The Magnetics Society of Japan

日本応用磁気学会誌 26, 317-320 (2002)

# 時間を考慮した有限温度における記録・再生シミュレーション

## Read-Write Simulation of Magnetic Recording at Finite Temperatures

藤原 直哉・松尾 東・鷹栖 幸子・佐々木 良太・品川 公成
東邦大学理学部, 千葉県船橋市三山 2-2-1 (〒274-8510)
N. Fujiwara, A. Matsuo, S. Takanosu, R.Sasaki, and K. Shinagawa
Faculty of Science, Toho University, *2-2-1 Miyama, Funabashi-shi, Chiba 274-8510*

In order to study the thermal stability of magnetic recording media, a hysteresis model of a medium at finite temperatures is proposed, based on an ensemble of non-interacting Stoner-Wohlfarth single-domain particles. The model takes into consideration the switching rate of each particle by using the Neel-Arrhenius law and the master equation. Using this model, a finite-element numerical read/write (R/W) simulation is performed by solving the Poisson equation for the two-dimensional model of a thin-film head and longitudinal media system. As a result, the output voltages at 77 kBPI and 141 kBPI at room temperature are found to be reduced linearly with the logarithmic time, on account of the thermal energy. In addition, the slope of the output voltage reduction is much larger for media with a lower $K_uV/k_BT$, a finding consistent with experimental results. R/W simulation using the proposed model may be useful for evaluating the thermal stability of the recording medium.

Key words: finite-temperature hysteresis model, magnetic recording medium, R/W simulation, FEM, thermal stability

## 1. はじめに

磁気記録技術に於いて，高記録密度化を達成する上で解決しなければならない大きな問題の一つに，記録ビットそのものが小さくなることで，外部の熱エネルギーに対して不安定になり，記録した情報が失われてしまう問題がある．

この熱揺らぎの問題に対する研究手法の一つとして，コンピューターによるシミュレーションが盛んに行われている．その中でも主流となっているのは，LLG 方程式を基礎にした手法である[1]．しかしこの手法では，コンピューターのメモリ容量や計算時間の制約のために，ヘッド－媒体を一つの系として扱うような記録再生シミュレーションを行うところまでには至っていない．

一方，我々は，ヘッドと媒体を一体として扱った記録再生シミュレーションを行うために，二次元・静磁界近似の下で Maxwell 方程式から導出した Poisson 方程式を基本方程式とし，有限要素法を用いてこれを解く記録再生シミュレーションを行ってきた[2]．そして，この手法で用いた媒体磁化モデルの磁化反転機構に，温度の効果を取り込むことにより，有限温度における記録再生シミュレーションを行う手法について報告した[3]．しかし，このモデルでは，準熱平衡状態を仮定した為，時間の効果を考慮することが出来なかった．

そこで本報告では，Neel-Arrhenius の式[4]とマスター方程式を用いて，従来の媒体磁化モデルを拡張し，時間を考慮した有限温度における媒体磁化モデルを構築すること，また，拡張したモデルを用いて記録再生シミュレーションを行い，モデルの妥当性を検討することを目的とした．

## 2. 媒体の磁化モデル

### 2.1 Stoner-Wohlfarth 粒子

基本とした媒体磁化モデルは，相互作用のない一軸異方性を持った有限個の単磁区粒子(Stoner-Wohlfarth 粒子)の集合体モデルである[5]．このモデルにおける各粒子は，同じ磁気モーメントを持ち，異方性磁界$H_k$はガウス分布に従い，その磁化容易軸 p はある分布関数により 3 次元的に分布される．なお，本研究では，粒子の数を 256 個として行った．

この単磁区粒子に，外部からある磁界$H$が印加された場合のエネルギーは，以下のように表される．

$$E = K_uV\{\sin^2\theta - 2h\cos(\alpha - \theta)\} \qquad (1)$$

ここで，$K_u$は異方性エネルギー定数，$V$は単磁区粒子の体積，$\theta$は磁気モーメントの磁化容易軸 p からの角度，$\alpha$は磁界と磁化容易軸 p との角度である(Fig. 1)．また，$h$は，異方性磁界$H_k \equiv 2K_u/M_s$($M_s$:磁化)で規格化された磁界$h \equiv H/H_k$である．

一般に，式(1)は Fig.2 に示すような，二つのエネルギー極小値を持っている．従って，磁気モーメントの向く安定な方向$\theta$は，$\theta = \theta_1$ or $\theta_0$のどちらかになり，そのどちらになるのかは，単磁区粒子の直前の状態により決まる．この磁気履歴までを考慮することによって，磁気モーメントの向く安定な方向$\theta$を決める事が出来る．

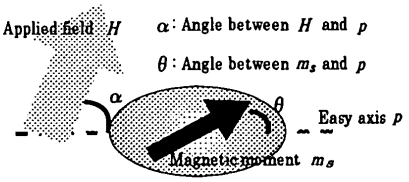



Fig. 1 Parameters for a single-domain particle in a magnetic field.



NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

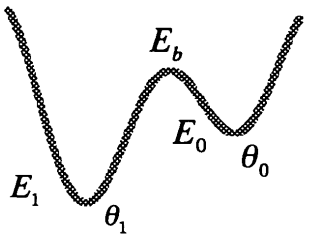



Fig. 2 Energy curve and barrier for a single-domain particle.

このような単磁区粒子の集合について，その磁化容易軸を空間的に分布させれば，磁界が印加された場合の各粒子の磁気モーメントを足し合わせることで，マイナーループまで考慮した磁化曲線が得られる

### 2.2 有限温度におけるモデル

次にこのモデルを拡張し，有限温度における熱の効果を取り入れる．熱の影響がない絶対零度では，磁気モーメントは，安定な方向である$\theta_1$か$\theta_0$のどちらかを向くが，一度安定な方向が決まると，$\theta_1$と$\theta_0$の間のエネルギーバリア$E_b$を越えて，もう一つの安定な方向へと反転を起こすことはない．

しかし，有限温度においては，熱エネルギーにより，このエネルギーバリア$E_b$を乗り越えて，磁気モーメントはスイッチングを起こす可能性がある．この反転の確率を以下のように取り入れた．

Fig.2 の様なエネルギー曲線を考えると，単位時間にエネルギーバリア$E_b$を乗り越えて$\theta_0$から$\theta_1$に反転する確率は，Neel-Arrhenius の式より，

$$w_{0\to1} = f_0 \exp[-(E_b - E_0)/k_B T] \tag{2}$$

と表せる．ここで，$k_B$はボルツマン定数，$T$は温度である．また，$f_0$は周波数因子で，$10^9$ sec$^{-1}$ 程度の値がよく用いられる．同様にして，$\theta_1$から$\theta_0$に反転する確率は，

$$w_{1\to0} = f_0 \exp[-(E_b - E_1)/k_B T] \tag{3}$$

となる．

次に時刻$t$において，$\theta_1$あるいは$\theta_0$に存在する確率を$P_1(t)$，$P_0(t)$とすると，それぞれの存在確率は，マスター方程式

$$dP_1(t)/dt = w_{0\to1}P_0(t) - w_{1\to0}P_1(t) \tag{4}$$
$$dP_0(t)/dt = w_{1\to0}P_1(t) - w_{0\to1}P_0(t) \tag{5}$$

で記述される．ここで，$P_1(t)+P_0(t)=1$の関係が成り立つので，式(4)，(5)は，次のように変形できる．

$$\begin{aligned} dP_1(t)/dt &= w_{0\to1}(1-P_1(t)) - w_{1\to0}P_1(t) \\ &= w_{0\to1} - (w_{1\to0} + w_{0\to1})P_1(t) \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} dP_0(t)/dt &= w_{1\to0}(1-P_0(t)) - w_{0\to1}P_0(t) \\ &= w_{1\to0} - (w_{1\to0} + w_{0\to1})P_0(t) \end{aligned} \tag{7}$$

ここで，緩和時間$\tau$を次式で与え，

$$\begin{aligned} 1/\tau &= w_{1\to0} + w_{0\to1} \\ &= f_0\{\exp[\frac{-(E_b - E_1)}{k_B T}] + \exp[\frac{-(E_b - E_0)}{k_B T}]\} \end{aligned} \tag{8}$$

熱平衡状態における存在確率$P_1$(eq)，$P_0$(eq)を

$$\begin{aligned} P_1(eq) &= w_{0\to1}/(w_{1\to0} + w_{0\to1}) \\ &= \exp(-E_1/k_B T)/[\exp(-E_1/k_B T) + \exp(-E_0/k_B T)] \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} P_0(eq) &= w_{1\to0}/(w_{1\to0} + w_{0\to1}) \\ &= \exp(-E_0/k_B T)/[\exp(-E_1/k_B T) + \exp(-E_0/k_B T)] \end{aligned} \tag{10}$$

と置くと，式(6)，(7)は，

$$dP_1(t)/dt = [P_1(eq) - P_1(t)]/\tau \tag{11}$$
$$dP_0(t)/dt = [P_0(eq) - P_0(t)]/\tau \tag{12}$$

となる．時刻 $t$=0 における存在確率$P_1(0)$，$P_0(0)$を初期値として，この微分方程式を解くと，

$$P_1(t) = P_1(eq) + [P_1(0) - P_1(eq)]\exp(-t/\tau) \tag{13}$$
$$P_0(t) = P_0(eq) + [P_0(0) - P_0(eq)]\exp(-t/\tau) \tag{14}$$

となる．

これらの式を，個々の粒子に適用して時刻$t$における磁気モーメントの存在確率を求めることで，熱の影響を考慮した磁化状態を求めることが出来る．

なお，絶対零度では，Stoner-Wohlfarth 粒子の磁気モーメントが$\theta_0$か$\theta_1$のどちらにあったか(0か1)を履歴として保存する．有限温度においては，各粒子について式(1)よりエネルギーバリア$E_b$を計算し，式(13)，(14)を使ってそれぞれの状態の存在確率(0～1)を履歴として求める．この履歴を使って，磁化を計算する．

## 3. 記録再生シミュレーション

### 3.1 基本方程式

記録再生過程を記述するための基本方程式は，Maxwell 方程式から，静磁界および二次元近似（トラック幅方向(z 軸)を無限大とする）の下で導いた，ベクトルポテンシャル$A_z$に関する Poisson 方程式(式 (15))である．

$$-div\left(\mu^{-1} grad A_z\right) = J_z + \left(rot M\right)_z \tag{15}$$





NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

ここで，$\mu$は透磁率，$J_z$は電流密度，$M$は磁化である[6) 7)]．なお，ヘッド領域(軟磁性体領域)では，右辺の$M$を0として，$\mu$として取り扱い，媒体領域(硬磁性体領域)では，左辺の$\mu$を$\mu_0$と置き換えて，$M$として取り扱う．

ヘッド・媒体の形状および磁気特性，コイルに流す電流値を設定した後，式(15)のPoisson方程式を，境界条件の下で，有限要素法を用いて解くことで，記録再生シミュレーションを行った．

### 3.2 記録過程

実際の記録は非常に短い時間で行われると考えられるので，記録過程における媒体磁化モデルは，通常の絶対零度におけるStoner-Wohlfarth モデルを用いた．

ヘッドコイルに流す信号電流を電流密度として式(15)の$J_z$に代入する．そして，ヘッドと記録媒体を相対的に移動させた後，再び式(9)を解く．これをヘッドと記録媒体が移動するごとに行い，記録層に記録される磁化$M$を求めた．

### 3.3 再生過程

記録の後，再生されるまでの間に受ける熱揺らぎの効果を考慮するために，拡張した媒体磁化モデルを用いて，記録された磁化の緩和状態を求めた．

その後，$J_z = 0$として，記録層の緩和した残留記録磁化$M$を，式(15)の右辺に代入し，ヘッドコイルを通過する磁束$\phi$を求めた．ここで，$\phi$はヘッドコアの左右にあるコイル1とコイル2のベクトルポテンシャル$A_z$の差として以下のように求められる．

$$\phi = A_z(x_1, y) - A_z(x_2, y) \tag{16}$$

式(16)を用いて，ヘッドと媒体の相対移動距離$\Delta x$及び，磁束の変化量$\Delta\phi$から，再生出力は以下のように求めることができる．

$$E = -N \cdot T_w \cdot V \cdot (\Delta\phi / \Delta x) \tag{17}$$

ここで，$N$はコイルの巻数，$T_w$はトラック幅，$V$はヘッドと媒体の相対速度である．

## 4. 計算結果と考察

### 4.1 計算モデル

計算は，薄膜ヘッド・CoCr系薄膜媒体を想定した系で行った．ヘッドのギャップ長は0.12 $\mu$m，$B-H$特性は，上部磁極，下部磁極の飽和磁束密度$B_s$をそれぞれ1.7 T，1.0 Tとし，下記の実験式により求めた．

$$B = \mu_0 \left[ H + \frac{2B_s}{\mu_0 \pi} \tan^{-1} \left\{ \frac{\pi}{2B_s} (\mu_m - 1) H \right\} \right] \tag{18}$$

ここで，$\mu_m$初透磁率で，それぞれ1500，800とした

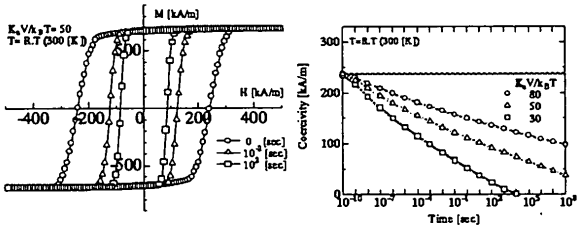
媒体は，記録層の厚さを36 nmとし，温度を考慮しない状態(0 K)における保磁力$H_c$を239 kA/mとした．飽和磁化$M_s$は熱揺らぎの効果を見易くするために，この系では通常より大きな700 kA/mを用いた．

記録・再生は，スペーシングを50 nm，記録密度を77 kBPIと141 kBPIとし，室温(300 K)を想定して記録・再生シミュレーションを行った．なお，本研究では，粒径分布については考慮しなかった．

### 4.2 計算結果

Fig.3 a)は，拡張したモデルを用いて計算した，$K_uV/k_BT$が50の媒体の室温における$M-H$特性の経過時間依存性の例である．熱の効果がない時刻0に比べて，$10^{-2}$ sec後における保磁力は124 kA/mと約50 %程度も小さくなっている．また，100 sec後においては，84 kA/mとさらに保磁力の減少が進むことが分かる．Fig.3 b)には，媒体の$K_uV/k_BT$を30 ～ 80まで変化させた場合の，対数時間に対する保磁力の変化を示す．媒体の$K_uV/k_BT$の低下とともに，時間に対する保磁力の減少は大きくなっていることが分かる．また，$K_uV/k_BT$が30の場合には，$10^4$ sec程度経過すると保磁力が無くなり，超常磁性的な磁化曲線となった．

Fig.4は，$K_uV/k_BT$が50の記録媒体に記録密度141 kBPIで記録を行った後の，各経過時間後の残留記録磁化をベクトル表示した膜厚断面図である．記録直後においては，明瞭な記録ビットが書かれているが，$10^{-2}$ sec，100 secと時間が経過するにつれ，熱の影響を受けて記録ビットが消えて行く様子が分かる．




a) Time dependence of the hysteresis loops of a medium.　b) Coercivity of media with $K_uV/k_BT$ = 30 - 80 vs. time.

Fig. 3 Magnetic properties of media at finite temperature, calculated by using the SW partides model.

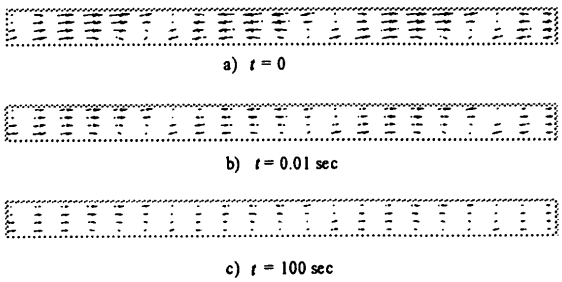



Fig. 4 Recorded magnetization patterns at $t = 0$, $10^{-2}$, and 100 sec (141 kBPI, $K_uV/k_BT = 50$).



NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

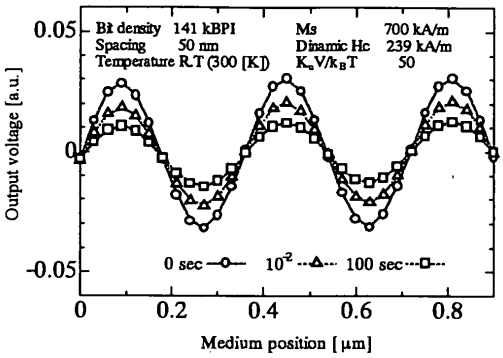



Fig. 5 Output voltage waveforms at $t = 0, 10^{-2}$, and 100 sec (141 kBPI, $K_uV/k_BT = 50$).

Fig.5 は，Fig.4 の磁化状態における再生出力波形を示す．熱揺らぎの影響を全く受けていない記録直後の再生出力に比べて，$10^{-2}$ sec, 100 sec における再生出力は，記録ビットの熱緩和より，それぞれ 70 %，42 %と大きく減少している事が分かる．

Fig.6 は，記録密度を 77 kBPI と 141 kBPI，記録媒体の $K_uV/k_BT$ を 30 ～ 80 まで変えた場合に，再生出力が対数時間に対してどのように変化するのかをまとめたものである．再生出力は，ディスクが5400 rpm 程度の周速で一周するのに要する時間である約 $10^{-2}$ sec における再生出力で規格化した値を用いた．141 kBPI の結果を見ると，再生出力の対数時間に対する減少の傾向は，媒体の $K_uV/k_BT$ の値にかかわらずほぼ線形に減少する結果となった．但し，その減少の傾きは，媒体の $K_uV/k_BT$ の値で大きく変わり，最も大きな値を持つ $K_uV/k_BT$ が 80 の媒体では，$10^4$ sec においても再生出力は 25 % の低下に留まるのに対し，$K_uV/k_BT$ が 50 の媒体では 58 % も低下する．また，$K_uV/k_BT$ が 30 の媒体では，1 ～ 10 sec の間で，再生出力が消失した．これは，保磁力が極端に低下したことで，記録ビットに働く反磁界を支えることが出来ず，記録状態が消失してしまったためと考えられる．

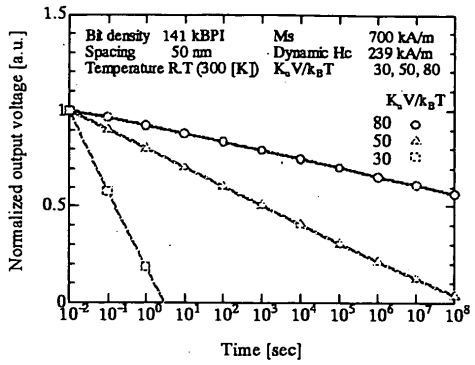
77 kBPI の結果（(Fig.6 b)）もほぼ同様な傾向を示したが，記録密度が低い分，141 kBPI の結果よりも全体的に再生出力の減少は小さく，熱的な安定性は高いことが分かる．

以上より，このモデルを用いた記録再生シミュレーションから得られた結果は，概ね実験結果に近い傾向を示している事が分かった．従って，ここで提案した磁化モデルを用いた有限温度における記録再生シミュレーションは，媒体の熱安定性の評価に有効な方法であると考えられる．

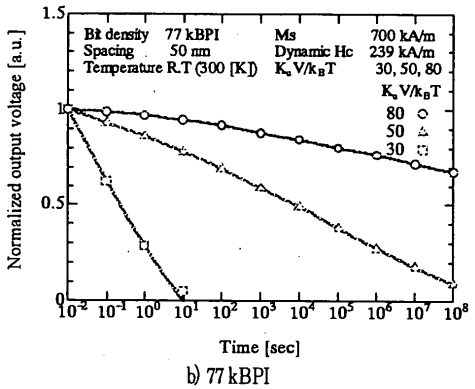
## 5. 結言

有限温度における記録再生シミュレーションにより，記録媒体の熱安定性を評価することを目的として，単磁区粒子(Stoner-Wohlfarth 粒子)の集合体からなるモデルを拡張し，時間を考慮した有限温度における媒体磁化モデルを構築した．

また，このモデルを用いて，薄膜ヘッド・薄膜媒体系において，有限温度における記録再生シミュレーションを行った結果，現実




a) 141 kBPI




b) 77 kBPI

Fig. 6 Time dependence of the normalized output voltage at room temperature.

の系で観測される傾向を再現することができた．このことから，この媒体磁化モデルを用いた記録再生シミュレーションは，媒体の熱安定性の評価に有用な手法であると思われる．

**謝 辞** 本研究を行うに当たって，情報ストレージ研究推進機構(SRC)による研究助成，及びシミュレーションプログラムMAGRASを使用させて頂いた日立製作所に深謝致します．

## 文 献

1) Y.Nakatani, Y.Uesaka, and N.Hayashi, *Jpn.J.Appl.Phys.*, 128, 2485 (1989).
2) A.Matsuo, R.Inutake, S.Takanosu, and K.Shinagawa, *J.Magn.Soc.Jpn.*, 23, 1057 (1999).
3) N.Fujiwara, A.Matsuo, S.Takanosu, and K.Shinagawa, *J.Magn.Soc.Jpn.*, 24, 315 (2000).
4) L.Neel, *Progress in Low temperature Phys.*, 1, 337 (1955).
5) I.A.Beardsley, *J.Appl.Phys.*, 53, 2582 (1982).
6) K.Shinagaw, Seminar text (*The magnetics society of Japan*), 1 (1997).
7) J.Hokkyo, *J.Magn.Soc.Jpn.*, 22, 1016 (1998).

(2001 年 10 月 6 日受理,2002 年 1 月 17 日採録)



NII-Electronic Library Service