

Title	希土類-鉄族非晶質薄膜の作製と特性
Author(s)	白川, 友紀
Citation	大阪大学, 1977, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1400
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

希土類 - 鉄族非晶質薄膜の
作製と特性

昭和52年 2月

白川友紀

発表論文

- 1) T. Shirakawa, K. Onishi, K. Okamoto, Y. Ohbuchi, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"Gd-Co Amorphous Metallic Films for Bubble Domain Applications",
Japan. J. appl. Phys., 13, No.1 (1974) 201.
- 2) T. Shirakawa, K. Okamoto, K. Onishi, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"Properties of Sputtered Gd-Co Films for Magnetic Bubbles",
IEEE Trans. on Mag., MAG-10, No.3 (1974) 795.
- 3) 白川友紀, 小玉哲博, 尾西康次, 松下俊介, 桜井良文
「Gd-Coスパッタ膜の作製と特性」
電気学会論文誌, 96巻4号(1976) A分冊, 151.
- 4) T. Shirakawa, Y. Nakajima, K. Okamoto, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"The Kerr and the Hall Effects in Amorphous Magnetic Films",
AIP Conf., Proc., No.34 (1976) 349.
- 5) T. Shirakawa, T. Kodama, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"The Anomalous Decrease of Effective Anisotropy near the Compensation
Temperature in Gd-Co Amorphous Magnetic Film",
To be published in J. Microelectronics, Proc. ICMB (1976) Eindhoven.

参考論文

- 1) 松下俊介, 白川友紀, 桜井良文
「泡磁区材料としてのGd-Coスパッタ膜の作製と特性」
材料科学, 11巻1号(1974) 39.
- 2) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"Hall Effects in Gd-Co Sputtered Films",
IEEE Trans. on Mag., MAG-10, No.3 (1974) 799.
- 3) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai,
"Galvanomagnetic Effects in Gd-Co Sputtered Films",
AIP Conf. Proc., No.24 (1975) 113.

目次

緒言	-----	1
第1章 序章	-----	3
1.1 歴史的概要		
1.1.1 希土類-鉄族非晶質薄膜が発表されるまでの状況		3
1.1.2 希土類-鉄族非晶質薄膜の研究状況と問題点		4
1.2 希土類-鉄族非晶質薄膜の磁性		
1.2.1 垂直磁気異方性		5
1.2.2 2 sub-network モデル		6
1.2.3 希土類-鉄族非晶質薄膜の磁区構造概論		8
第2章 希土類-鉄族非晶質薄膜における諸特性の測定		
2.1 カー効果の測定		10
2.2 ホール効果の測定		11
2.3 磁化の測定		12
2.4 垂直磁気異方性の測定		12
第3章 希土類-鉄族非晶質薄膜の作製と特性		
3.1 高周波スパッタ法による希土類-鉄族非晶質薄膜の作製		14
3.2 Gd-Co 非晶質薄膜の作製条件と特性		16
第4章 希土類-鉄族非晶質薄膜のカー効果とホール効果		
4.1 序		19
4.2 カー効果, ホール効果の極性		19
4.3 カー効果, ホール効果の絶対値の温度特性		20
4.4 結び		23
第5章 希土類-鉄族非晶質薄膜の垂直磁気異方性		
5.1 序		24
5.2 2 sub-network モデルに基づく異方性モデル		24
5.3 sub-network 磁気モーメントの傾き角の推定		26
5.4 結び		27
第6章 結言	-----	28
参考文献	-----	29
謝辞		

緒言

情報化社会の進展にともない、電子計算機の記憶装置は、その速度、容量ともに大きな進歩をとげてきた。現在、高速メモリとしては IC メモリが、大容量メモリとしては磁気テープがあり、また、これらの中間の速度、容量を持ち両者をつなぐ階層のメモリとして磁気ディスクがある。この磁気ディスクメモリはディスク面に付着した磁性膜の膜面内の磁化方向によって情報を記録しているが、膜面に垂直な磁化によって記録を行なうことにより記憶容量(密度)を大きくし、また同時に光を用いて書き込み、読み出しを行なう光・磁気記憶技術や、ディスクのような媒体を動かすことなく情報のみを動かすことのできる磁気バブル技術による速度、信頼性の向上が期待されている。

従来、光・磁気記憶材料としては、MnBi 膜などが、また磁気バブル材料としては磁性ガーネットが主に研究されてきた。しかしながら、MnBi 膜はキュリー温度が高く書き込みに大きな光のエネルギーを要し、また光のエネルギーを大きくし過ぎると膜を損傷するおそれがある、いかえれば書き込みのマージンが狭い。また、多結晶質であるため書き込んだパターンに「にじみ」が生ずるなどの欠点があった。一方、バブル材料の磁性ガーネットの方にも無欠陥の単結晶薄膜でなくてはならないため、無欠陥の単結晶基板を必要とし、高価でもあり、面積の大きなものを得るのも困難であるという欠点があり、両方の分野で新しい材料が求められていた。

本研究の研究対象である希土類-鉄族非晶質薄膜は、光・磁気記憶材料としてはキュリー温度を低い適当な温度に選べることや、補償温度書き込みと

いう方法を用いることにより十分な書き込みマージンが得られ、また非晶質であるので「にじみ」(グリーンノイズ)が無いなどの利点がある。また、磁気バブル材料としては、基板として安価で容易に大きなものが得られるガラスが使えることや、磁性ガーネットは単結晶であるため膜面内にごくわずかであるが磁気異方性を持つのに対し、この材料は非晶質であるので本質的に等方性であることなどの利点がある。このような利点から希土類-鉄族非晶質薄膜は、面分野において新しい材料として有望視されている。

また、希土類-鉄族非晶質薄膜は大きな異常ホール効果を示すので、光で書き込んだ情報や磁気バブルの読み出しを膜自体のホール効果を用いて行なうという新方式の可能性も秘めている。

しかしながら、希土類-鉄族非晶質薄膜はまた、構造的には非晶質でありながら強い垂直一軸磁気異方性を持つ理由や大きな異常ホール効果の発生機構など磁気物性的にも非常に興味深い課題を残している材料でもある。

以上の見地より、本論文では希土類-鉄族非晶質膜の作製条件と磁気特性、磁気光学効果、ホール効果、垂直磁気異方性について基礎的研究を行ない、その結果について論ずる。

* * *

次に、各章の内容の概略を述べる。

オ1章では、希土類-鉄族非晶質膜に至るまでの研究の概略、および希土類-鉄族非晶質膜の磁気特性を記述する垂直一軸磁気異方性の表現式や、2 sub-network モデルなど本論文を理解するために必要な基礎的概論を述べる。

第2章では、希土類-鉄族非晶質膜の磁気光学効果、ホール効果、磁氣的諸特性の測定法について述べる。

第3章では、希土類-鉄族非晶質膜の作製方法として最初に発表された高周波スパッタ法による Gd-Co (ガドリニウム-コバルト) 非晶質膜の作製法と、その作製条件が磁気特性に与える影響について述べる。また適当な特性を持つ薄膜の作製条件について考察する。

第4章では、希土類-鉄族非晶質膜の極カー (polar Kerr) 効果とホール効果の極性および絶対値の温度依存性について調べ、その結果から両効果がともに鉄族元素の sub-network の磁気モーメントに主として起因していると考えられることを述べる。

第5章では、希土類-鉄族非晶質膜の1つである Gd-Co スパッタ膜の垂直磁気異方性を測定し、その異方性が補償温度において減少することを示すと同時に、2 sub-network モデルを用いてこの現象の説明を行なっている。

第1章 序章

この章では、希土類-鉄族非晶質薄膜が注目されるに至った歴史的概略、および本論文を理解するための基礎的概論を述べる。

1.1 歴史的概要

1.1.1 希土類-鉄族非晶質薄膜が発表されるまでの状況

希土類-鉄族非晶質薄膜の研究の歴史は比較的新しいが、希土類-鉄族金属間化合物に関する研究はそれ以前から行なわれており、1959年 Nesbittらによって Gd-Co, Gd-Fe 系の金属間化合物はフェリ磁性で組成比による飽和磁化の変化の様子が示された¹。その後、希土類-鉄族金属間化合物は多くの人々により研究されるようになり特に RCO_5 や R_2Co_{17} (Rはイットリウムを含む軽希土類) で表わされる化合物は、その強い一軸異方性、大きな保磁力と飽和磁化から、永久磁石材料として注目されている。

一方、希土類-鉄族非晶質合金もフェリ磁性であることが1972年に示された²。そして、希土類-鉄族非晶質薄膜の最初の1つである Gd-Co スパッタ膜が、電子計算機の記憶装置に革命をもたらすと考えられている磁気バブル技術、および光・磁気記憶技術の新しい材料として発表されたのは、翌、1973年であった³⁻⁶。

以下に、この時までの磁気バブル技術と光・磁気記憶技術の研究の歴史を簡単に述べ、希土類-鉄族非晶質薄膜が非常に注目された理由を示す。

(i) 磁気バブル技術の歴史

1960年代の初め、電子計算機の主記憶装置にはフェライトコアが用いら

れていたが、更に高速、大容量化するためにいろいろと研究が行なわれていた。パーマロイの薄膜を用いる研究もその1つで、1965年 Spain によってパーマロイ薄膜中の孤立した磁区をパルス磁界によって動かす方法が発表された⁷。しかしながら、これは膜面内の磁化を用いているためにビット密度をそれほど高くすることができなかった。更にビット密度を高くするには、膜面に垂直な磁化を用いれば良い。1967年、ベル研究所の Bobeck らは、Sherwood らが1959年に発見した⁸ $YFeO_3$ (イットリウムオルソフェライト) 薄板中の面に垂直に磁化した円柱状磁区を外部磁界によって動かす方法を磁気バブル技術として発表した^{9,10}。その後、磁性ガーネットにおいて $YFeO_3$ より小さい磁気バブルが得られることが示されて以来、"現在までほとんど磁性ガーネットにおいて磁気バブル実用化への研究が行なわれている。しかし、その作製は非磁性のガーネット単結晶(ガドリニウム・ガリウム・ガーネット[GGG])が主に用いられている)基板上に磁性ガーネット薄膜をLPE(液相成長)法により成長させる方法がとられており、そのため格子欠陥の無い良質の単結晶基板を必要とし、またしたがって面積も広くとることができなかった。そのような時機に発表された希土類-鉄族非晶質薄膜には、基板として安価なガラスが使え、結晶の場合のような格子定数の制限を受けずに、自由に磁気バブル材料として最適な組成を選べるなどの利点があった。このようなわけで希土類-鉄族非晶質

薄膜は新しい磁気バブル材料として注目されたわけである。

(ii) 光・磁気記憶技術の歴史

光・磁気記憶材料として現在まで研究されてきた材料の主なものに MnBi (マンガン・ビスマスと呼ぶ)がある。これは 1957年 Williamsら¹²が、真空蒸着法によってガラス基板上に作製した MnBi 薄膜の磁区をファラデー効果を用いて光学的に読み出すことを発表したのが最初である。この時は書き込みには磁気ペンが用いられていたが、Mayer は、熱した白金ペン¹³や電子線¹⁴を用いて MnBi 膜を一部キュリー温度以上に熱し、一度磁化を失なわせてから冷却する過程で周囲の磁化からの落遊磁場によって逆向きに磁化されることにより情報を書き込む、いわゆる「キュリー一点書き込み」を行なった。その後レーザが發明されるにおよび、Smith はレーザ光のエネルギーを用いて書き込み、読み出しの両方を行なう「光・磁気記憶方式」を 1967年に提唱した^{15,16}。これは翌 1968年 Chenらによって実現された¹⁷。その結果 10^6 ビット/cm² のビット密度と 10^9 ビット/秒の読み出しが可能であると報告されている。その後更に実用化への研究が進められてきているが、MnBi 薄膜には、書き込みのための温度変化による相変態の問題や、書き込みに必要な温度が 360°C と高過ぎてレーザ光のエネルギーを大きくすると膜自体を損傷する危険があるなどの問題点が有ったため、さらに秀れた材料が希求されていた。そのような時機に発表された希土類-鉄族非晶質薄膜は、適当な希土類と鉄族の組み合わせや組成比を選ぶことにより低いキュリー温度 (Tb-Fe で約 70°C)¹⁸ を持つものが得られ、また、保磁力の温度変化を用いて情報を書き込む「補償温度書き込み」の方法によって⁴膜の

温度をあまり高く上げずに書き込みが行なえることや、非晶質であるためグレンノイズが無いことなどから光・磁気記憶材料としても非常に注目されたわけである。

1.1.2 希土類-鉄族非晶質薄膜の研究状況と問題点

前述のようにタイミング良く発表された希土類-鉄族非晶質薄膜は、世界中でいっせいに研究されはじめ、短時間の内に多くのことが明らかとなった。ここではその主なものをあげ、また、その問題点について述べる。

* * *

まず始めに問題となったのは作製法であった。当初発表された Gd-Co 非晶質膜は高周波スパッタ法(第3章参照)によって作製されていたが、Ho-Co, Ho-Fe 非晶質膜は真空蒸着法によって作製されても垂直磁気異方性を持つことが示され¹⁹、以来次々に他の希土類-鉄族の組み合わせにおいても真空蒸着法によって垂直磁気異方性を持つ膜が作製された。また直流スパッタ法によっても作製されており、イオンプレーティング法による作製も試みられている²⁰。

しかしながら、適当な特性を持ち、均一な良質の非晶質膜を作製するにはさらに作製法、作製条件についての研究が必要とされる。

* * *

磁気バブル材料として要求される特性は、磁気バブルの速度が速いこと、室温付近での温度に対する安定性が良いことなどであるが、発表と同じ 1973年に早くも Au, Al, Mo などの非磁性の第3元素を混入することによって室

温付近での飽和磁化の温度安定性を改善することが試みられ、そのような膜において磁気バブルの速度が測定された。²¹ また、1976年 Gd-Co-Au, Gd-Co-Mo 非晶質薄膜の磁壁の電子顕微鏡による観察が行なわれ、²² ハードバブルの存在が確認された。

* * *

光・磁気記憶材料としては、希土類-Fe 系の膜における研究が著しく、国際電学研究所や筆者らの研究室においてレーザ光によるビットの書き込みを始めとして、アナログ記憶、磁気転写などへと研究が進み、さらに、これらを利用して磁気ディスクなどの磁化状態の研究を行なうなど、応用分野も開発されてきている。^{18, 23~26}

* * *

物性的分野では、1974年 Gd-Co 非晶質膜に非常に大きな異常ホール効果が見出された。²⁷ その後、磁気抵抗効果についても研究が行なわれ、ホール効果は極力-効果と同様に反転磁区の面積に関係し、磁気抵抗効果は磁壁に関係することが示された。²⁸ しかし、ホール効果が極力-効果同様補償温度において急激に符号を反転させる現象については詳しい原因は不明であった(※4章参照)。また、Gd-Co 系の非晶質膜にフェリ磁性の分子磁界理論が適用できることが示された。^{29~32} (本章次節参照)。また、Gd-Co 非晶質薄膜の磁気異方性に関する発表も数件行なわれたが、^{33~36} 非晶質でありながら強い垂直磁気異方性を持つというこの興味深い現象の起因は現在のところはっきりとはわかっていない(※5章参照)。

* * *

以上の見地から、本論文では、作製法に関して Gd-Co スパッタ膜の作製

条件が膜の特性に与える影響³⁷について、極力-効果、ホール効果に関してはその発生に寄与している磁気モーメントについて、また垂直磁気異方性に関しては異方性エネルギーの補償温度における異常な減少の起こる原因を調べて垂直磁気異方性の起因について、それぞれ考察する。

1.2 希土類-鉄族非晶質薄膜の磁性

1.2.1 垂直磁気異方性

前節で軽くふれたように、「光・磁気記憶材料」としても、「磁気バブル材料」としても、その材料は磁化が膜面に垂直に向く性質すなわち「垂直一軸磁気異方性」を持っていることが肝要である。

異方性の大きさを表わすには、磁化を基準の方向から傾けるのに必要なエネルギーの大きさを用いる。希土類-鉄族非晶質薄膜の場合膜面に垂直な方向に磁化が向きやすい、つまり垂直磁化の状態が最もエネルギーが小さいのでこの方向を基準にとる。さて異方性エネルギーの表現式は、昨年(1976年)発表された小玉氏の修士論文³⁷に導出法が述べられているが、ここでは希土類-鉄族非晶質薄膜は本質的に一軸異方性を持つと考えられるので参考書³⁸から表現式を借りることにする。一軸異方性の表現式を次に示す。

$$E_u = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \dots \quad (1.1)$$

ただし、 E_u は異方性エネルギーで、 θ は図1.1に示すように膜面に垂直な方向(Z軸)からの磁化 M_s の傾き角である。

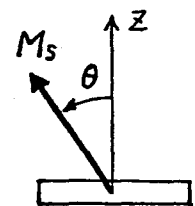


図1.1 異方性モデル

E_u はポテンシャルエネルギーであるから定数項は省略している。

近似として、

$$E_u = K_{u1} \sin^2 \theta \quad (1.2)'$$

または

$$E_u = -K_{u1} \cos^2 \theta \quad (1.2)$$

がよく用いられるが、実験結果から、Gd-Co スパッタ膜の場合は K_{u2} 以下は小さく、この近似で充分である。

ところで薄膜を膜面に垂直な方向から角度 θ の方向に磁化するには、反磁界エネルギー $E_D (= 2\pi M_s^2 \cos^2 \theta)$ が必要であるので、(1.2) 式と合わせて薄膜の異方性エネルギー E_A は、

$$E_A = -(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \cos^2 \theta \quad (1.3)$$

となる。したがって薄膜の磁化が安定に膜面に垂直になる条件は、

$$K_{u1} > 2\pi M_s^2 \quad (1.4)$$

である。

1.2.2 sub-network モデル

図 1.2 (a) (b) は、それぞれ Gd-Fe, Gd-Co の組成による磁気モーメントの変化を示したものである。図中実線は、 $Gd = 7.3 \mu_B/\text{atom}$, $Fe = 2.2 \mu_B/\text{atom}$, $Co = 1.7 \mu_B/\text{atom}$ として各イオンが強磁性的に結合した場合 (Ferro) と反強磁性的に結合した場合 (Ferri) の自発磁化の大きさを計算で求めたものである。この結果より Gd と Fe, Gd と Co は反強磁性的な結合をしていると考えられると報告されている。^{2,3}

以上述べたような希土類-鉄族非晶

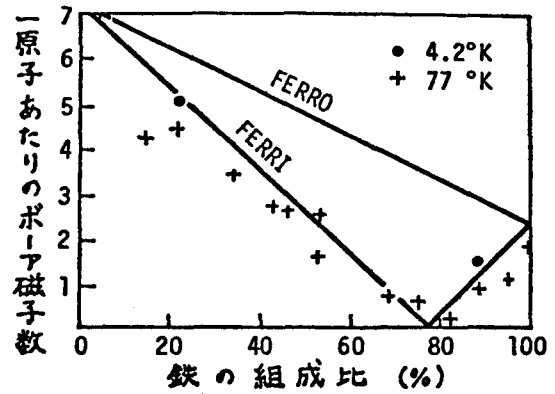


図 1.2 (a) Gd-Fe (非晶質) の自発磁化²

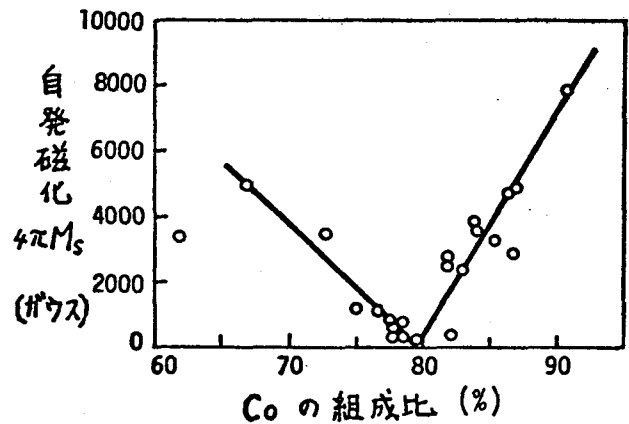


図 1.2 (b) Gd-Co 非晶質薄膜の自発磁化³

質薄膜の磁性はフェリ磁性と呼ばれる。フェリ磁性とはフェライトの磁性の意味でネールによって名づけられたものであるが、Gd-Co系の非晶質薄膜の磁気特性がこのネールのモデルによるフェリ磁性の分子磁界理論によって取り扱えることが長谷川らによって示され、²⁹⁻³² 本論文の展開上も重要であるので、以下にこの長谷川らのデータに基づいたGd-Co系非晶質薄膜の分子磁界理論について述べる。元来、フェリ磁性の分子磁界理論では、フェライトのような結晶を対象としているので、結晶を2つの副格子に分け、その間に逆向きの相互作用を考えるのであるが、ここでは対象が非晶質であるため構造的区別ではなく、磁気的な結合状態のうえで区別して、「sub-network」という言葉を用いる。Gd-Co系非晶質薄膜では、Gd-sub-network と Co sub-network の2つを

考える。

Gd-Co系非晶質薄膜の中で、Gd-Co非晶質薄膜の組成比は $Gd_{1-x}Co_x$ と組成比パラメータ x を定めるが、Gd-CoにMo, Au, Ni, 等を添加した薄膜では、これらの添加元素が Co sub-network に主に影響を与えるとの長谷川の報告³⁰⁻³² から、組成比パラメータ x, y を $Gd_{1-x}(Co_{1-y}A_y)_x$ と採った。ただし、Aは添加元素である。このため本論文の場合、データは長谷川のものを用いているが式の形が少し異なって以下のようになる。

* * *

1原子あたりの正味の平均磁気モーメントは、Gd sub-network を添字1 Co sub-network を添字2で表わすと、

$$\bar{S} = |(1-x)\bar{S}_1 + (1-y)x\bar{S}_2| \quad (1.5)$$

で与えられる。ここで \bar{S}_1 は Gd sub-network の平均磁気モーメント、 \bar{S}_2 は Co sub-network の平均磁気モーメントである。温度 T における各 sub-network の平均磁気モーメント \bar{S}_i ($i=1,2$) は、ブリュアン(Brillouin)関数を用いて、

$$\bar{S}_i = S_i B_{S_i}(g_i \mu_B H_i S_i / k_B T) \quad (1.6)$$

と表わされる。ただし S_i は原子 i のスピン量子数、 μ_B はボーア磁子、 k_B はボルツマン分布定数で g_i は Gd Co 共に 2としている。またブリュアン関数 $B_S(a)$ は、

$$B_S(a) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S}a\right) - \frac{1}{2S} \coth\frac{a}{2S} \quad (1.7)$$

で表わされる関数である。

分子磁場 H_i は、

$$\begin{cases} H_1 = 2J_{11}z_{11}\bar{S}_1/g\mu_B + 2J_{12}z_{12}\bar{S}_2/g\mu_B + H_a \\ H_2 = 2J_{21}z_{21}\bar{S}_1/g\mu_B + 2J_{22}z_{22}\bar{S}_2/g\mu_B + H_a \end{cases} \quad (1.8)$$

で表わされる。ここで J_{ij} は i 原子と j 原子の間の交換定数であり、 z_{ij} は i 原子に最近接な j 原子の個数である。また H_a は外部磁場である。1個の原子のまわりには平均12個の最近接原子があると考えられるので、 $z_{11} = z_{21} = 12(1-x)$ 、 $z_{22} = z_{12} = 12x(1-y)$ となる。 S_1 は 3.5 としているが、 S_2 及び J_{ij} については Gd-Co 薄膜、Gd-Co-Mo 薄膜のそれぞれの場合について長谷川のデータに基づき、表 1.1 のように定めた。

表 1.1 において Gd-Co の $J_{12}(=J_{21})$ は分子磁界係数 λ の式として表わしているが、これは Gd-Co 薄膜については x と λ を、Gd-Co-Mo 薄膜については x と y をキーボードから入力して計算結果を CRT ディスプレイまたは X-Y プロッタに描かせるようにして本研究を行なったからである。

Gd-Co-Mo 薄膜についてのこの計算結果が測定値とよく一致していることを示す例を図 1.3 に示す。ただし、単位体積あたりの磁化 M_s は、 $M_s = g\mu_B N \bar{S}$ または各 sub-network の単位体積あたりの磁気モーメント $M_i = g_i \mu_B N_i |\bar{S}_i|$ を用

	S_2	J_{11} (erg)	$J_{12}=J_{21}$ (erg)	J_{22} (erg)
$Gd_{1-x}Co_x$	0.7	0	$-\frac{N g^2 \mu_B^2}{2z} \lambda$	2.0×10^{-14}
$Gd_{1-x}(Co_{1-y}Mo_y)_x$	$0.825 - 2.5y$	2.0×10^{-16}	-2.3×10^{-15}	$\{5.1x(1-y)/(1-xy) - 2.8\} \times 10^{-14}$

表 1.1 sub-network モデルのパラメータの値^{29,30}

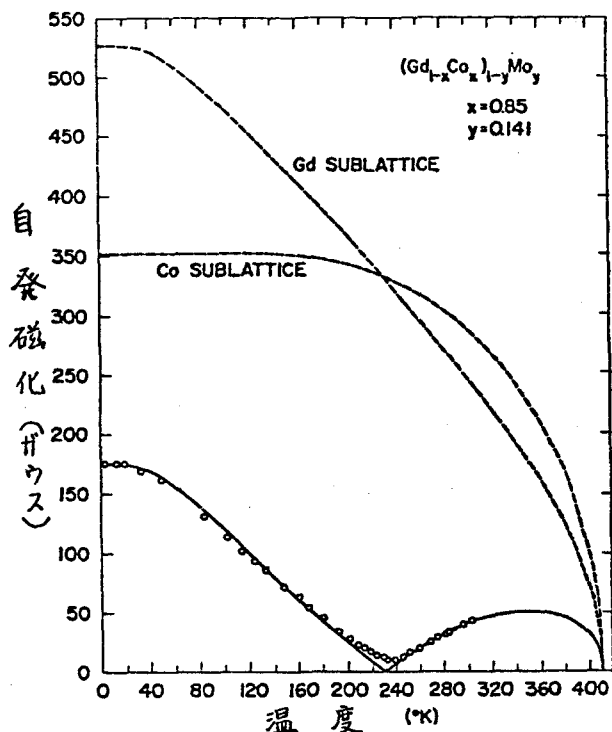


図 1.3 Gd-Co-Mo 薄膜の磁化の計算値 (実線) と測定値 (白丸)。³⁰

いて $M_s = |M_1 - M_2|$ として求める。ここで N は単位体積あたりの原子数で、 $N = 6.3 \times 10^{22}$ 個/cm³、また $N_1 = (1-x)N$ 、 $N_2 = x(1-y)N$ である。

図 1.3 において Gd sub-network の磁気モーメントと Co sub-network の磁気モーメントの大きさが互いに等しくなって正味の磁化が 0 になっている温度 (約 230 °K) がある。これを補償温度 (T_{comp}) という。補償温度より低い温度では

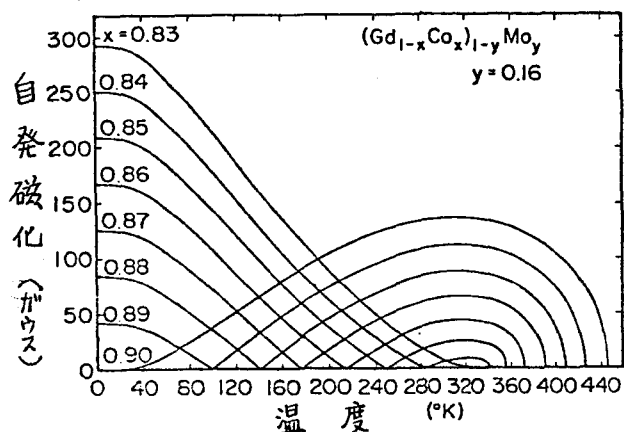


図 1.4 Co の組成比 x をパラメータとした磁化の温度特性。³⁹

Gd の、高い温度では Co の sub-network 磁気モーメントが支配的である。図 1.4 は Co の組成比を変化させた時の M_s の温度特性の計算値を示す。³⁹ Co の組成比が増すと補償温度は下がり、キュリー温度 (T_c) は上がることを示している。フェリ磁性体の場合、自発磁化の無くなる温度をネール温度と呼ぶが、一般的な呼び方として本論文ではキュリー温度と呼ぶことにしておく。

1.2.3. 希土類-鉄族非晶質薄膜の磁区構造概論

磁気バブル材料となるような垂直磁気異方性を持つ膜の磁化は膜面に垂直な方向を向くが、静磁エネルギーは磁化がすべて同方向を向くと大きくなるため、上向きに磁化した磁区と下向きに磁化した磁区に分れる。この場合、上下に磁化した磁区がなるべく入り組んでいた方が静磁エネルギーが低いので、図 1.5 (a) に示すような磁区構造となる。これを迷路状磁区と呼び、垂直磁化膜において普通に見られる。いまこれに、磁界 H を加えると磁界方向の磁区 (白く描いた部分) が増え、逆方向の磁区 (黒く描いた部分)

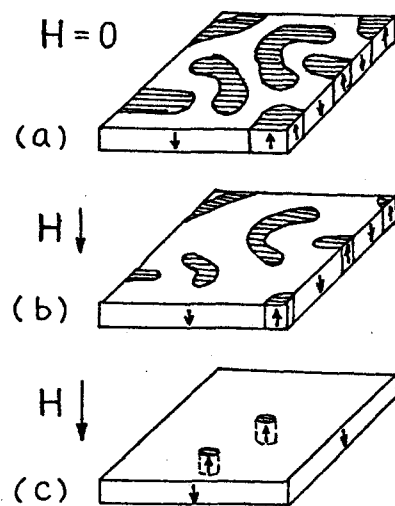


図 1.5 磁気バブルの発生

が縮んでゆく (b)。更に磁界 H を増すとこの磁区は縮んでついに円筒形となる (c)。この円筒形磁区を磁気バブル

と呼ぶ。更に H を増すとこの磁区はつぶれて消えてしまうが、その時の H の値をクラップス磁界と呼ぶ。

ところで 1.2.2 で述べたように補償温度付近では膜の磁化が非常に小さくなるので静磁エネルギーも小さくなる。ところが先程の話では小さいので無視していた磁壁エネルギーはそれほど変わらないので、補償温度付近では

磁壁の総面積すなわち磁壁の数を減らすようになる。したがって、図 1.6 に示すような広い磁区ができると考えられる。

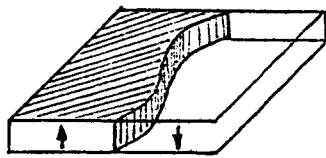


図 1.6 補償温度付近での磁区構造

第2章 希土類-鉄族非晶質薄膜の諸特性の測定

2.1 カー効果の測定

不透明で鏡面を持つ磁性材料の磁区観察にはカー効果が利用できる。カー効果とは、磁性体に入射した直線偏光が反射後には偏光面が回転するという現象である。この回転角は反射した部分の磁化の方向や大きさによって異なるから、磁区ごとに回転角が異なり、反射光を偏光板(検光子)を通して見れば磁区ごとに明るさが違って見える。

カー効果を用いてヒステリシス特性の測定を行なうには、目で観察するかわりに適当な光検出器によって明るさの変化を電気信号に変え、オシロスコープやX-Yレコーダによってトレースすればよい。

カー効果は試料の磁化方向と光の当て方によって図2.1に示すように、極、縦、横の3種類があるが、垂直磁化膜の測定には極カー効果が用いられる。

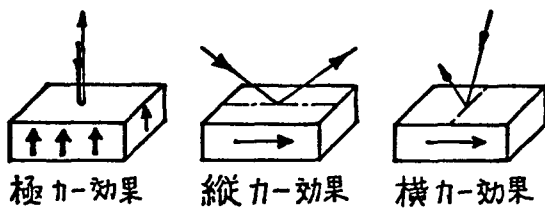


図 2.1 カー効果の種類

極カー効果による磁区観察、ヒステリシス特性とその温度特性の測定装置の概略を図2.2に示す。光源としては、磁区観察には超高圧水銀灯を、特性測定には安定化電源により点灯したハロゲン電球を用いた。

図2.3は、図2.2の装置より更に低温での、また高磁場の下での特性の測定が行なえる装置の概略図である。

図2.3(a)はカー効果測定部で、光

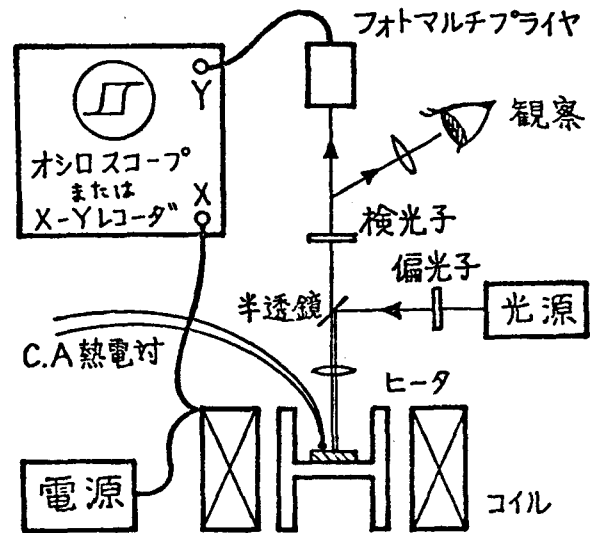


図 2.2 極カー効果による磁区観察、特性測定装置

源として He-Ne レーザを用い、2個のシリコンフォトディテクタにより顕微鏡の双頭眼をビームスプリッタとして用い、差動的に出力を取り出して S/N 比良く特性の測定が行なえる!

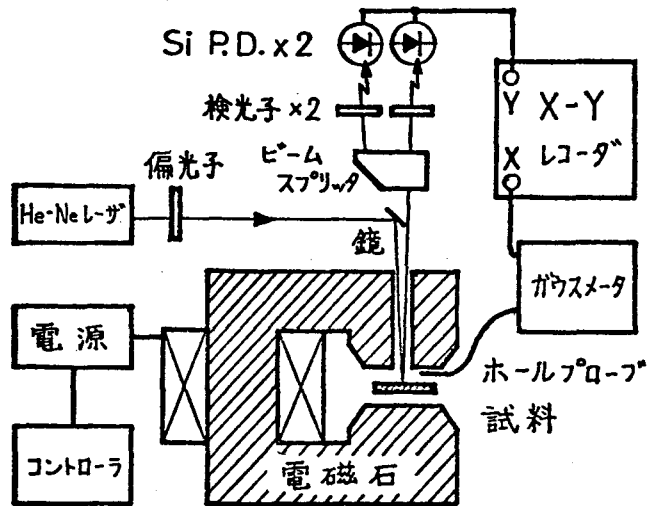


図 2.3 (a) 極カー効果測定装置

図2.3(b)は試料ケース部で、低温における試料への降霜、結露および高温における試料の酸化防止のためケース内部は真空にされている。(a)の装

置と組み合わせ， $100 \sim 450^\circ\text{K}$ 以上の温度範囲で $\pm 2 \text{ kOe}$ の磁場を印加してカー効果を測定することができる。

液体窒素 または ヒータ

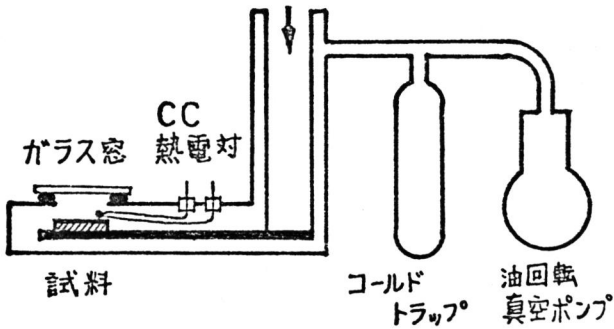


図 2.3 (b) 極カー効果測定用試料ケース

極カー効果によって測定されたヒステリシスの温度特性の例を図 2.4 に示す。試料は Gd-Co スパッタ膜である。

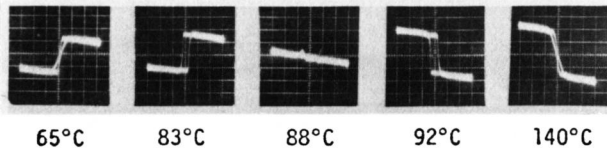


図 2.4 極カー効果によるヒステリシスの温度特性⁴²

2.2 ホール効果の測定

図 2.5 に示すように強磁性体に電流 I を流した時，その磁気モーメントによって電子が偏って散乱されるため，電流と磁気モーメントに垂直な方向に電圧 V_H が生ずる。これを異常ホール効果と呼び， V_H は磁性体の反転磁区の面積に比例するので，磁界 H に対し

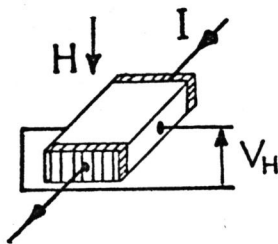
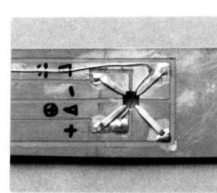
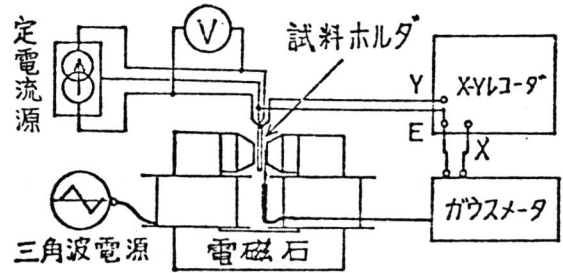


図 2.5
ホール効果の概念図

V_H を測定するとヒステリシス特性が得られる²⁸。

図 2.6 は，ホール効果測定装置の概略を示し，(a) は配置で (b) は試料ホルダの写真である。この装置のホール



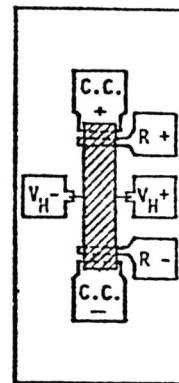
(a) ホール効果測定の配置図

図 2.6⁴³

(b) 試料ホルダ

電圧端子および制御電流 (図 2.5 の I) 端子は，触針による導通を用いているので，約 100 mA のパルス電流を両方向に流して接触抵抗を充分小さくしてから測定を行った。ホール電圧端子の一つのリード線は試料を横切って張ることにより，三角波交流磁界駆動において生ずる誘起起電力を打消すことができる。

ホール効果の温度特性は，導電塗料を用いて端子を接続して測定したり，図 2.7 に示すようなホール電圧と同時に膜の抵抗値が測定できるような端子の上に作製した試料 (斜線部) を用いて測定した⁴⁴。この測定用端子は クロム，



⊗ 印加磁界の正の方向
(紙面に垂直に入り込む向き)

C.C.± ; 制御電流端子

R ± ; 抵抗測定端子

$V_H \pm$; ホール電圧測定端子

図 2.7 ホール効果，抵抗測定用試料

銅、金の順にガラス基板に真空蒸着されたものである。また試料は端子の上に大きい目に作っておいてからエッチングにより斜線部のようなホール素子の形にした。

図2.8にホール効果のヒステリシス特性の温度変化の例を示す。

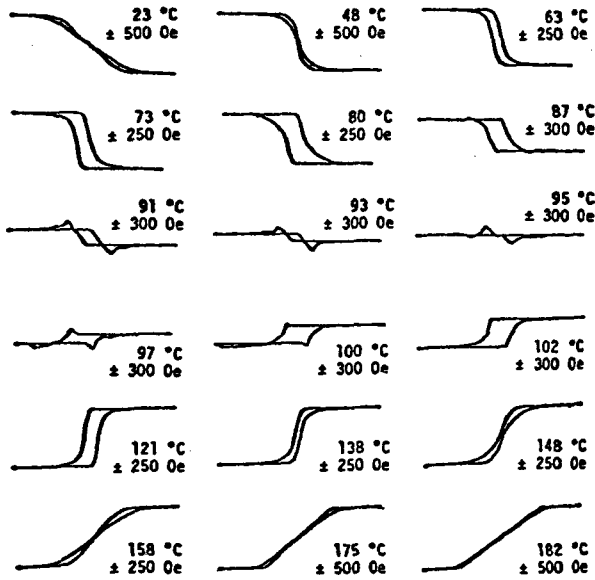


図2.8 Gd-Coスパッタ膜のホール効果のヒステリシスの温度による変化の様子。⁴⁵

2.4 磁化の測定

磁性体の磁化の測定法は、原理的には次の2つの方法に分けられる。

- (1) 不均一磁場中で試料にはたらく力を測定して磁化を求める。
- (2) 磁化した試料からの磁束を、コイルを動かしたりあるいはコイルは静止させて試料を動かしたりして、誘導起電力として測定して磁化を求める。

(1)の原理に基づいたものとしては磁気天秤装置があり、(2)の原理ではフォナー型振動試料磁化測定装置がある。

本研究においては、磁化の値の測定には磁気天秤を用い、磁化曲線(図4.

1)の測定にはフォナー型振動試料磁化測定装置を用いた。一般に、磁気天秤の方が感度が高く、本研究に用いた装置の感度は

磁気天秤 ; 約 10^{-5} Gauss \cdot cm³

フォナー型 ; 約 10^{-2} Gauss \cdot cm³

であった。

2.5 垂直磁気異方性の測定³⁷

第1章(1.2.1)で述べたように、形状を含めた希土類-鉄族非晶質薄膜の異方性エネルギー E_A は

$$E_A = -(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \cos^2\theta \quad (2.1)$$

で表わされる。ただし $K_{u1} > 2\pi M_s^2$ で磁化方向 θ が0の時、すなわち磁化が膜面に垂直に向いた時最もエネルギーが低く安定である。今、外部から磁界をかけて磁化を安定な垂直方向から θ だけ回転してやると、試料自体が回転して磁化に垂直になろうとするトルクを生ずる。そこで試料が回転しないだけの大きさの逆向きのトルク L を試料に加えるようなフィードバック系を構成し、 L を測定すると、

$$L = -\frac{\partial E_A}{\partial \theta} = -(K_{u1} - 2\pi M^2) \sin 2\theta \quad (2.2)$$

から K_{u1} が求められる。

図2.9は上に述べたような方法でトルクを測定するトルク計の概略である。試料をつり下げた棒に鏡を取り付け、この鏡で反射した光を双光電管で受けてその出力を増巾し、棒に取り付けたコイルに戻して逆向きのトルクを加えている。同時に増巾器の出力をX-YレコーダのY軸に、また電磁石の回転角をポテンシオメータによって検出しX

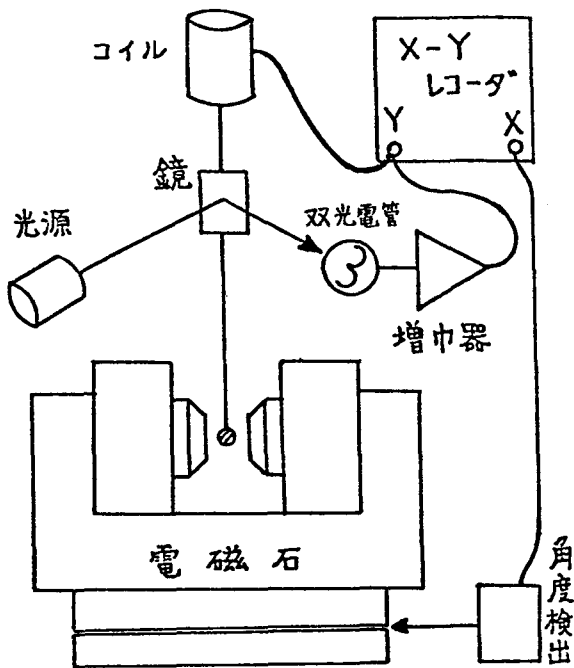


図 2.9 トルク計の概略図

軸に入れ、 θ に対する L の大きさをモータで電磁石を回しながら連続的に測定する。

しかしながら、実際のトルクの測定においては、外部からかけた磁場の方向に磁化がぴったりと向いてくれるわけではない。そこで図 2.10 に示すように、外部磁場 H は Z 軸から θ の方向にかかっているが磁化はそれより

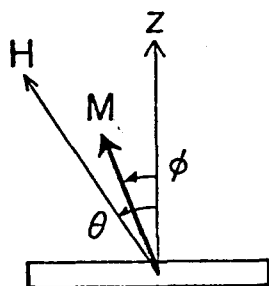


図 2.10

磁化が外部磁場の方向に向いていない(不飽和)時のモデル。

小さい ϕ の方向にしか向いていないとする。このときは外部磁場 H と磁化 M_s の相互作用のエネルギー(ゼーマンエネルギー)が存在するので、全エネルギー E_T は、

$$E_T = -(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \cos^2 \phi - H \cdot M_s \cos(\theta - \phi) \quad (2.3)$$

で与えられ、 ϕ はこの全エネルギーを最小にする所に落ちつくので、

$$\frac{\partial E_T}{\partial \phi} = 0 \text{ より}$$

$$(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \sin 2\phi - H \cdot M_s \sin(\theta - \phi) = 0 \quad (2.4)$$

これは

$$-(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \sin 2\phi = -H \cdot M_s \sin(\theta - \phi) \quad (2.5)$$

とも書け、外部磁場が磁化を ϕ が増す方向へ回すトルクと異方性エネルギーが ϕ が減るように磁化を回すトルクがつり合っていると考えてもよい。従ってこの時測定されるトルクの大きさ L は、

$$L = -(K_{u1} - 2\pi M_s^2) \sin 2\phi \quad (2.6)$$

$$= -H \cdot M_s \sin(\theta - \phi) \quad (2.7)$$

である。ここで H , θ は既知であり、 M_s は前節で述べた方法で測定して得られるので、まず(2.7)式より ϕ を求め、その値を用いて(2.6)式より K_{u1} を求めることができる。

第3章 希土類-鉄族非晶質薄膜の作製と特性

3.1 高周波スパッタ法による 希土類-鉄族非晶質薄膜の作製

希土類-鉄族非晶質薄膜は高周波スパッタ法または真空蒸着法によって作製されたが、高周波スパッタ法は真空蒸着法に比べ歴史も新しく一般的でない。Gd-Coの場合を例に高周波スパッタ法による希土類-鉄族非晶質薄膜の作製法を少し詳しく述べる。

スパッタリングとは、低圧気体放電の際イオンや高エネルギー粒子がマイナス電極に衝突して電極構成原子をたたき出す現象をいう。この現象を利用して、たたき出される陰極構成原子を基板に付着させ薄膜を作製する方法がスパッタ蒸着法である。この際、放電を高周波で行なう高周波スパッタ法は金属でも誘電体でもスパッタリングを行なうことができ、低圧でも高密度のプラズマが発生するので膜の生成速度が大きいという利点がある。

スパッタ装置の概略を図3.1に示す。電極は水冷構造になっており、陰極(ターゲット)はGd-Co合金で20mmφ、陽極(基板ホルダ)は170

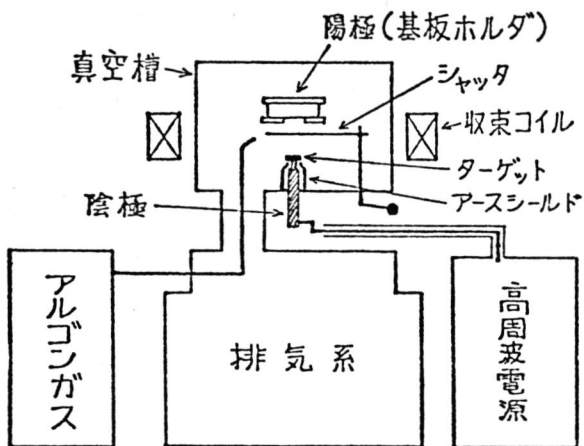


図3.1 高周波スパッタ装置

mmφで電極間距離は5cmである。この両電極間に高周波電圧を印加し、真空槽に導入したアルゴンガスにグロー放電を起させる。この時、収束コイルにより50 Oeの磁場を発生し、プラズマを収束させスパッタリングの効率をあげる。

薄膜の作製は、まず陰極(ターゲット)用の希土類-鉄族合金をアーク溶解によって作製するところから始まる。図3.2(a)~(d)にアーク溶解の様子を

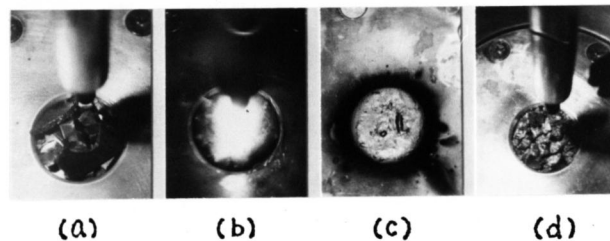


図3.2 アーク溶解の様子

示す。まず下方電極の中央の凹部に秤量されたGdとCoを置き(図3.2(a))ベルジャ内を 5×10^{-6} Torr程度まで排気しアルゴンガスで置換した後約0.3~0.4気圧のアルゴンガス中で約20V, 200Aのアーク放電により溶解する(同図(b))。放冷してできた合金(同図(c))は粉碎し(同図(d))、再び同様のアーク溶解を繰り返す、より均質にする。

作製した合金は図3.3のようなボタン状で、直径約20mm、厚さ約6mm、重さ約20グラムであり、これをスパッタ用ターゲットとして用いた。ターゲットを割った断面をX

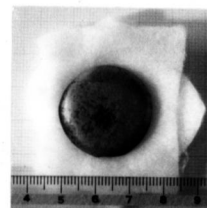


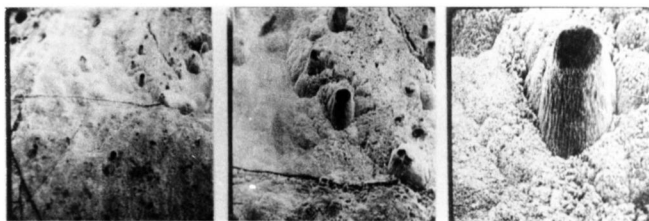
図3.3 アーク溶解によるターゲット

線マイクロアナライザにより分析すると、 $GdCo_3$, Gd_2Co_5 などの多くの相が混在している。

スパッタリングは、バルジヤ内を 5×10^{-6} Torr に排気し内部をアルゴンガスで置換し、再び 5×10^{-6} Torr まで排気した後、 2×10^{-2} Torr のアルゴンガスを注入し、そのふんい気中で行なった。ターゲット表面を清浄にするために、まずシャッタを閉じたまま 30分～1時間 30分のプリスパッタをした後、水冷した基板の上にスパッタ膜を作製した。

スパッタ膜の基板としては、 76×26 mm のスライドガラスをグラスタールと脱脂綿でよくふいた後、蒸留水、アセトン、イソプロピルアルコールの順に超音波洗浄し、熱風乾燥したものをを用いた。

Gd と Co をそれぞれ原子比で 22%、78% の割合で混ぜてアーク溶解した合金を化学分析すると、Gd が 23.2%、Co が 76.8% となっており、Co が 1.2% 減少している。また、このターゲットから高周波出力管の陽極電流 180 mA のスパッタレートで作製した膜の組成は、X線マイクロアナライザの分析によると Gd 18%、Co 82% となっている。これは、スパッタ後のターゲットの表面が SEM 写真(図3.4)



70 X 270 X 700 X
図3.4 SEM(走査型電子顕微鏡)による
スパッタ後のターゲット表面の写真⁴⁵

に示されるように凸凹になっていることから、スパッタリングが選択的に行なわれていることが一因であると考えられる。

Gd-Co 膜における磁気バブル発生

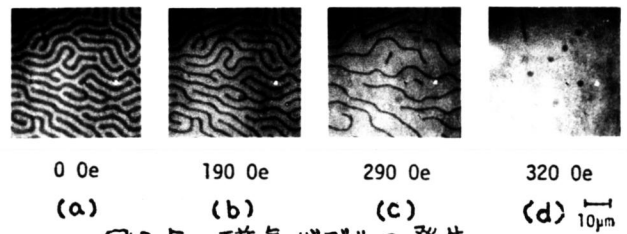


図3.5 磁気バブルの発生

の様子を図3.5に示す。図3.5(a)は交流消磁された Gd-Co スパッタ膜の磁区の様子で、幅約 $2 \mu m$ の迷路状磁区となっている。この迷路状磁区は、あらかじめパーマロイワイヤなどで切られており、膜面に垂直なバイアス磁界を加えると、同図(b),(c)に示すように幅が細く、かつ短くなり、約 320 Oe で同図(d)に示すような直径約 $1 \mu m$ の磁気バブルとなる。更にバイアス磁界を大きくすると、磁気バブルは小さくなり観察が困難となるが、コラップス磁界は 700 Oe 程度と思われる。

高周波スパッタ法で作製された Gd-Co 薄膜が垂直磁気異方性を持つことは、迷路状磁区や磁気バブルが観察できることからわかるが、トルク特性によっても示される。Gd-Co スパッタ膜の代表的なトルク特性を図3.6に示す。

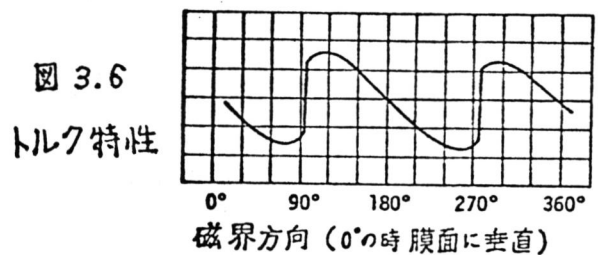


図3.6
トルク特性

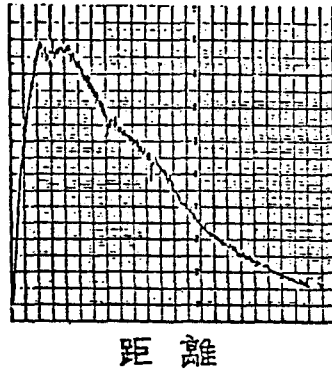
磁界方向 (0°の時膜面に垂直)

外部磁界が膜面に平行なときにトルクがジャンプすることから、Gd-Co スパッタ膜は膜面に垂直な磁気異方性を持つことがわかる。

図3.7は、Gd-Co スパッタ膜の構造を調べるため、電子線回折像の輝度をフォトマイクロメータによって測定したもので、明確なピークが現われていないところから、この膜は非晶質か 25 \AA

以下の微結晶
であると考
えられる。

図 3.7
電子線回折像
の輝度⁴⁶



3.2 Gd-Co 非晶質薄膜の 作製条件と特性

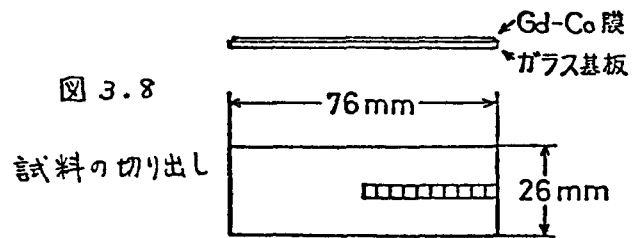
前節で述べた高周波スパッタ法によ
って得られる膜の特性はスパッタの条
件によって著しく影響を受ける。この
節では、

- 1) ターゲットの組成
 - 2) スパッタ電流
 - 3) 膜とターゲットの位置関係
- の3つの条件が膜の特性に与える影響
について述べる。

本実験においてはターゲットとして
Gd と Co をそれぞれ原子比(本論文
では組成比はすべて原子比とする)で
27% と 73%, 33% と 67%, 38
% と 62% の割合で混合し, アーク溶
解により作製した3つの円盤状合金を
用いた。

また, スパッタリングは高周波電源
出力電子管の陽極電流が 150, 180,
200, 230 mA の4とおりについて行
なった。それぞれの陽極電流値のスパ
ッタリングによる膜の付着速度は, そ
れぞれ約 50, 70, 90, 140 Å/分と
なるので, スパッタリングをそれぞれ
3, 2, 1 2/3, 1 時間行ない, 膜厚が
約 9000 Å と一定になるように作製し
た。

上記の種々の条件で作製された Gd-



Co スパッタ膜から, 図 3.8 に示すよ
うに 10 枚の 3.8 mm 角の試料を切り
出し, 極カー効果およびホール効果に
よってその磁区とヒステリシス特性を
調べた。ただし, 一番端の試料につ
いては, その膜内での特性の変化が大
きいため測定の対象外とした。

* * *

測定した試料の磁区の様子とヒステ
リシス特性を次ページの表 3.1 にまと
めて示す。最上段は Gd 38%, Co
62%, 2 段目は Gd 33%, Co 67%,
3 段目は Gd 27%, Co 73% のター
ゲットを用い, 各段はそれぞれ左から順
に 150 mA, 200 mA, 230 mA の陽
極電流で作製した膜から切り出した試
料の磁区とホール効果のヒステリシス
特性である。最下段は膜の位置による
特性の変化を示し, Gd 27%, Co 73
% のターゲットから陽極電流 180 mA
で作製された膜の特性を, 試料を切り
出した位置の順に並べたものである。
左端が膜の中心(ターゲットの中心の
真上), 右端が図 3.8 で端から 2 番
目に示される位置の試料の磁区の様
子と特性である。

表 3.1 に示された磁区は, 幅の広い
ものやストライプ状のもの, その中間
のものがあるが, 幅の広い磁区には角
形のヒステリシス特性が, またスト
ライプ状の磁区には細いヒステリシス
特性が対応していることがわかる。右
上隅の試料(Co 62%, 230 mA の膜)
の磁化方向は膜面内にあり, 磁区は縦
カー効果によって観察したものである。


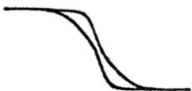
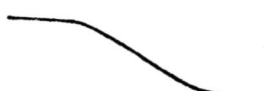


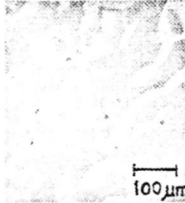

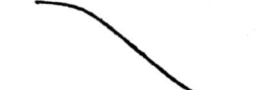

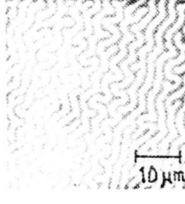
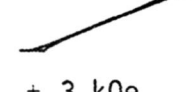

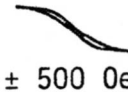

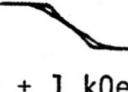




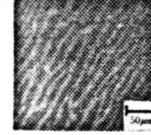
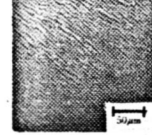
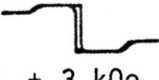
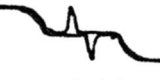




陽極電流		150 mA	200 mA	230 mA		
ターゲットのCo組成比	62%	  ± 500 Oe Tcomp 118 °C	 ± 12 kOe	  ± 10 kOe		
	67%	  ± 500 Oe Tcomp 86 °C	 ± 6 kOe	 ± 6 kOe		
	73%	  ± 3 kOe Tcomp -164 °C	  ± 500 Oe Tcomp 90 °C	  ± 1 kOe Tcomp 147 °C		
	%	陽極電流 180 mA				
						
	 ± 3 kOe Tcomp 40 °C 中心	 ± 2.5 kOe 中心から 1.7	 ± 250 Oe 2.1	 ± 250 Oe 2.4	 ± 500 Oe 2.8	 ± 500 Oe 3.2 (cm)

表 3.1 作製条件と膜の特性

しかし、表に示したヒステリシス特性は膜面に垂直な磁界をかけて測定したものである。このヒステリシス特性は約 6 kOe の磁界で飽和し、磁界を減らすと磁界を増したときの曲線を逆にたどって戻り、角ばった所（ニュークリエーション）が見られない。このことから、磁化過程が回転磁化機構によって起っていると考えられる。Co 62%、200 mA の膜においてもヒステリシス特性にニュークリエーションが認められず、磁化方向が膜面内にあると考え

られる。Co 67%、200 mA および 230 mA の膜の場合は、端のほうから切り出した試料でヒステリシス特性にニュークリエーションが認められる。

表 3.1 で左端の欄を上段から下段へとヒステリシス特性の変化を見ると、Co の組成比が大きくなるにつれてヒステリシス特性が左上がりから角形、右上がりへと変化していることがわかる。同様のことが Co 73% のターゲットから作製した膜において、陽極電流が少なくなる順に起っているこ

とが認められる。種々の作製条件で作製した膜の中心の試料の補償温度を保磁力の温度特性から求めた。この補償温度 (T_{comp}) の値も表 3.1 に示す。ターゲットの Co 組成比が多くなるにつれて、また陽極電流が少なくなるにつれて膜の補償温度が下がっている。

筆者が以前発表した論文^{40,42}では、膜の Co 組成比が増すと補償温度が下がるという P. Chaudhari らのデータから、ターゲットの Co 組成比を増した場合だけでなく陽極電流を少なくした場合にも膜の Co 組成比が増加したのではないかと推測していた。しかし、陽極電流の場合については更に詳しく調べる必要があると考えられる。

そこで、Gd 27%, Co 73% のターゲットから 150 mA と 180 mA の陽極電流で作製した 2 枚の膜の磁化の温度変化を 1.2 節で述べた 2 sub-netwo rk モデルによる計算値と比較してみた。

図 3.9 の \circ および Δ はそれぞれ陽極電流が 150 mA, 180 mA で作製された膜の磁化の測定値であり*、実線および破線はそれぞれ λ が 640, 1800 の場合の磁化の計算値である。ただし、どちらの場合の計算も、ターゲット組成が同じなので膜の組成 X も同じにして $X = 74.4\%$ として行なった。

計算値は測定値とややずれているが曲がり方などの傾向はよく似ており、

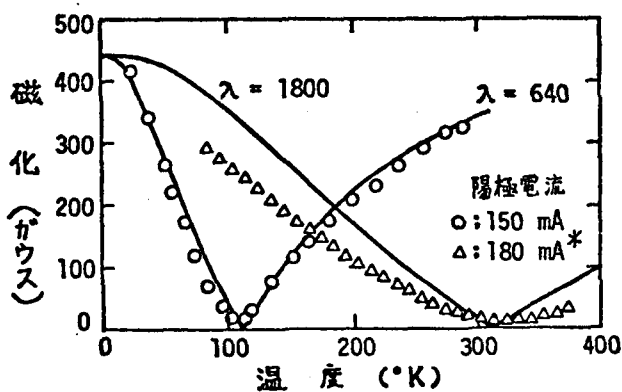


図 3.9 磁化の温度特性

$\lambda = 1800$ の線を Δ の測定値に更に近づけるにはむしろ膜の Co 組成比を大きくしなければならないところから、スパッタの際陽極電流を少なくすると補償温度が下がるのは、膜の Co 組成比が増加するためとも考えられるが、 λ が減少するためとする考えも有力である。

図 3.10 (a) は Co 73% のターゲットから 180 mA の陽極電流で作製した膜の試料を切り出した位置に対する補償温度の変化の様子を示す。基板とターゲットは図 3.10 (b) の示されているような位置関係にあるので、ター

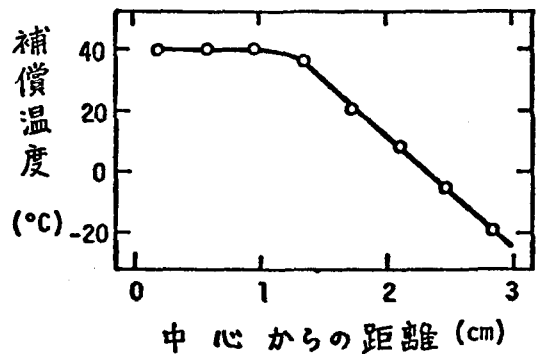


図 3.10 (a) 試料を切り出した位置に対する補償温度の変化

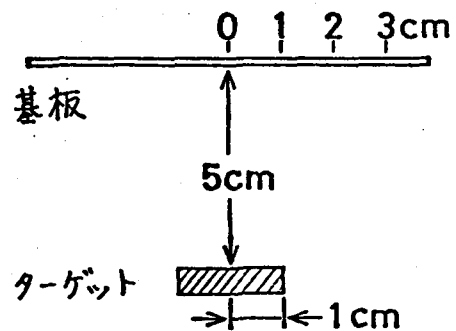


図 3.10 (b) 基板とターゲットの位置関係

ゲットの真上のターゲットとほぼ同面積の範囲内では膜の特性の均一性が得られると考えられる。

* 陽極電流 180 mA の試料の磁化の測定は、東京工業大学電気工学科直江正彦氏による。

第4章 希土類-鉄族非晶質薄膜のカー効果とホール効果

4.1 序

ホール効果, 振動試料法, 極カー効果により求めた同一の Gd-Co 非晶質膜試料のヒステリシス特性を 図 4.1 に示す。保磁力, 飽和磁界, ニューク

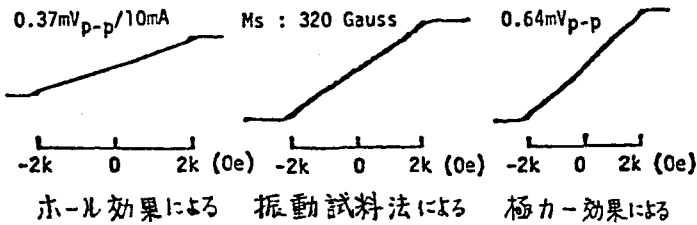


図 4.1 種々の測定法によるヒステリシス特性

リエーション磁界などの値はどの方法においてもほぼ同じ結果が得られた。

しかし, ホール効果, 極カー効果は振動試料法による磁気ヒステリシス特性と異なり, 第2章1, 2節で示したように極性が補償温度を境にして逆転し, 逆転の際を除いてはその絶対値が補償温度に近づいてもあまり減少しない。

これは, 図 4.2 に示すように, 外部磁界によって膜の正味の磁化が下方に向けられても, 補償温度 (T_{comp}) の上下で2つの *sub-network* モーメントの大小関係が逆転するので, 補償温度を境にして *sub-network* モーメントの向きが変わるところから,

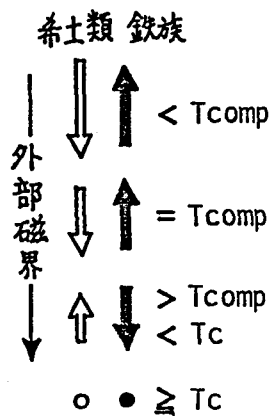


図 4.2 *sub-network* 磁気モーメントの向き。

これらの効果が希土類か鉄族かのどち

らか一方の *sub-network* モーメントに偏って関与していることによって起こると考えられる。

そこで, それぞれの効果に, 希土類と鉄族のうちどちらの *sub-network* モーメントが主として関与しているのかを調べるため, 次の2点について実験を行った⁴⁴。

1) 補償温度における極性の逆転のしかたが希土類や鉄族の元素をいろいろ組み替えるとどのように変わるか?

2) ホール電圧, カー回転角の温度特性と *sub-network* の磁気モーメントの温度特性との関係はどのようなか?

4.2 カー効果, ホール効果の極性

Gd-Co スパッタ膜のホール効果とカー効果の温度特性を 図 4.3 に示す。温度の上昇にともない, ホール効果は

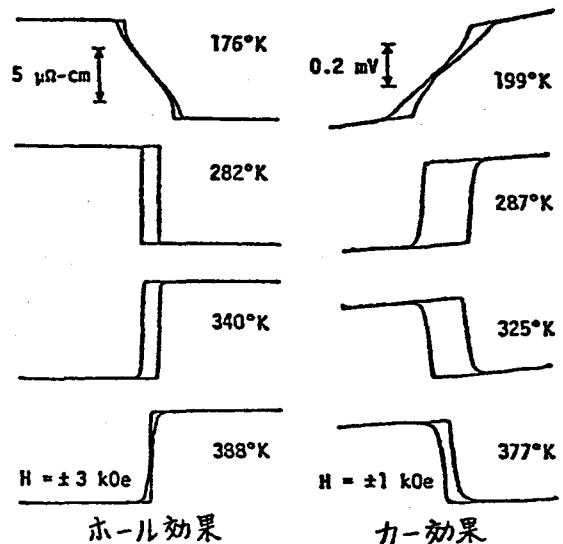
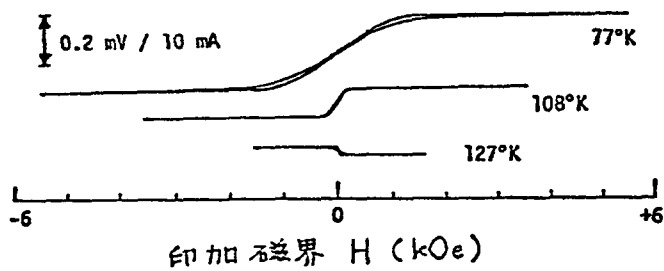


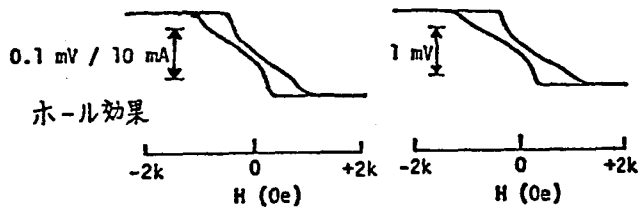
図 4.3 Gd-Co スパッタ膜のホール効果とカー効果のヒステリシスの温度特性

その極性が左上がり(-)から右上がり(+)
 (+)に変わるのに対し、カー効果は右
 上がり(+)から左上がり(-)に変わっ
 ている。この傾向は Ho-Co や Tb-Co
 Gd-Fe, Tb-Fe でも同様である。

図 4.4 (a) は Gd-Ni スパッタ膜の
 ホール効果の温度特性が右上がり(+)
 から左上がり(-)に変わっていること
 を示す。これは (Gd, Tb, Ho)-(Co,
 Fe) の場合と逆である。同図 (b) は、
 Ni 過剰 (補償温度より高い温度にあ
 るという条件に相当する) の Gd-Ni
 膜のホール効果とカー効果のヒステリ



(a) Gd-Ni スパッタ膜におけるホール効果
 ヒステリシス特性の温度変化による逆転。



(b) Ni 過剰の組成の Gd-Ni 蒸着膜の
 291°K におけるホール効果とカー効果特性。

図 4.4 Gd-Ni 膜のホール効果と
 カー効果。

シス特性である。共に左上がり(-)
 あるところから、Gd-Ni 膜において
 はホール効果もカー効果もともに温度
 上昇にともない極性が(+)
 から(-)に変化すると考えられる。

以上の結果をまとめて、Co, Fe, Ni
 の異常ホール係数、極カー効果係数の
 符号と一緒に表 4.1 に示す。

ホール効果の極性の逆転のしかたが

希土類-鉄族 組み合わせ	極性の変化 低温 → 高温	
	ホール効果	カー効果
Gd-Co Tb-Co Ho-Co Dy-Co* Gd-Fe Tb-Fe	- → +	+ → -
Gd-Ni Tb-Ni*	+ → -	
元 素	ホール係数	カー係数
Co Fe	+	-
Ni	-	

*カー効果のデータ無し。

表 4.1 種々の希土類-鉄族の組み合わせ
 のホール効果、極カー効果の極性と
 鉄族元素の異常ホール係数、極カー係数

希土類元素の置換には影響されること
 なく、鉄族元素 Co, Fe の Ni による
 置換によって反対になること、また希
 土類-鉄族非晶質膜は補償温度より高
 温の (すなわち鉄族元素の磁気モーメント
 が支配的な) 範囲でその組成である鉄
 族元素と異常ホール係数、極カー効果
 係数の符号が同じであることから、ホ
 ール効果、極カー効果ともに主として
 鉄族元素の sub-network 磁気モーメン
 トに依存していると考えられる。

4.3 カー効果, ホール効果の 絶対値の温度特性

前節で述べたように極カー効果、ホ
 ール効果は主として鉄族元素の sub-
 network 磁気モーメントに依存してい
 ると考えられるが、Agyle らは Gd-Co-
 Mo 膜において極カー効果の偏光の回
 転角から算出した Co sub-network
 モーメントが 2 sub-network モデルに
 よる計算値とよく一致することからこ

れを示した⁵¹。一方、筆者らはホール抵抗率と *sub-network* モーメントを比較することを考えた。

図 4.5 に Gd-Co スパッタ膜のホール抵抗率、カー出力電圧（回転角に比例すると考えられる）、および抵抗率の温度特性を示す。抵抗率 ρ は普通の金

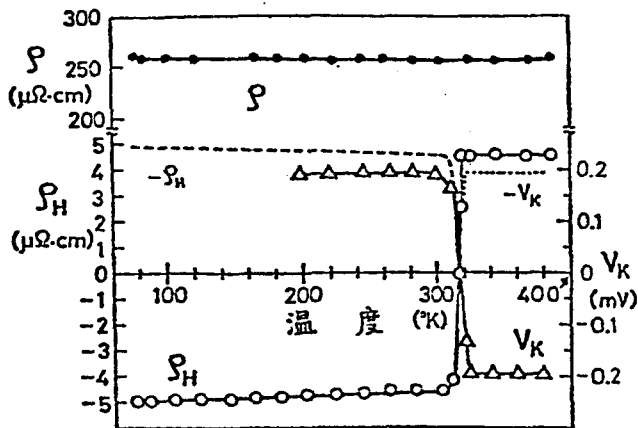


図 4.5 Gd-Co スパッタ膜の抵抗率 (ρ), ホール抵抗率 (ρ_H), カー出力電圧 (V_K)

属と異なり、温度に対してほとんど一定である⁴⁹。これは普通の金属では温度の上昇にともなって原子の乱れが大きくなるのに対し、非晶質膜では原子配列そのものが始めから乱れているために電子が原子（ホール効果の場合、磁気モーメント）によって散乱される確率が温度によってほとんど変化しないためであると考えられる。実際 1.5°K の極低温においても Gd-Co 非晶質膜は図 4.6 に示すように大きな異常ホール効果を示した。したがって、ホール効果に関与している *sub-network* 磁

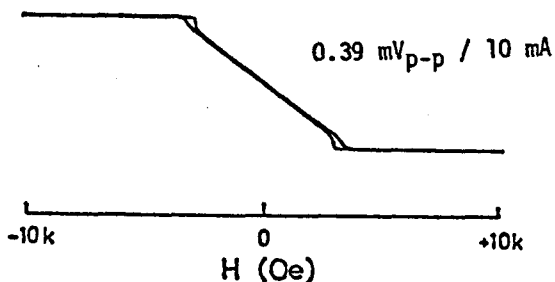


図 4.6 1.5°K における Gd-Co スパッタ膜 (Co 73%, 陽極電流 150 mA) のホール効果。⁵²

気モーメントの温度特性がホール抵抗率に直接に反映することが期待される。

図 4.6 の特性を示された Gd-Co スパッタ膜のホール抵抗率 ρ_H と *sub-network* 磁気モーメントの温度特性を図 4.7 に示す。この試料は第 3 章で述べた、Co 73% のターゲットから陽極電流 150 mA で作製されたもので、その *sub-network* 磁気モーメントは正味の磁化（各 *sub-network* 磁気モーメントの差の絶対値）が磁気天秤による磁化の測定値（図中 \circ で示される）に適合するように $X=0.744$, $\lambda=640$ として計算されたものである。

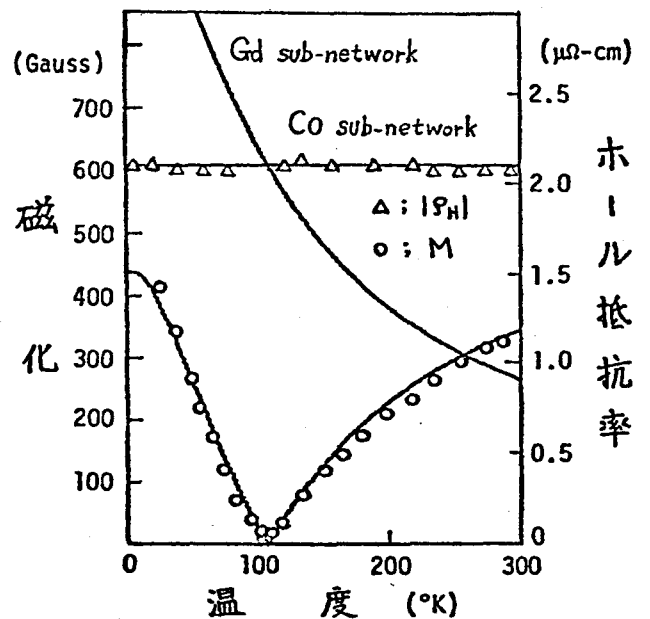


図 4.7 ホール抵抗率の絶対値 ($|R_H|$) と *sub-network* 磁気モーメントの比較

図 4.7 から、ホール抵抗率の測定値 (Δ) が *Co sub-network* 磁気モーメントとよく似た温度特性を示すことがわかる。図 4.5 に戻って、 ρ_H , V_K の絶対値を見ると、ともに温度に対してほとんど変化せず、この温度範囲での *Co sub-network* 磁気モーメントと似た温度特性を示していると考えられる。

Gd-Co 膜のキュリー温度は高いので、ホール抵抗率をキュリー温度まで測定することは膜の結晶化などの問題

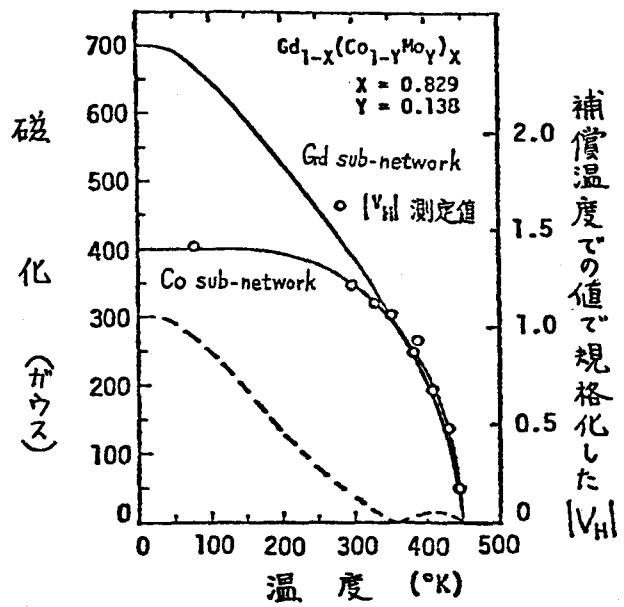
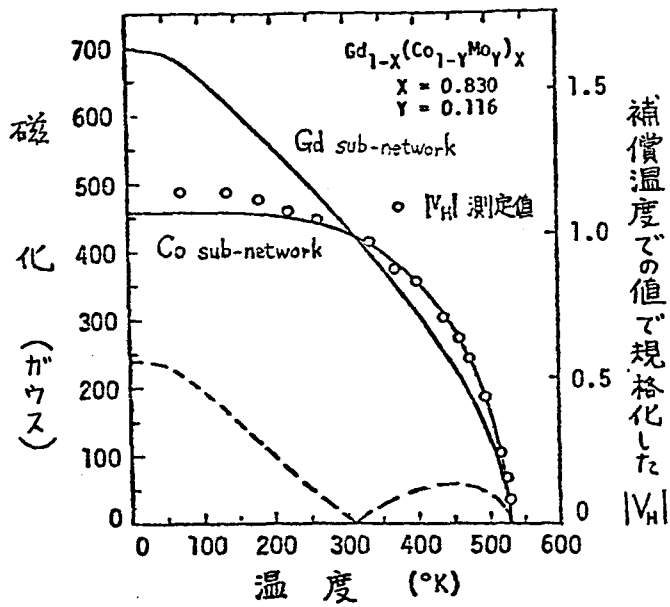


図 4.8 Gd-Co-Mo スパッタ膜のホール電圧と sub-network 磁気モーメント。

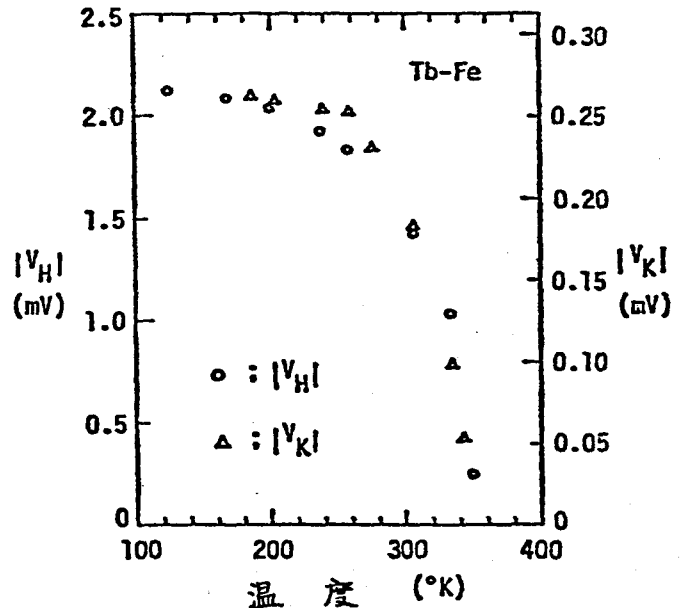
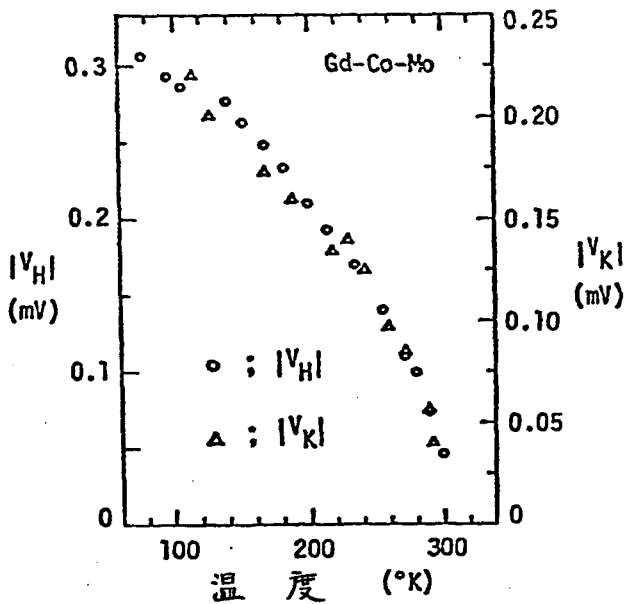


図 4.9 Gd-Co-Mo 膜(左)と Tb-Fe 膜(右)のホール電圧とカー効果出力電圧。

があり難しい。しかし Gd-Co-Mo 膜のキュリー温度は低いのでこれが可能である。⁵³ 図 4.8 に 2 枚の Gd-Co-Mo 膜のホール電圧と sub-network 磁気モーメントの比較を示す。このホール電圧の絶対値 $|V_H|$ は sub-network 磁気モーメントとの比較のために補償温度前後の $|V_H|$ の値から推測した補償温度における $|V_H|$ の値で規格化してある。sub-network 磁気モーメントの計算に用いた組成パラメータ X, Y

の値はそれぞれの図中に示されているが、これは補償温度とキュリー温度が測定値と一致するように定めた。

Gd-Co-Mo 膜と Tb-Fe 膜の、ホール電圧とカー効果出力電圧の比較も行なったので図 4.9 に示す。

ホール電圧の温度特性は Co sub-network 磁気モーメントの温度特性によく似ており、またカー効果出力電圧の温度特性にもよく似ていると言える。

4.4 結び

希土類-鉄族非晶質薄膜において、ホール効果と極カー効果に主として寄与している sub-network は希土類か、鉄族か、という問題について、両効果の極性と大きさの温度特性の2点から研究が行なわれた。

極性の点では、希土類元素の交換によって極性に変化が見られず、鉄族元素 Co, Fe の Ni との交換によって極性が反対になり、また補償温度より上の鉄族元素の磁気モーメントが支配的な温度領域で各効果の極性が鉄族元素単体の各効果の極性と一致した。

大きさの点では両効果とも鉄族元素の sub-network 磁気モーメントの温度特性とよく似た温度特性を示した。

以上の結果から、希土類-鉄族非晶質薄膜のホール、極カー両効果はともに鉄族 sub-network 磁気モーメントに主として関与していると考えられる。

ただし、極カー効果はまた光の波長にも依存し、ここで得られた結果は可視光領域の光についてであって、それ以外の波長、特に長波長領域では希土類の subnetwork 磁気モーメントに主として関与すると言われている。

第5章 希土類-鉄族非晶質薄膜の垂直磁気異方性

5.1 序

Gd-Co スパッタ膜が最初に発表された時からの物性的な問題点の1つにその垂直一軸磁気異方性の起因がある。

異方性の起因となりそうなものをあげてみると、非晶質であるので結晶構造によるとは考えられないので、

(i) 磁気誘導説

(ii) ストレスによるとする説

(iii) 形状異方性説

などがあげられる。しかし、(i)についてはスパッタリングの際集束磁界をかけずに行ない垂直磁化膜を得たので、この説は一応除外される。(ii)については岩塩にスパッタしたGd-Co膜を岩塩からはがしても特性に変化が見られなかったことや、やわらかい雲母等の基板にスパッタしたGd-Co膜を基板ごと曲げてみても特性に変化が表われなかったことからこの説も一応除外できよう。(iii)は、スパッタの際放電ガス(Ar)を取り込んで膜に空隙ができ、この空隙により形状異方性が生ずるとするのであるが、形状異方性は磁化の大きさの変化に敏感であるはずなのに、異方性エネルギーの測定値は後述のデータが示すように補償温度近傍を除き磁化の変化の割に一定であるので適当でない。

結局、以上の諸説は一応消去されるわけであるが、最初にこの非晶質薄膜材料を発表したIBMのグループは、Co-Co原子対の相互作用やごく狭い範囲での原子間の方向性のある結びつきによって異方性が生じると考えた。^{53,54}しかしVenturiniらは、ニュークリエーション磁界から測定したGd-Co膜の見かけの異方性エネルギーが補償温度において異常に減少することを示し、この説に対し疑問を投げた。すなわち、もし

異方性がCo原子対の相互作用により生ずるのであれば、異方性エネルギーはCo sub-networkの磁気モーメントに依存し、補償温度のような正味の磁化の現象の影響を受けるはずがないと云うのである。

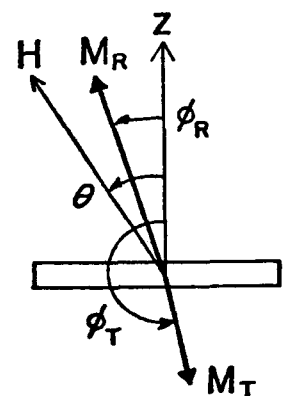
筆者の研究室で測定したGd-Co膜の異方性のデータも補償温度近傍において減少する傾向を示したので、Venturiniらの疑問に対する一つの答としてCo sub-networkの異方性エネルギーは温度に対して一定でありながら、見かけ上異方性エネルギーが補償温度で減少するような2 sub-networkモデルを考えた。⁵⁵

5.2 2 sub-networkモデルに基づく異方性モデル

図5.1に2 sub-networkモデルに基づく異方性モデルの説明図を示す。図5.1に示すようにGdとCoのsub-networkの磁気モーメント M_R , M_T および印加磁界 H のZ軸からの傾きをそれぞれ ϕ_R , ϕ_T , θ とする。また、GdとCoのsub-network異方性エネルギーをそれぞれ K_R , K_T とすると、全エネルギー

図 5.1

2 sub-network
モデルに基づく
異方性モデル。



— E は,

$$\begin{aligned}
 E = & \lambda M_R M_T \cos(\phi_R - \phi_T) \\
 & - K_R \cos^2 \phi_R - K_T \cos^2 \phi_T \\
 & - H \{ M_R \cos(\theta - \phi_R) + M_T \cos(\theta - \phi_T) \} \\
 & + 2\pi (M_R \cos \phi_R + M_T \cos \phi_T)^2
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

で表わされる。(5.1)式で、第1項は sub-network 間の交換エネルギー、2行目は異方性エネルギー、3行目は磁化と外部磁場の相互作用のエネルギー、4行目は反磁界のエネルギーである。ここで、 ϕ_R, ϕ_T を変数として E の最小値を求め、これを E_{\min} とすると、トルク L は、

$$L = \frac{d}{d\theta} E_{\min} \tag{5.2}$$

で与えられる。

一方、2.5 で述べた方法で実際にトルクを測定して得られる見かけの異方性エネルギーを K_{eff} とすると、外見上の全エネルギー E_{eff} は(2.3)式より、

$$\begin{aligned}
 E_{\text{eff}} = & -(K_{\text{eff}} - 2\pi M^2) \cos^2 \phi_{\text{eff}} \\
 & - H M \cos(\theta - \phi_{\text{eff}})
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

と導かれる。またトルク L は(2.6)、(2.7)式より、

$$L = -(K_{\text{eff}} - 2\pi M^2) \sin 2\phi_{\text{eff}} \tag{5.4}$$

$$= -H M \sin(\theta - \phi_{\text{eff}}) \tag{5.5}$$

となる。ただし ϕ_{eff} は外見上の正味の磁化の傾き角である。図2.10の ϕ にあたる。また第2章の K_{ui} は K_{eff} にあたる。

Gd 27%, Co 73% のターゲットから陽極電流 150 mA でスパッタした Gd-

Co 薄膜の K_{eff} をトルク計を用いて求めると 297°K において 8.9×10^5 erg/cc であった。補償温度 (109°K) から十分に離れた温度では $K_{\text{eff}} \approx K_R + K_T$ となるので、 $K_R = 0$ と仮定すれば $K_T = 9 \times 10^5$ erg/cc (0~300°K で一定) と仮定できる。また、この試料の sub-network の磁気モーメントは組成比 $X = 0.744$ 、分子磁界定数 $\lambda = 640$ として計算できる(第3章. 図3.9 参照) ので、これらの値を(5.1)式に代入し、 E_{\min} を求め、これを(5.2)式に従って数値微分しトルク L を計算した。更にこの L を磁気天秤を用いて測定した磁化 M と共に(5.4)、(5.5)式に代入して K_{eff} を求めた。計算結果を、トルク法により測定した K_{eff} の温度特性と共に図5.2に示す。なお、印加磁場は 10 kOe であった。

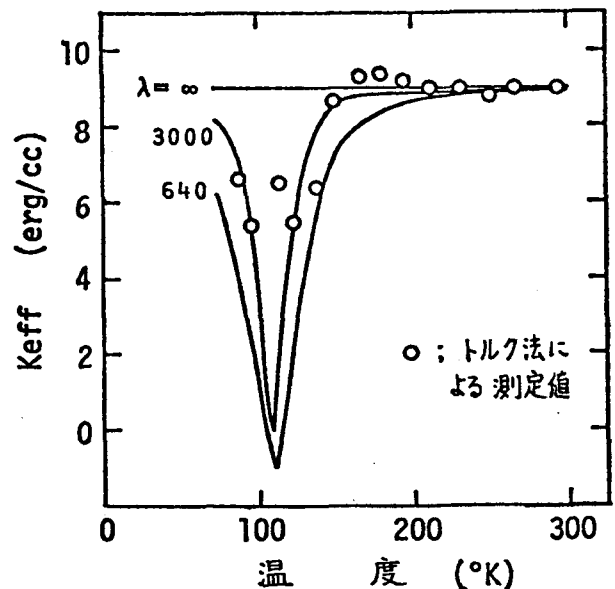


図5.2 見かけの異方性エネルギー (K_{eff})

図5.2には $\lambda = 3000, \infty$ (無限大) として計算した K_{eff} の温度特性も同時に示されているが、 $\lambda = \infty$ として計算された K_{eff} を除き計算値も測定値もすべて補償温度で減少する特性を示す。従ってこの異常な K_{eff} の減少は λ が有限であるために起こるのであり、

sub-network 異方性エネルギーは補償温度とは無関係に一定であるという考えも成り立つ。

5.3 sub-network 磁気モーメントの傾き角の推定

前節で述べたように、外部磁場による sub-network 磁気モーメントの傾きの角度は (5.1) 式の E の最小値を与える ϕ_R, ϕ_T として計算で求められる。一方、第4章で述べたように Gd-Co 膜のホール効果には Co sub-network 磁気モーメントが主に寄与していると考えられるが、ホール電圧が Co sub-network 磁気モーメントの z 軸方向成分 $M_T \cos \phi_T$ に比例すると仮定して ϕ_T を求めることができる。すなわち、図 5.3 (a) は制御電流の方向に垂直な面内で印加した磁場の z 軸方向からの角度 θ をパラメータとしたホール効果のヒステリシス特性であるが、この結果から θ が 70° くらいあっても H として $\pm 4 \text{ kOe}$ 以上印加すれば正味の磁化が $\phi_{\text{eff}} (\neq \theta)$ 方向にそろう(言い換えれば、単磁区構造になる)と考えられるので、同図 (b) に示すような θ に対するホール電圧 $V_H(\theta)$ を測定すれば $\theta \approx 90^\circ$ または 270° の所を除いて印

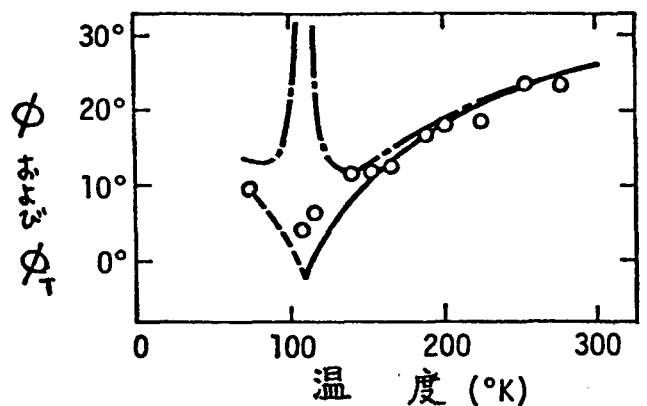


図 5.4 $\theta = 30^\circ$ の時の ϕ および ϕ_T } 計算値
 --- ϕ 計算値
 o ϕ_T 測定値
 --- ϕ_T 計算値
 --- $\phi_T - 180^\circ$ 計算値

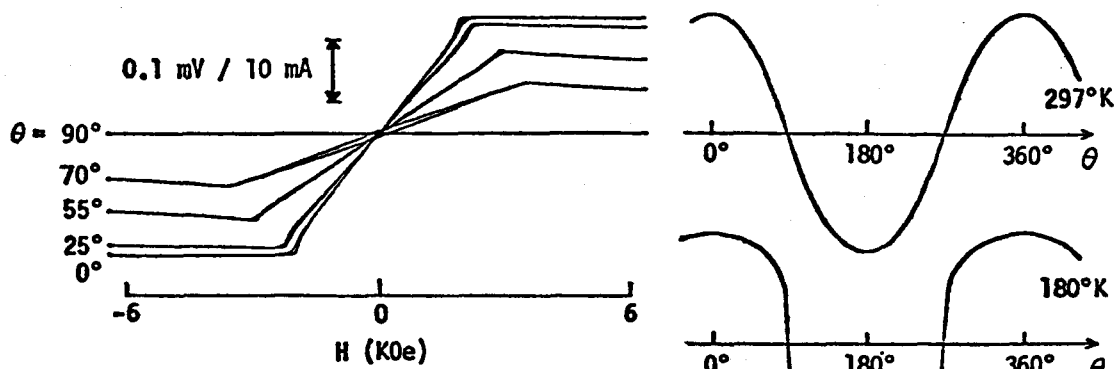
加磁場の傾き角が θ の時の Co sub-network の磁気モーメントの傾き $\phi_T(\theta)$ は、

$$\cos \phi_T(\theta) = V_H(\theta) / V_H(0) \quad (5.6)$$

として求めることができる。

このようにして θ が 30° の時にホール効果から求めた ϕ_T と $\theta = 30^\circ$ として計算で求めた ϕ_T を図 5.4 に示す。また同時に sub-network 磁気モーメント M_R, M_T をベクトルの的に合成して得た磁化 M の傾き角 ϕ も図 5.4 に示す。

図 5.4 で ϕ_T は補償温度 (109°K) より低温では Gd の sub-network 磁気



(a) θ をパラメータとしたホール効果ヒステリシス特性 (b) 図の上の図に対応する。

図 5.3 傾斜磁界中でのホール効果特性。 (b) θ に対するホール電圧特性

モーメントが支配的となるため H の反対方向を向くので $\phi_T - 180^\circ$ の値を示した。 ϕ_T の計算値と測定値はほぼ一致し共に補償温度付近で $\theta (=30^\circ)$ よりずっと小さくなっている。一方、一点鎖線で表わされている ϕ は補償温度付近で急に大きくなっている。したがって、直感的には、補償温度近傍では M_R と M_T の z 軸方向成分がほとんど相殺するために、 M_R と M_T が反平行からわずかに角度がずれても M は大きく傾いてしまうために見かけ上異方性エネルギーが減少するのだと考えてもよい。

5.4 結び

従来、磁気共鳴や磁化曲線から求める方法によってはその測定が困難なことから明確に示されてはおらず、ニュークリエーション磁界による方法によって始めて取り上げられた Gd-Co スパッタ膜の見かけ上の異方性エネルギーが補償温度において急激に落ち込む現象が、トルク法によって確認された。

また、2 sub-network モデルに基づく異方性のモデルにより、sub-network 異方性エネルギーが一定であっても分子磁場定数 λ が有限であれば、この見かけの異方性エネルギーの落ち込みが説明できることが示された。これにより、Gd-Co スパッタ膜の異方性の起因が Co-Co 原子対の相互作用によるとする説は更に有望となった。

ところで、図 5.2 において K_{eff} の測定値は、低温にゆくと $\lambda = 640$ として計算した K_{eff} の値より大きくなっている。Co sub-network の磁気モーメントはこの温度範囲ではほぼ一定であるから、これは、この温度範囲では低温になるに従い急激に大きくなる

Gd sub-network の磁気モーメントが関与しているのではないかと考えられる。すなわち、Co-Co 間のみでなく、Gd-Gd, Gd-Co 間の相互作用によっても異方性が生じているのではないかと考えられる。最近 IBM のグループが発表した論文⁵ では、Gd-Co-Mo 膜の K_{ul} は、Gd-Gd, Gd-Co, Co-Co 間の各相互作用の 1 次結合の形で表わすことができ、Co-Co よりむしろ Gd-Co の相互作用の係数の方が大きいと述べている。

第 4 章において Co sub-network 磁気モーメントに主として依存するとされたホール効果を用いて測定された、傾いた印加磁場の下での Co sub-network 磁気モーメントの傾き角は、2 sub-network モデルにより計算された値によく一致した。これにより、2 sub-network モデルに基づいた計算結果が実際の膜において実現していることが裏づけられた。

この 2 sub-network モデルは、フェリ磁性の分子磁界理論と同じものであるから、一般に、補償温度を持つフェリ磁性体 (例えば TbIG, GdIG 等の磁性が一ネット) においても、補償温度で異方性エネルギーが見かけ上減少する現象が観察されると思われる。

第6章 結 言

以上は、現在までに著者が行なった希土類-鉄族非晶質薄膜の作製とその特性に関する研究結果の報告である。高周波スパッタ法による非晶質薄膜の作製とその作製条件による膜の特性の変化について、希土類-鉄族非晶質薄膜のホール効果、極力-効果の発生原理および垂直磁気異方性の起因について調べた結果を以下に要約する。

① 高周波スパッタ法により作製された Gd-Co 膜は、非晶質で垂直-軸磁気異方性を有し、適当なバイアス磁界の下で磁気バブルが観察された。

② 高周波スパッタリングの際、ターゲットの Co 組成比を増したり、スパッタ電流を減らしたりすると、膜の補償温度が低くなるが、前者の場合は膜の Co 組成比が増すためであると考えられ、後者の場合には *sub-network* 間の分子磁場係数 λ が減少するためであるとも考えられる。

③ 作製された膜の特性の均一性はターゲットの真上のターゲットの面積と同じ程度の広さの範囲で得られると考えられる。

④ 極力-効果とホール効果は、その極性の補償温度における反転のしかたから、両効果とも鉄族元素の磁気モーメントに主として依存していると考えられる。

⑤ ホール効果の温度特性は、極力-効果と同様に鉄族元素の磁気モーメントの温度特性によく似ているところからも、両効果とも鉄族元素の磁気モーメントに主として依存していると考えられる。

⑥ トルク法により、Gd-Co 非晶質薄膜の見かけ上の異方性エネルギーがその補償温度において異常に減少することが確かめられた。

⑦ 2 *sub-network* モデルに基づいた異方性モデルが考案され、それによって λ が有限の値である時フェリ磁性体の見かけの異方性エネルギーが補償温度で急激に減少することが示された。これにより、Gd-Co 非晶質薄膜の垂直磁気異方性の起因を原子対モデルや方向性のある短区間での原子の結びつきに求めようとする説は、その唯一の否定材料を消去することができた。

⑧ ホール効果を用いて *sub-network* 磁気モーメントの傾き角が測定され、前述の異方性モデルの正当性を示した。

参 考 文 献

- 1) E. A. Nesbitt, J. H. Wernick and E. Corenzwit : J. Appl. Phys., 30 (1959) 365.
- 2) J. Orehotsky and K. Schröder : J. Appl. Phys., 43 (1972) 2413.
- 3) P. Chaudhari, J. J. Cuomo and R. J. Gambino : IBM J. Res. Dev., 17 (1973) 66.
- 4) P. Chaudhari, J. J. Cuomo and R. J. Gambino : Appl. Phys. Lett., 22 (1973) 337.
- 5) 白川友紀, 尾西康次, 松下俊介, 森田泰次, 桜井良文 : 電子通信学会 電子部品・材料研究会資料 CPM-73-32 (1973).
- 6) T. Shirakawa, K. Onishi, K. Okamoto, Y. Ohbuchi, S. Matsushita and Y. Sakurai : 5th Annual Conf. on Mag., 22pA-11 (1973).
- 7) R. J. Spain, H. L. Jauvtis and H. W. Fuller : J. Appl. Phys., 36 (1965) 1103.
- 8) R. C. Sherwood, J. P. Remeika and H. J. Williams : J. Appl. Phys., 30 (1959) 215.
- 9) A. H. Bobeck : Bell Sys. Tech. J., 46 (1967) 1901.
- 10) A. H. Bobeck : IEEE Trans. on Mag., MAG-4 (1968) 450.
- 11) A. H. Bobeck, E. G. Spencer, L. G. Van Uitert, S. C. Abrahams, R. L. Barns, W. H. Grodkiewicz, R. C. Sherwood, P. H. Schmidt, D. H. Smith and E. M. Walters : Appl. Phys. Lett., 17 (1970) 131.
- 12) H. J. Williams, R. C. Sherwood, F. G. Foster and E. M. Kelley : J. Appl. Phys., 28 (1957) 1181.
- 13) L. Mayer : J. Appl. Phys., 29 (1958) 1003.
- 14) L. Mayer : J. Appl. Phys., 29 (1958) 1454.
- 15) D. O. Smith : IEEE Trans. on Mag., MAG-3 (1967) 433.
- 16) D. O. Smith : IEEE Trans. on Mag., MAG-3 (1967) 594.
- 17) D. Chen, J. F. Ready and E. Bernal G. : J. Appl. Phys., 39 (1968) 3916.
- 18) S. Matsushita, K. Sunago and Y. Sakurai : Japan. J. Appl. Phys., 15 (1976) 713.
- 19) N. Heiman and K. Lee : Phys. Rev. Lett., 33 (1974) 778.

- 20) Y. Ohbuchi, K. Okamoto, T. Shirakawa, K. Onishi, S. Matsushita and Y. Sakurai : 5th Annual Conf. on Mag. 22pA-12 (1973).
- 21) M. H. Kryder and H. L. Hu : AIP Conf. Proc., 18 (1973) 213.
- 22) P. Chaudhari and S. R. Herd : IBM J. Res. Dev., 20 (1976) 102.
- 23) S. Matsushita, K. Sunago and Y. Sakurai : IEEE Trans. on Mag., MAG-11 (1975) 1109.
- 24) S. Matsushita, K. Sunago and Y. Sakurai : Japan. J. Appl. Phys., 14 (1975) 1851.
- 25) Y. Mimura, N. Imamura and T. Kobayashi : Japan. J. Appl. Phys., 15 (1976) 933.
- 26) K. Sunago, S. Matsushita and Y. Sakurai : IEEE Trans. on Mag., MAG-12 (1976) 776.
- 27) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai : IEEE Trans. on Mag., MAG-10 (1974) 799.
- 28) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai : AIP Conf. Proc., 24 (1974) 113.
- 29) R. Hasegawa : J. Appl. Phys., 45 (1974) 3109.
- 30) R. Hasegawa, B. E. Argyle and L-J. Tao : AIP Conf. Proc., 24 (1974) 110.
- 31) R. Hasegawa, R. J. Gambino and R. Ruf : Appl. Phys. Lett., 27 (1975) 512.
- 32) R. Hasegawa and R. C. Taylor : J. Appl. Phys., 46 (1975) 3606.
- 33) D. C. Cronmayer : AIP Conf. Proc., 18 (1973) 85.
- 34) N. Heiman, A. Onton, D. F. Kyser, K. Lee and C. R. Guanieri : AIP Conf. Proc., 24 (1975) 573.
- 35) R. J. Gambino, P. Chaudhari and J.J.Cuomo : AIP Conf. Proc., 18 (1973) 578.
- 36) E. L. Venturini and P. M. Richards : J. Appl. Phys., 47 (1976) 1632.
- 37) 小玉哲博 「希土類-コバルトスパッタ膜の磁気特性に関する研究」(修士論文) (1976).
- 38) たとえば 太田恵造 著「磁気工学の基礎Ⅱ」(共立全書) 224頁。
- 39) R. Hasegawa : J. Appl. Phys., 46 (1975) 5263.
- 40) H. J. Williams, F. G. Foster and E. A. Wood : Phys. Rev., 82 (1951) 119.
- 41) 尾西康次, 松下俊介, 桜井良文 : 第6回応用磁気学術講演会 6pA-8 (1974).

- 42) T. Shirakawa, K. Okamoto, K. Onishi, S. Matsushita and Y. Sakurai : IEEE Trans. on Mag., MAG-10 (1974) 795.
- 43) 白川友紀, 小玉哲博, 尾西康次, 松下俊介, 桜井良文 : 電気学会論文誌 96-A (1976) 151.
- 44) T. Shirakawa, Y. Nakajima, K. Okamoto, S. Matsushita and Y. Sakurai : AIP Conf. Proc., 34 (1976) 349.
- 45) 松下俊介, 白川友紀, 桜井良文 : 材料科学 11 (1974) 39.
- 46) T. Shirakawa, K. Onishi, K. Okamoto, Y. Ohbuchi, S. Matsushita and Y. Sakurai : Japan. J. Appl. Phys., 13 (1974) 201.
- 47) A. Ogawa, T. Katayama, M. Hirano and T. Tsushima : Proc. of 7th Conf. on Solid State Devices, Tokyo 1975, Japan. J. Appl. Phys., 15 (1976) supplement, 87.
- 48) K. Okamoto, T. Shirakawa, S. Matsushita and Y. Sakurai : 7th Annual Conf. on Mag., 5pA-3 (1975).
- 49) 岡本研正, 大原祐二, 白川友紀, 松下俊介, 桜井良文 : 第7回応用磁気学術講演会, 5pA-3 (1975).
- 50) Y. Mimura, N. Imamura and Y. Kushiro : J. Appl. Phys., 47 (1976) 3371.
- 51) B. E. Argyle, R. J. Gambino and K. Y. Ahn : AIP Conf. Proc., 24 (1974) 564.
- 52) 白川友紀, 小玉哲博, 岡本研正, 松下俊介, 桜井良文 : 第7回応用磁気学術講演会, 5pA-1 (1975).
- 53) T. Kodama, T. Shirakawa, K. Okamoto, S. Matsushita and Y. Sakurai : 6th Annual Conf. on Mag., 6pA-9 (1974).
- 54) P. Chaudhari and D. C. Cronemeyer : AIP Conf. Proc., 29 (1976) 113.
- 55) T. Shirakawa, T. Kodama, S. Matsushita and Y. Sakurai : To be published in J. Microelectronics, Proc. ICMB (1976) Eindhoven.

謝 辞

本研究は、大阪大学基礎工学部 桜井良文教授の御指導のもとに行われたもので、その当初より現在に至るまで常に同教授の御厚情に満ちた的確なる御指導と親身なる御鞭撻を賜りましたことにより達せられたものであります。ここに心から感謝の意を表わします。

本研究の遂行においてのみならず、桜井研究室における研究生活全般にわたって、初歩から隅々まで御配慮された適切な御指導を、また絶え間なく温かい御激励をいただきました大阪大学基礎工学部 松下俊介助手に深く感謝の意を表わします。

本研究を進めるにあたって、数々の有益な御教示をいただきました大阪大学基礎工学部 白江公輔教授ならびに 辻三郎教授に衷心より感謝の意を表わします。

磁化、トルク測定等の際し、数々の有益な御教示、御援助をいただきました大阪大学理学部 伊達京行教授 奥田喜一助手はじめ伊達研究室の諸氏、ならびに大阪大学基礎工学部 田崎明助教授はじめ 田崎研究室の諸氏に厚く御礼申し上げます。

研究中有益な御教示、御討議、御援助を頂いた大淵豊技官、岡本研正氏(現在香川大学助手)、尾西康次技官、小玉哲博氏(現在石川島播磨重工業 K.K 勤務)、竹田広司氏(現在川崎重工業 K.K 勤務)、中島祥博氏(現在日本電気 K.K 勤務)はじめ大阪大学基礎工学部 桜井研究室の諸氏に厚く御礼申し上げます。