蒸着テープにおける粒子間相互作用と磁気異方性

Interparticle Interaction and Magnetic Anisotropy in Metal Evaporated Tape

館 野 安 夫

ソニー(株), レコーディングメディアカンパニー, マグネティックメディア開発部,
多賀城市桜木 3-4-1 (〒985-0842)

Y. Tateno

Magnetic Media R&D Department, Recording Media Company, Sony Corporation,
3-4-1 Sakuragi, Tagajo 985-0842

Interparticle interactions in metal evaporated tape were studied. Due to magnetic interaction fields in the media, two kinds of normalized remanence curves, DC Demagnetization remanence (DCD) and Isothermal Remanent Magnetization (IRM) curves, are not always consistent. In this paper, a new analysis method is considered. The difference between the remanence curves is interpreted as a magnetic interaction field, δH , which is defined as the difference between two kinds of remanence coercivities, H_r and H_a , which are obtained from the DCD and IRM curves, respectively. Parameter δH was confirmed to be useful for evaluating the interparticle interaction in the media. Also, the magnetic anisotropy energy derived from the interparticle interaction, which is estimated from the angular dependence of δH , is useful in discussing the thermal stability of the media's recorded pattern.

Key words: metal evaporated tape, remanence curve, interparticle interaction, magnetic anisotropy, thermal stability

1. はじめに

蒸着テープは、磁化容易軸が面内より約 30° 傾いているため、リングヘッドによる記録の際に特徴的な磁化過程（遷移領域の形成過程）が見られ^{1,2)}、短波長領域で優れた電磁変換特性を示す^{3,4)}。また、ノイズ特性の解析より、孤立粒子型媒体と考えられている⁵⁾。

蒸着テープの磁気異方性は、おもに CoNi 合金粒子の結晶磁気異方性に起因していると考えられるが、それだけでは説明できない⁶⁾。他の要因として、孤立粒子の形状磁気異方性と、粒子間相互作用による磁気異方性が考えられる。このような、蒸着テープの磁気異方性の起源を明らかにすることを目的として、蒸着テープの粒子間相互作用の解析を行った。

媒体中に相互作用が存在する場合、2種類の規格化された残留磁化曲線、DCD 曲線 (DC Demagnetization Remanence) と IRM 曲線 (Isothermal Remanent Magnetization) の間には差異が生じる⁷⁾。本報では、これらの残留磁化曲線の差異より反転磁界の差を見積もり、これにより媒体の相互作用を評価している。このために、反転磁界の差、すなわち、相互作用による磁界の大きさを表すパラメーター δH を導入し、媒体の相互作用を定量化している。また、この相互作用磁界、 δH 、の方向依存性より、磁気異方性定数を求めることができる。この粒子間

相互作用による磁気異方性エネルギーは、記録領域の熱的安定性を議論するうえで重要な要因となる⁸⁾。

2. 実験方法

測定に用いた試料は、市販の High-band 8 mm ME テープで、合金組成 $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ 、磁性層厚 200 nm の単層媒体である。

VSM (Vibrating Sample Magnetometer) を用い、マイナーループの測定を繰り返すことにより、残留磁化曲線を求めた⁹⁾。本研究では、リングヘッドによる記録過程を前提としているため、磁性層に垂直で、かつヘッド走行方向に沿った面内で、磁界を印加し測定を行った。測定に際し、反磁界を $4\pi M \sin^2 \theta$ (面内 $\theta=0^\circ$) と仮定し、各測定値の補正を行っている。反磁界の値は、磁界測定時の磁化の値に基づき推定され、有効磁界が求められる。このような作業を繰り返すことにより、反転に要した有効磁界の値と、有効磁界が 0 での残留磁化の値を求め、これらの測定値の対をプロットすることにより、残留磁化曲線を得ることができる。

ここでは、印加磁界に対する各磁気モーメントのミクロな挙動を追うのではなく、媒体のマクロな応答に着目している。したがって、磁化の大きさ、有効磁界および相互作用磁界の大きさは、共に測定方向（印加磁界方向）の成分にのみ着目している。このような単純な仮定に基づいた実験でも、その方向依存性を求め、各測定値を相対的に比較することにより、仮定の単純さに起因する系統誤差を極力小さくすることができる。

3. 解析方法

3.1 相互作用の評価法

媒体の相互作用を評価する方法としては、Henkel プロット法や δM プロット法と呼ばれる方法が一般的である^{7,10)}。これらは、DCD 曲線および IRM 曲線を有効磁界の関数と見なし、それらの差異を共通の磁界に対する磁化の差、 $\delta M(H)$ 、として表現する方法である。この場合、DCD 曲線および IRM 曲線は、それぞれ規格化された残留磁化、 $M_{\text{DCD}}(H)$ および $M_{\text{IRM}}(H)$ 、で表される。 $M_{\text{DCD}}(H)$ は磁界の増加とともに +1.0 から -1.0 まで変化し、 $M_{\text{IRM}}(H)$ は 0 から +1.0 まで変化する。さらに、 $M_{\text{DCD}}(H)$ は、0 から +1.0 まで変化する関数、 $[1-M_{\text{DCD}}(H)]/2$ 、に再規格化することにより、 $M_{\text{IRM}}(H)$ と直接比較することができる。相互作用がない場合、 $M_{\text{DCD}}(H)$ と $M_{\text{IRM}}(H)$ の関係は、Wohlfarth により次のように表現されている¹¹⁾。

$$M_{\text{DCD}}(H) = 1 - 2M_{\text{IRM}}(H) \quad (1)$$

これは、関数、 $[1 - M_{\text{DCD}}(H)]/2$ が、 $M_{\text{IRM}}(H)$ と完全に一致することを示している。これに対して、相互作用が存在する場合について、Kelly らは、パラメーター $\delta M(H)$ を導入し、次のように表している¹⁰⁾。

$$M_{\text{DCD}}(H) = 1 - 2M_{\text{IRM}}(H) + \delta M(H) \quad (2)$$

この δM プロット法は、多くの媒体の解析に応用され、相互作用とノイズ特性や熱的安定性の関連が議論されている。しかし、この方法では、残留磁化曲線がオーバーハングを示すような場合、残留磁化が磁界の値で一義的に決定されず、 δM の定義は不具合を生じる。蒸着テープの面内方向での粒子間相互作用が、 δM プロット法により評価された例はあるが¹²⁾、磁化容易軸方向での解析結果の報告は見られない。これは、 δM プロット法の適用範囲の限界に一因があるものと考えられる。

本報では、これとは異なる観点で媒体の相互作用を評価している。相互作用により生じる DCD 曲線と IRM 曲線の差異は、媒体中の各磁性粒子の反転磁界が変化することにより生じる¹³⁾。すなわち、DCD 曲線と IRM 曲線を比較して得られる磁化の差、 δM 、は結果であり、反転磁界の変化、 δH 、が相互作用の本質である。ここで、媒体の反転磁界の大きさを表現する最も一般的なパラメーターは、残留保磁力である。したがって、相互作用による磁界、 δH 、を、DCD 曲線より得られる残留保磁力、 H_r 、と、IRM 曲線より得られる残留保磁力、 H_a 、を用いて表すことにする。 H_r および H_a は、共に磁化反転可能な粒子の 1/2 が反転するのに必要な磁界と定義されるが、磁化過程が異なるためそれぞれ異なった磁化に対応している⁹⁾。結果として、相互作用が存在する場合 H_r と H_a には差異が生じる。 H_r は、規格化された残留磁化、 M_{DCD} 、が 0 に対応する磁界であり、相互作用の影響はないものと考えられる。これに対して、 H_a は規格化された残留磁化、 M_{IRM} 、が 0.5 に対応する磁界であり、相互作用の影響を受けている。したがって、相互作用が正であれば、 H_a は H_r よりも小さな値を示す。本報では、相互作用磁界、 δH 、を、2 種類の残留保磁力、 H_r と H_a 、を用い、 $\delta H = H_r - H_a$ と定義する。

DCD 曲線と IRM 曲線の差異を δH により表現する場合、 δM の場合とは逆に、反転磁界は残留磁化の関数と見なされる。したがって、相互作用磁界も、規格化された残留磁化、 M 、が 0 から +1.0 の範囲で定義される必要がある。 $M = 0.5$ で定義された δH を用い、 M が 0 から +1.0 の範囲での相互作用磁界を表現するために、ここでは相互作用磁界が磁化に比例すると仮定する^{13)~15)}。この場合、規格化された DCD 曲線および IRM 曲線を、 $H_{\text{DCD}}(M)$ および $H_{\text{IRM}}(M)$ と表すと、それらの間の関係は以下のように表される。ここで、相互作用磁界を補正した Intrinsic な残留磁化曲線を $H_0(M)$ とする。

$$H_{\text{DCD}}(M) = H_0(M) - 2(2M - 1)\delta H \quad (3)$$

$$H_{\text{IRM}}(M) = H_0(M) - 2M\delta H \quad (4)$$

$$\delta H = H_r - H_a \quad (5)$$

式 (3) の規格化された DCD 曲線の場合、相互作用磁界の補正項、 $2(2M - 1)\delta H$ 、は、 $M = 0.5$ を境に符号が変化し、 $M = 0$ および $M = +1.0$ での補正量は、それぞれ $-2\delta H$ および $+2\delta H$ となる。一方、式 (4) の IRM 曲線の場合、相互作用磁界の補正項、

$2M\delta H$ 、の符号の変化はなく、 $M = 0$ および $M = +1.0$ での補正量は、それぞれ 0 および $+2\delta H$ となる。このような補正を行うことにより、DCD 曲線と IRM 曲線に共通な、Intrinsic な残留磁化曲線 $H_0(M)$ を得ることができる。

3.2 粒子間相互作用による磁気異方性の評価法

相互作用磁界の方向依存性、 $\delta H(\theta)$ 、より、磁気異方性エネルギーを見積もることができる。相互作用磁界は磁化の値に依存するので、これを一般化するために、相互作用磁界を測定時の磁化の値で規格化した、相互作用磁界係数、 $N_{\text{Int}}(\theta)$ 、を導入する。これを基に飽和磁化、 M_s 、に対応する相互作用磁界を推定することにより、トルク測定法により得られた異方性定数と比較することができる。相互作用磁界の測定時の磁化を $4\pi M(\theta)$ とすると、相互作用磁界係数の方向依存性は次のように定義される。

$$N_{\text{Int}}(\theta) = \delta H(\theta) / 4\pi M(\theta) \quad (6)$$

この相互作用磁界係数、 $N_{\text{Int}}(\theta)$ 、は、Corradi らにより導入された従来の定義とは異なり¹⁶⁾、むしろ、Atherton らにより導入された平均相互作用磁界係数、 α 、と等価である¹⁷⁾。

相互作用磁界係数、 $N_{\text{Int}}(\theta)$ 、を用いると、飽和磁化、 M_s 、に対応するポテンシャルエネルギーの方向依存性、 $E(\theta)$ 、は次のように表される。

$$E(\theta) = -2\pi M_s^2 \cdot N_{\text{Int}}(\theta) \quad (7)$$

これより、粒子間相互作用による磁気異方性定数を求めることができる。

4. 実験結果

Fig. 1 に、規格化された DCD 曲線および IRM 曲線を示した。測定方向は、 $\theta = 0^\circ$ (面内)、 30° 、 60° 、 90° (垂直)、 120° 、および 150° である。これからわかるように、どの方向においても DCD 曲線と IRM 曲線には差異が見られ、相互作用が存在することを示している。 $\theta = 30^\circ$ と 60° では、IRM 曲線の反転磁界は DCD 曲線よりも小さく、相互作用が正であることを示している。特に、 $\theta = 60^\circ$ の場合、DCD 曲線と IRM 曲線は、共に著しいオーバーハングを示している。その他の方向では、いずれも相互作用は負であることがわかる。

Fig. 2 に、残留保磁力 H_r および H_a の方向依存性を示した。相互作用の影響のない H_r の方向依存性を見ると、 $\theta = 30^\circ$ で極小となり、この方向が磁化容易軸であることを示している。これは、トルク測定法により得られる Intrinsic な磁化容易軸方向に一致している¹⁾。これに対して、相互作用の影響を受ける H_a の方向依存性を見ると、 $\theta = 60^\circ$ で極小となっている。すなわち、マイナーループの磁化過程では、粒子間相互作用により磁化容易軸方向が変化していることを示している。

Fig. 3 に、相互作用磁界、 δH 、の方向依存性を示した。 $\theta = 60^\circ$ で、最大値 $+620$ Oe を示し、 $\theta = 120^\circ$ で、最小値 -700 Oe を示している。このように、蒸着テープの粒子間相互作用は、一軸的な磁気異方性を示している。

5. 考 察

5.1 磁気異方性定数の算出

孤立粒子型媒体である蒸着テープの場合、その相互作用は、

Fig. 1 Angular dependence of normalized DCD and IRM curves.

各粒子の磁気モーメント間の静磁的相互作用に起因していると考えられる。この場合、ポテンシャルエネルギーの方向依存性は、一般に Legendre 多項式で表現される¹⁸⁾。Fig. 4 に、Legendre 多項式で表した、相互作用磁界係数の方向依存性を示してある。ここでは、異方性の対称性を考慮し、定数項、 $P_0(\cos \theta)$ 、第 2 項、 $P_2(\cos \theta)$ 、および第 4 項、 $P_4(\cos \theta)$ 、のみを用いている。この場合、最適化された実験式は、磁化容易軸方向は $\theta=50^\circ$ と見積もられ、以下のように表される。

$$N_{\text{int}}(\theta) = -0.16 + 0.24 \cdot P_2[\cos(\theta-50)] + 0.22 \cdot P_4[\cos(\theta-50)] \quad (8)$$

Fig. 2 Angular dependence of remanence coercivity, H_r and H_a .

Fig. 3 Angular dependence of magnetic interaction field, $\delta H(\theta)$.

ここで、Legendre 多項式の第 2 項および第 4 項は、以下の関数で表される。

$$P_2(\cos \theta) = (1/2)(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (9)$$

$$P_4(\cos \theta) = (1/8)(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (10)$$

双極子相互作用では、各磁気モーメントが近接している場合、第 2 項とともに第 4 項が重要となる¹⁹⁾。この第 4 項は四重極子相互作用の寄与を表す。実験式 (8) を見ると、第 4 項の係数の値は第 2 項の係数と同等であり、決して無視することはできない。したがって、蒸着テープの場合、四重極子相互作用の効果を検討する必要があることを示している。

一般に、異方性エネルギー、 $E(\theta)$ 、は、一軸異方性定数、 K_{u1} 、 K_{u2} 、を用い、次のように表される。

$$E(\theta) = \text{const.} + K_{u1} \cdot \sin^2(\theta - 50) + K_{u2} \cdot \sin^4(\theta - 50) \quad (11)$$

ここで、式 (8) は以下のように変形できる。

Fig. 4 Angular dependence of magnetic interaction factor, $N_{\text{int}}(\theta)$ (Curve fitting using Legendre polynomial)

$$N_{\text{int}}(\theta) = +0.30 - 1.46 \cdot \sin^2(\theta - 50) + 0.96 \cdot \sin^4(\theta - 50) \quad (12)$$

蒸着テープの飽和磁化, M_s は 380 emu/cm^3 であるから, 式 (7), (11), (12) より, 各異方性定数は次のように計算される.

$$K_{u1} = +1.32 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3 \quad (13)$$

$$K_{u2} = -0.87 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3 \quad (14)$$

これからわかるように, K_{u2} は負であるが, K_{u1} の値は K_{u2} の約 1.5 倍であり, 全体としては $\sin^2(\theta - 50)$ 成分の性質を反映した磁気異方性を示している. 実験式 (12) より, 容易軸と困難軸方向での相互作用磁界係数の差, $N_{\text{int}}(50^\circ) - N_{\text{int}}(140^\circ)$, は $+0.50$ と計算され, また式 (7) に従い, それに相当する磁気異方性エネルギーを求めると, 合成された異方性定数, K_u , の値は, 約 $+0.45 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ と見積られる.

5.2 蒸着テープの磁気異方性の起源

蒸着テープの Intrinsic な磁化容易軸方向は, 面内より 31° 傾き, 異方性定数, K_u^* , は $+1.62 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ である¹⁾. また, 報告されている $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ の結晶磁気異方性定数は, 純 Co と同等で²⁰⁾, 室温での値を $+4.53 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ とすると²¹⁾, 媒体平均での結晶磁気異方性の寄与は, 約 $+1.42 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ と見積られる. したがって, 結晶磁気異方性だけで蒸着テープの Intrinsic な磁気異方性定数を説明することは難しいが, 粒子間相互作用による磁気異方性, $+0.45 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, は, 残りの磁気異方性定数を説明するには十分な値と思われる. すなわち, 各孤立した CoNi 粒子自身の形状磁気異方性の寄与は, 粒子間相互作用による磁気異方性ほど重要な役割を果たしているとは考えられない. ただし, Intrinsic な磁化容易軸方向は $\theta = 31^\circ$ であるが, 粒子間相互作用による磁化容易軸方向は $\theta = 50^\circ$ と異なっていることを考慮する必要がある.

斜め蒸着の場合, 蒸着入射方向とカラムの成長方向には差異が生じるという特徴をもっている²²⁾. CoNi 粒子の c 軸方向は蒸着入射方向を向いているため, Intrinsic な磁化容易軸方向は, ほぼ蒸着入射方向と一致している^{6), 23)}. 実際の蒸着入射角

度の範囲は, およそ $\theta = 0^\circ$ から 45° の範囲であるが, Intrinsic な磁化容易軸方向の $\theta = 31^\circ$ は, 蒸着速度の変化も考慮した平均の蒸着入射角度を反映しているものと推定される. 一方, 各 CoNi 粒子はカラム構造に沿って並んでいるため, この方向に, 粒子間相互作用による磁化容易軸が存在していると思われる. $\theta = 50^\circ$ は, カラム構造の平均の傾きを表すものと考えられるが, 蒸着入射角度の上限を上回っている. これは, 蒸着入射方向とカラムの成長方向に大きな差異が生じているためと考えられる. このように, 蒸着テープの粒子間相互作用には, その構造の特徴が強く反映されている. なお, カラムが磁気的な最小単位であると考え, これを 1 個の針状粒子と仮定した場合, それらの間の相互作用を双極子相互作用に基づき解析すると, カラム方向での相互作用が正となっている実験事実を説明することができない. これは, カラムは磁気的な最小単位ではなく, その内部は磁気的に独立した複数の粒子からなっているとする仮定を支持している.

5.3 記録領域の熱安定性

粒子間相互作用による磁気異方性エネルギーは, 媒体中での記録磁化領域の安定化に寄与するものと考えられる. すなわち, 記録領域中の各磁気モーメントは, 粒子間相互作用が正となる方向にそろうことにより安定化し, 熱エネルギーにより方向を変えようとする磁気モーメントは, その異方性エネルギーを乗り越えなければならない. したがって, 媒体の記録領域の熱安定性を議論する場合, この粒子間相互作用による磁気異方性定数, $K_u = 0.45 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, が基礎的な物理量となる. 臨界体積を V_c , ボルツマン定数を k_B とすると, 熱安定性の平衡状態は次の式で表される.

$$K_u \cdot V_c = k_B \cdot T \quad (15)$$

これより, 室温 ($T = 300 \text{ K}$) での臨界体積は, 約 92 nm^3 と見積られる. 実用条件の限度をこの 100 倍と仮定すると²⁴⁾, 約 $9,200 \text{ nm}^3$ 必要となる. これは, 一辺の長さが約 21 nm の立方体に相当する. TEM (透過型電子顕微鏡) 観察の結果, 磁性層中の CoNi 粒子の大きさは, 直径が約 10 nm 以下と見積もられている^{6), 23)}. したがって, 残留磁化が相互作用による容易軸方向を向いているという前提で, 記録領域の大きさは, 磁気的な最小単位である CoNi 粒子 2 個分の長さまで分割しても, 記録領域の残留磁化は安定化している可能性を示唆している.

5.4 相互作用磁界の補正

相互作用磁界係数の方向依存性より磁気異方性定数を算出する際, 相互作用磁界は磁化に比例すると仮定して, 飽和磁化の値に対応する異方性エネルギーを求めた. この仮定の妥当性を確認するため, この仮定に基づき相互作用磁界の補正を行った. Fig. 5 に, $\theta = 60^\circ$ での DCD 曲線と IRM 曲線の結果を示した. DCD 曲線は式 (3) に従い, また, IRM 曲線は式 (4) に従って相互作用磁界の補正を行った. これからわかるように, 相互作用磁界を補正する前の DCD 曲線と IRM 曲線には大きな差異が見られるが, 補正により大きなオーバーハングは消失し, Intrinsic な残留磁化曲線はよく一致している. このように, 媒体の粒子間相互作用は残留磁化曲線の傾きに大きな影響を及ぼし, 結果としてオーバーハングの度合いと SFD (Switching Field Distribution) を変化させている.

Fig. 5 DCD and IRM curves compensated for magnetic interaction field. (Measurement direction: $\theta=60^\circ$)

さらに、 $\theta=0^\circ$ での補正の結果を、Fig. 6に示した。この場合、反磁界の補正を必要としないため、相互作用磁界の補正の影響のみを見ることができる。ただし、この場合は相互作用が負であるため、補正の方向は $\theta=60^\circ$ の場合とは逆になっている。これからわかるように、やはり相互作用磁界を補正した後のIntrinsicな残留磁化曲線は、共によく一致している。したがって、相互作用磁界は磁化の値に比例するという仮定は、妥当なものであると判断できる。また、Fig. 5とFig. 6の結果を比較すると、反磁界の補正法も妥当であったと考えられる。

なお、Fig. 5およびFig. 6に示したような、相互作用磁界($\delta H = H_r - H_a$)の値に基づき、規格化されたDCD曲線およびIRM曲線を補正し、Intrinsicな残留磁化曲線を求める過程は、いわゆる、Henkelプロットの直線化と呼ばれる手法の、逆の過程に相当する¹⁵⁾。

本研究において導入された、相互作用磁界、 δH 、を用いて媒体の粒子間相互作用を評価する方法は、すでに2種類の塗布型媒体、メタルテープ(MP)、およびバリウムフェライトテープにも応用され、それぞれの媒体の粒子の形状および配向との関係において、妥当な結果が得られている^{25), 26)}。

6. ま と め

(1) 媒体中での相互作用磁界の大きさを表すパラメータとして、 δH を導入した。DCD曲線およびIRM曲線より得られる残留保磁力、 H_r および H_a を用い、 $\delta H = H_r - H_a$ と定義した。相互作用磁界、 δH 、の符号と大きさで、媒体の相互作用を定量的に評価することができる。

(2) 相互作用磁界、 δH 、の方向依存性を調べることにより、

Fig. 6 DCD and IRM curves compensated for magnetic interaction field. (Measurement direction: $\theta=0^\circ$)

蒸着テープの粒子間相互作用の全体像を理解することができる。また、 δH の方向依存性より、粒子間相互作用による磁気異方性定数を求めることができる。

(3) 蒸着テープの粒子間相互作用による磁化容易軸方向は、面内より約 50° の方向に存在している。これは、カラムの成長方向に沿って、磁性粒子がつらなっているためと思われる。

(4) 蒸着テープの粒子間相互作用には、双極子相互作用だけではなく、四重極子相互作用の影響も見られる。

(5) 蒸着テープのIntrinsicな磁気異方性定数、 $+1.62 \times 10^6$ erg/cm³、は、主としてCoNi粒子の結晶磁気異方性、 $+1.42 \times 10^6$ erg/cm³、に起因するが、残りは粒子間相互作用による磁気異方性、 $+0.45 \times 10^6$ erg/cm³、からなると考えられる。

(6) 粒子間相互作用による磁気異方性エネルギーに対応する臨界体積は、約92 nm³と見積られる。実用条件をこの100倍と仮定すると、これは一辺の長さが約21 nmの立方体に相当する。

(7) 相互作用磁界は磁化の値に比例すると仮定し、DCD曲線およびIRM曲線を補正すると、2種類の残留磁化曲線はよく一致する。結果として、残留磁化曲線のオーバーハングの度合いやSFDは、粒子間相互作用の影響を大きく受けていることを確認できた。

謝 辞 本稿をまとめるに当たり、有益な助言をいただいた、ソニー(株)レコーディングメディアカンパニー、近藤洋文氏、佐藤研一氏、小野寺誠一氏に感謝致します。また、日頃よりご指導をいただいております、東北大学大学院工学研究科、宮崎照宣教授に深謝いたします。

文 献

- 1) 成瀬宏治, 館野安夫, 佐藤孝典, 佐藤研一, 千葉一信, 佐々木利一: 信学技報, MR90-7 (1990).
- 2) I. Tagawa, Y. Shimizu, and Y. Nakamura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **15**(Suppl. No. S2), 827 (1991).
- 3) 篠原紘一, 蓬郷章郎: 日本応用磁気学会誌, **7**, 197 (1983).
- 4) 法橋滋郎: 日本応用磁気学会誌, **17**, 777 (1993).
- 5) K. Sato, K. Chiba, T. Ito, T. Sasaki, and J. Hokkyo: *J. Appl. Phys.*, **69**, 4736 (1991).
- 6) Y. Tateno, K. Iwasaki, H. Naruse, T. Itoh, and R. Chubachi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **13**(Suppl. No. S1), 813 (1989).
- 7) O. Henkel: *Phys. Stat. Sol.*, **7**, 919 (1974).
- 8) R. W. Chantrell: *J. Magn. Magn. Mat.*, **95**, 365 (1991).
- 9) K. O'Grady: *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 1870 (1990).
- 10) P. E. Kelly, K. O'Grady, P. I. Mayo, and R. W. Chantrell: *IEEE Trans. Magn.*, **25**, 3881 (1989).
- 11) E. P. Wohlfarth: *J. Appl. Phys.*, **29**, 595 (1958).
- 12) P. R. Bissell and A. Lyberatos: *J. Magn. Magn. Mat.*, **95**, 27 (1991).
- 13) D. C. Jiles and D. L. Atherton: *J. Magn. Magn. Mat.*, **61**, 48 (1986).
- 14) R. J. Veitch: *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 1876 (1990).
- 15) X. He, C. Alexander, Jr., and M. R. Parker: *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2683 (1992).
- 16) A. R. Corradi and E. P. Wohlfarth: *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 861 (1978).
- 17) D. L. Atherton and J. R. Beattie: *IEEE Trans. Magn.*, **26**, 3059 (1990).
- 18) 近角聡信: 強磁性体の物理, 下巻, p. 21 (裳華房, 東京, 1984).
- 19) ジョージ・アルフケン (権平健一郎ほか訳): (基礎物理数学 3) 特殊関数と積分方程式, p. 83 (講談社, 東京, 1978).
- 10) M. Takahashi, S. Kadowaki, T. Wakiyama, T. Anayama, and M. Takahashi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **44**, 825 (1978).
- 21) R. Pauthenet, Y. Barnier, G. Rimet: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **17**(Suppl. B-1), 309 (1962).
- 22) A. G. Dirks and H. J. Leamy: *Thin Solid Films*, **47**, 219 (1977).
- 23) J. Hokkyo, T. Suzuki, K. Chiba, K. Sato, Y. Arisaka, T. Sasaki, and Y. Ebine: *J. Magn. Magn. Mat.*, **120**, 281 (1993).
- 24) 細江 譲, 棚橋 究, 神邊哲也: 日本応用磁気学会誌, **22**, 1448 (1998).
- 25) Y. Tateno: *J. Magn. Magn. Mat.*, to be published.
- 26) Y. Tateno: Proceedings of ICF-8 (2000).

2000年8月4日受理, 2001年1月24日採録