高密度磁気記録における記録再生特性と磁化の熱安定性に関する研究

田中, 輝光

https://doi.org/10.15017/1398259

出版情報：九州芸術工科大学, 2002, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

第 7 章

超微粒子記録媒体の実効的熱安定性指標の推定

7.1 節　序言

第 5 章では超微粒子の粒子が配向されたテープ媒体を用いて Street-Woolly 法と waiting time 法により，その活性化体積を推定した．さらに同章では超微粒子の活性化体積を推定するには waiting time 法の方が Street-Woolly 法よりもその値の推定が簡単であることを示し，より適切であると述べた．しかし，最も粒子体積の小さなサンプルについては実際の磁化の安定性が，その安定性の指標である粒子間相互作用を考慮した活性化体積を用いて計算される磁気異方性エネルギーと熱エネルギーの比で説明することができなかった．これまで，多くの研究者が Street-Woolly 法または waiting time 法で評価を行ってきたが，それらは本研究で用いたような超微粒子からなるサンプルではなく，比較的粒子体積の大きなものであり，また，そのようにある程度大きな粒子から構成されるサンプルでは Street-Woolly 法 および waiting time 法でも磁化の熱安定性の評価は可能であった．しかし，本研究で用いた超微粒子からなるサンプルは非常に体積が小さく，また，その体積の分散もあり，超常磁性的な性質を持つ粒子も混ざっていると考えられる．そこで，本章では第 3 の方法として，印加磁界の立ち上がり時間に依存する磁気余効[67]-[69]の影響から実効的な熱安定性を表す指標である磁気異方性エネルギーと熱エネルギーの比を推定する．この磁気余効の影響から熱安定性指標を推定する方法は，5.4 節で述べた Street-Woolly 法や waiting time 法のように磁気異方性定数および磁性粒子の飽和磁化が既知である必要が無く，また，サンプルの持つあらゆる磁気的性質も含めて熱安定性指標を推定することができるという利点がある．

第 6 章のように粒子配向の異なるシート状サンプルを用いて粒子間相互作用と磁気余効の関係について考察し，長手配向したサンプルについて，実際の信号の記録過程における磁気特性と，一般に VSM で測定される磁気特性との間の違いが顕著に現れること，そして超微粒子からなる記録媒体では信号記録時には，記録ヘッドは非常に高い飽和磁束密度を持つ必要があることを述べる[70].

7.2節　ΔM 曲線と活性化体積

測定に使用したサンプルの諸元を Table 7.1 に示す．3 種類の Ba フェライト粒子をサンプルとし，それぞれ，粒子を長手配向(L)，垂直配向(P)，無配向(N)とした．Sample 1，2 は超微粒子から構成されている．ただし，同表に示す Media のパラメータは全て VSM により，粒子配向されたものは配向方向に，無配向のものは面内方向に測定したものである．

Fig. 7.1 に各サンプルのΔM 曲線を示す．同図において長手配向されたサンプルは全て正のΔM を示した．また，無配向のサンプルは非常に小さな正のΔM を示している．この無配向サンプルにおいてΔM の値が小さくなっている理由は 6.2 節で述べたように粒子を配向していないため，ある粒子が隣接する粒子の磁化の反転を制限するような粒子間の相互作用が小さくなったと考えられる．また，垂直配向（シートの厚さ方向）サンプルは全て負のΔM を示した．この理由はサンプルの形状効果の影響が現れたためである．

同じ粒子から成り，配向度および充填率も同じサンプルでは配向の向きが異なっていても本来持っている磁化曲線（ヒステリシスループ）は同じであるはずである．そこで，Sample 2 を例に Sample 2(L)と Sample 2(P)のヒステリシスループが等しいものとし，ループ形状の合わせ込みを行い，Sample 2(P)における減磁界係数を求めて Sample 2(P)のΔM 曲線の減磁界補正[65]を行った．Table 7.1 に示すように，長手配向されたサンプルと垂直配向されたサンプルの M_s はやや異なっている（粒子の充填率がやや異なっている）．これは，サンプルの作成過程で粒子を分散させているが，非常に小さな粒子の場合にはその分散が難しく M_s を一致させるのが非常に困

Table 7.1 サンプルパラメータ

	Media						***Particle***			
	H_c (Oe)	H_{cr} (Oe)	M_s (emu/cm^3)	SQ	SFDr	Orientation	K_u (erg/cm^3)	M_s (emu/cm^3)	Diameter (nm)	Volume (cm^3)
Sample 1(L)	2860	3330	73.1	0.73	0.31	Longitudinal				
Sample 1(P)	2951	3505	65.2	0.64	0.52	Perpendicular	7.64×10^5	241	22.7	2.21×10^{-18}
Sample 1(N)	2435	3200	77.3	0.48	0.36	Non-oriented				
Sample 2(L)	2881	3125	97.0	0.76	0.27	Longitudinal				
Sample 2(P)	2797	3320	127.7	0.65	0.52	Perpendicular	7.48×10^5	265	22.2	2.24×10^{-18}
Sample 2(N)	2398	2990	68.8	0.51	0.32	Non-oriented				
Sample 3(L)	1443	1505	182.9	0.68	0.12	Longitudinal				
Sample 3(P)	1438	1735	156.9	0.62	0.90	Perpendicular	NA	302	50.0	2.32×10^{-17}
Sample 3(N)	1404	1530	148.9	0.50	0.19	Non-oriented				

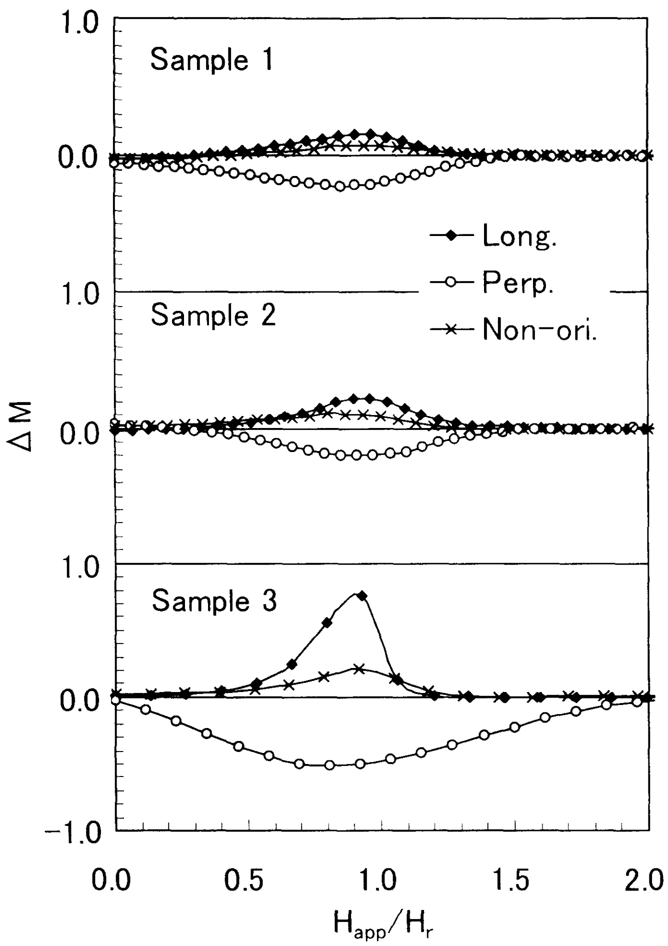


Fig. 7.1　各サンプルのΔM 曲線.

難となるからである．長手配向サンプルの M_s を垂直配向サンプルの M_s に（粒子の M_s ではない）に合わせ込み（長手配向サンプルの M を長手配向サンプル M_s で規格化し，垂直配向サンプルの M_s を掛ける)，両サンプルのヒステリシスループの $H_{app}=-H_c$ で dM/dH が一致するようにして減磁界係数を求めた[71]．そのときの減磁界係数は 3.5π である．

Fig. 7.2 に M_s の合わせ込みを行った Sample 2(L)と減磁界補正前後の Sample 2(P)のヒステリシスループを示す．同図において，実測のヒステリシスループの横軸は印加磁界（H_{app}）であるが，減磁界補正後の Sample 2(P)のヒステリシスループでは横軸は実効磁界 H_{eff}（$H_{eff}=H_{app}-3.5\pi M$）となる．また，減磁界補正をすることで補正後のヒステリシスループが補正前のものよりも立っている．そして，同図

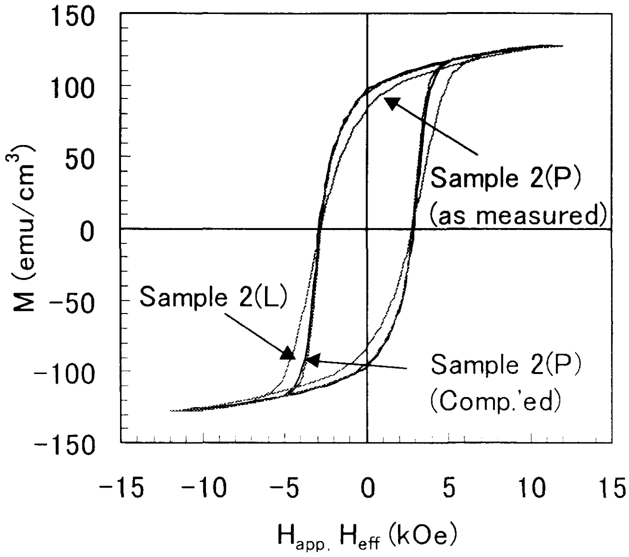


Fig. 7.2　Sample 2(L)と Sample 2(P)および減磁界係数を 3.5πとした減磁界補正後の Sample 2(P)のヒステリシスループ.

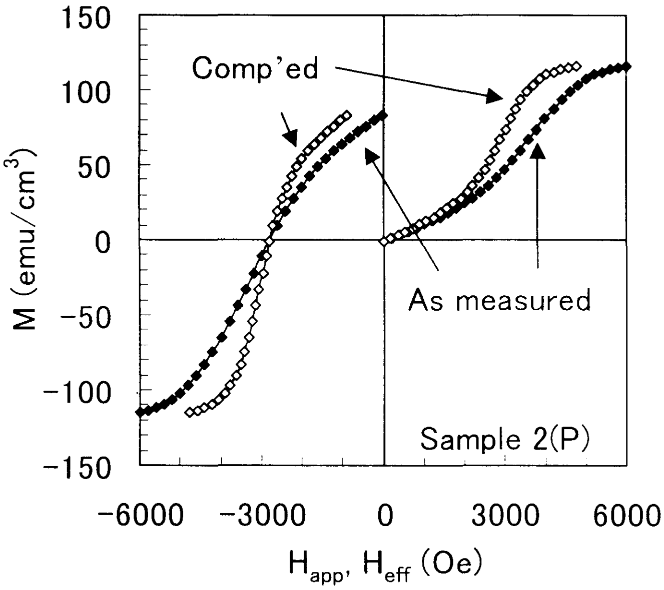


Fig. 7.3 Sample 2(P)における減磁界補正前後の残留磁化曲線（ACD, DCD）.

から減磁界補正後 Sample 2(P)のヒステリシスループと Sample 2(L)のヒステリシスループはほぼ一致していることがわかる.

Fig. 7.3 に Fig. 7.2 と同様の減磁界係数（3.5π）とした場合の減磁界補正前後の Sample 2(P)の残留磁化曲線を, Fig. 7.4 に Sample 2(L)と減磁界補正前後の Sample 2(P)のΔM 曲線を示す. Fig. 7.3 の横軸は減磁界補正前のものでは印加磁界（H_{app}),

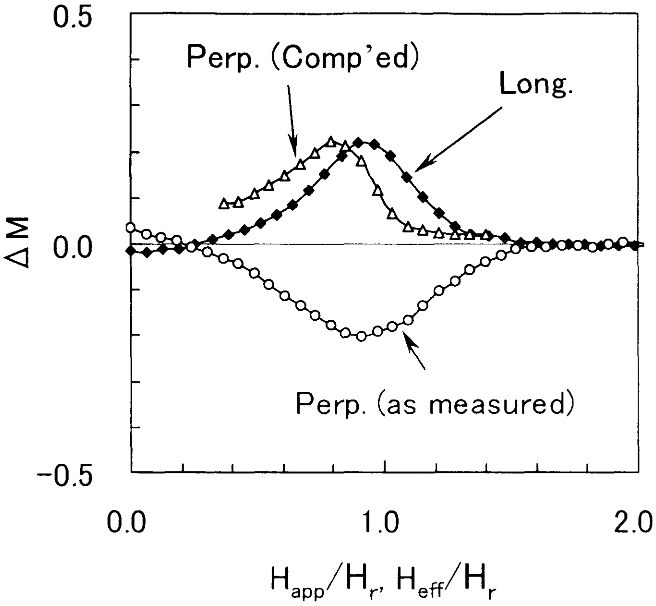


Fig. 7.4 減磁界補正後のΔM 曲線.

補正後では実行磁界（H_{eff}）である．残留磁化曲線は磁界を加えて，その磁界を取り去った後，つまり $H_{app}=0$，減磁界が存在する場合には $H_{eff}=0$ の時の磁化の値をプロットしたものである．つまり，印加磁界を取り去った後の残留磁化による減磁界も補正する必要がある．しかし，本研究では印加磁界を取り去った後の残留磁化による減磁界補正を行った場合と行っていない場合の残留磁化曲線を測定した結果，それらの間にあまり違いが見られなかったため，Fig. 7.3 では印加磁界を取り去った後の残留磁化による減磁界補正は行っていない．

Fig. 7.4 において，Sample 2(L)と減磁界補正後の Sample 2(P)のΔM はピークを示す印加磁界は異なるが，そのピーク値はほぼ一致しており，垂直配向サンプルでも粒子間相互作用は長手配向した場合と同じであることがわかる．

Fig. 7.5 に各サンプルの磁化の時間減衰の測定結果を示す．測定は減衰が大きく現れるように媒体保磁力に等しい反転印加磁界を加えて行った．Fig. 7.5 における結果は 6.3 節で示された通り，粒子間相互作用の影響により正の粒子間相互作用が大きなサンプルは磁化の減衰が大きく現れている．なお，垂直配向されたサンプルは負の磁化により正方向に減磁界が働くため，見かけ上，他のサンプルよりも安定して

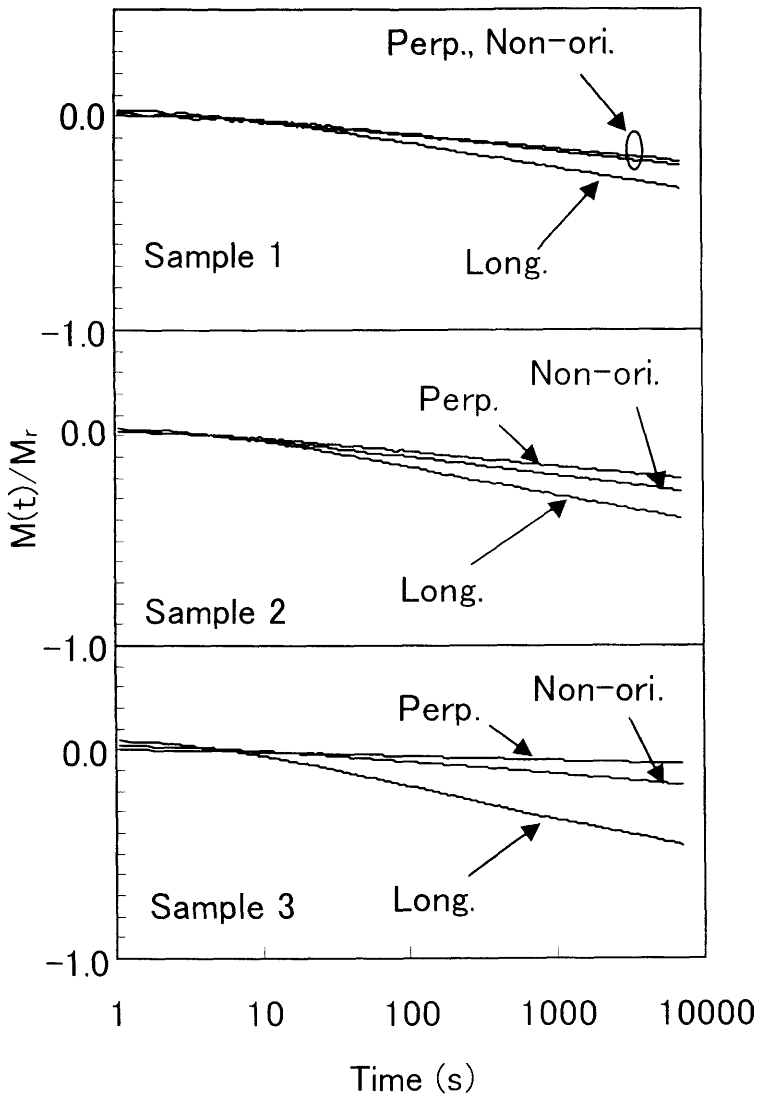


Fig. 7.5　磁化の時間減衰(H_{app}=－H_c).

いるという結果が得られた.

Fig. 7.6 に磁気粘性係数の印加磁界依存性を示す. これは, 5.4 節で示したように, 磁化の時間減衰を印加磁界を変えて何回も測定し, 横軸を自然対数時間としてグラフの傾きから求めたものである. 同図において, 6.4 節で述べた粒子間相互作用が磁気粘性係数に与える影響が現れている. 特に垂直配向されたサンプルと長手配向されたサンプルの磁気粘性係数の差は大きくなっている. Fig. 7.4 において垂直配向サンプルでも長手配向サンプルと同様の粒子間相互作用が働いていることを示したが, 磁化の時間減衰に与える影響はΔM 曲線に示される実効的な作用, つまりサンプルの

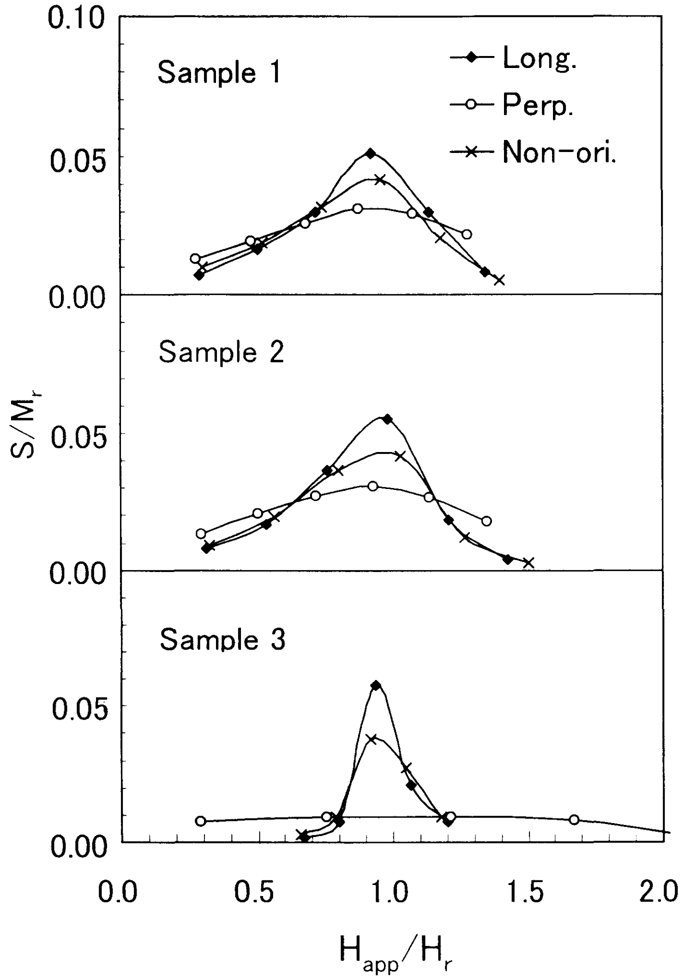


Fig. 7.6　磁気粘性係数の印加磁界依存性.

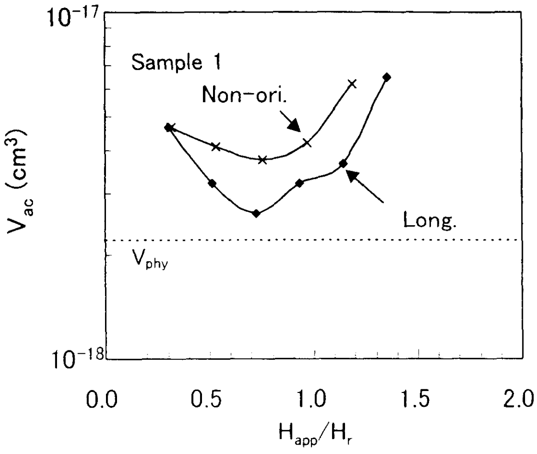
形状効果による減磁界の影響が現れたと考えられる．また，Sample 3(L)は Fig. 7.1 に示すように正の粒子間相互作用が非常に大きくなっており，S の印加磁界依存性が大きくなっている．Sample 3(P)は Sample 3(L)と同様に強い正の粒子間相互作用を有しているが，このサンプルは Table 7.1 に示すように Sample 1 および Sample 2 よりも M_sが大きくなっており，減磁界が大きいため見かけ上の磁化の減衰が小さくなっている．そのため Sの印加磁界依存性が小さくなったと考えられる．

Fig. 7.6 に示す Sの印加磁界依存性は，粒子配向そのものによる影響もあるが，粒子配向により粒子間相互作用の強さが異なることが大きな原因であると思われる．6.4 節で述べたように，Sample 3(L)のような強い正の粒子間相互作用を有するサン

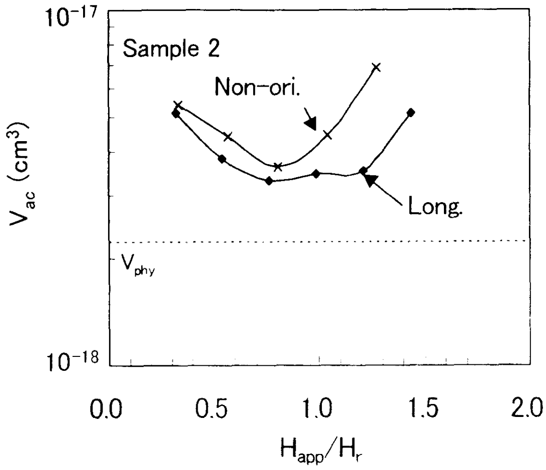
プルは，正の粒子間相互作用の影響で弱い反転磁界中では磁化は安定であり，強い反転磁界中では不安定となるが，例えば，その境目を S=0.01 付近とすると，Sample 3(L)では磁化の安定･不安定の境界となる印加磁界は H_{app}=0.8H_r付近になっている．つまり，それ以下の磁界では磁化は安定であるということが言える．一方，超微粒子から構成される Sample 1(L)，Sample 2(L)ではその境界が共に 0.6 H_rから 0.7 H_r付近となっている．これは，Sample 1(L)，Sample 2(L)は Fig. 7.1 に示されるように，正の粒子間相互作用を有してはいるが，その大きさはあまり大きくなく，無配向サンプルと比べても Sample 3(L)と Sample 3(N)ほどの差はない．このことが，磁化の安定と不安定の境界を小さくしている原因であると考えられる．また，Table 7.1 に示されるように Sample 1(L)，Sample 2(L)は粒径がおよそ 22～23 nm となっている．これは平均粒径であり，実際には更に小さな粒子も混ざっている．磁性粒子は非常に小さくなると常磁性的な性質を示すため，小さな印加磁界でも S がやや大きくなっている．このことが磁化が不安定となる境界を小さくしている原因となっている可能性もある．

各サンプルの活性化体積を推定した．Sample 1，2 は超微粒子であるため，測定は waiting time 法で行った．ただし，垂直配向サンプルは磁化の時間減衰の測定において，磁化が減衰すれば減磁界も変化し，その結果，実効印加磁界が時間と共に変化するため定性的な議論を行うことは難しいと判断し，長手配向サンプルと無配向サンプルで測定を行った．測定結果を Fig. 7.7 に(a)Sample 1，(b)Sample 2，(c)Sample 3 として示す．

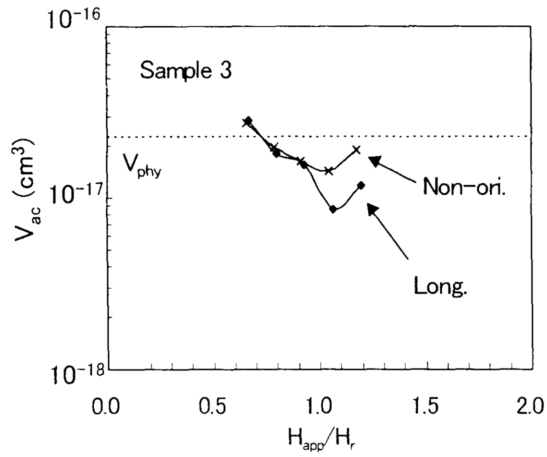
全てのサンプルにおいて長手配向サンプルは無配向サンプルよりも活性化体積が小さくなっていることがわかる．これは Fig. 7.1 で示されるように配向サンプルでは正の粒子間相互作用により，大きな印加磁界を加えた場合には磁化の減衰が大きくなり，その結果，長手配向サンプルの活性化体積は無配向サンプルよりも小さくなったと考えられる．また，超微粒子から成る Sample 1，2 では印加磁界がサンプルの残留保磁力($-H_r$)に等しい場合の活性化体積が粒子体積の 1.5 倍程度となっている．このことから，およそ 2 個の粒子がスタッキングを起こしたものがサンプル内にあり，それらが一体となって挙動している可能性があると考えられる．また，粒子体積が大きな Sample 3 は H_{app}/H_r=0.7 以上で活性化体積が粒子体積よりも小



(a)　Sample 1



(b)　Sample 2



(c)　Sample 3

Fig. 7.7　waiting time 法で推定された長手配向サンプルおよび無配向サンプルにおける活性化体積の印加磁界依存性.

さくなっている.

7.3節　パルス磁界を用いた H_{ro} と実効 K_uV/kT の推定

第 5 章では，Street-Woolly 法と waiting time 法により磁化の時間減衰から活性化体積を推定し，磁化の安定性を示す指標となる K_uV/kT の値を求めた．本節では，異なる印加磁界の立上り時間（正確には単位時間内に増加する磁界の割合）により

測定される残留保磁力の値が異なることを利用して，実効的な K_uV/kT の値を推定する（以降，sweep rate 法と呼ぶ）．

Sharrock らは完全角型のヒステリシスループを示す Stoner-Wohlfarth の回転磁化モデルについて残留磁化 M_r と保磁力の熱磁気緩和現象を解析している[68]．ここでは Sharrock らの解析に従い，均一で孤立した Stoner-Wohlfarth 粒子の集合体を考える．磁化を正の向きに飽和磁化して飽和磁界を取り除き t 秒後に正の向きの磁化を持つ粒子数を $N(t)$ とすると，$N(t)$ は(7.1)式で表される．

$$N(t) = N(0)\exp(-rt) \tag{7.1}$$

ここで，$N(0)$ は全粒子数，r は減衰係数であり，第 5 章(5.6)式で $\tau^{-1}=r$ としたものである．さらに Sharrock らは Stoner-Wohlfarth 粒子について異方性定数（K_u）と粒子体積（V）そして保磁力（H_c）を用いて印加磁界が存在する場合の磁化反転エネルギーを求めた．Fig. 7.8 に示すように，印加磁界 H が異方性軸（磁化容易軸）に平行で磁化の向きと逆向きに働く時の粒子のエネルギー（E）の磁化の傾き角 θ 依存性は(7.2)式で表せる．

$$E = K_uV\sin^2\theta + M_sVH\cos\theta \tag{7.2}$$

$$H_c = \frac{2K_u}{M_s} \tag{7.3}$$

(7.2)式において，Stoner-Wohlfarth 粒子での関係式（(7.3)式，M_s：粒子の飽和磁化）を用いると，(7.2)式は $\theta=0$ で最小値（M_sVH）となり，$dE/d\theta=0$ で与えられる極大値は $K_uV\{1+(H/H_c)^2\}$ となる．エネルギー障壁の高さ（ΔE）はこの最小値と最大値の差となるので ΔE は(7.4)式で与えられる．

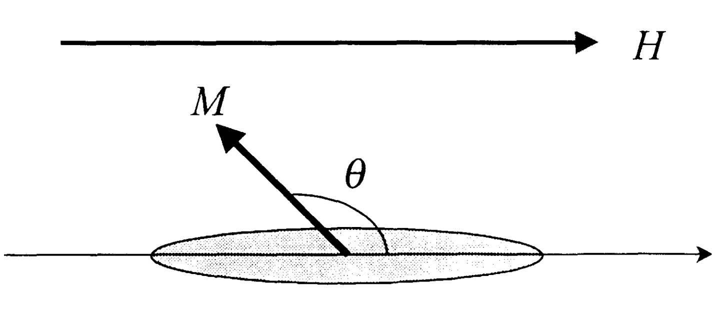


Fig. 7.8 Stoner-Wohlfarth 粒子モデル．

$$\Delta E = K_u V\left(1-\frac{H}{H_c}\right)^2 \tag{7.4}$$

Flanders らは(7.1)式と(5.6)式から粒子集合体の残留磁化の時間依存性（$M_r(t)$）を(7.5)式のように表した.

$$M_r(t) = M_s\left[2\exp\left\{-At\exp\left(-\frac{K_u V}{kT}\right)\right\}-1\right] \tag{7.5}$$

ここで M_s は粒子集合体の飽和磁化とする. さらに, 保磁力の測定時間依存性を $H_c(t)$ とし, そのときの正の向きの磁化をもつ粒子数は全粒子数の半分であるので, $N(t)=N(0)/2$ と置き, (7.1)式, (5.6)式において $E_b=\Delta E$ とし, そして(7.4)式を用いると(7.6)式が得られる.

$$\frac{H_c(t)}{H_c(0)} = 1-\left[\left(\frac{kT}{K_u V}\right)\ln\left(\frac{At}{0.693}\right)\right]^{0.5} \tag{7.6}$$

(7.6)式の $H_c(0)$ は測定時間が無限小の場合の保磁力である. ここで, 飽和磁化状態に, ある大きさの反転磁界を加えて t 秒後に磁化が 0 になったときの印加磁界の大きさを $H_c(t)$ と定義する. 通常, 磁気特性は磁界を掃引して測定するため上記の t とはやや意味合いが異なるが, t は掃引速度に比例すると考えてよい. (7.6)式の 0.5 乗は粒子配向と, 印加磁界の向きに依存するため一般には(7.6)式は(7.7)式で示される.

$$\frac{H_c(t)}{H_c(0)} = 1-\left[\left(\frac{kT}{K_u V}\right)\ln\left(\frac{At}{0.693}\right)\right]^{n} \tag{7.7}$$

本節では, 印加磁界の立ち上がり時間が異なる VSM とパルス磁界発生器を用いて, 残留磁化曲線を測定し, 実効的な $K_u V/kT$ の値を推定した. この sweep rate 法は第 5 章で示した Street-Woolly 法や waiting time 法のように, 粒子の K_u, M_s などのパラメータが既知でなくても, 全ての磁気特性の影響を含んだ $K_u V/kT$ の実効的な値を推定することができるという利点がある.

Fig. 7.9 に VSM とパルス磁界発生器を用いて測定された Sample 1(L)の残留磁化曲線を示す. 同図からわかるように VSM とパルス磁界発生器の測定では得られた残留保磁力は異なり, 印加磁界の立ち上がりが速いパルス磁界による測定の方が大きな値が得られた. この異なる残留保磁力と磁界の立ち上がり時間から実効的な

Table 7.2　推定された $H_r(0)$ と K_uV/kT の実効値

	H_r(VSM) (Oe)	H_r(SRM) (Oe)	H_{r0} (Oe)	K_uV_{ac}/kT (SRM)	K_uV_{ac}/kT (WTM)
Sample 1(L)	3330	4025	5965	91.0	62.0
Sample 1(P)	3505	4195	6121	96.3	NA
Sample 1(N)	3200	3800	5246	93.2	83.2
Sample 2(L)	3125	3690	5267	104.8	63.1
Sample 2(P)	3320	3900	5519	108.5	NA
Sample 2(N)	2992	3480	4661	105.7	77.9
Sample 3(L)	1505	1670	2130	182.3	NA
Sample 3(P)	1735	1895	2341	225.2	NA
Sample 3(N)	1530	1690	2075	168.3	NA

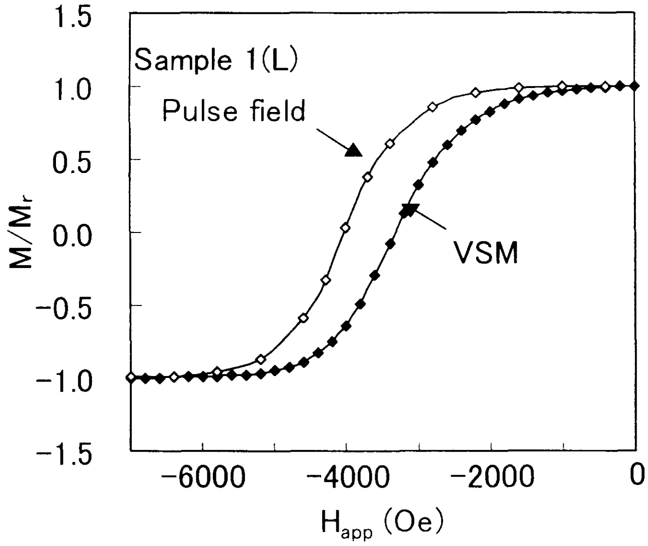


Fig. 7.9　VSM およびパルス磁界で測定された Sample 1(L)の残留磁化曲線.

K_uV/kT を推定する.

本節では，(7.7)式を残留保磁力に適用（$H_c(t)=H_r(t)$，$H_c(0)=H_r(0)$ とする）して，K_uV/kT の値を推定する．(7.7)式に VSM とパルス磁界発生器における t および測定される残留保磁力 $H_r(t)$ の値を代入することにより，連立方程式が得られる．この連立方程式から $H_r(0)$ と K_uV/kT の実効値を計算によって求めた．測定に用いた VSM とパルス磁界発生器の磁界の立ち上がり時間はそれぞれ，5～10 秒と 500μs である．

Table 7.2 に $H_r(0)$ と K_uV/kT の実効値を示す．ここで，実測データに基づいた K_uV/kT は粒子間相互作用などの影響を受けているため V は活性化体積 V_{ac} とするほうが妥当であると考えた．同表において，H_r(VSM)，H_r (SRM)，K_uV_{ac}/kT(SRM)，

$K_u V_{ac}/kT$ (WTM)は，それぞれ VSM で測定される残留保磁力，パルス磁界発生器で測定される残留保磁力，sweep rate 法で推定される $K_u V/kT$, waiting time 法で推定される $K_u V/kT$ を示す．無配向サンプルにおいて，(7.7)式の n は 0.67 となることが示されており [72]，本節ではその値を用いた．上述したように(7.7)式における n=0.5 となるのは粒子が完全に配向されている場合であり，本研究で用いた配向サンプルは Table 7.1 に示すように SQ が 0.7 前後となっている（配向度がやや低い）ため n=0.5 とすることは適切でない．そこで，Fig. 7.5 の磁化の時間減衰がよく説明できる n の値を求めたところ配向サンプルの n は 0.59 となった†.

実用に供する記録媒体では，Sweep rate 法によって推定される $K_u V/kT$ の値はおよそ 100 前後必要とされている．しかし，Table 7.2 に示される Sample 1, Sample 2 の $K_u V/kT$ の値は Sample 1 では約 95, Sample 2 では約 105 程度となっており既に限界に近づいていると言うことができ，これ以上の粒子の微細化は磁化の熱安定性の劣化を更に大きくさせると言える．ただし，粒子体積を小さくしても磁気異方性定数（K_u）を大きくすることで熱安定性は保たれるが K_u は主に材料に固有な点が多く，簡単に大きくすることは出来ない．

$K_u V_{ac}/kT$(SRM)の値は $K_u V_{ac}/kT$ (WTM)のおよそ 1.5 倍から 2 倍となっている．この理由の 1 つとして活性化体積の印加磁界依存性が考えられる．Table 7.2 に示されるように H_r(VSM)と H_r (SRM)は値が異なる．そのため，それぞれの残留保磁力に等しい反転磁界を加えて得られる V_{ac} または $K_u V_{ac}/kT$ が測定法によって異なると考えられる．しかし，waiting time 法において，sweep rate 法での印加磁界 H_r (SRM)の場合の活性化体積から $K_u V_{ac}/kT$ を計算しても，$K_u V_{ac}/kT$(SRM)の値と $K_u V_{ac}/kT$ (WTM)の値の違いはやや小さくなるものの，依然としてその隔たりは大きい．また，磁界の立ち上がり時間に依存する磁気余効によって，その後の磁化の時間減衰から推定される揺らぎ場が影響を受けているとも考えられる．Stoner-Wohlfarth 粒子モデルでは磁気余効の影響によりヒステリシスループは Fig. 7.10 に示すように，H 軸方向に縮小したようになるが, 現実には Fig. 7.9 から分かるように VSM とパルス磁界発生器で測定される残留磁化曲線の H_r での残留磁化の磁化率は異なり，VSM の

† n は粒子の配向分散にも依存する関数であるため，正確な n の推定には X 線解析などにより，配向分散を測定する必要がある．

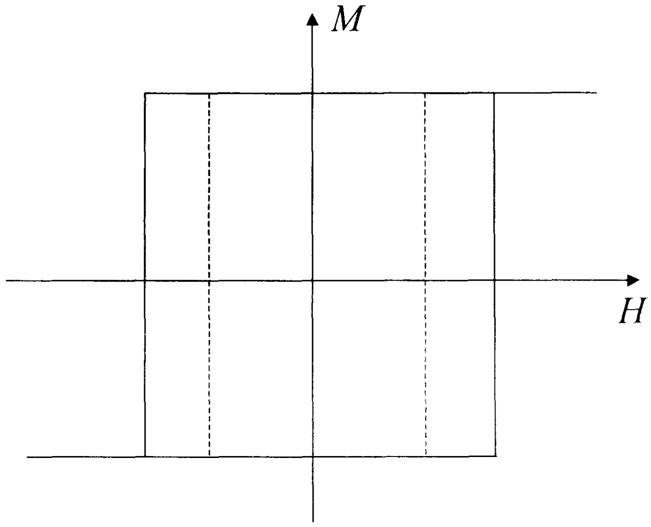


Fig. 7.10 Stoner-Wohlfarth 粒子のヒステリシスループ．実線は磁気余効がない場合，破線は磁気余効がある場合を示す．

ように磁界の立ち上がり時間が大きい場合は磁化率が小さくなる傾向がある．このため，waiting time 法での磁化時間減衰において測定開始後無限小時間での磁化の間隔がΔHが同じであっても t により異なる．つまり，磁化の時間減衰の測定において経過時間をτとすると，磁化率の変化により，$\Delta H/\Delta\ln(\tau)$が変化することになる．t が小さい場合は磁化率が大きくなり，$\Delta H/\Delta\ln(\tau)$は小さくなる．よって揺らぎ場が小さくなり，活性化体積は大きくなる．tが大きい場合は，逆に推定される活性化体積は小さくなるというわけである．この磁気余効による影響は Street-Woolly 法でも同様に現れると考えられる．本来，一定の反転磁界印加後に生じる磁化の時間減衰と，印加磁界の立ち上がり時間による磁気余効は同じ原理（減衰係数が確率によって決まる）であるが，これらは別物として扱われることがある[73]．その原因は上記のような推定される磁気特性の不一致が原因であると考えられる． Sweep rate 法では $K_u V_{ac}/kT$ は 100 前後必要であると言われているが，磁化の時間減衰（waiting time 法および Street-Woolly 法など）では $K_u V_{ac}/kT$ は 50 程度必要と言われている．この限界値の違いも測定法による推定結果の違いがあることを意味していると考えられる．いずれにせよ，多少の安全を考慮すれば，$K_u V_{ac}/kT$ の許容最小値は 100 前後と言える．

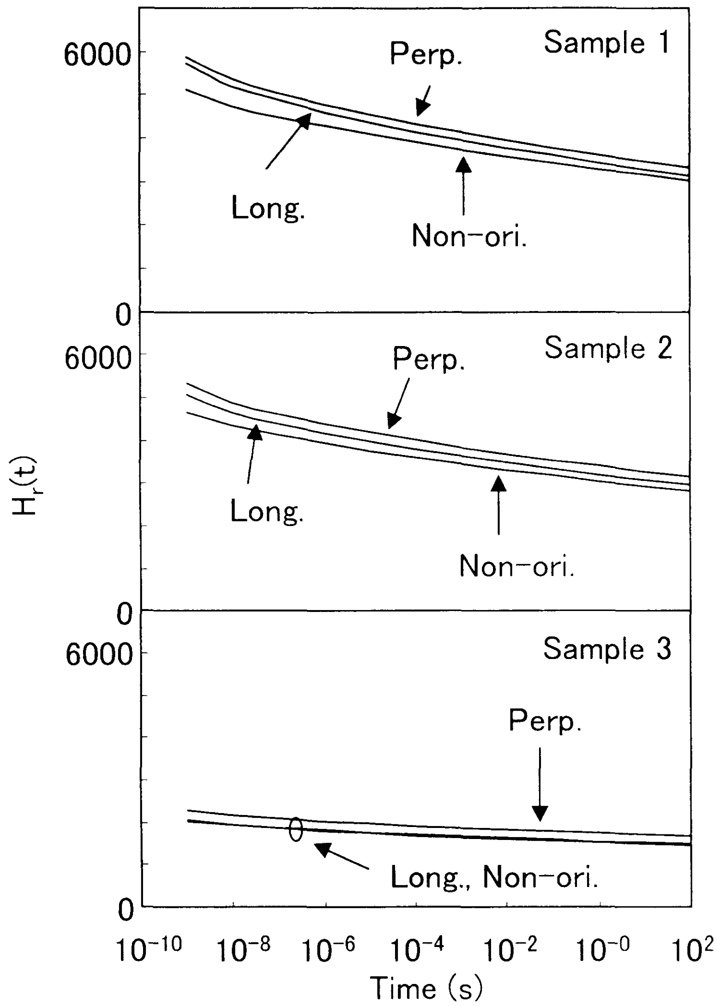


Fig. 7.11　残留保磁力の t 依存性.

Fig. 7.11 に VSM とパルス磁界発生器で測定された残留保磁力と各 t の値をもとに(7.7)式から計算した残留保磁力の t 依存性を示す．超微粒子からなる Sample 1, 2 は磁気余効の影響を大きく受けているため，残留保磁力の t 依存性が大きい．特にその依存性は配向されたサンプルで大きくなっている．これは，上述したように大きな印加磁界中では粒子間相互作用の影響が最も現れやすいため，$H_r(t)$の t 依存性が大きく現れたものと考えられる．実際の信号記録時の記録周波数は約 10^8Hz 程度である．よって，記録ヘッド磁界の立ち上がり時間はその半分以下となるため大きくても t は 5×10^{-9}(s)であると考えられる．Sample 1(L)，Sample 2(L)において，t=5×10^{-9}(s)でその残留保磁力は約 5 kOe から 6 kOe となっており，これを記録媒

体としたときに飽和記録するには非常に大きな飽和磁束密度（B_s）をもつヘッドが必要である．また，Sample 1 および Sample 2 のように磁気余効の大きな粒子から構成される記録媒体の磁気特性を測定する場合には，常に，実際の記録時の t を考慮しておくべきである．

7.4節　結言

垂直配向された媒体のΔM 曲線は，長手配向媒体と同じ極性で，かつ，ほぼ同じ極大値を示すことが確認された．

超微粒子記録媒体の熱安定性の指標を，印加磁界の立ち上がりの異なる 2 つの測定機を用いて磁気余効の影響の度合いの違いから推定した．推定された結果を基に，本研究で用いた超微粒子媒体は，磁化の熱安定性の観点から限界に近いことを明らかにした．一般には記録媒体の磁気特性は VSM により測定されているが，残留保磁力の印加磁界の立ち上がり時間依存性から，超微粒子媒体の信号記録時の磁気特性は磁気余効の影響により VSM で測定されるものとは大きく異なっていることが明らかとなった．また，このように高保磁力化された媒体で，磁気余効の影響を大きく受けるものでは信号記録時の残留保磁力や保磁力が非常に高くなる．そのため，記録媒体の設計には高周波記録を考えて媒体保磁力や飽和磁界などを決定することが今後非常に重要となると考えられる．