

論文

Co-Cr-Ta並びにCo-Cr垂直磁化膜の磁化特性とMFM観察

石尾俊二,* 岡本透,** 阿部寛,*
 斎藤準,* 大内一弘***

Magnetic Properties and MFM Observation of Co-Cr-Ta and
 Co-Cr Thin Films with Perpendicular Magnetic Anisotropy
 by

S. ISHIO†, T. OKAMOTO†, H. ABE†, H. SAITO† and K. OUCHI††

Magnetic properties and domain structures have been investigated for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ and $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{20}$ films with perpendicular magnetic anisotropy. MFM observation for the remanent magnetization state shows a bright-dark contrast with a mean wave length of $0.4\sim 0.6\mu\text{m}$ for the films prepared at the substrate temperature $T_s > 500\text{K}$ and a maize type domain pattern for the films prepared at room temperature. The magnetization process is understood as the domain wall movement for the films with $T_s \sim 300\text{K}$ and the irreversible rotation of magnetization of single domain particles for the films with $T_s > 500\text{K}$. The relation between the bright-dark contrast observed by MFM and the magnetic microstructure is discussed.

Keywords: Magnetic force microscopy (MFM), magnetic domain, perpendicular magnetic anisotropy, magnetization curve, anisotropic magnetic field

1. 緒言

記録媒体の磁化状態の観察手法としてMFM⁽¹⁻³⁾, SP-SEM⁽⁴⁾あるいはBitter-SEM⁽⁵⁾等の手法が上げられる。これらの内MFMは最も簡便でかつ高い分解

能を有する。MFMは試料表面の漏洩磁場を検出する。従って記録媒体の記録ビット間の遷移領域、ビット内の微細な磁区構造等を検出し、記録媒体の特性評価の重要な手法といえる。面内媒体では遷移領域のジグザグ磁壁、ビット間の磁区のつながり等が記録ノイズの主要な原因と考えられ、MFMによる記録パターンの解析が行われている^(4,6,7)。またMFMの画像出力を平均化し解析する事によって求めた出力、ノイズの周波数特性は実際に磁気ヘッドを用いて再生した周波数特性とよく対応している^(8,9)。あるいは垂直記録媒体のノイズの一因としてビット内の反転磁区が考えられるが、例えばCo-Cr, Co-Cr-Nb薄膜媒体で、MFM観察でみられる磁気的な揺らぎの波長とノイズの最大となる波長が一致することが指摘されている^(2,10)。

ところでCo-Cr系記録媒体は直径数10nmの微細な

平成9年2月13日受付

*秋田大学鉱山学部 物質工学科
 秋田市手形学園町1-1, 〒010

** (現) アルファエレクトロニクス
 秋田県由利郡大内町, 〒018-09

*** 秋田高度技術研究所
 秋田市砂奴寄4-21, 〒010-16

† Department of Materials Engineering and Applied Chemistry, Akita University, Akita 010, Japan

†† Present Address, Alpha Electronics Akita-pref., Yuri-gun, 〒018-09

††† Akita Research Institute of Advanced Technology
 4-21 Sanuki, Akita, 010-16, Japan

hcpCo-Cr 膜の結晶粒からなり、そのc軸は垂直記録媒体では膜面に垂直、面内記録媒体では膜面に配向している。しかもCrが粒界付近に偏析し、結晶粒の中央にはCo高濃度の磁性微粒子が形成されると考えられており、例えばCo-Cr膜面内記録媒体の高分解能TEM観察によって数10nmの結晶粒の周囲に1~2nmのCr高濃度層が形成されていることが確認されている⁽¹¹⁾。またCo-Cr垂直磁化膜に関するアトムプローブ電解イオン顕微鏡分析によれば約5%Cr-Coから50%Cr-Coに至る幅広い組成の変動が認められる⁽¹²⁾。類似の偏析構造はエッチングによっても観測されCP構造と呼ばれている^(13,14)。このようなCr偏析によって形成されたCo高濃度単磁区微粒子が互いに独立に外部磁場に応答し、磁化過程が磁化回転機構によって進行することが高密度磁気記録においては望まれる^(15,16)。しかし実際にはこれらの微結晶粒間には静磁気相互作用もしくは直接交換相互作用が存在し、そのため記録遷移領域(ビット)でのジグザグ磁壁、ビットとビット間に反転磁区等が形成され媒体ノイズの発生原因となると考えられている^(17,18,19)。

以上のように高密度磁気記録における媒体ノイズ特性には様々な要因が関係している。従ってノイズを低減し、SN比の向上をはかるためには、まず、巨視的磁気特性(磁化曲線、磁気異方性等)および微細な磁区分布を明らかにし、それらと記録特性、記録媒体の金属組織等と一体的に評価していく必要がある。このような観点から、本研究では先ずCo-Cr-Ta並びにCo-Cr垂直磁化膜について巨視的磁化測定、MFMによる磁区観察、薄膜の表面観察を行い磁区構造と磁化特性の関係について検討を行った。

II. 実験方法

$\text{Co}_{80}\text{Cr}_{15}\text{Ta}_5$ 並びに $\text{Co}_{90}\text{Cr}_{10}$ 薄膜は、RFマグネトロンスパッタ法によって作成した。まず基板上にTiバッファを約50nm成膜した後、基板温度(T_s)を室温から773Kまでの種々の温度に設定し、アルゴンガス圧0.2Paのもとで、Co-Cr-Ta膜では約100nm、Co-Cr膜では約50nmの膜厚に成膜した。このようにして作成された膜についてX線回折を行った結果、 $\Delta\theta_{90}$ が6度以内で、c軸はほぼ膜面に垂直に配向していることを確認した。これらの試料より約10mm角の試料を切り出し磁化測定、磁気異方性、及び磁気力

顕微鏡(MFM)による結晶粒径及び磁区観察の試料とした。

薄膜試料全体の磁化測定*は振動試料型磁化測定装置(VSM)によって行い、印加磁場($\mu_0 H$)は0.11Tまでとした。表面の磁化測定にはカー効果磁化測定装置を用い、最大印加磁場は0.15Tとした。磁気異方性測定はトルクメーター(最大印加磁場0.15T)によって行い、磁区観察、結晶粒径測定には振幅検出型の磁気力顕微鏡(MFM)を用いた。なおMFM観察に供する試料は残留磁化状態であり、MFM探針の磁化は膜面に垂直とし、磁区観察は表面凹凸情報の磁気像への混入をさけるためリフトモードで行った。

III. 実験結果

III-1 MFMによる試料表面および磁区観察

磁気力顕微鏡(MFM)で観察した薄膜表面像並びに残留磁化状態の磁気像の一例としてFig.1にCo-Cr-Ta膜の結果を示した。薄膜表面像において見られる凹凸は結晶成長によってできた柱状晶にほぼ対応しており⁽²⁰⁾、その結晶粒の直径dは、Co-Cr-Ta膜では基板温度 T_s が室温で約20nmであり、温度の上昇とともに増加し $T_s=600\text{K}$ 以上で約30nmとなる。Co-Cr膜ではCo-Cr-Ta膜と比較し結晶粒径が大きく、昇温と共にともに約30から40nmへ増加する。

Co-Cr-Ta膜の磁気像においては T_s が室温では迷路磁区(あるいはストライプ磁区)もしくはそれに近い連続した構造を持つ。 T_s が昇温すると例えば523Kのように明あるいは暗のつながりの切れた孤立型模様となる。更に600K以上に昇温すると明暗のコントラストが弱くなり、その明暗の領域の大きさは直径約0.2-0.3 μm となる。このような約 $T_s=500\text{K}$ 以上で見られる孤立型模様の大きさは表面像で観察された結晶粒の大きさよりも一桁大きい。ほぼ同様な磁気像の基板温度による変化はCo-Cr膜においても観察された。迷路磁区(もしくはストライプ磁区)は、一般に垂直磁気異方性が小さく面内磁気異方性と競合するときに見られる⁽²¹⁾。また基板温度が高温の時に見られる孤立型の明暗模様は垂直磁気異方性の大きいときに観察さ

* 本論文はSI単位系E-B対応を用いる。従って $B = \mu_0(H + M)$ であり、簡便のために磁場の大きさを真空中の磁束密度 $\mu_0 H$ (T)によって、磁化を M (A/m)で表す。なおcgs系との対応は $T = 10^4 \cdot 10e$ 磁化 M は $A/m = 10^{-3} G$ である。

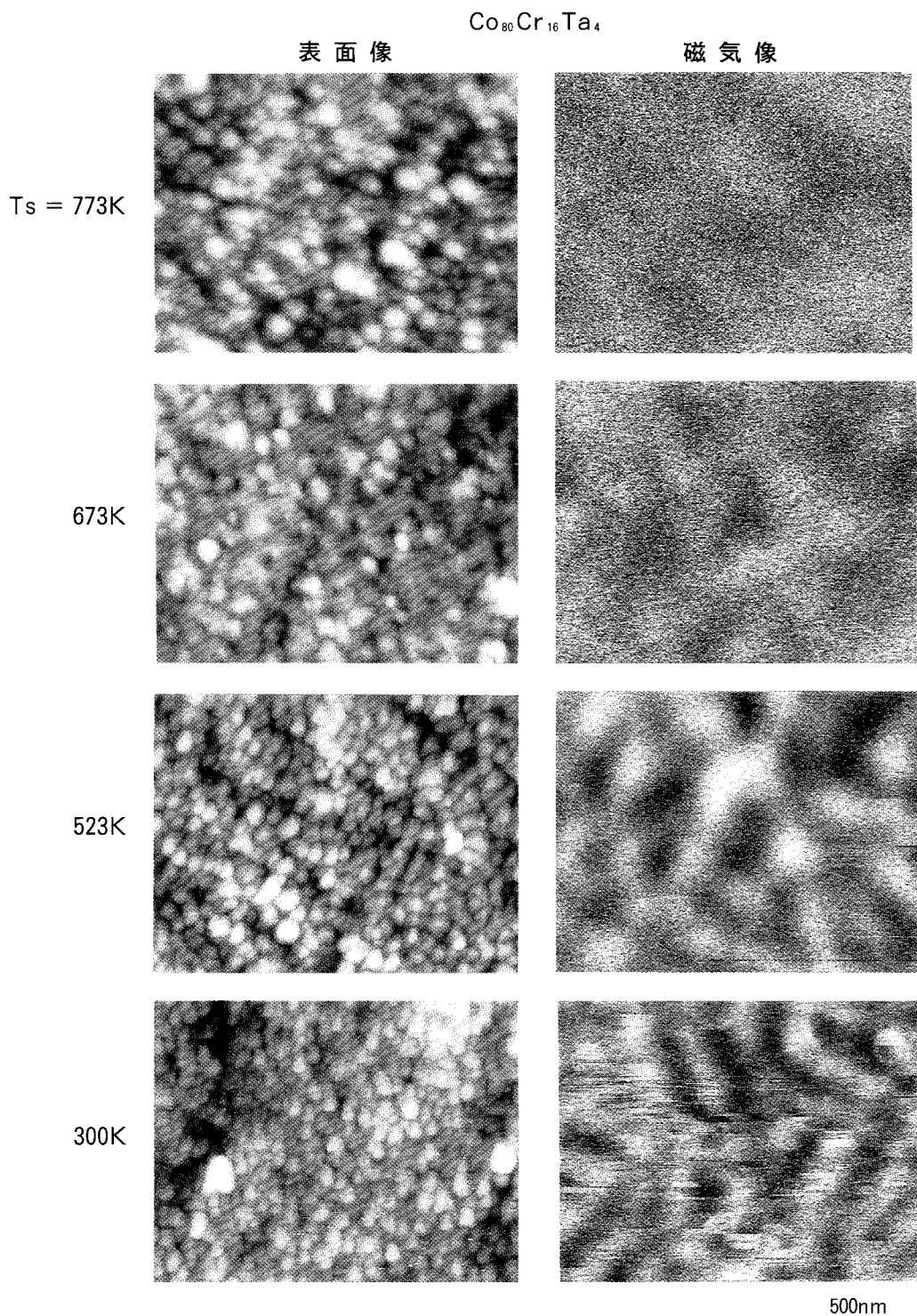


Fig. 1 MFM image for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ films prepared at various substrate temperatures T_s .

れることが報告されている^(2,10)。従ってこれらの結果は、基板温度の上昇と共に垂直磁気異方性が増加していることを示しており、後述する磁化曲線あるいはトルク測定の結果と一致している。

基板温度 T_s が約 500K 以上で見られる孤立型の明暗模様をより詳細に調べるために、高速フーリエ変換 (FFT) によって 400K 以上の磁気像について空間周波数分析し明暗コントラストの波長 λ を求め、Fig. 2 (a) に T_s に対してプロットし示した。波長 λ は基板温度の上昇と共に増加し、例えば $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ では $T_s=700\text{K}$ 以上で $\lambda \approx 0.45\mu\text{m}$ に達する。このような残留磁化状態で見られる孤立型の明暗コントラストは記録転移 (ビット) 間にも存在し DC イレズ状態の媒体ノイズとして観測される。実際 $T_s \sim 700\text{K}$ 付近で作成した $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ の明暗コントラストの波長 $\lambda \approx 0.45\mu\text{m}$ は、ほぼ同一の条件で作成された記録媒体の DC イレズノイズスペクトルにおいてノイズの最大となる波長に概ね一致している⁽¹⁸⁾。

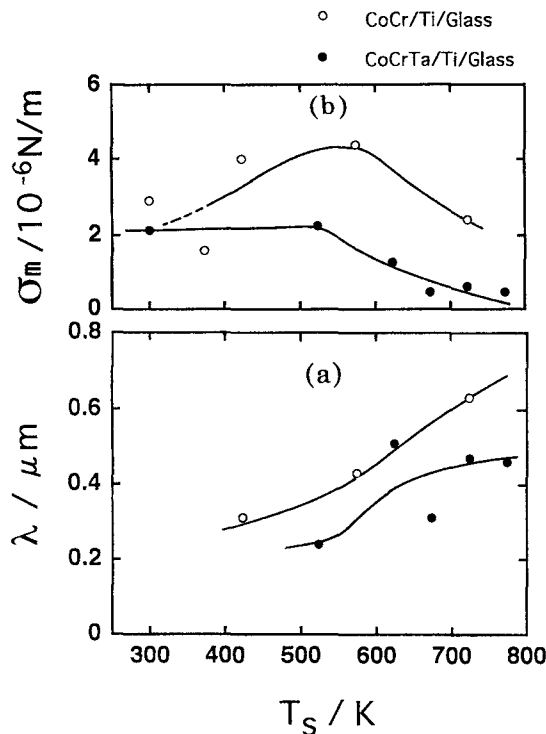


Fig. 2 Wave length (a) and intensity (b) of the bright-dark contrast observed in MFM image for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ and $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{20}$ films.

MFM 磁気像においては磁区模様と同時に、明暗のコントラストも基板温度と共に変化している。そこで MFM の明暗コントラストの強度 σ_m (MFM 出力の平均値からの偏差の平均) を求めて基板温度に対する変化を Fig. 2 (b) に示した。 σ_m の値は Co-Cr-Ta 膜より Co-Cr 膜の方が大きく、またその値は孤立型の明暗模様が観測される $T_s=500\text{K}$ 以上では、 T_s の上昇と共に低下する。

III-2 磁化特性

MFM 観察の結果と巨視的磁化特性の結果を比較するために磁化測定を行った。Fig. 3 に磁化曲線の一例として、VSM によって測定した Co-Cr-Ta 膜の垂直及び面内磁化曲線を示した。垂直方向の磁化曲線の特徴は $T_s \sim 300\text{K}$ では減磁過程で、最初急激な減少が見られその後磁場の減少と共に直線的な減少を示すことであり、また T_s が高くなると共に抗磁力 H_c が増加することである。これらの磁化曲線より求めた垂直抗磁力 $H_{c\perp}$ 、角形比 $(M_r/M_s)_\perp$ の基板温度依存性をまとめて Fig. 4, 5 に示した。 $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ の垂直磁化曲線における $(\mu_0 H_c)_\perp$ の値及び $(M_r/M_s)_\perp$ の値は基板温度が上昇するに従い増加し $T_s = 773\text{K}$ で各々約 0.2T, 約 0.5 であった。一方面内磁化曲線は Fig. 3 中

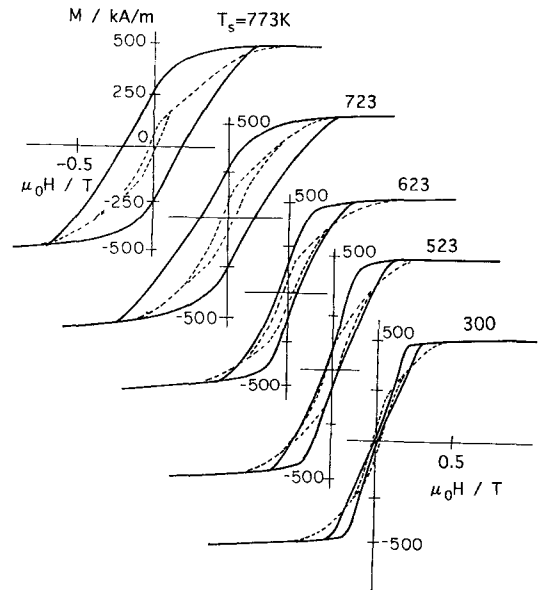


Fig. 3 Magnetization curves measured perpendicular (—) and parallel (·····) to the film plane for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$ films

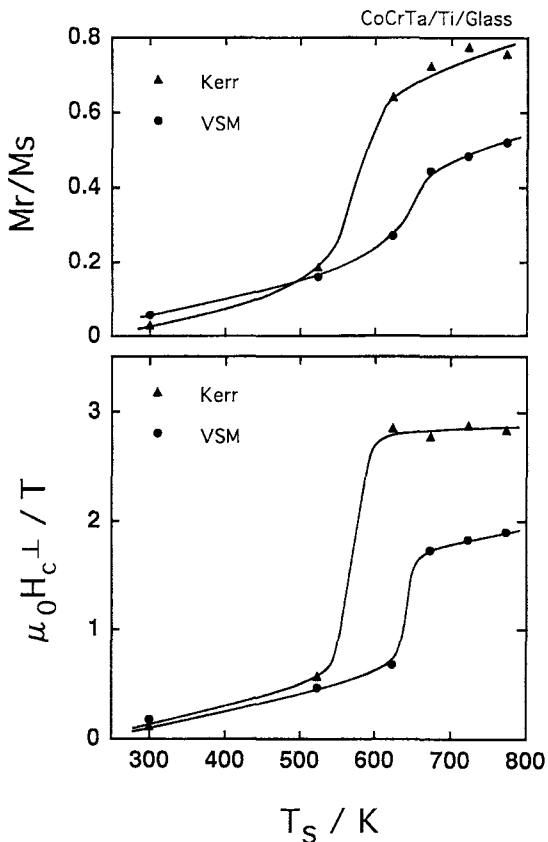


Fig. 4 Dependence of both coercive force ($\mu_0 H_c$) $_{\perp}$ and (M_r/M_s) $_{\perp}$ on the substrate temperature T_s for Co₈₀Cr₁₆Ta₄.
● : VSM, ▲ : Kerr effect

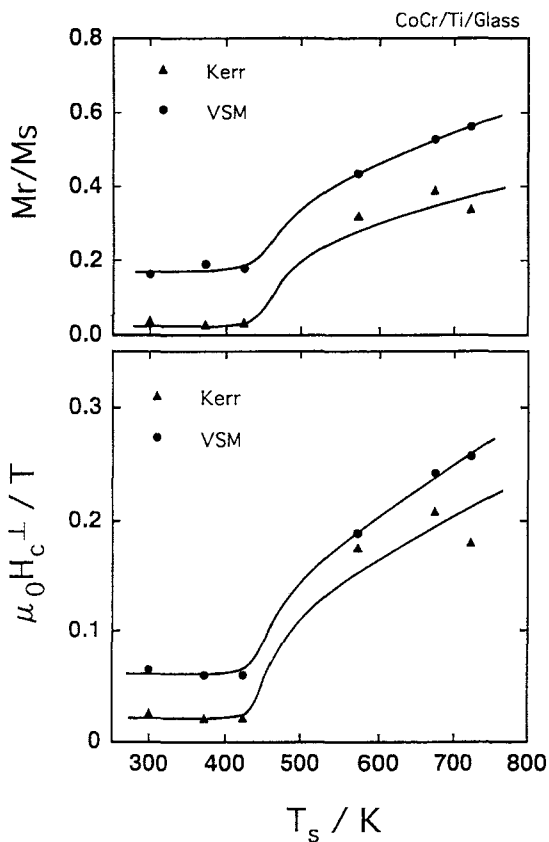


Fig. 5 Dependence of both coercive force ($\mu_0 H_c$) $_{\perp}$ and (M_r/M_s) $_{\perp}$ on the substrate temperature T_s for Co₈₀Cr₂₀.
● : VSM, ▲ : Kerr effect

に波線で示したように、 $\mu_0 H = 0.2\text{T}$ 以下の低磁場でわずかの履歴を示し0.5~0.8Tの磁場で飽和に達する。なおCo-Cr膜の磁化曲線も類似の変化を示し、($\mu_0 H_c$) $_{\perp}$ 、(M_r/M_s) $_{\perp}$ は各々 $T_s = 723\text{K}$ で約0.25T、約0.5となった。また飽和磁化 M_s はCo-Cr-Ta膜及びCo-Cr膜のいずれでも約500kA/m(500G)で、基板温度の上昇と共にわずかに低下した。

ところで磁性薄膜においては薄膜形成初期に、いわゆる初期層が形成され、その後形成された膜とは、結晶組織および磁気特性が異なることがしばしば観測される⁽²²⁾。そこで初期層の有無を調べるためにカー効果磁化測定装置を用いて試料表面の磁化曲線を測定し、VSMの結果と比較しFig. 4, 5に示した。Co-Cr-Ta膜ではカー効果で測定した表面層の($\mu_0 H_c$) $_{\perp}$ 、(M_r

/ M_s) $_{\perp}$ は $T_s > 600\text{K}$ において各々約0.28T、0.8となり、VSMより大きな値を示す。このことよりCo-Cr-Ta膜では初期層の形成が著しく、しかも初期層の垂直磁気異方性は試料全体のそれよりもはるかに小さいことが分かる。Co-Cr膜ではVSMで測定した($\mu_0 H_c$) $_{\perp}$ 、(M_r/M_s) $_{\perp}$ は、カー効果によって測定した値よりも僅かに大きな値を示し、Co-Cr-Ta膜と比較し、初期層が顕著でないことを示している。

トルク測定から算出した垂直磁気異方性定数 K_{\perp} はCo-Cr-Ta膜及びCo-Cr膜の何れでも正の値を示し、垂直磁化膜であることが確認される。Co₈₀Cr₁₆Ta₄では T_s がRTでは $1.3 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ であるが、600K前後で著しく変化し773Kでは $6.2 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ に増加する。Co-Cr膜でも同様の変化を示し、 $T_s = \text{RT}$ では

$K_{\perp}=4.7 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ であるが $T_s=723\text{K}$ では $7.7 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ になる。

IV. 考察

磁気力顕微鏡 (MFM) は試料が形成する磁気力勾配のうち、探針磁化の方向の成分を検出する。本測定では探針磁化はほぼ膜面に垂直に向いており (膜面に対して 77 度)、従って膜面に対してほぼ垂直方向の磁気力勾配を検出している。MFM の感度、分解能は探針—試料間距離、探針磁化状態、探針の大きさ等で決まる。今回の測定では探針—試料間の距離は凡そ 50 nm 以上で、磁壁付近での磁気力勾配の微細な変化は平均化され、磁気像の明暗は測定領域内の垂直磁化成分の平均的な大きさに比例すると考えられる^(23,24)。磁区の大きさが探針サイズあるいは分解能より十分小さく、上向きと下向きの磁区が混在すれば、探針にかかる磁気力は分解能内に含まれるいくつかの磁区による力の平均となり、磁気像の明暗の強度は領域内の平均的な磁化の大きさを反映する。ここでは測定を残留磁化状態で行っており、従って磁気像の明暗コントラストの明の領域は、その領域内の磁化が全体として残留磁化方向に向いており、逆に暗の領域は反転磁区の多い領域を示している。

Co-Cr-Ta 膜についてカー効果で測定した (M_r/M_s)₀ は、Fig. 4 で示したように基板温度 $T_s > 600\text{K}$ では 0.7~0.8 に達しており、従って磁化の反転した領域は表面積の約 10~15% 程度となる。これに対して磁気像に見られる明暗コントラストの各領域の面積割合はほぼ均等である (Fig. 1, $T_s=673\text{K}$, 773K 参照)。一方 $T_s=523\text{K}$ 付近ではカー効果による (M_r/M_s)₀ の実測値は 0.2 程度であり、およそ表面の 40% 以上が磁化反転をしていることを示しており、これは実際に観測される MFM 磁気像の暗部にはほぼ等しい面積割合となる。また明暗のコントラストの強さ σ_m は Fig. 2 に示したように T_s が 500K 以上で T_s の減少と共に次第に減少する。これらのことから $T_s > 600\text{K}$ では、暗部全体が磁化反転しているのではなく、その内部に磁化の反転した部分を多数含む領域があると考えられる。表面像で見られる約 20~30 μm の粒子が単磁区粒子となり、その磁化回転によって磁化過程が進行すると考えれば、MFM の明暗の中には約 100 個程度の微細な磁区が存在し、その平均的な磁化が明暗のコントラ

ストを作っていることになる。一方 $T_s \sim 520\text{K}$ 付近の磁気像の暗部はほぼ全体の領域が磁化反転しているために明暗コントラストが強いと考えることができる。

磁気記録媒体では、相分離によって生じた単磁区粒子の間に相互作用が働きノイズの原因になっていることが指摘されている。しかしその相互作用の大きさを定量的に評価することは難しい。そこでここでは、先ず粒子間の磁氣的相互作用がないと仮定して、粒子の持つ異方性磁場 H_k を評価してみる。Stoner-Wohlfarth モデル⁽²⁵⁾ によれば一軸磁気異方性を有する単磁区粒子の磁化困難軸方向の磁化曲線は磁場の増加と共に直線的に増加し、一軸磁気異方性定数 K_u 、飽和磁化 M_s として、 $2K_u/M_s$ で表される異方性磁場 H_k で飽和に達する。これに対して実際の Co-Cr-Ta 膜および Co-Cr 膜薄膜では、各結晶粒の H_k の値は分布するため、磁化困難軸方向の磁化曲線は次のように与えられる。

$$M(H)/M_s = \sum (\Delta M_j/M_s) F_j(H),$$

$$\begin{aligned} \text{但し} \quad F_j(H) &= H/H_{kj} & (H \leq H_{kj}) \\ &= 1 & (H > H_{kj}) \end{aligned}$$

ここで H_{kj} は粒子の異方性磁場、 $\Delta M_j/M_s$ は異方性磁場 H_{kj} 成分が全体に占める割合である。このような仮定のもとに、困難軸方向の磁化曲線の解析から異方性磁場の分布を求めた結果を Fig. 6, 7 に示した。なお弱磁場で磁化曲線に履歴が見られるときは磁場を増減する際の磁化の平均値を用いて解析した。またここでは単磁区粒子を仮定しているため、粒子の形状異方性や結晶磁気異方性の効果はまとめて磁気異方性あるいは異方性磁場として扱われることになる。

Fig. 6, 7 のように Co-Cr-Ta 膜および Co-Cr 膜の何れにおいても異方性磁場 $\mu_0 H_k$ の値は 0~0.8T の範囲に分布している。また H_k の分布は、Co-Cr-Ta 膜、Co-Cr 膜の何れにおいても T_s の上昇と共に次第に高磁場側にシフトし、この傾向は Fig. 5, 6 に示した ($\mu_0 H_c$)₀ の増加の傾向と一致している。もしも H_k の値が単純に組成の揺らぎによるとし、また T_s 添加の効果も無視して、バルク Co-Cr 膜の H_k の測定結果と比較すれば、薄膜中には Cr 高濃度非磁性組成から約 5% CrCo まで幅広い組成揺らぎが存在することになる⁽²⁶⁾。なお Co-Cr-Ta 膜では H_k の分布においての値が 0.1T 以下成分が顕著であり (Fig. 6 参照)、その割合は 20% に達している。これはカー効果と VSM に

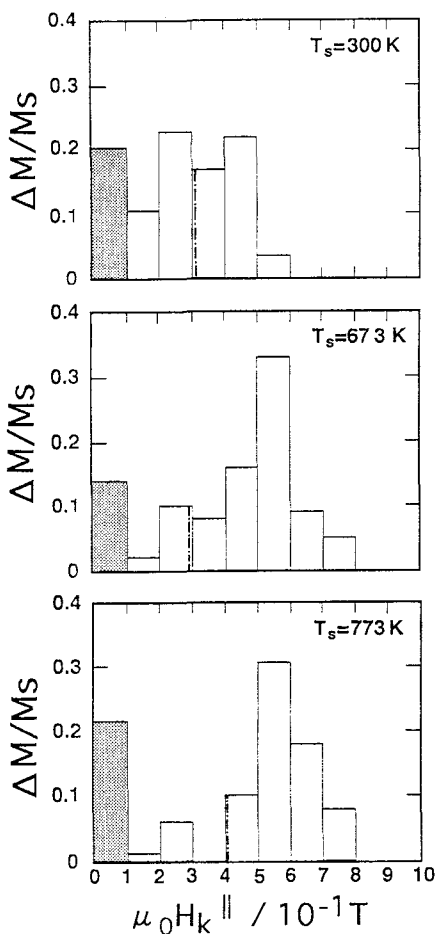


Fig. 6 Distribution of the anisotropic magnetic fields $\mu_0 H_k$ for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{16}\text{Ta}_4$.

よる測定結果の不一致から明らかなように初期層に起因すると考えられる。このような Co-Cr 膜系垂直磁化膜における面内磁化容易軸を有する初期層の形成はしばしば報告されている。Co-Cr 膜においては $\mu_0 H_k < 0.1\text{T}$ の初期層成分は 10% 以下である。以上で求めた $\mu_0 H_k$ の各成分の体積割合を求めることは興味があるが、そのためには Co-Cr 膜の磁化 M と異方性磁場 $\mu_0 H_k$ の詳細な組成依存性を知る必要がある。

実際の薄膜サンプル中では、磁性粒子に作用する有効磁場 H_{eff} は外部磁場 H と粒子間に働く磁気相互作用による磁場 H_{int} の和で与えられる。 H_{int} の原因としては静磁気相互作用もしくは交換相互作用が考えられる。第一近似として H_{int} は平均的な磁化に比例する

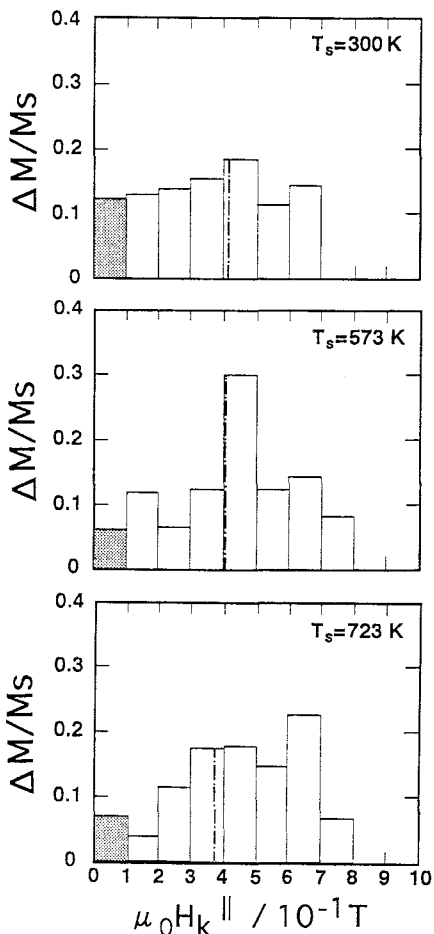


Fig. 7. Distribution of the anisotropic magnetic fields $\mu_0 H_k$ for $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{20}$.

(平均場近似) と考えると、Fig. 6, 7 で求めた $\mu_0 H_k$ の分布において、 $\mu_0 H_k$ の大きさは正確ではないものの、分布の形は実際の異方性磁場の分布をある程度反映していると考えられる。

単磁区粒子の集合体においても、負の方向の相互作用磁場 H_{int} が正の外部磁場より大きな値となれば実験結果のように第一象限で減磁過程が進行する。また異方性磁場 $\mu_0 H_k$ に Fig. 6, 7 のような分布があれば、減磁過程は小さな異方性磁場を有する単磁区磁化が順次磁化反転することによって進行する。残留磁化状態では相互作用磁場のみが働き、その大きさ以下の H_k を持つ単磁区粒子の磁化が磁化反転した状態である。そこで Fig. 4, 5 のカー効果で測定した垂直方向の残

留磁化 $(M_r/M_s)_\perp$ が得られるように、異方性磁場の分布を分割し、その境界を Fig. 6, 7 中に一点鎖線で示した。ここで注目すべき点は、Co-Cr 膜、Co-Cr-Ta 膜の何れでも、境界となる異方性磁場の値は 0.3~0.4T の一定値となり、殆ど基板温度に依存しない事である。このことは H_c あるいは磁気異方性が、基板温度によって大きな変化を示すことと対照的である。即ち基板温度の上昇と共に、相分離が進行し Co を高濃度に含む相の結晶異方性が増加するのに対して、粒子間に働く相互作用磁場 H_{int} の大きさは殆ど変化しないことを示している。

磁気相互作用には静磁気相互作用及び交換相互作用が考えられる。交換相互作用は磁性原子が互いに隣接することが必要であり、相分離の影響を大きく反映するはずである。一方、静磁気相互作用は磁性粒子の分布に依存するが長距離相互作用であるため、交換相互作用に比較し微細な界面構造には依存しないと考えられる。従って、今回の結果は磁気相互作用として、粒子間の静磁気相互作用が重要であることを示している。

基板温度が低い場合、磁気異方性、 H_c は小さく、また MFM の観察では広い領域にわたる迷路磁区が観察されている。これは粒子間の磁気的な分離が不十分で、減磁過程が磁壁移動で進行していることを示している。減磁曲線において、第一象限で、印加磁場の減少と共に磁化が最初急激な低下を示し、その後直線的に減少するが、これは比較的ソフトな領域が最初に磁化反転し(逆磁区発生磁場 H_n が小さい)、その後磁壁移動によって減磁過程が進行しているとなれば理解できる。

以上で考察した H_k の分布、MFM 像の結果をもとにすると、Co-Cr 系薄膜媒体の磁化過程は次のように定性的に理解できる。

(1) $T_s < 500\text{K}$

垂直磁気異方性が小さく、結晶粒間の磁気的分離も不十分なため、迷路型の磁区の磁壁移動によって磁化過程が進行する。このとき H_k の小さな部分で磁化反転が生じ、その後磁区が成長する。 $T_s \sim 500\text{K}$ 付近の磁気像の暗部はほぼ完全に磁化反転した領域を示し、明暗のコントラストは非常に大きい。

(3) $T_s > 600\text{K}$

結晶粒の磁化は互いにほぼ独立に磁化回転をし、

残留磁化状態では小さな H_k をもつ結晶粒が磁化反転している。この小さな H_k をもつ結晶粒が比較的多く集まった領域が孤立型明暗コントラストの磁気像の暗部となる。

Co-Cr 系磁性薄膜では合金中の Cr が母相から析出し Co リッチ強磁性相と Cr を高濃度に含む非磁性相が形成されると考えられている。実際に、種々の実験方法によって Co 高濃度及び Cr 高濃度の領域が存在していることが報告されており⁽¹¹⁻¹⁴⁾、基板温度が十分高い場合には、直径が数 10nm の Co 高濃度微結晶粒の磁化反転によって磁化過程が進行すると考えた。また Ta の添加の効果は Fig. 4, 5 に見るように抗磁力、残留磁化の基板温度依存性に大きく影響するが、初期層の形成、Cr 偏析の機構、更には H_k の分布の原因の詳細は明らかではない。これらの検討のために、今後磁気像の分解能を更に向上し磁気像でみられる明暗の領域内の磁化分布を明らかにし、最小な磁化反転の単位を明瞭にすると共に、TEM 観察等によって微細な金属組織を明らかに必要がある。また静磁気相互作用による H_{int} の大きさは磁極の分布に依存する。従って垂直方向に磁場を印加した場合と面内に印加した場合にその大きさは異なってくる。また、 H_{int} は粒子をとりまく環境に依存するはずであり、平均場近似では正確な値が評価できない。これらの点を明らかにし、 H_{int} を定量的に評価することも今後の重要な課題である。更に今回測定した MFM 像、磁気特性と記録特性の関係が記録特性の向上の観点から重要であるが、それは別に報告する。

V. 結言

$\text{Co}_{80}\text{Cr}_{18}\text{Ta}_2$, $\text{Co}_{80}\text{Cr}_{20}$ 薄膜について磁気力顕微鏡による磁区観察を行い、磁区構造と巨視的磁化特性、微細構造の相関を考察した。結果をまとめると次の通りである。

①磁化特性：基板温度 T_s の上昇と共に垂直磁気異方性 K_\perp 、垂直抗磁力 $H_{c,\perp}$ 、垂直残留磁化 $(M_r/M_s)_\perp$ が増加する。

②異方性磁場の分布：膜中には異方性磁場 $\mu_0 H_k$ は 0~0.8T の範囲に分布する。この分布は T_s の上昇と共に高磁場に移動する。また Co-Cr-Ta 膜では初期層に起因する $\mu_0 H_k \leq 0.1\text{T}$ 以下の領域が約 20% 存在する。

- ③MFM磁気像： T_c が室温付近では迷路磁区型（ストライプ型）の磁区が見られ、500K以上になると孤立型の明暗コントラストが観察される。
- ④微細磁区分布： T_c が500K以上で観察される孤立型の明暗コントラストは、明暗の領域内の磁化が全体として上向きあるいは下向きであることに対応する。この明暗の領域内に更に微細な磁区が分布していると考えられ、その内部の反転磁区の数あるいは平均磁化の大きさが明暗コントラストの強度と関係する。

謝辞：本研究は秋田大学と秋田県高度技術研究所との共同研究として行われた。研究を行うに当たって、有明順氏、経徳敏明氏、本多直樹氏の他、高度技術研究所の方々に多大のご協力を戴きました。ここに感謝致します。

参考文献

- (1) P.Glijer, J. M. Siversten, JnH. Judy ; IEEE Trans. Magn. 31 (1995) 2842
- (2) 斎藤恭子, 本多直樹, 大内一弘, 日本応用磁気学会誌, 20 (1996) 77.
- (3) X. Yang, M. Maeda, M. Yasui, Y. Okumura, and Y. Okawa ; J. Magn. Magn. Mater., 148 (1995) 466.
- (4) H. Matsuyama, K. Koike, F. Tomiyama, Y. Shiroishi and A. Ishikawa and H. Aoi ; IEEE Trans. Magn., 30 (1994) 1327.
- (5) T. Sakurai, O. Kitakami and Y. Shimada ; J. Magn. Magn. Mater., 130 (1994) 384.
- (6) H. Muraoka, S. Yamamoto and Y. Nakamura, J. Magn. Magn. Mater., 120 (1993) 323.
- (7) Y. Honda, N. Inaba, F. Tomiyama, T. Yamamoto and M. Futamoto, Jpn. J. Appl. Phys., 34 (1995) L987.
- (8) P. Glijer, J. M. Siversten, H. Judy, C. S. Bhatia, M. F. Doerner and T. Suzuki ; J. Appl. Phys., 79 (1996) 5327.
- (9) Y. Honda, N. Inaba, F. Tomiyama and M. Futamoto ; Jpn. J. Appl. Phys., 34 (1995) L987.
- (10) 梁瀬智, 木谷貴則, 本多直樹, 大内一弘, 日本応用磁気学会誌, 20 (1996) 161.
- (11) 二本正昭, 稲葉信幸, 平山義幸, 木元幸司, 宇佐見勝久, 信学技報 MR95-49 (1995)
- (12) K. Hono, Y. Maeda, S. S. Babu and T. Sakurai ; J. Appl. Phys., 76 (1994) 8025.
- (13) M. Takahashi and Y. Maeda ; Jpn. J. Appl. Phys., 29 (1990) 1705.
- (14) D. J. Rogers, J. N.-Chapman, J. P. C. Bernard and S.B. Luitjens ; IEEE Trans. Magn., 25 (1989) 4180.
- (15) T. Yogi and T. A. Nguen ; IEEE Trans. Magn., 29 (1993) 307.
- (16) S. Iwasaki, K. Ouchi and N. Honda ; IEEE Trans. Magn., to be published.
- (17) 島津武仁, 横田真一, D. D. シャブラウィラ, 高橋研, 脇山徳雄 ; 日本応用磁気学会誌, 18 (1994) 89.
- (18) P. E. Kelly, K. O'Grady, P. I. Mayo, and R. W. Chantrel ; IEEE Trans. Magn., 25 (1989) 3881.
- (19) J. J. Mile ; IEEE Trans. Magn., 31 (1995) 1013.
- (20) 五十嵐万壽和, 細江譲, 屋久四男, 松田幸文, 稲垣譲, 古沢賢司, 成重真治 ; 信学技報 MR-95-77 (1996) 1
- (21) N. Saito, H. Fujiwara and Y. Sugit ; J. Phys. Soc. Jpn., 19 (1964) 421.
- (22) K. Ouchi, S. Iwasaki ; IEEE Trans Magn MAG-23 (1987) 2443.
- (23) 斎藤準, 十亀靖章, 忽那辰夫, 石尾俊二 ; 日本応用磁気学会誌 20 (1996) 205.
- (24) H. J. Hug, B. Stiefel, A. Moser, I. Parashikov, A. Klicznik, D. Lipp, H. J. Guntherrodt, G. Bochi, D. I. Paul and R. C. O'Handly J. Appl. Phys., 79 (1996) 5609.
- (25) W. C. Stoner and W. P. Wohlfarth ; Phil. Trans. Roy. Soc., 240 (1948) 599.
- (26) F. Bolzoni, F. Leccabou, R. Panizzieri and L. Pareti ; J. Magn. Magn. Mater., 31-34 (1983) 845.
- (27) J. E. Snyder and M. H. Kryder ; J. Appl. Phys., 69 (1991) 5154.