < 0$ のとき垂直磁気異方性がもたらされることになる。

5 まとめ

光磁気メモリの記録媒体としてアモルファス RE-TM 合金薄膜が注目される大きな理由の一つは、これ等の薄膜が垂直磁化膜となるために記録密度が格段に向上するからである。アモルファス RE-TM 合金薄膜は既に実用化の域に達しているとはいえ、その物性は長年の研究にも拘らず不明な点が多い。その理由として、次の点を挙げるができる。

(1) フェリ磁性体であるために、各副格子磁化温度特性をはじめ磁氣的振る舞いが複雑である。

- (2) 長距離秩序の欠如したアモルファスはその構造が明確でなく、その理論的扱いは結晶に対するよりもはるかに困難である。
- (3) 一般に、薄膜の場合、形状による反磁界の為に磁化容易方向が膜面内にあるほうがエネルギー的に安定であるが、ある種のアモルファス RE-TM 薄膜ではその垂直磁気異方性定数 K_u が反磁界エネルギー $M_s^2/2\mu_0$ ($=2\pi M_s^2$) よりも大きいために垂直磁化膜となる。しかし、RE-TM 薄膜の K_u の大きさや符号は構成元素や作製方法および作製条件によって大きく異なり、垂直磁気異方性の発生するメカニズムは単純ではない。
- (4) 垂直磁気異方性の生じる原因として、(a)原子対の方向性配列、(b)磁気ひずみの逆効果、(c)1 イオン異方性、(d)微細構造による形状異方性などのモデルが考えられている。実用的な観点から垂直磁気異方性とか磁気光学的効果に関する論文は非常に多いのに対して、磁気ひずみはアモルファス相の場合、結晶磁気異方性が(理想的には)存在しないのでその磁化過程を決める重要はファクターの一つであるにも拘わらず、ほとんど研究がなされていない。

謝辞

本総説の推敲にあたって、鈴鹿医療科学大学、医用工学部、臨床工学科の各先生方にご助言を頂きましたことに謝意を表する。

参考文献

- 1) A. H. Bobeck: Propertis of Cylindrical Magnetic Domains in Orthoferrites. IEEE Trans. Magn. MAG-4 p. 450 1968.
- 2) P. Chaudhari, J. J. Cuomo and R. J. Gambino: Amorphous Metallic Films for Bubble Domain Applications. IBM J. Res. & Dev. 11 pp. 66-68 1973.
- 3) Y. Mimura N. Imamura and T. Kobayashi: Curie Point Writing in Amorphous Magnetic Films. Jpn.

- J. Appl. Phys. **15** pp. 933-934 1976.
- 4) N. Imamura and C. Ota: Experimental Study on Magneto-Optical Disk Exerciser with the Laser Diode and Amorphous Magnetic Thin Films. Jpn. J. Appl. Phys. pp. L731-L734 1980.
- 5) S. Tunashima, H. Tsuji, T. Kobayashi et al.: Thermomagnetic Writing on Exchange-Coupled Amorphous Rare-Earth Iron Double-Layer Films. IEEE Trans. Magn. **MAG-17** pp. 2840-2842 1982.
- 6) S. Tunashima, S. Masui, T. Kobayashi et al.: Magneto-Optic Kerr Effect of Amorphous Gd-Fe-Co Films. J. Appl. Phys. **53** pp. 8175-8177 1982.
- 7) 根本広明, 嵯峨秀樹, 助田裕史, 他: RE-TM 系材料を用いた光記録——磁気再生方式. 電子情報通信学会技術研究報告. CPM, 電子部品・材料 **98** pp. 1-8 1999.
- 8) 岩田聡, 加藤剛志, 網島滋: MBE 成膜した Co-Pt および Fe-Pt 規則合金膜の構造と磁気特性. 日本磁気学会誌. Magnetism Jpn. まぐね **3** pp. 254-261 2008.
- 9) S. Yoshino, H. Takagi, S. Tunashima et al.: Measurement of Magnetostriction of Amorphous Dy-Fe Films by Cantilever Capacitance Method. Jpn. J. Appl. Phys. **21** pp. 1527-1528 1982.
- 10) S. Yoshino, H. Takagi, S. Tunashima, M. Masuda et al.: Perpendicular Magnetic Anisotropy of TbCo Films. Jpn. J. Appl. Phys. **23** pp. 188-191. 1984.
- 11) S. Yoshino, S. Tunashima, M. Masuda et al.: Magnetostriction and Perpendicular Anisotropy of Amorphous GdFeCo Thin Films. Jpn. J. Appl. Phys. **27** pp. 1247-1249. 1988.
- 12) S. Yoshino, M. Masuda, H. Takahashi et al.: Magnetostriction of Amorphous GdFeCo and YFeCo Thin Films. J. Appl. Phys. **64** pp. 5498-5500 1988.
- 13) Y. Mimura, N. Imamura, T. Kobayashi et al.: Magnetic Properties of Amorphous Alloy Films of Fe with Gd, Tb, Dy, Ho, or Er. J. Appl. Phys. **49** pp. 1208-1215. 1978.
- 14) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下) 裳華房, Chap. 5, p. 31, 1985.
- 15) 近角聡信: 強磁性体の物理 (上) 裳華房, Chap. 4, p. 199, 1978.
- 16) 太田: 磁気光学の基礎 I 共立出版, Chap. 4, p. 181, 1973.
- 17) R. C. Taylor, T. R. McGuire, J. M. D. Coey et al.: Magnetic Properties of Amorphous Neodymium-Transition-Metal Films. J. Appl. Phys. **49** pp. 2885-2893. 1978.
- 18) R. C. Taylor and Gangulee: Magnetic Properties of Amorphous GdFeB and GdCoB Alloys. J. Appl. Phys. **53** pp. 2341-2343. 1982.
- 19) R. C. Taylor and A. Gangulee: Magnetic Properties of Amorphous GdFeB and GdCoB Alloys. J. Appl. Phys. **53** (1982) 2341.
- 20) N. Haiman, K. Lee and R. I. Potter: Exchange Coupling in Amorphous Rare Earth-Iron Alloys. AIP Conf. **29** pp. 130-135. 1975.
- 21) T. Katayama, M. Hirano, Y. Koizumi et al.: Different Origin of the Perpendicular Anisotropy in Amorphous Gd-Fe from Gd-Co Films. IEEE Trans. Magn. **MAG-13** pp. 1603-1605. 1977.
- 22) R. C. Taylor and A. Gangulee: Magnetization and Magnetic Anisotropy in Evaporated GdCo Films. J. Appl. Phys. **47** pp. 4666-4668. 1976.
- 23) S. Yoshino, H. Takagi, S. Tsumashima et al.: Perpendicular Magnetic Anisotropy of TbCo Films. Jpn. J. Appl. Phys. **23** pp. 188-191. 1984.
- 24) 米沢富美子: アモルファスとは. 電子通信学会誌 **68** pp. 104-108. 1985.
- 25) R. Zwingman, W. L. Wilson Jr. and H. C. Bourne Jr.: Magnetic Properties of Bias-Sputtered $Gd_{1-x}Fe_x$ Amorphous Films. AIP Conf. Proc. **34** pp. 334-336. 1976.
- 26) A. Itoh, H. Uekusa, Y. Tarusawa et al.: Magnetostriction and Internal Stress in GdFe Amorphous Films with Perpendicular Anisotropy

Prepared by RF Diode Sputtering. J. Magn. Magn. Mat. **35** pp. 241-242. 1983.
27) J. J. Rhyne : Magnetic Properties of Rare Earth Metals ed. R. J. Elliott (Plenum Press, Rondon and

New York, 1972) Chap. 4, p. 157.
28) T. Kusuda, S. Honda and M. Ohkoshi : Perpendicular Anisotropy of Bias-Sputtered GdCo Films. J. Appl. Phys. **53** pp. 2338-2340. 1982.

Perpendicular Magnetic Anisotropy of Amorphous Rare-Earth—Transition-Metal Alloy Thin Films

Seiji YOSHINO

Department of Clinical Engineering, Faculty of Medical Engineering, Suzuka University of Medical Science
TEL 059-383-8991 E-mail : yoshino@suzuka-u.ac.jp

Key Words: perpendicular magnetic anisotropy, amorphous, thin film

Abstract

Abstract

Magnetic properties of amorphous rare-earth transition-metal (RE-TM) thin films, such as the perpendicular magnetic anisotropy have been studied intensively since these films were expected to be used for magneto-optical recording media.

However, from a practical viewpoint, most of the investigations of RE-TM films have not been referred to their origin of perpendicular magnetic anisotropy, in spite of its important role of the magnetic anisotropy.

In the present general remarks, the origin of magnetic anisotropy of RE-TM films is explained.