

反強磁性交換結合媒体を用いた熱アシスト磁気記録の熱的安定性の検討



平成21年度
三重大学大学院工学研究科
博士前期課程 物理工学専攻
滝澤 俊

目次

第1章 序章	1
1.1 はじめに	1
1.2 磁気記録の記録再生方法	1
1.3 高密度化の問題点	2
1.4 熱アシスト磁気記録	4
1.4.1 熱アシスト磁気記録の記録方法	4
1.4.2 熱揺らぎ加速現象	4
1.4.3 交換結合二層媒体	5
1.5 本研究の概要と目的	6
第2章 交換結合二層膜における熱的安定性の解析的・数値的検討	8
2.1 交換結合二層膜	8
2.2 交換結合二層膜の熱的安定性の解析的検討	11
2.2.1 単層膜の熱的安定性	11
2.2.2 P-Type の熱的安定性	12
2.2.3 A-Type の熱的安定性	15
2.2.4 解析結果と考察	17
2.3 交換結合二層膜の熱的安定性の数値的検討	18
2.3.1 計算条件	18
2.3.2 $K_u V / kT(300\text{ K}) > 120$ の場合	19
2.3.3 $K_u V / kT(300\text{ K}) > 60$ の場合	23
2.3.4 計算結果と考察	25
第3章 反強磁性交換結合エネルギーの実験的検討	26
3.1 実験内容	26
3.2 実験方法	27
3.2.1 試料の作製	27

3.2.2 膜厚の測定	．．． 29
3.2.3 磁化曲線の測定	．．． 29
3.2.4 面内磁化反強磁性交換結合二層膜の交換結合エネルギー	．．． 29
3.3 実験結果と考察	．．． 32
3.3.1 Co/Ru/Co における飽和磁界の Ru 膜厚依存性	．．． 32
3.3.2 Co/Ru/Co の熱処理による飽和磁界の変化	．．． 37
第4章 総括	．．． 39
謝辞	．．． 41
参考文献	．．． 42

第1章 序論

1.1 はじめに

主に計算機の記録装置として使用されてきたハードディスク(以下 HD)は、近年、テレビ録画機、携帯型音楽再生機、カーナビゲーションシステムなどの非計算機用途に対する需要が高まっている。またネットワーク技術の進歩により画像や動画などの大容量データ通信が一般的となった今、HD に求められる情報の記録量は増え続けている。

HD の記録密度は主に再生ヘッドの進歩により 1970 年から 1990 年にかけて 10 年で 10 倍、さらに 1990 年代には 10 年で 100 倍という驚異的な伸び率で増大した¹⁾。しかし 2000 年を過ぎた頃から、記録媒体の磁性微粒子の微細化に伴ういわゆる熱揺らぎ問題によって、その伸び率は低下している。この問題を解決するために提案されている記録方式の一つが、記録時に媒体を加熱することで高保磁力媒体にも記録できるようにする、熱アシスト磁気記録である。

1.2 磁気記録の記録再生方式

磁気記録では、記録面(磁性体)の磁化の向きを二進数の 0, 1 に変換してビット情報を記録再生する。記録時は記録ヘッドから記録ビットに磁界を印加して磁化の向きを変え、再生時は再生ヘッドで記録ビットからの漏れ磁界を検出する。

図 1.1 に示すような従来の面内磁気記録方式では、磁化の向きを面内方向に配向させて記録再生を行うが、磁性微粒子が小さくなると隣り合う記録ビットの磁極同士の反発力が磁化に対して大きくなるため、熱揺らぎによって磁化が反転しやすくなり、磁化の向きを安定して保持することは難しくなる。そこで提案されたのが図 1.2 に示すような磁化の向きを垂直方向に配向する垂直磁気記録方式である。この方式では、磁性微粒子を小さくしたときに記録ビットの縦横比が大きくなり、また隣り合う記録ビットの漏れ磁界が互いの磁化を強め合う方向に作用するため、面内磁気記録方式に比べて磁化が熱的に影響を受けにくく、高い面記録密度を達成することができる。

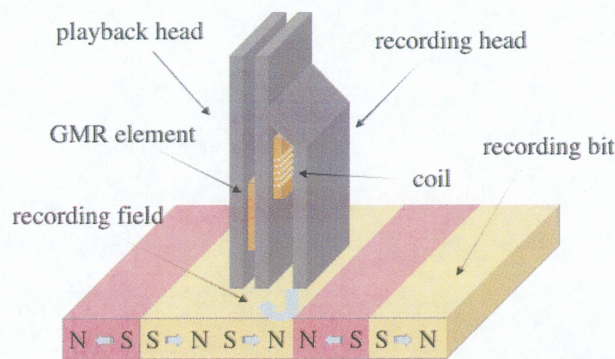


Fig. 1.1. In-plane magnetic recording.

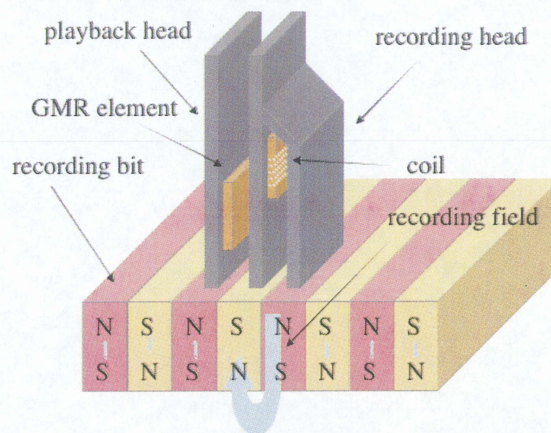


Fig. 1.2. Perpendicular magnetic recording.

1.3 高密度化の問題点

面内磁気記録から垂直磁気記録への移行によって面記録密度は向上するが、さらなる高密度化のためには磁性微粒子を微細化する必要がある。しかし、磁性微粒子の微細化にあたって「熱揺らぎ問題」が指摘されており²⁾、高密度化に歯止めがかかっている。

図 1.3(a)に示すように、磁気記録媒体は磁性微粒子の不連続媒体で作られている。磁性微粒子は単磁区構造となっていて、1 ビットは複数の微粒子からなる。微粒子間に交換結合が働くと、図 1.3(b)のように記録境界の微粒子の磁化が回転し、境界が不鮮明になるので、微粒子間には交換結合が働かないようにしてある。記録には複数の磁性微粒子を使うため、記録密度を高めるためには図 1.3(c)のように磁性微粒子を小さくして記録領域の境界の凹凸を減らす必要があるが、粒子径が小さくなると微粒子間には交換相互作用が働いていないため、磁性微粒子の体積減少に伴って熱的安定性が悪化する。熱的安定性の目安は、磁性微粒子の磁氣的エネルギーと熱的エネルギーの比を用いて、 $K_u V / k_B T$ で表される。ここで、 K_u は磁性微粒子の異方性エネルギー定数、 V は磁性微粒子の体積、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。

以下に熱的安定性が悪化する理由を説明する。

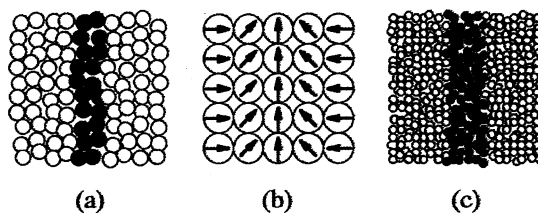


Fig. 1.3. Magnetic recording medium.

(1) 磁性微粒子からなる磁気記録媒体において記録密度を高めるためには磁性微粒子の体積 V を小さくしなくてはならない。

(2) 記録情報の熱的安定性のためには

$$\frac{K_u V}{k_B T} \quad (1.1)$$

がある程度大きくなくてはならない (例えば 60 以上)。

(この値が小さいと、熱擾乱によって記録情報が時間とともに失われていく)

(3) ヘッド磁界には上限があるので、磁性微粒子の保磁力 H_c 。

$$H_c = \frac{2K_u}{M_s} \quad (1.2)$$

はそれより小さくなくてはならない。ここで、 M_s は磁性微粒子の飽和磁化である。

(ヘッド磁界は、極端に言えばヘッドの軟磁性材料の飽和磁化で決まるので、ヘッドのコイル電流を増やしても、ヘッド磁界は増えない)

磁気記録では以上の 3 つの条件を同時に満たす必要がある。

磁気記録において記録密度を高めるためには、 V を小さくしなくてはならないが、 V を小さくすると (1.1) 式より、

$$\frac{K_u V}{k_B T}$$

が小さくなって、熱的安定性が悪くなる。

そこで、熱的安定性を確保するために、 K_u を大きくすると、(1.2) 式より、

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

が大きくなって、記録できなくなる。

このように磁気記録では、磁性微粒子が小さくなると、微粒子体積、熱的安定性、保磁力の

3つの条件を同時に満たすことができなくなる。これを磁気記録のトリレンマという。

1.4 熱アシスト磁気記録

1.4.1 熱アシスト磁気記録の概念

磁気記録のトリレンマを解決する方法の一つとして、熱アシスト磁気記録(Thermally assisted magnetic recording, TAMR)が提案されている。熱アシスト磁気記録は、室温では書き込めない大きな保磁力を持つ磁性材料を用いて、記録時に媒体を加熱しながら磁界を印加することで保磁力を下げ、記録できるようにする方法である。 K_u を大きくすることができるため、 $K_u V/k_B T$ を保持しながら V を小さくすることができる。

1.4.2 熱揺らぎ加速現象

熱アシスト磁気記録は記録時に媒体を加熱することで保磁力を下げて記録する方法であるが、記録後の冷却過程において情報が熱的に不安定になる問題が指摘されている³⁾。熱アシスト磁気記録による記録直後は、記録時の加熱によって媒体は高温となる。媒体が冷却されて $K_u V/k_B T$ が安定限界より大きくなるまで、記録ビットの磁化は熱的に不安定な状態が続くため、記録磁区がきちんと形成されない。また、記録後も加熱源が記録ビットを通過する度に熱揺らぎが加速するため、1回の劣化がわずかであっても、 10^{26} 回もの通過を想定すると無視できない量になる。そのため、室温における $K_u V/k_B T$ を大きくして熱揺らぎの加速を補償する必要がある。磁性微粒子の体積 V を小さくすることができない。そのため、ヒートシンク層を設けたり加熱レーザのスポット径を小さくしたりして記録後の媒体の冷却時間を短くし、熱的安定性を短い時間で回復させて情報の劣化を少なくする必要がある。

図 1.4 (a)に典型的な磁性体の K_u の温度変化を示す。一般的に K_u は温度に対してリニアに減少するが、この場合 $K_u V/k_B T$ は図 1.5(a)のように変化する。ここで t_1 は記録開始時間、 t_2 は記録終了時間である。図中の斜線の部分において熱揺らぎが加速されている。ここで、たとえば図 1.4(b)のようなキュリー温度近傍で急峻に減少する K_u が実現できれば、図 1.5(b)のように、記録後の冷却過程において情報が劣化する時間を短くできる。このような K_u の温度特性は、二層の K_u と M_s が異なる交換結合二層媒体において実現できると提案されている³⁾。

喜々津らは、室温における保磁力とキュリー温度が異なる磁性膜を強磁性交換結合させた二層媒体を提案し、熱揺らぎ加速が少ない媒体を設計した³⁾。また、二層の磁性膜の間に Ir を挟み込むことで反強磁性交換結合させた二層媒体を用いることで、 K_u をそれほど低下させずに書

き込みを行える媒体も提案している⁴⁾。

しかし、いずれも概念的な提案がほとんどで、解析的あるいは数値的な検討はほとんどなされていない。

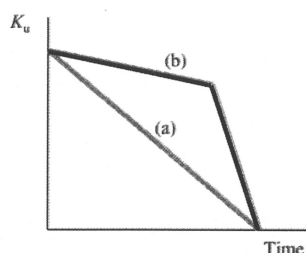


Fig. 1.4. Temperature dependence of magnetic anisotropy energy constant for ferromagnet³⁾

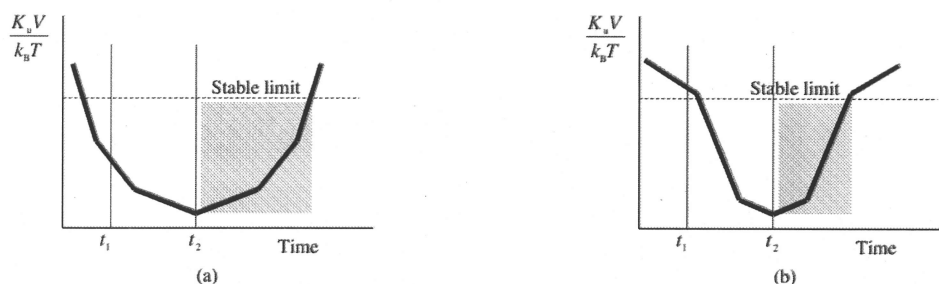


Fig. 1.5. Time dependence of thermal stability for TAMR³⁾

1.4.3 交換結合二層媒体

磁気特性が異なる二層の磁性膜を積層した交換結合二層媒体は、単層では得られない磁気特性を示すことが知られている。

磁性体内では隣接する磁気モーメント間の交換相互作用によって磁区の磁化を平行に保とうとする力が働いている。磁性膜を積層したときにも同様に、磁性層界面の磁化を互いに平行に保とうとする力が働く。このように磁性層間の磁化が平行で安定な状態を、強磁性交換結合 (Ferromagnetic exchange coupling, FC) と呼ぶ。また、磁性層間に一部の非磁性遷移金属を 1, 2 原子層挟み込むと、磁性層界面の磁化を互いに反平行に保とうとする力が働く。このように磁性層間の磁化が反平行で安定な状態を、反強磁性交換結合 (Antiferromagnetic exchange coupling, AFC) と呼ぶ。

AFC は 1988 年に発見され⁵⁾、1991 年には Parkin によって系統的に調べられた⁶⁾。表 1.1 に磁性層の間にはさむ 3d, 4d, 5d 遷移金属(TM)と反強磁性交換結合エネルギー J の関係をまとめ

て示す．遷移金属として Ru, Rh, Ir を用いると，比較的大きな J が得られる．

AFC は面内磁気記録媒体の熱的安定性の向上のために用いられたが，Co-Pt-Cr のような磁気記録媒体では J がかなり小さくなってしまう．そこで， J を大きくする目的で，Co-Pt-Cr と Ru の間にエンハンスメント層とよばれる薄い Co 層をいれることが試みられた⁷⁾． J の大きさについては様々な検討がなされていて，Girt らはスパッタ成膜時の Ar ガス圧と J との関係，成膜時の基板温度と J との関係を調べた⁸⁾．その結果，Ar ガス圧は低いほど，また基板温度は低いほど J が大きくなったと報告している．また，Desai らはスパッタ成膜時の Ar ガス圧と膜表面の粗さと J との関係を調べ，膜表面が平坦であるほど J が大きくなると報告している⁹⁾．

反強磁性交換結合は，一部の非磁性遷移金属を磁性層間に挟み込むことによって得られる特殊な交換結合であり，その J は普通の交換結合に比べて一桁ほど小さい．しかし，磁気記録媒体への応用を考えた場合，まったく使えないほど小さくはなく，利用できれば，媒体設計の可能性が広がると考えられる．

Table 1.1. Antiferromagnetic exchange coupling energy via spacer-layer.

3d TM	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu
$J(\text{erg/cm}^2)$	No coupling	0.1	0.24		Ferro-magnet	Ferro-magnet	Ferro-magnet	0.3
4d TM	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag
$J(\text{erg/cm}^2)$	No coupling	0.02	0.12		5	1.6	No coupling	No coupling
5d TM	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au
$J(\text{erg/cm}^2)$	No coupling	0.01	0.03	0.41		1.85	No coupling	No coupling

1.5 本研究の目的と概要

磁気記録の高密度化を妨げている熱揺らぎ問題の解決法として熱アシスト磁気記録が挙げられるが，熱揺らぎ加速現象が問題となっている．交換結合二層膜を用いることで熱揺らぎの加速を抑えることが提案されているが，概念的な提案がほとんどで，解析的あるいは数値的な検討はほとんどなされていない．

そこで，本研究では熱アシスト磁気記録媒体に交換結合二層膜を用いたときの情報の熱的安定性を解析的，数値的に検討し，実験的にも検討を行った．

第1章では、磁気記録の概要と、高密度化における問題点と解決方法について述べ、研究の目的と概要を述べた。

第2章では、単層膜、強磁性交換結合二層膜、反強磁性交換結合二層膜について、熱的安定性(熱揺らぎ指標 K_B)を解析的に計算する。また、磁化過程を考えると反強磁性交換結合二層膜の方が保磁力を高めやすいので、さらに反強磁性交換結合二層膜について K_B を数値的に検討する。

第3章では、反強磁性交換結合二層膜 Co/Ru/Co の磁性層の表面に着目し、Co 表面のエッチング(逆スパッタリング)による反強磁性交換結合エネルギーの変化を実験的に検討する。

第4章では、本研究の総括を行う。

第2章 交換結合二層膜における熱的安定性の解析的・数値的検討

本章では、TAMR 媒体として交換結合二層膜を用いたときの情報の熱的安定性について、解析的、数値的に検討する。

2.1 交換結合二層膜

TAMR 媒体として、単層膜ではなく交換結合二層膜を用いることを考える。そこで、はじめに交換結合二層膜の一般論を説明する。

交換結合二層膜を磁化の安定状態から分類すると、図 2.1 (a), (b)に示す Parallel(P)-type と(c), (d)に示す Antiparallel(A)-type にわかれる。P-type は(a)磁化が平行のとき安定で、(b)下向きに磁界を加えると適当な条件下で片方の層だけが磁化反転し、2 層の境界に交換結合エネルギー J もしくは界面磁壁エネルギー σ_w が蓄積される。一方、A-type は(c)磁化が反平行のとき安定で、(d)上向きに磁界を加えると最終的に両層の磁化が上を向き、やはり J もしくは σ_w が蓄積される。

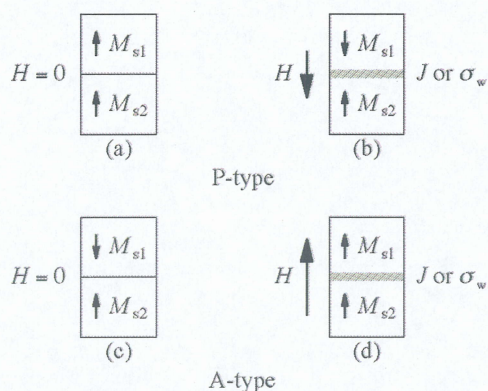


Fig. 2.1. Two types of exchange-coupled films

and behavior of the magnetization of the first layer under an external magnetic field.

ここで、 J と σ_w の違いについて簡単に説明する。図 2.1 (b)や(d)では界面にエネルギーが蓄積されているが、界面付近の第1層の磁気モーメントと第2層の磁気モーメントの配列は、図 2.2 (a), (b)の 2 つの場合が考えられる。(a)は界面に磁壁ができない場合で、界面の上下で磁気モーメントが 180 度回転している。このとき蓄積されるエネルギーを交換結合エネルギー J と呼ぶ。一方、(b)は界面に磁壁ができる場合で、これを界面磁壁と呼び、そのエネルギーを界面磁壁エネルギー σ_w と呼ぶ。界面における交換積分 J_{12} が小さいとき、(a)のように界面磁壁はできない。 J は、 J_{12} にのみ依存する。これに対して、 J_{12} が大きいときには(a)のように配列すると巨大なエ

エネルギーが蓄積されてしまうので、(b)のように界面磁壁をつくりエネルギーを下げる。 σ_w は、第 1 層、第 2 層の交換積分 J_1 , J_2 , 異方性エネルギー K_1 , K_2 にも依存する。また、界面磁壁をつくるためには、磁壁幅程度の膜厚が必要になる。交換結合二層膜の磁化曲線から蓄積エネルギーの大きさを測定することはできるが、 J か σ_w かを判断するのは難しい。

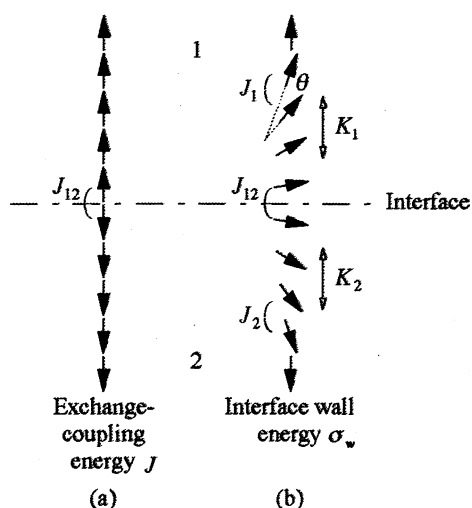


Fig. 2.2. (a) Exchange-coupling energy and (b) interface wall energy.

垂直磁化膜の P-type の交換結合二層膜について、簡単なモデルを用いて計算した磁化過程を図 2.3 に示す。当然ではあるが磁化過程は、(a), (b), (c) の 3 つしか存在しない。それぞれの磁化過程が実現される条件と、各々の磁化反転磁界の大きさを図中に示す。図中の M_{si} , t_i , H_{ci} は、それぞれ第 i 層の飽和磁化、膜厚、保磁力である。また、 H_{wi} は、 $J/M_{si}t_i$ または $\sigma_w/2M_{si}t_i$ である。(a) は両層が同時磁化反転し、(b) と (c) は各層が個別に磁化反転する。 J または σ_w が大きいと (a) が実現し、小さいと (b) または (c) が実現する。

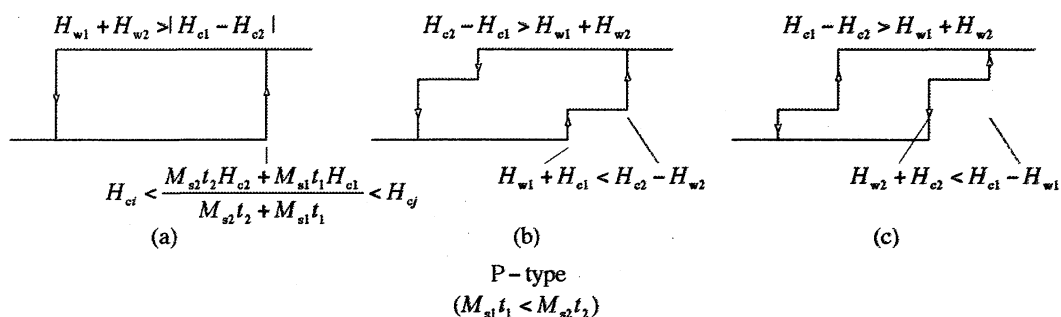


Fig. 2.3. Calculated magnetization curves for P-type.

これに対し、A-type の結果を図 2.4 に示す。磁化過程の計算結果はやはり、(a)、(b)、(c)の 3 つしか存在しない。(a)で内側の磁化過程は両層が同時磁化反転し、(b)と(c)は各層が個別に磁化反転する。やはり J または σ_w が大きいと(a)が実現し、小さいと(b)または(c)が実現する。図 2.3 と図 2.4 を比較すると、A-type は保磁力を増加させるのに都合がよいことがわかる。

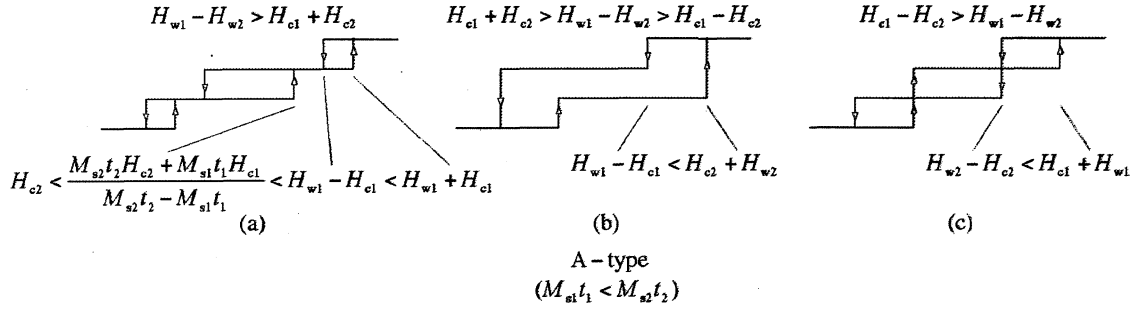


Fig. 2.4. Calculated magnetization curves for A-type.

P-type を実現するには、図 2.5 (a)に示すようにフェロ磁性体同士を強磁性交換結合 (Ferromagnetic exchange coupling, FC) させればよいので比較的容易である。強磁性交換結合エネルギー J_{FC} は 10^1 erg/cm^2 のオーダーとなり、かなり大きい。一方、A-type を実現するには、図 2.5 (b)に示すようにフェロ磁性体同士を反強磁性交換結合 (AntiFerromagnetic exchange coupling, AFC) させるか、フェロ磁性体とフェリ磁性体を FC させる必要があり、P-type ほど容易ではない。AFC させるためには Ru や Rh のような特殊な遷移金属を 2 層の間に原子単位で挟む必要がある。反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} は 10^0 erg/cm^2 のオーダーとなり、かなり小さい。また、フェリ磁性体を用いる場合には、それに適した材料探索が必要になる。

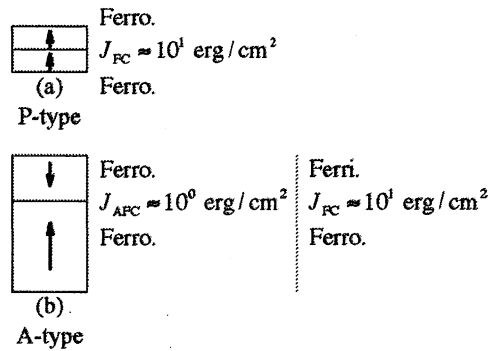


Fig. 2.5. Exchange-coupling energy for P-type and A-type.

2.2 交換結合二層膜の熱的安定性の解析的検討

2.2.1 単層膜の熱的安定性

磁性膜における熱的安定性を，磁化反転に要するエネルギー障壁から求める．

交換結合二層膜の熱的安定性を求める前に，まず単層膜の熱的安定性を求める．

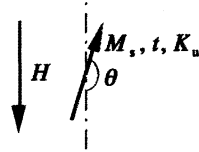


Fig. 2.6. Energy barrier for single layer film.

図 2.6 において，最初 $\theta = \pi$ で，磁界 H を印加して， $\theta = 0$ に磁化を反転させることを考える． $\theta = \pi, 0$ がエネルギー極小であり， $\theta = \pi$ のときのエネルギーを E_0 とする．また， $0 < \theta < \pi$ の間にエネルギー極大が存在し，そのときのエネルギーを E_1 とする． $E_1 - E_0 \equiv \Delta E$ がエネルギー障壁となる．

単位面積あたりのエネルギー E は，

$$E = -M_s t H \cos \theta + K_u t \sin^2 \theta \quad (2.1)$$

であるので，エネルギー極値は，

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = M_s t H \sin \theta + 2K_u t \sin \theta \cos \theta = \sin \theta (M_s t H + 2K_u t \cos \theta) = 0$$

より求まる．エネルギー極小は，

$$\sin \theta = 0, \therefore \theta = 0, \pi$$

エネルギー極大は，

$$M_s t H + 2K_u t \cos \theta = 0, \therefore \cos \theta = -\frac{M_s H}{2K_u} \quad (2.2)$$

で現れる． E_0 は，(2.1)式において $\theta = \pi$ を代入して，

$$E_0 = M_s t H$$

と求まり， E_1 は，(2.1)式において(2.2)式を代入して，

$$\begin{aligned}
E_1 &= -M_s t H \cos \theta + K_u t \sin^2 \theta = -M_s t H \cos \theta + K_u t (1 - \cos^2 \theta) \\
&= -M_s t H \left(-\frac{M_s H}{2K_u} \right) + K_u t \left(1 - \left(-\frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 \right) = \frac{M_s^2 t H^2}{2K_u} + K_u t - \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} \\
&= \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} + K_u t
\end{aligned}$$

と求まる。したがって、エネルギー障壁 ΔE は、

$$\begin{aligned}
\Delta E &= E_1 - E_0 = \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} + K_u t - M_s t H = K_u t \left(\frac{M_s^2 H^2}{4K_u^2} + 1 - \frac{M_s H}{K_u} \right) \\
&= K_u t \left(1 - 2 \frac{M_s H}{2K_u} + \left(\frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 \right) = K_u t \left(1 - \frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 = K_u t \left(1 - \frac{H}{\frac{2K_u}{M_s}} \right)^2 \quad (2.3)
\end{aligned}$$

となる。 $H_k = 2K_u / M_s$ と置くと、

$$\Delta E = K_u t \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2$$

と書ける。

熱的安定性(熱揺らぎ指標 K_β)は、磁性微粒子の磁化の反転に要する磁気的エネルギー ΔES と熱的エネルギー $k_B T$ の比 $\Delta ES / k_B T$ で表される。ここで、 S は磁性微粒子の面積、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。

単層膜における K_β は、

$$K_\beta = \frac{\Delta ES}{k_B T} = \frac{K_u t S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2$$

となる。また、 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_u t$$

となるので、 K_β は、

$$K_\beta = \frac{K_u t S}{k_B T}$$

となる。

2.2.2 P-type の熱的安定性

次に、P-type の熱的安定性を求める。図 2.3 (a) に対するエネルギー障壁は、図 2.7 (a) のように 2 層の磁化は常に平行と仮定して求める。また、図 2.3 (b), (c) に対するエネルギー障壁は、図 2.7 (b) のように第 2 層の磁化は傾かないと仮定して求める。このとき、2 層の間にはエネルギーが蓄積されるが、これは交換結合エネルギーと仮定する。

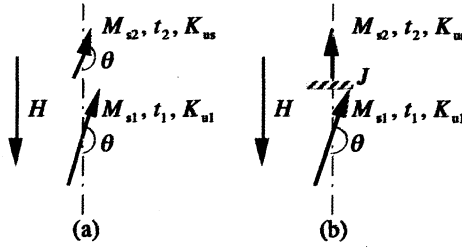


Fig. 2.7. Energy barrier for P-type films.

(1) 2層同時反転 (図 2.7 (a)) のとき

単位面積あたりのエネルギー E は,

$$E = -(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)H \cos \theta + (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \sin^2 \theta$$

であるが, これは, (2.1)式において,

$$M_s t \rightarrow M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2 \quad (2.4)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (2.5)$$

と置き換えたものである. したがって, エネルギー障壁 ΔE も (2.3)式において, (2.4)式, (2.5)式で置き換えたものとなる. その結果,

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)H}{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)} \right)^2 = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{\frac{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)}{M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2}} \right)^2$$

が得られる. $H_c = 2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)/(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)$ と置くと,

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2$$

と書ける.

このとき K_β は,

$$K_\beta = \frac{\Delta E S}{k_B T} = \frac{(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2$$

となる. また, $H = 0$ のとき, ΔE は,

$$\Delta E = K_u t$$

となるので, K_β は,

$$K_\beta = \frac{(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)S}{k_B T}$$

となる.

(2) 各層個別反転 (図 2.7 (b)) のとき

単位面積あたりのエネルギー E は,

$$E = -M_{s1}t_1 H \cos \theta + K_{u1}t_1 \sin^2 \theta + J \cos \theta = -M_{s1}t_1 \left(H - \frac{J}{M_{s1}t_1} \right) \cos \theta + K_{u1}t_1 \sin^2 \theta$$

であるが, これは, (2.1)式において,

$$M_s t \rightarrow M_{s1}t_1 \quad (2.6)$$

$$H \rightarrow H - \frac{J}{M_{s1}t_1} \quad (2.7)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u1}t_1 \quad (2.8)$$

と置き換えたものである。したがって, エネルギー障壁 ΔE も (2.3)式において, (2.6)式, (2.7)式, (2.8)式で置き換えたものとなる。その結果,

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{M_{s1} \left(H - \frac{J}{M_{s1}t_1} \right)}{2K_{u1}} \right)^2 = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{\frac{2K_{u1}}{M_{s1}}} \right)^2$$

が得られる。 $H_{k1} = 2K_{u1}/M_{s1}$ と置くと,

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{H_{k1}} \right)^2$$

と書ける。

このとき, K_β は,

$$K_\beta = \frac{\Delta E S}{k_B T} = \frac{K_{u1}t_1 S}{k_B T} \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{H_{k1}} \right)^2$$

となる。また, $H=0$ のとき, ΔE は,

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 + \frac{\frac{J}{M_{s1}t_1}}{\frac{2K_{u1}}{M_{s1}}} \right)^2 = K_{u1}t_1 \left(1 + \frac{J}{2K_{u1}t_1} \right)^2$$

となるので, K_β は,

$$K_\beta = \frac{K_{u1}t_1 S}{k_B T} \left(1 + \frac{J}{2K_{u1}t_1} \right)^2$$

となる。

2.2.3 A-type の熱的安定性

最後に、A-type の熱的安定性を求める。P-type と同様に、図 2.4 (a) に対するエネルギー障壁は、図 2.8 (a) のように 2 層の磁化は常に反平行と仮定して求める。また、図 2.4 (b), (c) に対するエネルギー障壁は、図 2.8 (b) のように第 2 層の磁化は傾かないと仮定して求める。

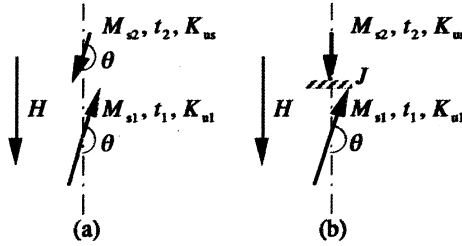


Fig. 2.8. Energy barrier for A-type films.

(1) 2 層同時反転 (図 2.8 (a)) のとき

単位面積あたりのエネルギー E は、

$$E = -(M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2)H \cos \theta + (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \sin^2 \theta$$

であるが、これは、(2.1)式において、

$$M_s t \rightarrow M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2 \quad (2.9)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (2.10)$$

と置き換えたものである。したがって、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{\frac{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)}{M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2}} \right)^2$$

が得られる。 $H_c = 2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)/(M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2)$ と置くと、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2$$

と書ける。

このとき、 K_β は、

$$K_\beta = \frac{\Delta E S}{k_B T} = \frac{(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2$$

となる。また、 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2$$

となるので、 K_β は、

$$K_{\beta} = \frac{(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)S}{k_B T}$$

となる。

(2) 各層個別反転 (図 2.8 (b)) のとき

これは図 2.7 (b)と同じであるので、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{M_{s1} \left(H - \frac{J}{M_{s1}t_1} \right)}{2K_{u1}} \right)^2 = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{\frac{2K_{u1}}{M_{s1}}} \right)^2$$

であり、 $H_{k1} = 2K_{u1}/M_{s1}$ と置くと、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{H_{k1}} \right)^2$$

となる。

このとき、 K_{β} は、

$$K_{\beta} = \frac{\Delta E S}{k_B T} = \frac{K_{u1}t_1 S}{k_B T} \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1}t_1}}{H_{k1}} \right)^2$$

となる。また、 $H=0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 \left(1 + \frac{\frac{J}{M_{s1}t_1}}{\frac{2K_{u1}}{M_{s1}}} \right)^2 = K_{u1}t_1 \left(1 + \frac{J}{2K_{u1}t_1} \right)^2$$

となるので、 K_{β} は、

$$K_{\beta} = \frac{K_{u1}t_1 S}{k_B T} \left(1 + \frac{J}{2K_{u1}t_1} \right)^2$$

となる。

2.2.4 解析結果と考察

2.2.1～2.2.3 で求めた単層，P-Type，A-Type における熱的安定性を以下にまとめる．

(1) 単層の K_β :

$$K_\beta = \frac{K_u t S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2 \quad (2.11)$$

$H = 0$ で,

$$K_\beta = \frac{K_u t S}{k_B T} \quad (2.12)$$

(2) 二層膜 P-Type の K_β

(a) 二層同時反転: $H_{w1} + H_{w2} > H_{c2} - H_{c1}$ のとき

$$K_\beta = \frac{(K_{u1} t_1 + K_{u2} t_2) S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2 \quad (2.13)$$

$H = 0$ で,

$$K_\beta = \frac{(K_{u1} t_1 + K_{u2} t_2) S}{k_B T} \quad (2.14)$$

(b) 各層個別反転: $H_{c2} - H_{c1} > H_{w1} + H_{w2}$ のとき

$$K_\beta = \frac{K_{u1} t_1 S}{k_B T} \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s1} t_1}}{H_{k1}} \right)^2 \quad (2.15)$$

$H = 0$ で,

$$K_\beta = \frac{K_{u1} t_1 S}{k_B T} \left(1 + \frac{J}{2K_{u1} t_1} \right)^2 \quad (2.16)$$

(3) 二層膜 A-Type の K_β :

(a) 二層同時反転: $H_{w1} - H_{w2} > H_{c1} + H_{c2}$ のとき

$$K_\beta = \frac{(K_{u1} t_1 + K_{u2} t_2) S}{k_B T} \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2 \quad (2.17)$$

$H = 0$ で,

$$K_\beta = \frac{(K_{u1} t_1 + K_{u2} t_2) S}{k_B T} \quad (2.18)$$

(b) 各層個別反転: $H_{c1} + H_{c2} > H_{w1} - H_{w2}$ のとき

$$K_{\beta} = \frac{K_u t_1 S}{k_B T} \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_s t_1}}{H_{k1}} \right)^2 \quad (2.19)$$

$H = 0$ で,

$$K_{\beta} = \frac{K_u t_1 S}{k_B T} \left(1 + \frac{J}{2K_u t_1} \right)^2 \quad (2.20)$$

(2.13)式から(2.20)式より, P-Type と A-Type の二層同時反転, 各層個別反転それぞれにおける K_{β} は等しくなる. 二層同時反転では, 各層の K_u , M_s , t が等しいとき, 二層膜の K_{β} は単層と変わらない. これは, 二層が交換結合によって単層のように振る舞うからである. また, 各層個別反転では, J によって K_{β} は変化する. したがって, 二層膜の各層個別反転において J を変化させることで K_{β} は単層膜より向上すると考えられる.

2.3 交換結合二層膜の熱的安定性の数値的検討

図 2.3, 図 2.4 より, P-type よりも A-type の方が保磁力を高めやすいので, A-type について, 2.1 と 2.2 において解析した反転磁界と熱的安定性を数値的に検討する.

2.3.1 計算条件

数値的な計算では, 図 2.9 に示すビット・パターン媒体に Thermal gradient で記録することを考える. ビット・パターン媒体は, 媒体の磁性薄膜をパターニングしたもので, その大きさは $8\text{nm} \times 16\text{nm}$ とし, 膜厚を 7.5nm とした. 記録密度は 2Tbit/inch^2 (2Tbpsi) となる. Thermal gradient は, 記録領域を含む媒体の広い領域に磁界を印加する. 媒体の保磁力が大きいためこの磁界のみでは磁化反転しない. 記録領域のみに光を照射して加熱し, その部分の保磁力を下げ, 記録を行なうものである. Thermal gradient のほかに, Field gradient, Dual gradient がある. Field gradient は, 記録領域を含む広い領域を加熱し, 記録領域のみに磁界を印加して記録する方法である. Field gradient は, 熱的安定性の制限から保磁力をあまり下げられないという問題がある. また, Dual gradient は, 記録領域のみを加熱し, かつ記録領域のみに磁界を印加する方法であるが, そのような磁気ヘッドを作製することが困難であるという問題がある.

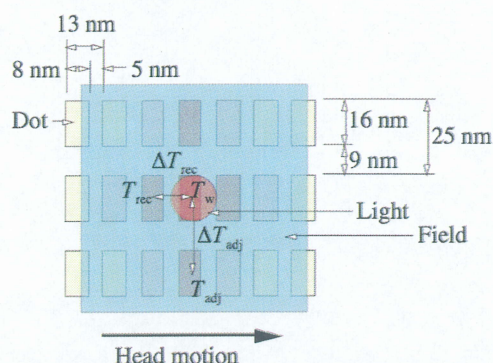


Fig. 2.9. Thermal gradient method using bit-patterned media.

300 K における $K_u V / kT$ を 120 以上必要としたときの A-type 交換結合二層膜の計算に用いたパラメータを図 2.10 に示す. 第 1 層と第 2 層で M_s と K_u を同じにし, 第 1 層の膜厚 t_1 を 1.25 nm, 第 2 層の膜厚 t_2 を 6.25 nm とした. なお, 記録温度は 450 K である.

比較のための単層膜の膜厚は二層膜の総膜厚 $t = t_1 + t_2 = 7.5$ nm に等しいとした. また, 単層膜の M_s は二層膜の平均の $\overline{M_s}$ とし, 単層膜の K_u も二層膜の平均の $\overline{K_u}$ とした.

1st layer	$t_1 = 1.25 \text{ nm}$ $M_{s1} = 500 \text{ emu / cm}^3$ $K_{u1} = 11.9 \times 10^6 \text{ erg / cm}^3$	
2nd layer	$t_2 = 6.25 \text{ nm}$ $M_{s2} = 500 \text{ emu / cm}^3$ $K_{u2} = 11.9 \times 10^6 \text{ erg / cm}^3$	
$t = t_1 + t_2 = 7.5 \text{ nm}$		
$\overline{M_s} = \frac{ M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2 }{t_1 + t_2} = 333 \text{ emu / cm}^3$		
$\overline{K_u} = \frac{K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2}{t_1 + t_2} = 11.9 \times 10^6 \text{ erg / cm}^3$		

Fig. 2.10. Parameter of A-type exchange coupled double layer for $K_u V / kT(300K) > 120$.

300 K における $K_u V / kT$ が 60 以上必要としたときも計算したが, この場合には $K_{u1} = K_{u2} = 6.1 \times 10^6$ erg/cm³ とし, それ以外は図 2.10 と同じである.

2.3.2 $K_u V / kT(300 K) > 120$ の場合

A-type 交換結合二層膜における $K_p(300 K)$ の反強磁性交換結合エネルギー J 依存性を単層膜と比較して図 2.11 に示す. Thermal gradient では室温で記録済みの磁性微粒子にヘッド磁界 H が印加されることがあり, その場合にも情報が保持されなければならない. したがって, $H = 0$

とともに $H = 5 \text{ kOe}$ でも比較した。 $J = 0$ のとき、二層膜は膜厚 6.25 nm の単層膜と等価になり、一方、単層膜は膜厚 7.5 nm であるので、もちろん単層膜の方が K_β が大きくなる。 J が大きくなると二層膜の K_β は大きくなり、適当な J 以上で単層膜より K_β が大きくなる。 $J = 7.4 \text{ erg/cm}^2$ までは二層膜の磁化反転は図 2.4(b) に示す各層個別反転で、このときには適当な J において K_β の改善が期待できる。一方、 $J = 7.4 \text{ erg/cm}^2$ 以上では二層膜の磁化反転は図 2.4(a) に示す二層同時反転となり、二層膜の K_β は単層膜のそれと変わらない。二層同時反転では、二層の磁化が一体となって振る舞うので、磁気特性は単層膜と変わらないということと矛盾しない。

したがって、 J が大きいほど K_β が改善される訳ではなく、適切な J が存在するということになる。

ところで、 J が大きくなると界面における磁気モーメントの構造が、図 2.2(a) から図 2.2(b) に変わり、蓄積エネルギーは界面磁壁エネルギー σ_w 以上にはならない。ブロッホ磁壁エネルギーから $\sigma_w = 6.2 \text{ erg/cm}^2$ と見積もられ、図 2.11 において J が $\sigma_w/2 = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ 以上で、 K_β はそれ以上は改善されないと考えられる。しかし $\sigma_w/2 = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ においても、二層膜の K_β は単層膜のそれより大きくなり、やはり K_β の改善は期待できる。

反強磁性交換結合エネルギー J は、Co/Ru/Co で 5 erg/cm^2 と報告されている⁶⁾ので、 3.1 erg/cm^2 は磁性体が Co の場合には不可能な値ではない。しかし、Co は記録媒体にはならず、Co-Pt-Cr のような面内磁気記録媒体用の磁性体では J はかなり小さいことが報告されている⁷⁾。したがって、TAMR に用いられる Fe-Pt-Cu の様な磁性体において J がどのような大きくなるか、そして小さい場合にはどのようにして大きくするかが課題となる。

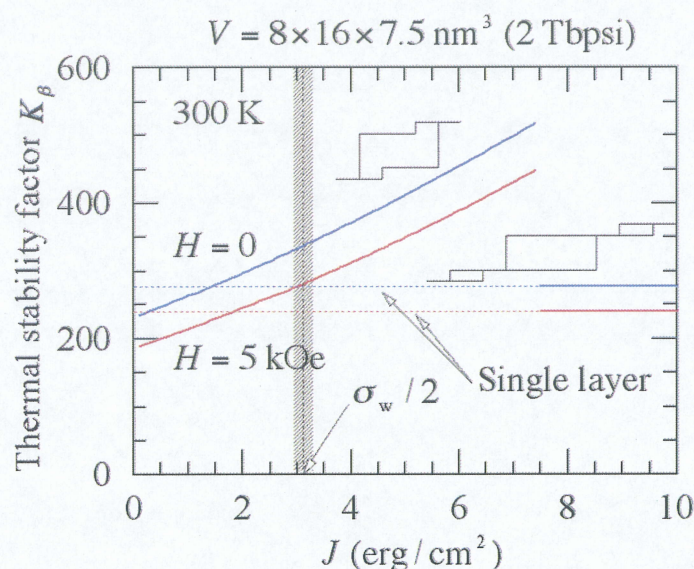


Fig. 2.11. Exchange coupling energy dependence of thermal stability factor
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 120$.

$J = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ における二層膜の K_β の温度依存性を単層膜と比較して図 2.12 に示す。二層膜の K_β は単層膜と同様に、室温からキュリー温度まで単調に減少し、記録過程において問題はないと考えられる。

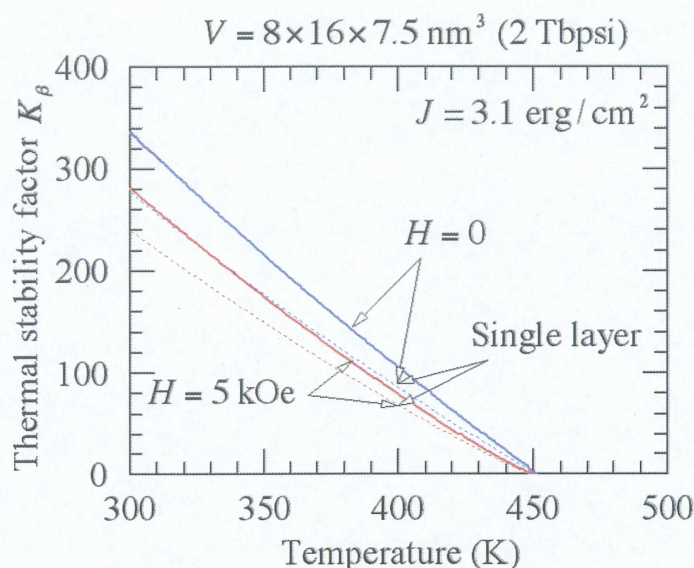


Fig. 2.12. Temperature dependence of thermal stability factor
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 120$.

A-type 交換結合二層膜を記録媒体として用いる場合には、さらに磁化反転磁界についても考えなければならない。図 2.13 に、 J に対する二層膜の磁化反転磁界を単層膜とともに示す。 $J = 0$ では各層が独立に磁化反転するので、その絶対値は等しい。このときの第1層の磁化反転磁界を負、第2層の磁化反転磁界を正とする。各層個別反転で J が大きくなると、膜厚の薄い第1層の磁化反転磁界は正に向かい、膜厚の厚い第2層の磁化反転磁界は正で大きくなる。さらに J が大きくなると、第1層の磁化反転磁界が正となる。 J が 7.4 erg/cm^2 以上では2層同時反転となるが、2層の磁化が同時に反転する磁界は、もちろん単層膜の保磁力と等しくなる。

A-type の交換結合二層膜では無磁界で第1層の磁化と第2層の磁化が反平行でなければならない。平行であると二層の界面にエネルギーが蓄積され、そのエネルギーが磁化を反転させようと働き、情報の安定性を劣化させるからである。図 2.13 で、第1層の磁化と第2層の磁化反転磁界がともに正であれば、無磁界で第1層の磁化と第2層の磁化が常に反平行である。

$J = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ において、第1層の磁化と第2層の磁化反転磁界がともに正であるので、無磁界で第1層の磁化と第2層の磁化が常に反平行である条件を満たしている。ただ、第1層の磁化反転磁界は正ではあるが小さい。これを大きくするには、第1層の磁気異方性を多少小さくすることが考えられる。

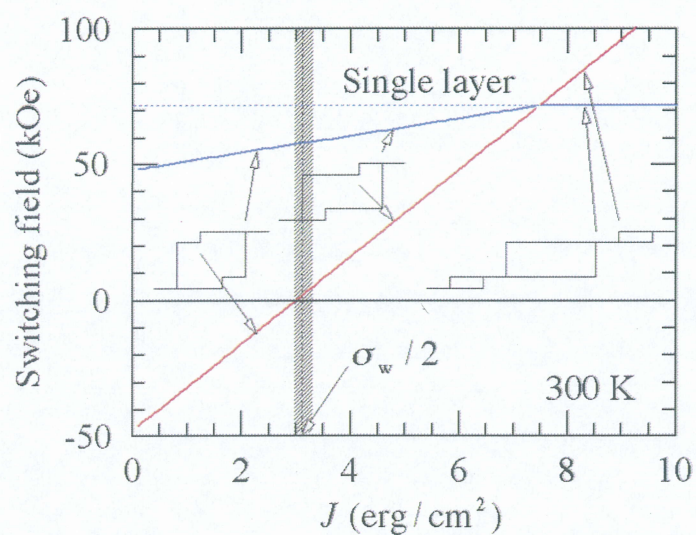


Fig. 2.13. Exchange coupling energy dependence of switching field
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 120$.

$J = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ における二層膜の磁化反転磁界の温度依存性を単層膜と比較して図 2.14 に示す。二層膜の第 i 層の磁化反転磁界は、室温からキュリー温度まで正であり、特に問題はないと考えられる。

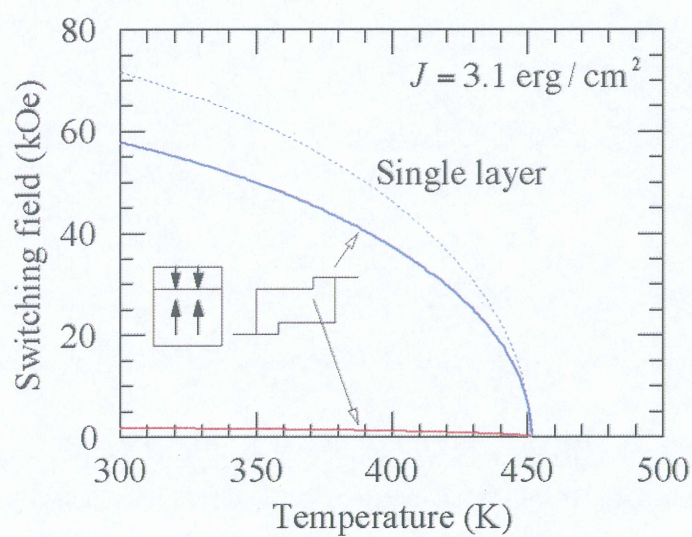


Fig. 2.14. Temperature dependence of switching field
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 120$.

2.3.3 $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 60$ の場合

300 K において必要とされる $K_u V / kT$ が 120 から 60 に減れば, 必要な磁気異方性も小さくなり, 媒体設計は容易になる.

このときの $K_\beta (300 \text{ K})$ の反強磁性交換結合エネルギー J に対する依存性を単層膜と比較して図 2.15 に示す. 界面磁壁の形成に伴う J の上限は, 磁気異方性の低下にともない 3.1 erg/cm^2 から 2.1 erg/cm^2 に低下し, そこにおいても二層膜の K_β は単層膜のそれよりも改善されている.

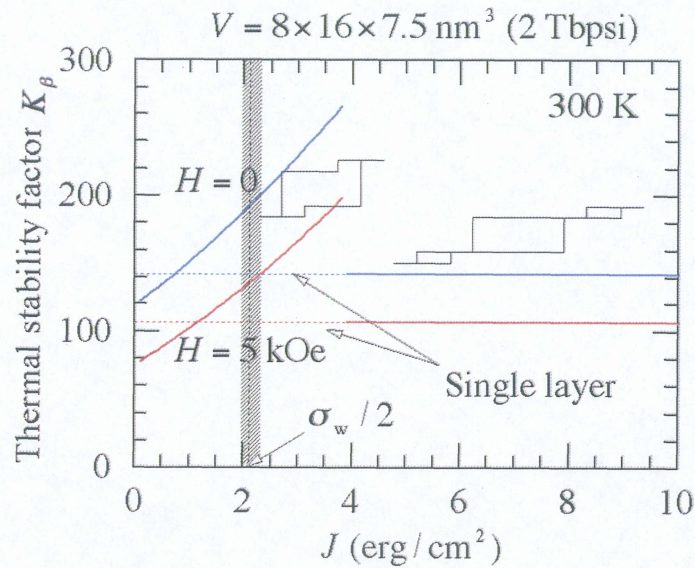


Fig. 2.15. Exchange coupling energy dependence of thermal stability factor
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 60$.

また K_β の温度依存性を図 2.16 に示すが, 図 2.12 と同様に, 室温からキュリー温度まで単調に減少し, 記録過程において問題はないと考えられる.

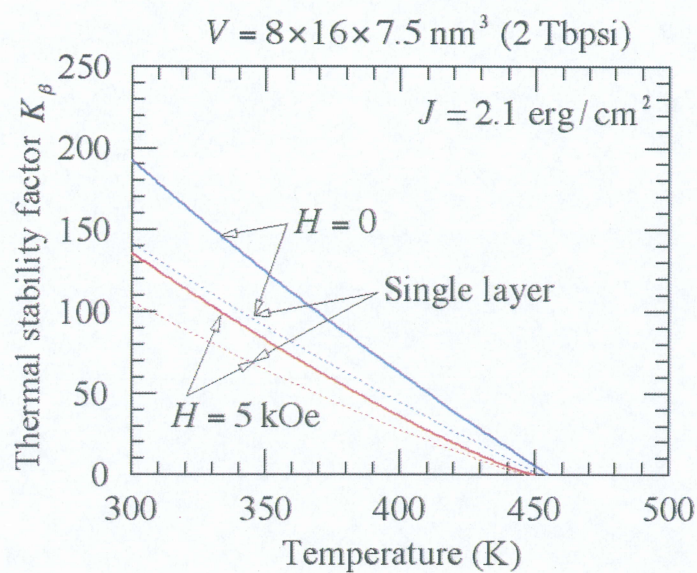


Fig. 2.16. Temperature dependence of thermal stability factor
for $K_u V / kT(300 \text{ K}) > 60$.

J に対する二層膜の磁化反転磁界を図 2.17 に示すが、特に第 1 層の磁化反転磁界も $J = 2.1 \text{ erg/cm}^2$ において正で十分大きい。

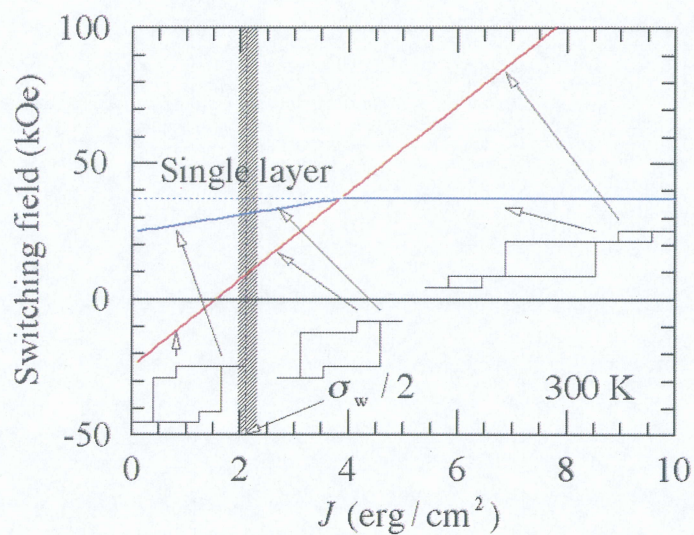


Fig. 2.17. Exchange coupling energy dependence of switching field
for $K_u V / kT(300 \text{ K}) > 60$.

$J = 2.1 \text{ erg/cm}^2$ における二層膜の磁化反転磁界の温度依存性を図 2.18 に示す。二層膜の第 1 層の磁化反転磁界は、室温からキュリー温度まで正で十分大きい。

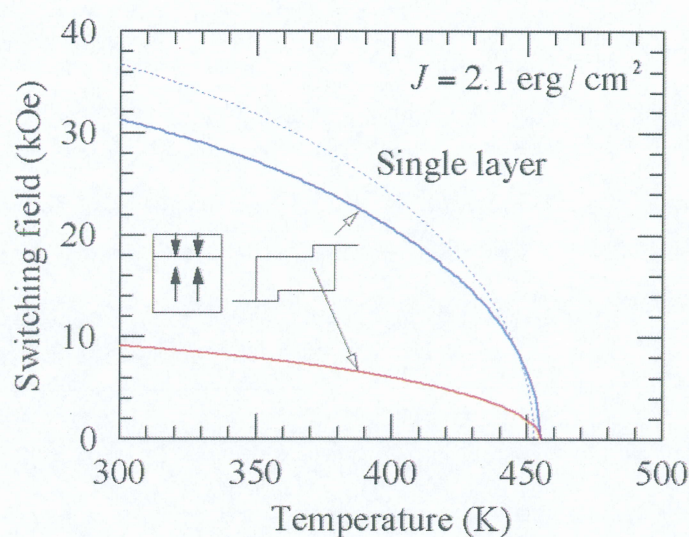


Fig. 2.18. Temperature dependence of switching field
for $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 60$.

2.3.4 計算結果と考察

交換結合二層膜における熱的安定性 K_β を二層の磁化のエネルギー障壁から解析的に計算し、そのうち保磁力を高めやすい A-Type 交換結合二層膜について、TAMR 媒体を想定し、 K_β と反転磁界を数値的に計算した。その結果、適切な J が得られたときに、A-Type 交換結合二層膜の K_β は単層膜のそれよりも大きくなった。また、A-Type 交換結合二層膜の磁化は、情報の安定のために、記録時以外は反平行であることが望ましい。反転磁界の計算結果から、界面磁壁の制限を考慮しても、その条件は満たされる。

計算より、 $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 120$ であるときは $J = 3.1 \text{ erg/cm}^2$ 、 $K_u V / kT (300 \text{ K}) > 60$ であるときは $J = 2.1 \text{ erg/cm}^2$ で、 K_β は最も大きくなる。しかし、面内磁気記録媒体に用いられる Co-Pt-Cr の J はエンハンスメント層を用いても 0.73 erg/cm^2 であり⁷⁾、TAMR 媒体用の材料として検討されている Fe-Pt-Cu の J もかなり小さいことが予想されるため、熱的安定性を改善するためには J を大きくする作製方法を探る必要がある。

第3章 反強磁性交換結合エネルギーの実験的検討

本章では、反強磁性交換結合二層膜 Co/Ru/Co の磁性層の表面に着目し、Co 表面のエッチング(逆スパッタリング)による反強磁性交換結合エネルギーの変化を実験的に検討する。

3.1 実験内容

第2章において、TAMR 媒体として反強磁性交換結合二層膜を用いる場合、最適な K_p を得るためには反強磁性交換結合エネルギー J を大きくすることが必要であることを述べた。

反強磁性交換結合の強さは磁性層の表面状態に敏感であるため、磁性層の表面状態を変化させることは J を変化させることに有効であると考えられる。実際に、磁性層第1層と中間層の界面が平坦であるほど J は大きくなることが報告されている⁹⁾。そこで、基礎的な検討として、反強磁性交換結合二層膜の磁性層第1層の表面に着目し、第1の磁性層として Co を成膜した後、その表面状態を変えることを目的としてエッチングを行い、その後 Ru を成膜し、第2の磁性層として Co を成膜した。この反強磁性交換結合二層膜 Co/Ru/Co の Ru 膜厚を変化させて、磁化曲線の飽和磁界 H_s から J の大きさを比較した。磁気記録媒体用の磁性体として Co のみが使用されるということはないが、Co/Ru/Co における Co 第1層の表面状態と J の関係は、他の磁性体の場合にも応用することができると考えられる。

また、TAMR では記録時に記録領域を加熱するため、加熱による J の低下は問題となる。そこで、TAMR で想定される記録温度 500K 付近まで試料を熱処理し、同じく H_s から J の大きさを比較した。

本実験で作製した試料の膜構成を図 3.1 に示す。試料は3種類作製し、それぞれ(a)高周波電源の放電電力 50W で Co 第1層をエッチング、(b)高周波電源の放電電力 100W で Co 第1層をエッチング、(c)エッチングなし、である。ガラス基板(76mm×26mm×1mm)は、脱イオン水で10分、洗浄液(フルウチ化学株式会社製セミコクリーン 56)で10分、更に脱イオン水で10分、超音波洗浄したものを用いた。また、Co 第1層を成膜する前と Co 第2層を成膜した後に、Co 層の酸化防止のため、下地層と保護層として Ru を 100Å 成膜した。磁性層 Co の膜厚は 60Å とし、非磁性層 Ru の膜厚 t_{Ru} は 0~8Å で変化させた。具体的な試料の作製手順は 3.2.1 で述べる。

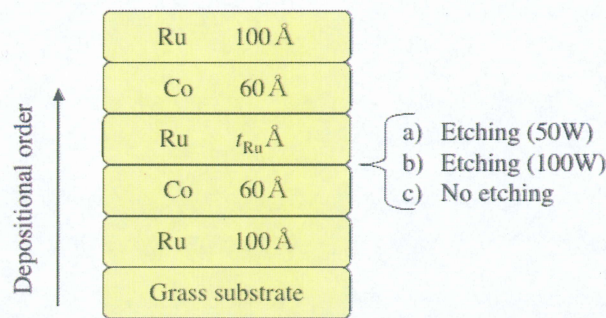


Fig. 3.1. Sample structure.

3.2 実験方法

3.2.1 試料の作製

試料作製には、図 3.2 に示すハイレートスパッタリング装置(日本真空技術株式会社製 SBH-2306RDE)を用いた。装置は、チャンバー内にプレーナーマグネトロン型ハイレートカソードスパッタ源を 3 基有しており、金属薄膜、磁性膜あるいは絶縁膜を作製できる。電源としてハイレートスパッタリング用直流電源(日本真空株式会社製 DC-030F, 定格 800V/4A)2 台と 1kW 高周波電源(日本高周波株式会社製 RF-010A, 共振周波数 13.56MHz, 最大 1kW)1 台の計 3 台を有しており、高周波電源のセレクトを切り替えることで、ターゲットのスパッタリングに加え、試料表面のエッチング(逆スパッタリング)が可能である。排気系には荒引き用にロータリーポンプ(日本真空技術株式会社製 D-950D)を、高真空・超高真空用にクライオポンプ(アルバック・クライオ株式会社製 CRYO-U 10PU)をそれぞれ用いている。

実験ではカソード 1 に Co ターゲットを、カソード 3 に Ru ターゲットを設置し、カソード 2 は使用しなかった。また直流電源はターゲット 1 に、高周波電源はターゲット 3 に接続した。

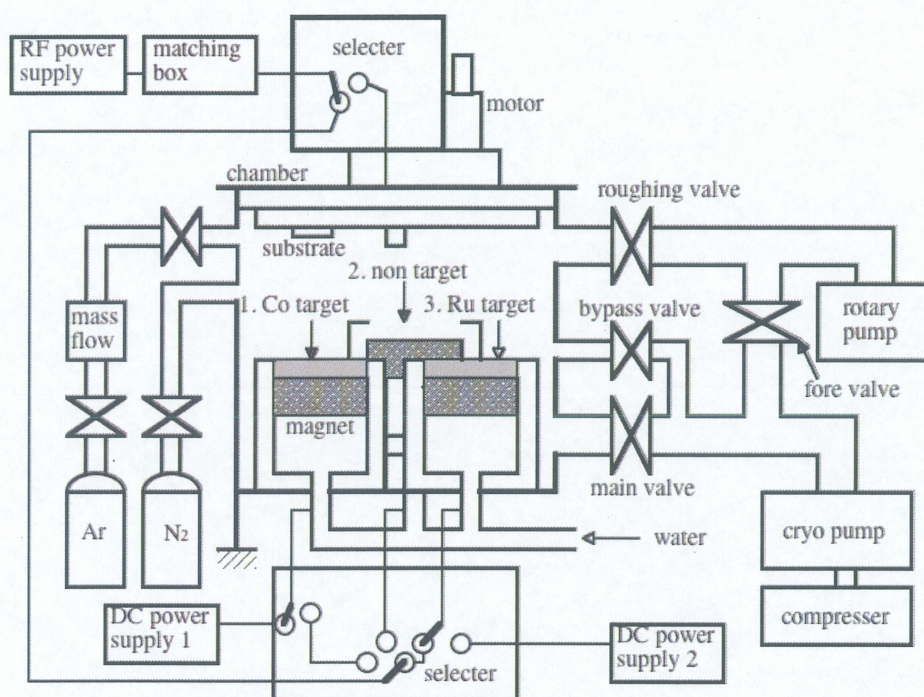


Fig. 3.2. Magnetron sputtering system.

試料の成膜条件を表 3.1 に示す．チャンバー内は予めロータリーポンプとクライオポンプで 10^{-4}Pa 以下まで排気した．スパッタリング，エッチングには Ar ガスを導入し，Co ターゲットのスパッタリングには直流電源を，Ru ターゲットのスパッタリングと Co 第 1 層表面のエッチングには高周波電源を用いた．エッチングの速さによって表面状態が変化するか調べるため，2 種類のレートでエッチングを行った．

Table 3.1. Sputtering conditions.

Bass pressure	$< 1.0 \times 10^{-4} \text{ Pa}$	
Ar gas pressure	Spattering	0.9Pa
	Etching	0.8Pa
Deposition rate	Co	0.61 Å/sec
	Ru (50W)	0.12 Å/sec
	Ru (200W)	0.92 Å/sec
Etching rate	Co (50W)	0.083 Å/sec
	Co (100W)	0.39 Å/sec
Substrate rotation	20rpm	

試料の作製手順は以下の通りである。

- (1) ガラス基板上に下地層として Ru を 100 Å 成膜する。
- (2) エッチングをする場合は、磁性層第 1 層として Co を 80 Å 成膜した後に、20 Å エッチングする。エッチングをしない場合は Co を 60 Å 成膜する。
- (3) 中間層として Ru を成膜する(0~8 Å)。
- (4) 磁性層第 2 層として Co を 60 Å 成膜する。
- (5) 最後に保護層として Ru を 100 Å 成膜する。

3.2.2 膜厚の測定

試料の膜厚は、触針式表面粗さ測定器(東京精密製 E-MD-S53A)を用いて測定した。触針式表面粗さ測定器は、ダイヤモンドの触針を試料表面に接触させて凹凸に沿って軽く滑らせ、その針の上下運動を電氣的・光学的に拡大して、記録紙に印字していく機器である。

試料表面には予めスパッタリング前に油性マジックで 2 本の線を引いておき、スパッタリング後にインクをエタノールで拭き取り、マジックを拭き取った部分と成膜部分との段差を測ることで、試料の膜厚を測定した。

3.2.3 磁化曲線の測定

試料が示す磁化曲線を試料振動型磁力計(Vibrating Sample Magnetometer, VSM, 株式会社東英工業製 VSM-5 型)を用いて測定した。VSM は、磁場中で試料を一定の周波数・振幅で振動させると周辺の磁束が変化して検出コイルに誘導起電力が発生することを利用して、試料の磁化(単位体積当たりの磁気モーメント)を測定する機器である。試料は予め 10mm×10mm の大きさに切り出したものを使用した。

3.2.4 面内磁化反強磁性交換結合二層膜の交換結合エネルギー

本実験では、試料の飽和磁界 H_s から J の大きさを比較した。一般に、Co/Ru/Co のような面内磁化反強磁性交換結合二層膜では、 H_s が大きければ J も大きくなるが、以下にこの関係を説明する。

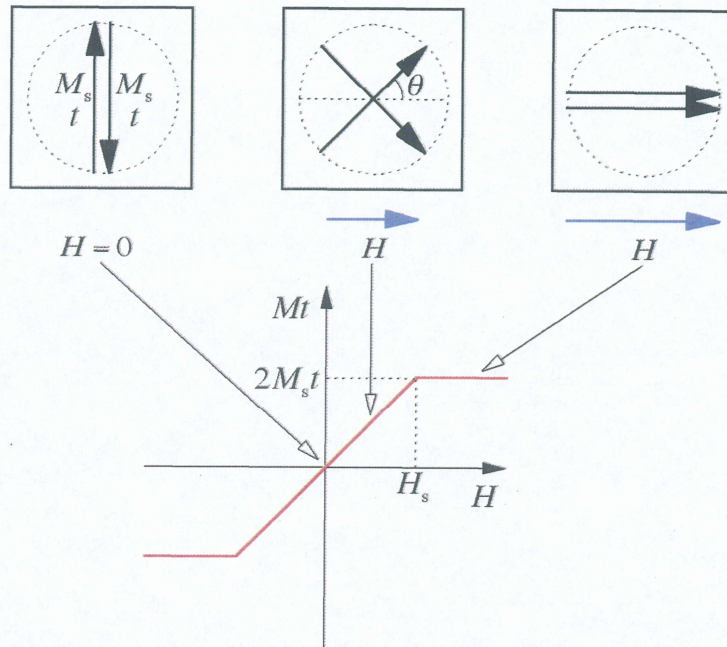


Fig. 3.3. In-plane Mt - H loop of antiferromagnetic exchange coupled double layer.

垂直磁気異方性も面内の特定方向にも異方性のない面内磁化膜からなる反強磁性交換結合二層膜を考える。

第 1 層, 第 2 層とも磁化, 膜厚が同じで, それぞれ M_s , t とする。また, 反強磁性交換結合エネルギーを $J (> 0)$ とする。

面内方向に磁界 H を印加したとき, 単位面積あたりのエネルギー E は, M_s と H の間の角度を θ とすると,

$$E = -M_s t H \cos \theta - M_s t H \cos \theta + J \cos 2\theta \quad (3.1)$$

となる。右辺第 1 項は第 1 層の Zeeman エネルギー, 第 2 項は第 2 層の Zeeman エネルギー, 第 3 項は交換結合エネルギーである。

(3.1) 式を θ で微分し, 0 と置くことにより E が極小となる θ を求めることができる。

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 2M_s t H \sin \theta - 2J \sin 2\theta = 0$$

$$M_s t H \sin \theta - J \sin 2\theta = 0$$

$$M_s t H \sin \theta - 2J \sin \theta \cos \theta = 0$$

$$\sin \theta (M_s t H - 2J \cos \theta) = 0$$

$$\therefore \sin \theta = 0 \quad (3.2)$$

または

$$M_s t H - 2J \cos \theta = 0 \quad (3.3)$$

となる。

(3.2)式より,

$$\theta = 0 \quad \text{または} \quad \theta = \pi \quad (3.4)$$

が得られる.

また, (3.3)式より,

$$\cos \theta = \frac{M_s t}{2J} H \quad (3.5)$$

が得られるが, $|\cos \theta| \leq 1$ であるので,

$$\begin{aligned} \left| \frac{M_s t}{2J} H \right| &\leq 1 \\ -1 &\leq \frac{M_s t}{2J} H \leq 1 \\ \therefore -\frac{2J}{M_s t} &\leq H \leq \frac{2J}{M_s t} \end{aligned} \quad (3.6)$$

のときに(3.5)式が解となる. $H = 2J / M_s t$ のとき(3.5)式は $\cos \theta = 1$, すなわち $\theta = 0$ であるので,

$$\frac{2J}{M_s t} \leq H \quad (3.7)$$

のとき, (3.4)式の $\theta = 0$ が解となる. また, $H = -2J / M_s t$ のとき(3.5)式は $\cos \theta = -1$, すなわち $\theta = \pi$ であるので,

$$H \leq -\frac{2J}{M_s t} \quad (3.8)$$

のとき, (3.4)式の $\theta = \pi$ が解となる.

(3.5)式より,

$$2M_s t \cos \theta = 2M_s t \frac{M_s t}{2J} H \quad (3.9)$$

が得られるが, $2M_s t \cos \theta$ は図 3.3 に示す $Mt-H$ ループの Mt となる. したがって Mt は H に比例し,

$$H_s = \pm \frac{2J}{M_s t} \quad (3.10)$$

のとき飽和値 $\pm 2M_s t$ に達する. Mt が飽和に達する磁界 H_s より,

$$J = \frac{M_s t H_s}{2} \quad (3.11)$$

と J を求めることができる.

以上の計算では各々の面内磁化膜の中で磁気モーメントは膜厚方向ですべて同じ方向を向い

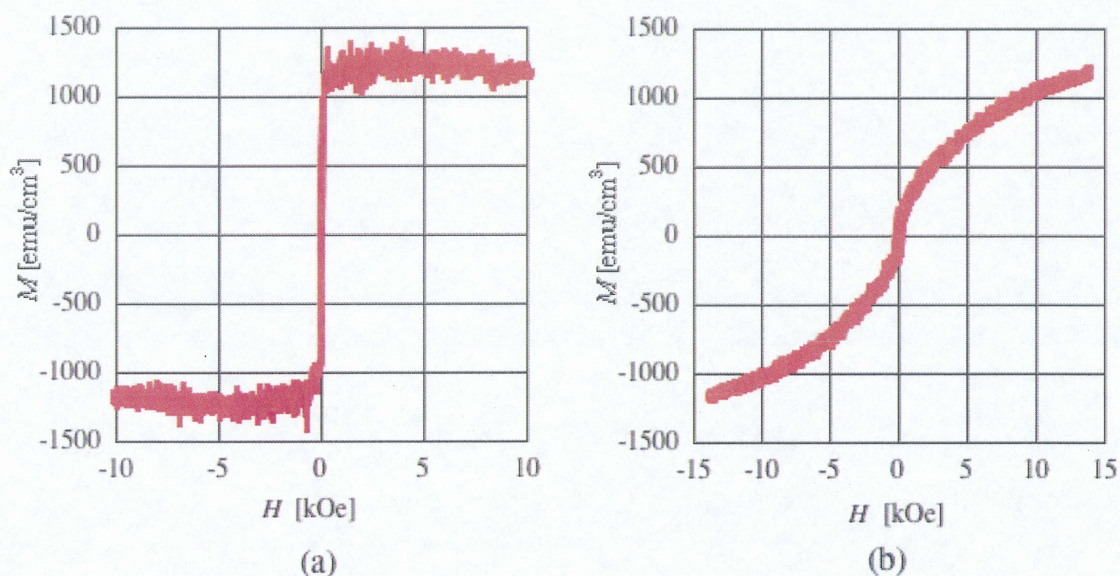
ていると仮定しているが、面内磁化膜の膜厚が厚くなるとこの仮定が成り立たなくなる。その結果、(3.11)式を用いて求めた J にはかなりの誤差が含まれるようになる。一方、面内磁化膜の膜厚を薄くすると、(3.11)式を用いても正確な J が求まるが、磁気モーメントの総量が少ないので、磁化曲線の測定が難しくなる。また、Co は膜厚が 60\AA より薄くなると、磁化が本来の大きさよりも小さくなることが報告されている¹⁰⁾。そこで、Co の膜厚は 60\AA とした。この膜厚で(3.11)式を用いて J を求めても誤差は大きいですが、膜厚が同じであれば、 H_s が大きければ J も大きいので、実験結果は J ではなく H_s で比較した。

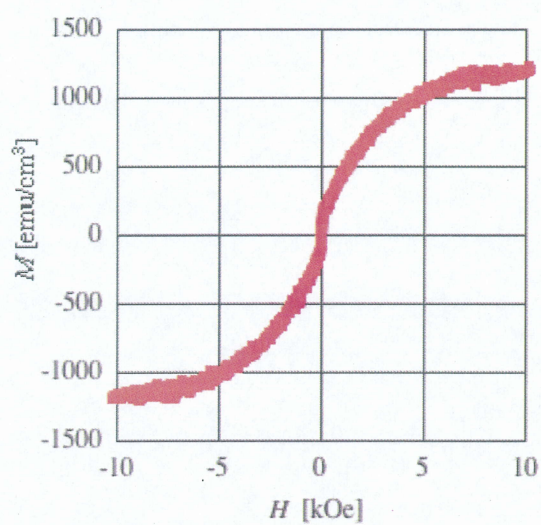
3.3 実験結果と考察

3.3.1 Co/Ru/Co における飽和磁界の Ru 膜厚依存性

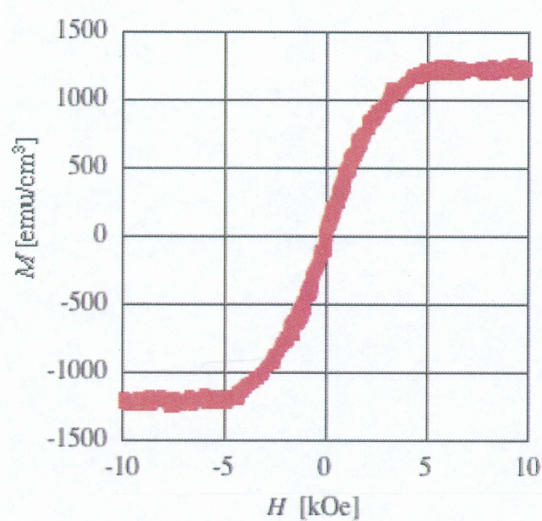
Ru 膜厚 $0\sim 8\text{\AA}$ の範囲における、50W でエッチングした場合、100W でエッチングした場合、エッチングなしの場合の磁化曲線を、それぞれ図 3.4、図 3.5、図 3.6 に示す。Co/Ru/Co の J は、 $t_{\text{Ru}} = 3\text{\AA}$ で最大値を取ると報告されている⁹⁾が、エッチングなしの場合は $t_{\text{Ru}} = 3\text{\AA}$ において AFC しなかった。50W でエッチング、100W でエッチングをした場合は、 $t_{\text{Ru}} = 3\text{\AA}$ において AFC した。

また、これらの M - H loop は図 3.3 のそれとは異なり飽和磁界付近でゆるやかに曲がっているが、これは磁性層 Co の磁気モーメントの方向が膜厚方向でそれぞれ異なるためと考えられる。

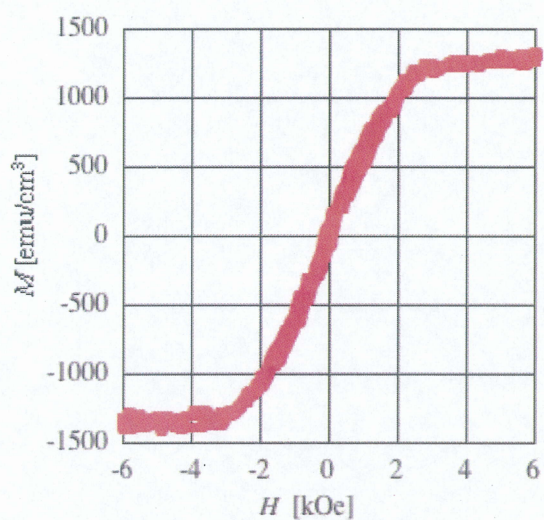




(c)



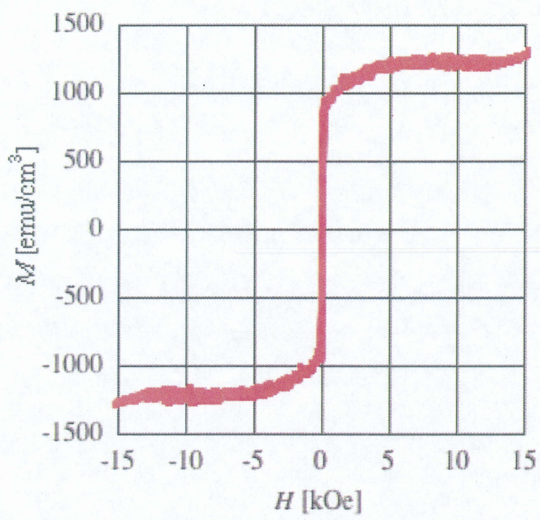
(d)



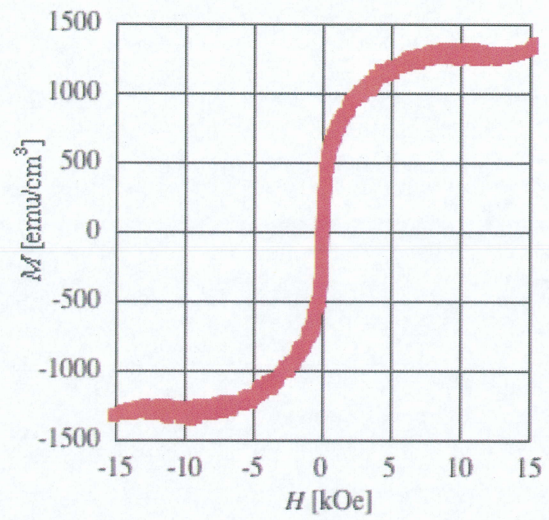
(e)

Fig. 3.4. M - H loop on 50W etching

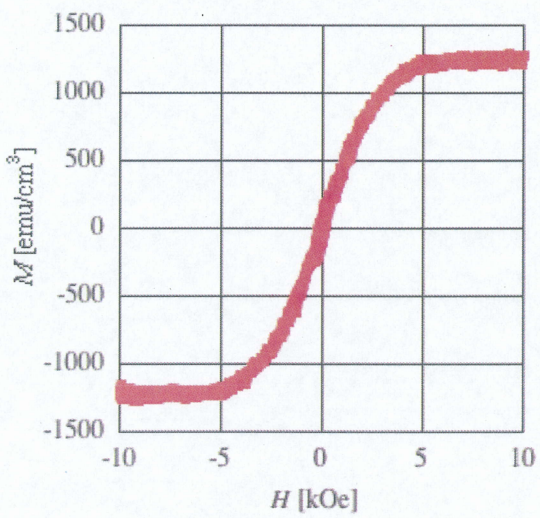
Ru thickness (a) 2 \AA , (b) 3 \AA , (c) 4 \AA , (d) 6 \AA , (e) 8 \AA .



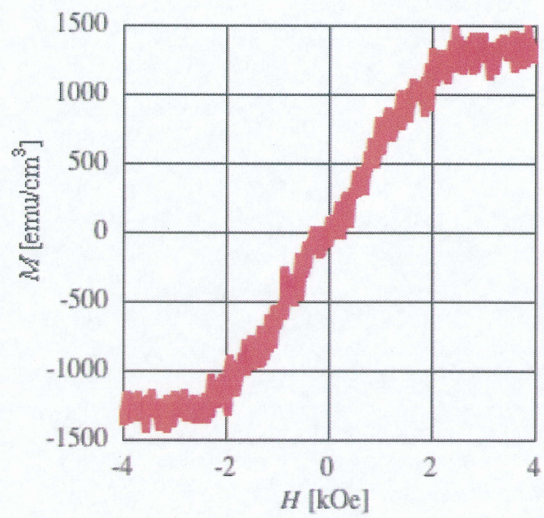
(a)



(b)



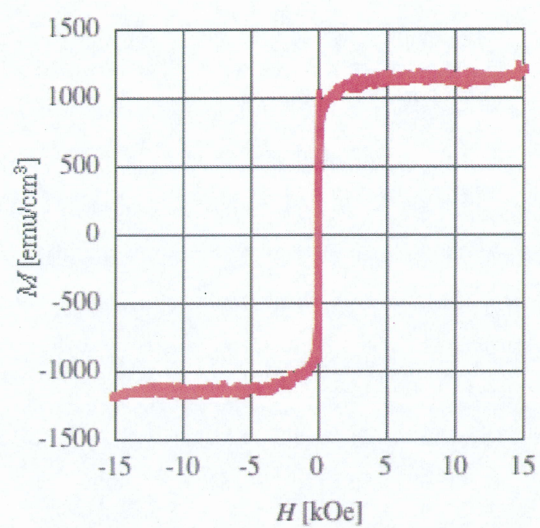
(c)



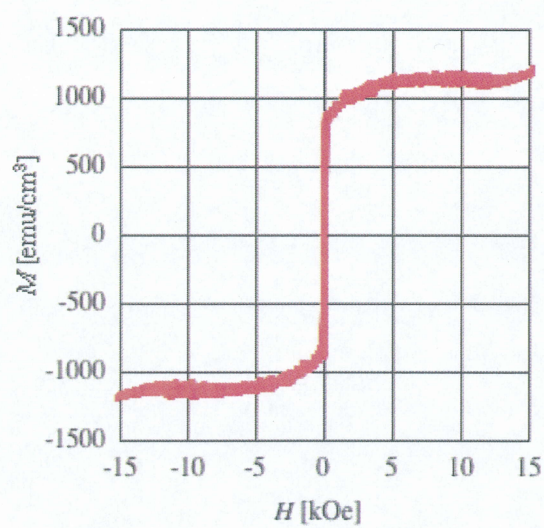
(d)

Fig. 3.5. M - H loop on 100W etching

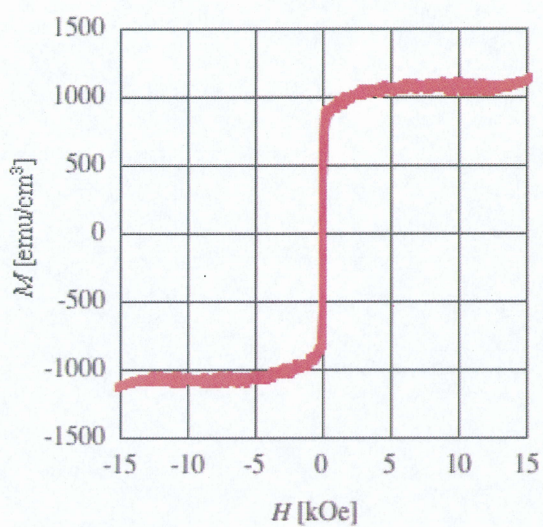
Ru thickness (a) 2 Å, (b) 3 Å, (c) 4 Å, (d) 6 Å.



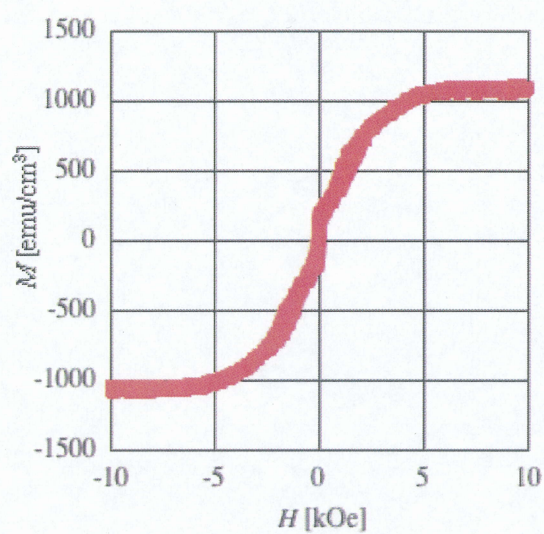
(a)



(b)



(c)



(d)

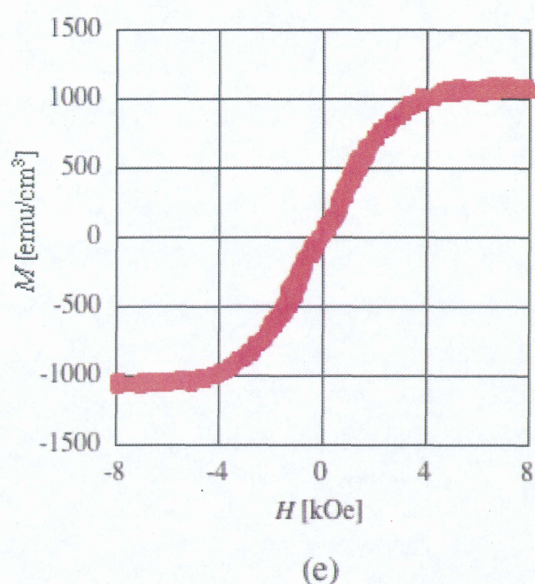


Fig. 3.6. M - H loop on no etching

Ru thickness (a) 2 Å, (b) 3 Å, (c) 4 Å, (d) 6 Å, (e) 8 Å.

図 3.4, 図 3.5, 図 3.6 より求めた飽和磁界 H_s の Ru 膜厚依存性を図 3.7 に示す. 図中のグラフはそれぞれ(a)50W でエッチングした試料, (b)100W でエッチングした試料, (c)エッチングなしの試料を表す. なお, $t_{\text{Ru}} = 0$ において試料はFCするので, $H_s = 0$ とした.

図 3.7(a), (b)エッチングありと(c)エッチングなしを比べると, エッチングをした方が H_s の最大値が大きくなった. また, エッチングをした場合は $t_{\text{Ru}} = 3\text{Å}$ で H_s がほぼ最大となったが, エッチングなしの場合は, $t_{\text{Ru}} = 6\text{Å}$ でほぼ最大となった.

また, (a)50W でエッチングした場合と(b)100W でエッチングした場合を比較すると, 50W でエッチングした場合の方が H_s が大きくなった. したがって, 最適なエッチングレートを探索することで, より J を大きくすることができるかもしれない.

[Co/Ru]₂₀ における J の最大値は 2.07erg/cm² と報告されている¹¹⁾が, 50W でエッチングした場合の J を近似式を用いておよそではあるが計算すると, 4.8erg/cm² とエッチングなしの場合に比べて大きい値となった. したがって, 磁性層 Co 第 1 層表面のエッチングは J を大きくするのに有効である.

エッチングによる J の増加の理由として, 先に述べた磁性層 Co 第 1 層の表面が平坦になったことが考えられる. それを確かめるためには, 今後, 原子間力顕微鏡などを用いて, 磁性層第 1 層の表面状態がどのように変化したのか実際に観察する必要がある.

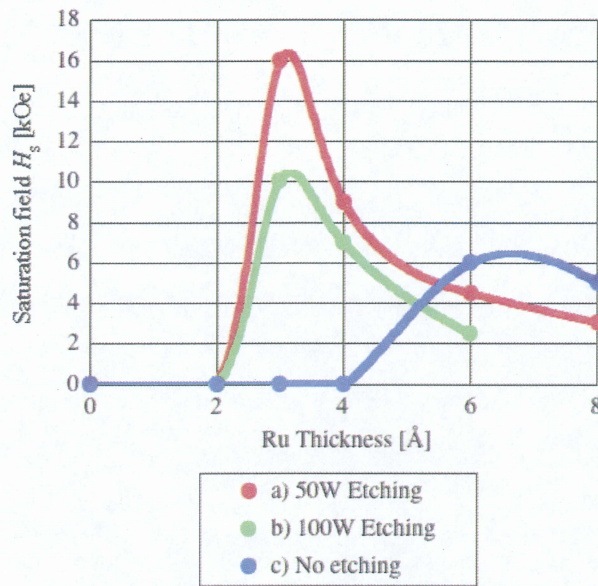


fig. 3.7. Ru thickness dependence of saturation field.

3.3.2 Co/Ru/Co の熱処理による飽和磁界の変化

試料加熱チャンバー（ネオアーク株式会社製 BH-800TC4）を用いて、室温から 533K まで試料を熱処理した結果を図 3.8 に示す。図中のグラフはそれぞれ(a)50W でエッチングした試料，(b)100W でエッチングした試料，(c)エッチングなしの試料を表す。熱処理時間は 1 回あたり 3 分間とした。なお，グラフの縦軸は熱処理後の飽和磁界 H_s と熱処理前の飽和磁界 H_0 との比である。

エッチングをした試料の H_s は室温から 533K まで減少しなかったが，エッチングをしなかった試料の H_s は熱処理温度が上がるにつれてゆるやかに減少した。TAMR の記録温度は 500K 付近と見積もられるが，493K で熱処理を行ったエッチングなしの試料の H_s は室温の場合と比べておよそ 2 割減少した。Co は多結晶であるので，Gd-Fe-Co などの非晶質合金と比べると，エッチングをしない場合でも熱処理によって H_s はそれほど減少しない¹¹⁾が，エッチングによってさらに H_s の減少は小さくなる。したがって，磁性層 Co 第 1 層表面のエッチングは加熱による J の低下を小さくするのにも有効である。

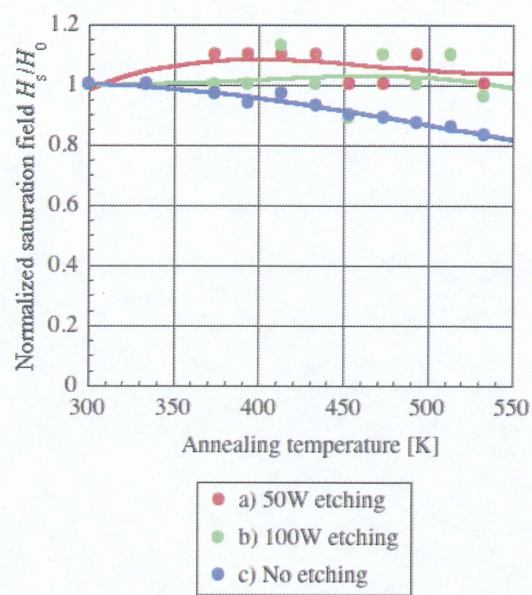


Fig. 3.8. Annealing temperature dependence of normalized saturation field.

第4章 総括

増え続ける電子情報を記録するために、磁気記録媒体の記録密度を高めることが求められている。記録密度を高めるには、媒体記録層の磁性微粒子の体積を小さくすることが必要であるが、いわゆる磁気記録のトリレンマによってその微細化は妨げられている。この問題を解決する方法として熱アシスト磁気記録が提案されているが、記録後の冷却過程における熱揺らぎの加速によって、情報が劣化する現象が指摘されている。この現象を解決するために、磁性薄膜を強磁性交換結合あるいは反強磁性交換結合させた交換結合二層媒体が提案されているが、概念的な提案がほとんどで、解析的あるいは数値的な検討はなされていない。

そこで本研究では、交換結合二層膜を熱アシスト磁気記録に用いるときの情報の熱的安定性を解析的および数値的に検討し、実験的にも検討を行った。

交換結合には2層の磁化が平行で安定となる P-Type と、2層の磁化が反平行で安定となる A-Type がある。交換結合二層膜の磁化過程には、二層の磁化が個別に反転する各層個別反転と二層の磁化が同時に反転する二層同時反転がある。解析結果から A-Type の方が保磁力を高めやすいので、さらに A-Type 交換結合二層膜について、ビット・パターン媒体を用いた熱アシスト磁気記録を想定し、その熱的安定性と反転磁界について数値的な計算を行った。

1) A-Type 交換結合二層膜において、2層の界面に溜まる交換結合エネルギー J が小さいときは各層個別反転となり、 J が大きくなるにつれて熱的安定性 K_p も大きくなる。さらに J が大きくなると二層同時反転となり、 K_p は単層膜の場合と同じになって J が大きくなっても大きさは変わらない。したがって、 K_p を大きくするには J を最適な大きさにする必要がある。

2) 各層個別反転領域において J を大きくしていくと、2層の界面に溜まるエネルギーを小さくするために界面の磁化が磁壁を作るようになる。このとき界面には界面磁壁エネルギー σ_w が溜まり、 K_p の改善はそこで止まる。そのときの K_p は単層膜の場合よりも大きくなる。

3) A-Type では、無磁界で2層の磁化が常に反平行という条件が必要であるが、界面磁壁の制限を考慮しても、この条件は満たされている。

強磁性体を用いて A-Type 交換結合二層膜を実現するには、磁性層に Ru や Rh など一部の遷移金属を挟み込むことによって AFC させる必要がある。一般に、AFC は FC に比べて弱いので、実際に AFC 媒体を磁気記録に応用するには J を大きくする媒体の設計が必要となる。

そこで、AFC 二層膜 Co/Ru/Co の作製過程において、磁性層 Co 第1層を成膜後に、その表面

をエッチングすることで反強磁性交換結合エネルギー J がどのように変化するか、Ru 膜厚に対する飽和磁界 H_s を比較することで調べた。また、TAMR では記録時の加熱によって J が低下することが考えられるため、試料を室温から 533K まで熱処理して、 H_s の変化を調べた。

4) 磁性層 Co 第 1 層の表面をエッチングすることで、 H_s の最大値は大きくなった。また、エッチングレートを変化させると H_s の最大値は変化した。

5) 磁性層 Co 第 1 層の表面をエッチングをすることで、室温から 533K までの熱処理に対する H_s の減少は小さくなった。

したがって、エッチングは J を大きくするのに有効である。

謝辞

本研究の遂行および本論文の作成にあたり，数々の御指導と御教示を頂きました，三重大学大学院工学研究科 教授 工学博士 小林 正 先生に深く感謝致します。

研究および実験を行なうにあたり，数々の御協力と御助言を頂きました，同研究科 准教授 工学博士 藤原 裕司 先生，同研究科 技術専門職員 前田 浩二 氏に深く感謝致します。

本論文の作成にあたり，数々の御協力と御助言を頂きました，同研究科 准教授 工学博士 佐藤 英樹 先生に深く感謝致します。

最後に，共に研究に励んだ久田 大二郎 氏，佐藤 和宣 氏，そして共に実験に励んだ杉田 寛佳 氏，澤田 章弘 氏をはじめとする，ナノエレクトロニクス研究室在学学生に深く感謝致します。

参考文献

- 1) 三浦義正, “HDD の磁気記録とその将来,” まぐね, 2, pp. 615-621, 2007
- 2) S. H. Charap, P. Lu, and Y. He, "Thermal stability of recorded information at high densities," IEEE Trans. Magn., 33, pp. 978-983, 1997
- 3) 喜々津, 甲斐, 永瀬, 秋山: “熱アシスト磁気記録のための交換結合二層媒体,” 信学技報, MR2004-64, 2005
- 4) 喜々津, 甲斐, 永瀬, 秋山, “熱アシスト磁気記録用交換結合二層媒体,” 信学技報, MR2005-52, 2006
- 5) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, "Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices," Phys. Rev. Lett., 61, pp. 2472-2475, 1988
- 6) S. S. P. Parkin, "Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals," Phys. Rev. Lett., 67, pp. 3598-3601, 1991
- 7) A. Inomata, B. R. Acharya, E. N. Abarra, A. Ajan, D. Hasegawa, and I. Okamoto, "Advanced synthetic ferrimagnetic media," J. Appl. Phys., 91, pp. 7671-7675, 2002
- 8) E. Girt, and H. J. Richter, "Antiferromagnetically coupled perpendicular recording media," IEEE Trans. Magn., 39, pp. 2306-2310, 2003
- 9) M. Desai, A. Misra, and W. D. Doyle, "Effect of interface roughness on exchange coupling in synthetic antiferromagnetic multilayers," IEEE Trans. Magn., 41, pp. 3151-3153, 2005
- 10) H. Wakabayashi, H. Notarys, J. C. Suits and T. Suzuki, "Magnetic and magneto-optical properties of exchange coupled films of transition metals/TbFeCo," Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 150, pp. 95-101, 1989
- 11) 南亜紀子, “[Co/Ru]₂₀ 反強磁性交換結合膜における交換結合エネルギー,” 修士論文, 三重大大学, 2007