

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	垂直磁気記録用デュアルトラック相補型ヘッドシステムの開発に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	市原貴幸
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3729号, 授与年月日:1998年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3729号, Conferred date:1998/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

学位論文

垂直磁気記録用デュアルトラック相補型ヘッド システムの開発に関する研究

提出： 1998 年 2 月

指導教官： 中川 茂樹 助教授
直江 正彦 教授

提出者： 東京工業大学大学院 博士後期課程
電子物理工学専攻

市原 貴幸

目次

第1章 緒論	1
第2章 垂直磁気記録	
2.1 はじめに	4
2.2 長手磁気記録の原理的限界	7
2.3 垂直磁気記録	
2.3.1 垂直磁気記録の原理	13
2.3.2 単磁極ヘッドによる垂直磁気記録	19
2.4 まとめ	23
第3章 対向ターゲット式スパッタ法による軟磁性薄膜の作製	
3.1 はじめに	26
3.2 薄膜堆積法とスパッタ法	27
3.3 スパッタ現象	29
3.4 磁性薄膜堆積のためのスパッタ方式	
3.4.1 各種スパッタ方式	39
3.4.2 2極スパッタ方式	41
3.4.3 マグネトロンスパッタ方式	42
3.5 対向ターゲット式スパッタ法による軟磁性膜作製	
3.5.1 対向ターゲット式スパッタ装置	46
3.5.2 対向ターゲット式スパッタ法で作製した 軟磁性薄膜の特徴	48
3.5.3 磁界印加堆積法による軟磁性薄膜の 磁気異方性制御	53
3.6 まとめ	58

第4章 垂直磁気記録用デュアルトラック相補型ヘッドの開発

4.1 はじめに	62
4.2 従来の垂直磁気記録ヘッドの問題点	63
4.3 デュアルトラック相補型(DTC)ヘッド	66
4.4 有限要素法を用いた DTC ヘッドの再生磁界分布の 3次元解析	
4.4.1 解析方法	68
4.4.2 再生磁界のヘッド構造依存性	71
4.4.3 再生磁界のスペーシング依存性	74
4.4.4 再生磁界の浮遊磁界による変化	75
4.4.5 再生波形シミュレーション	79
4.5 薄膜リングヘッドによる DTC モードでの記録再生特性	82
4.6 DTC 薄膜ヘッドの試作および評価	
4.6.1 A-Type ヘッドの設計および作製	87
4.6.2 B-Type ヘッドの設計および作製	92
4.7 DTC 記録・再生ヘッドの設計に関する考察	97
4.8 まとめ	99

第5章 磁界印加堆積法による Ni-Fe/Al、Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の 軟磁気特性改善

5.1 はじめに	102
5.2 高透磁率 Ni-Fe 合金	103
5.3 Ni-Fe 合金スパッタ薄膜の特徴および問題点	
5.3.1 磁気異方性および軟磁気特性	107
5.3.2 結晶配向性	113
5.4 Ni-Fe/Al 多層膜における成膜中磁界印加による 軟磁気特性改善	
5.4.1 目的および実験方法	115
5.4.2 Ni ₇₉ Fe ₂₁ 単層膜における成膜中磁界印加の効果	117
5.4.3 Ni ₇₉ Fe ₂₁ /Al 多層膜における成膜中磁界印加の効果	120

5.5	Ni-Fe/Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜における成膜中磁界印加の効果	
5.5.1	目的および実験方法	129
5.5.2	Ni-Fe/Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜の Ni-Fe 組成による 磁界印加効果の変化	131
5.5.3	Ni ₇₉ Fe ₂₁ /Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜の構造による 磁界印加効果の変化	140
5.5.4	Ni ₇₉ Fe ₂₁ /Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜のスパッタガス圧力による 磁界印加効果の変化	151
5.6	まとめ	161
第 6 章	ナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 軟磁性薄膜の作製	
6.1	はじめに	165
6.2	Fe 基ナノ結晶合金軟磁性材料	166
6.3	Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の作製	
6.3.1	Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性の基板温度効果	170
6.3.2	Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性における 成膜中磁界印加の効果	175
6.3.3	Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性における ポストアニール処理の効果	178
6.4	Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜の作製	183
6.5	まとめ	187
第 7 章	将来展望	189
第 8 章	結論	194
	謝辞	196
	本研究に関する発表論文	198

第1章 緒論

今日の高度情報化社会は、情報を処理する技術の発展のみならず、情報を高速に伝達する技術、さらに膨大な情報を蓄積する技術のたゆまぬ発展に支えられていると言っても過言ではない。特に中央演算処理装置（CPU）の高速化・低廉化と、情報ネットワークの世界的な発展、音声情報および静止画・動画情報のデジタル化・圧縮化技術の進歩は個人が所有する情報のさらなる大容量化をもたらし、その蓄積手段も高速・大容量に加え、小型・高信頼性・低コストが要求され、そのニーズに応えるように様々な物理現象を応用した情報記憶・記録装置が誕生した。この中にあって、各種カード類にはじまり、カセットテープやビデオテープといったオーディオ・ビジュアル媒体、フロッピーディスク、テープストレージ、ハードディスク等のコンピュータ用データ記録装置に至るまで、現代生活のあらゆる場面で用いられている磁気記録は、その登場から約1世紀という長きにわたり情報蓄積手段の中心的役割を担ってきた。

磁気記録技術が飛躍的、かつ継続的に記録密度を向上し続けている背景には、現在用いられているリング型磁気ヘッドシステムが本来持つ高い完成度と、その記録再生デバイスの開発・製造技術の継続的な進歩がある。しかしながら従来の長手磁気記録方式の原理的限界が見えてきた現在、単なる記録サイズ縮小化技術の向上のみならず、抜本的な記録方式の変更によるブレークスルーが望まれている。

そこで本研究では、現在の長手磁気記録技術と相補的な立場をとり、原理的には記録密度が向上するほど高いパフォーマンスを示す垂直磁気記録方式について、その一日も早い実用化を目指し、特にヘッド構造およびヘッド・媒体に用いられる軟磁性薄膜を中心とした、垂直磁気記録システムの磁気回路構造の改善について種々の検討を行った。

本章に続く第2章では、現在全ての磁気記録装置に用いられている長手記録方式について今後高記録密度化を進める上での諸問題について述べた後、次世代の高密度磁気記録方式として期待される垂直磁気記録方式についてその概要を述べる。さらに垂直磁気記録方式の実用化のために必要な技術について考察し、高い記録再生能力を有する磁気ヘッドの開発が特に重要であることを述べる。

第3章では、現在の磁気記録技術を支える薄膜作製技術としてのスパッタ法の原理・特徴を示した後、本研究で用いた対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法についてその概要を示し、FTS 法が磁性薄膜作製に非常に適している薄膜堆積法であることを述べる。次に FTS 法により軟磁性薄膜を作製する場合、スパッタ条件と磁気特性や磁気異方性との関連性について考察し、その制御法として成膜中の基板表面に磁界を印加する磁界印加堆積法を提案し、Co 基アモルファス薄膜においてその磁化容易軸の方向を任意に変えることが可能であることを述べる。

第4章では、従来から研究が進められている単磁極型垂直磁気記録ヘッドの磁気回路に関する問題点を指摘し、新しい垂直磁気記録ヘッドとしてその磁気回路構成を大幅に改善したデュアルトラック相補型 (DTC) ヘッドを提案する。次に DTC ヘッドの再生能力を実証するため、DTC ヘッドの再生磁束分布の3次元有限要素法による数値解析、また長手磁気記録用薄膜リングヘッドを用いた DTC モードでの記録・再生特性の評価、およびフォトリソグラフィ技術を用いた DTC 薄膜ヘッドの試作を行い、DTC ヘッドがその閉じた磁気回路構成により大幅な再生出力の向上と、ノイズの低減が望めることを述べる。

第5章では、デュアルトラック相補型垂直磁気記録システムのさらなる記録・再生効率向上を目指し、ヘッドコアや垂直2層膜媒体裏打ち層に広く用いられている Ni-Fe 膜に対して、常磁性中間層による多層化および磁界印加堆積法による軟磁気特性の改善を試み、厚さ 5 nm 程度の常磁性 Al 中間層により Ni-Fe 薄膜を分割、多層化することにより膜厚によらず優れた軟磁気特性が得られることを示し、さらに下地層、中間層として常磁性 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 膜を用いて Ni-Fe 膜を分割、多層化することにより Ni-Fe 層の結晶子配向度と軟磁気特性を同時に改善できることについて述べる。また、低スパッタガス圧力下で磁界印加を行いながら堆積した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜が膜面内全方向において非常に高い比透磁率を示すことについて述べる。

第6章では、新たな磁気ヘッドコア用軟磁性薄膜の開発を目的として、新しい大飽和磁化軟磁性材料であるナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 合金に着目した。対向ターゲット式スパッタ法を用いた低温プロセスによる Fe-Cu-Nb-Si-B 合金の薄膜化を試みた結果、常磁性 Al 中間層により強磁性層を分割・多層化し 300 °C という比較的低温の熱処理を施すことにより、保磁力 0.1 Oe、比透磁率 12800 という非常に優れた軟磁気特性を有する薄膜の作製に成功したことについて述べる。

さらに第7章では、本研究で得られた結果をふまえて磁気記録の高記録密度化に必要な技術についての知見を総合し、磁気記録の今後の記録密度向上に関して媒体、ヘッド、周辺技術の視点から展望する。

最後に第8章で、本研究で得られた知見と成果を要約する。

第2章 垂直磁気記録

2.1 はじめに

近年のマイクロプロセッサの高速化、低廉化は情報伝達の高速化と高品質化をもたらし、それぞれが持つ「情報」の発信、取得、共有が世界レベルで可能な時代が到来した。特にインターネットや携帯電話などの普及、ユーザーインターフェースの改良によるパーソナルコンピュータの操作性の向上、電子手帳・ノート型コンピュータの小型・高性能化にともなう、いわゆる「モバイル・コンピューティング」の普及は、デジタル情報の共有、伝達の機会を特殊な知識や技術を持たない一般ユーザーに与え、時や場所を選ばず、世界中から多くの情報を瞬時に受け取ることを可能にした。それに伴い、各個人の所有する、あるいは携帯するデジタル情報量は飛躍的に増大し、その情報蓄積手段の小型・大容量化への要求にますます拍車がかかることとなった。

現状でのデジタル情報記録技術の役割を端的に示したものが図2-1 [1]である。右上に行くほどアクセス速度が速く、左下へ行くほどビットコストが低廉で、単位情報あたりの占有体積が小さい、すなわちより高密度であることを表す。アクセス性の高い媒体ほど高コストで体積が大きいことがわかる。したがって現実的に高速、大容量を同時に

実現できるメディアは皆無であり、図に示したメディアを併用してそれぞれの長所を有機的に結合することで様々なニーズに対応するという動きが一般的であるが、この中で比較的その記録原理が単純で歴史も古く、長きにわたる発展を遂げてきた磁気記録が果たす役割が非常に大きいことがわかる。

転送速度こそ半導体メモリに遠く及ばないものの半導体レーザを用いた光メディアよりも高速で、かつ大容量化、高密度化を同時に実現したハードディスクは、図 2-2 [2]に示すように、米 IBM による 1950 年代後半の開発当初 2 kbits/inch² 程度だった記録密度が、1990 年代に入ってから MR (磁気抵抗効果) ヘッドの登場と、PRML (Partial Response and Maximum Likelihood) 方式に代表される信号処理の応用により猛烈な勢いで伸び続けており、その速度は年率 60 %、10 年で 100 倍のペースである。マイクロプロセッサの演算性能の伸びは年率 45 % (3 年で 3 倍) のペースであるからその伸びは驚異的といえる。現在、HDD 製品で面記録密度が最も高いのは 1997 年 11 月に発表された日本 IBM の 2.5 inch 型ハードディスクの 3.12 Gbit/inch² である。

また細長い連続媒体をリールに巻き付けることで圧倒的な体積密度を誇る磁気テープ媒体は、特に長時間の動画情報のような、他の平面型の記録媒体では実現不可能な大容量の情報を低コストで交換不要の 1 パッケージに納めることができる。ランダムアクセス性に乏しいという欠点はあるが、その低コスト性、大容量性への需要はこれからもつぎることはないであろう。

本章では、さらなる磁気記録の高密度化を目指す上で、現在用いられている長手磁気記録方式が抱える問題点について述べ、長手記録方式よりもはるかに高密度記録が可能であるといわれ、将来その主流となるとされる垂直磁気記録方式について、その原理の概要と垂直磁気記録技術の実用化、高性能化のために必要な技術について述べる。

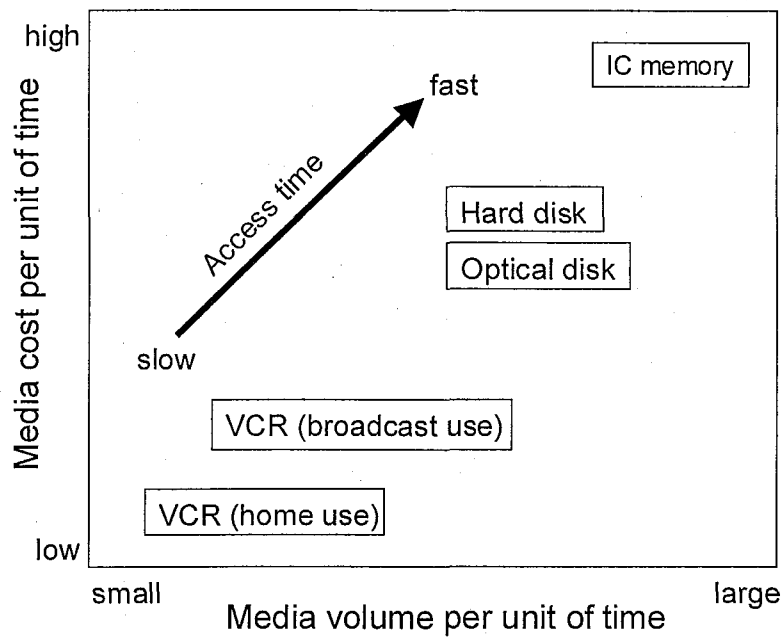


図2-1 デジタル記録技術のビットコスト、体積密度、アクセス速度の関係 [1]

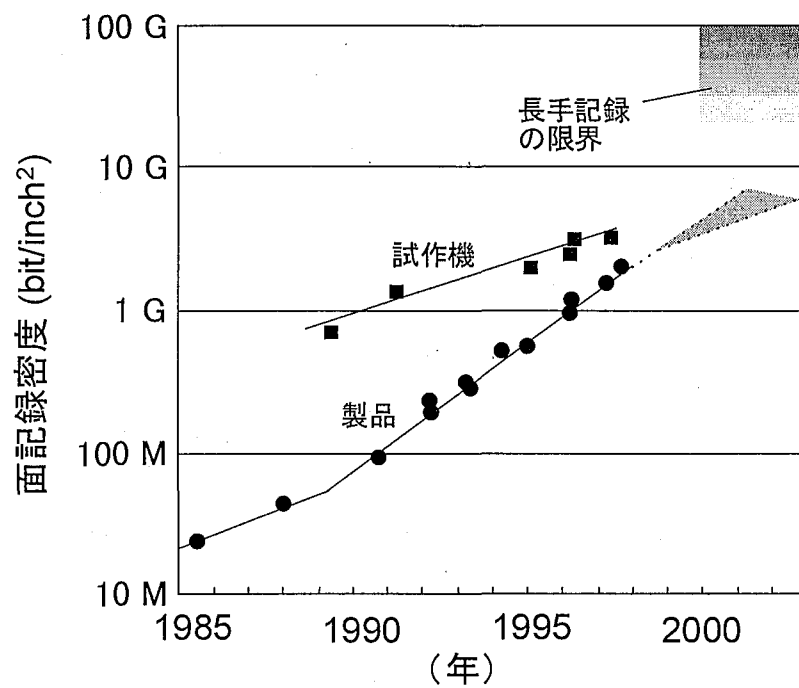
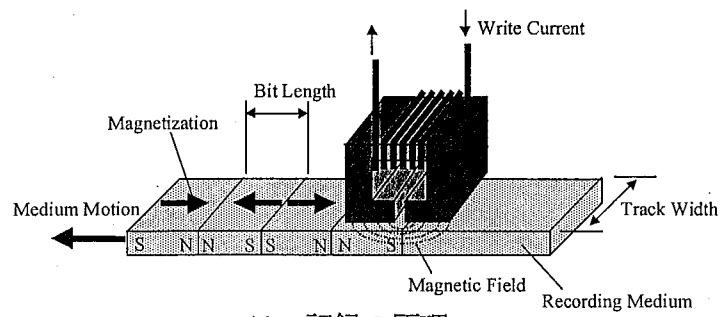


図2-2 市販ハードディスク装置、研究用ハードディスク装置の面記録密度の年推移 [2]

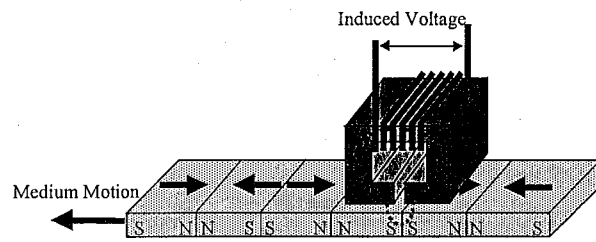
2.2 長手磁気記録の原理的限界

現在すべての磁気記録には、面内に磁化容易軸をもつ媒体に、記録トラック方向に磁化を行う長手磁気記録が採用されており、市販のハードディスクにおいては年率 60 % という飛躍的な面記録密度の伸びを実現してきたが、その勢いにかげりが見えはじめ、いよいよその限界に近づいているといえる。長手磁気記録の原理的限界として、隣接した記録ビットの磁化が互いに打ち消しあう向きにあることによる不安定性に起因する問題と、磁化の体積の減少にともなう熱安定性の悪化による問題に集約できる。以下に長手磁気記録の線記録密度の限界値を決定する要因について述べる。

まず、長手磁気記録方式の原理およびその高密度化に必要なパラメータについて考察する。強磁性体に磁界を加えて磁化すると、磁界を 0 にした後にもある残留磁化が残る。磁気記録はこの現象を利用して情報を記録媒体上に磁氣的に記録する。実際には図 2-3(a) に示す強磁性体の薄い層からなる記録媒体と、その近傍に配置した磁気ヘッドから構成され、記録媒体を一定方向に速度 v で走行させながら磁気ヘッドのコイルに周波数 f の電流を流すと、媒体中に波長 $\lambda = v/f$ の磁化パターンが形成され、コイル電流に対応した情報が記録される。再生方法としては、図 2-3(b) のように記録された媒体を走行させたときヘッドコアに流入する媒体表面からの漏れ磁束の変化による誘導起電力を出力とする方法と、MR ヘッドのように検出した漏れ磁界による素子の抵抗変化を利用して漏れ磁界の強度を直接電気信号におきかえる方法がある。このときの残留磁化パターンの線記録密度による変化を模式的に示したものが図 2-4 になる。波長 $\lambda = v/f$ が膜厚 δ に対して十分大きいとき、残留磁化は長手磁化モードを形成するが、磁化の反転領域における減磁界の影響によって長さ $2a$ の磁化遷移領域が発生する。記録密度を高め、ビット間隔 $b = \lambda/2$ がさらに短くなると、これらの磁化遷移領域が互いに近接して静磁エネルギーが高くなるため、それを低減するように次第に図 2-4(b) に示す円弧状磁化モードに変化する。さらに b が短くなり δ と同程度になると、図 2-4(c) のような回転磁化モードが形成され、媒体表面から漏れ磁界が発生せず、記録磁化の検出が全く不可能となる [3][4]。これが長手磁気記録の線記録密度の原理的限界といわれ、その値は磁化遷移幅 $2a$ で決定される。

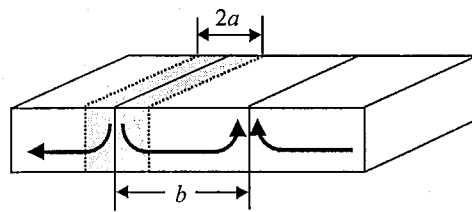


(a) 記録の原理

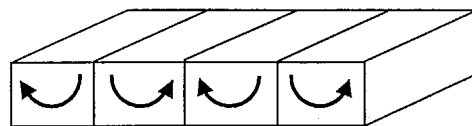


(b) 再生の原理

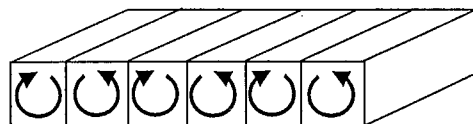
図 2-3 磁気記録の原理図



(a) 長手磁化モード



(b) 円弧状態磁化モード



(c) 回転磁化モード

図 2-4 長手磁気記録の記録波長による磁化モードの変化

磁化遷移幅 $2a$ が媒体の磁気特性によってどのように変化するかを見積もるため、図 2-5 に示されるような、記録トラック長手方向 (x 方向) の媒体磁化を(2.1)式で表される逆正接関数で近似する [5]。ここで残留磁化は長手成分 M_x のみとし、 M_x は媒体厚み方向に均一で、トラック幅は無限大であるものとする。

$$M_x = \frac{2}{\pi} M_r \tan^{-1} \frac{x}{a_x} \quad (2.1)$$

ここで M_r は媒体の残留磁化を表している。磁化遷移係数 a_x が求めるべきパラメータであり、 a_x の値が小さいほど磁化遷移幅が小さくなる。このとき、媒体中の厚み方向中心部に働く自己減磁界 H_{dx} は、媒体の厚みを δ として(2.2)式 [6] で表される。

$$H_{dx} = \frac{2}{\pi} M_r \left(\tan^{-1} \frac{x}{a_x} - \tan^{-1} \frac{x}{a_x + \delta/2} \right) \quad (2.2)$$

H_{dx} は $x = \pm \sqrt{a_x(a_x + \delta/2)}$ において(2.3)式に示される極大、極小値をとる。

$$|H_{dx}|_{\max} = \frac{2}{\pi} M_r \left(\tan^{-1} \frac{\sqrt{a_x + \delta/2}}{a_x} - \tan^{-1} \frac{a_x}{\sqrt{a_x + \delta/2}} \right) \quad (2.3)$$

ここで、理想的な場合として保磁力 H_c の完全角形ヒステリシス (角形比 $S=1$ 、保磁力角形比 $S^*=1$) をもつ薄膜媒体 ($\delta \ll a_x$) を考えると、 a_x は(2.3)式の $|H_{dx}|_{\max}$ が H_c と等しいとおくことにより(2.4)式のように求められ、長手磁気記録において磁化遷移幅を小さくし、より高い記録密度を実現するためには媒体保磁力 H_c を大きくするか、残留磁化と膜厚の積 $M_r \delta$ を小さくする必要があることを表している。

$$a_x = \frac{M_r \delta}{2\pi H_c} \quad (2.4)$$

さらに磁性粒間の相互作用が強い薄膜媒体の場合、磁化遷移領域の磁区はジグザグ状となることが知られており [7]、記録ビット長が短くなるにつれて、その磁化遷移領域からのノイズが顕著となるため、特に薄膜媒体の場合、磁性層中の個々の磁性粒子の磁気的な分離を促進させることもノイズ低減のための必要条件となる。

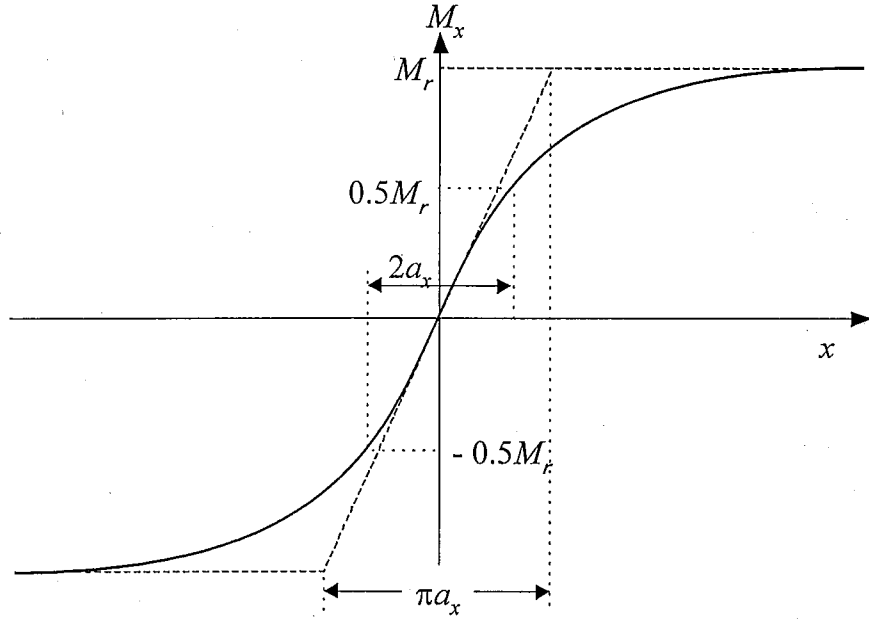


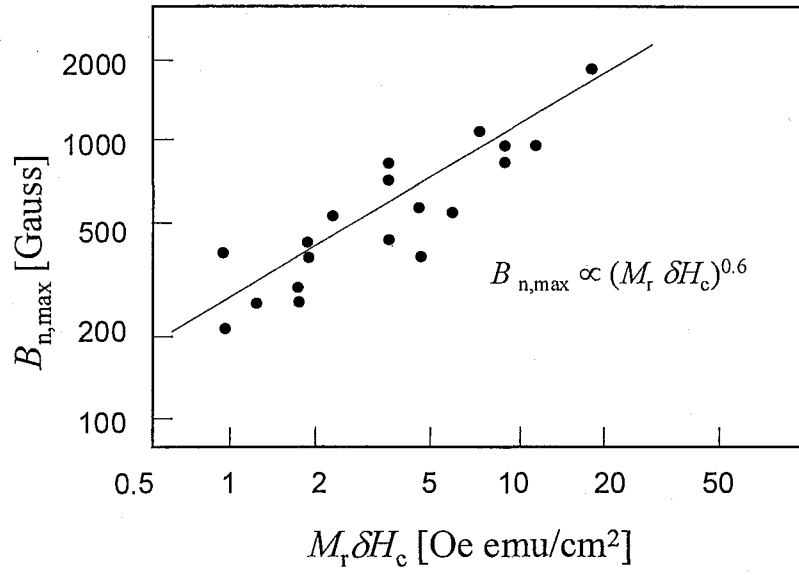
図2-5 孤立磁化反転の逆正接関数近似

また、再生条件によらない媒体固有の記録能力は、低記録密度での磁性層表面に生じる最大磁束密度 $B_{n,max}$ 、およびその磁束密度が半分になる記録密度（半値反転密度） $D_{SF,50}$ を用いて評価することができる。中村らは磁気記録シミュレータ [8] による解析結果により、長手記録における $B_{n,max}$ 、 $D_{SF,50}$ はそれぞれ以下のように表せることを示した。その計算結果を実験結果とともに示したものが図2-6 [9] である。

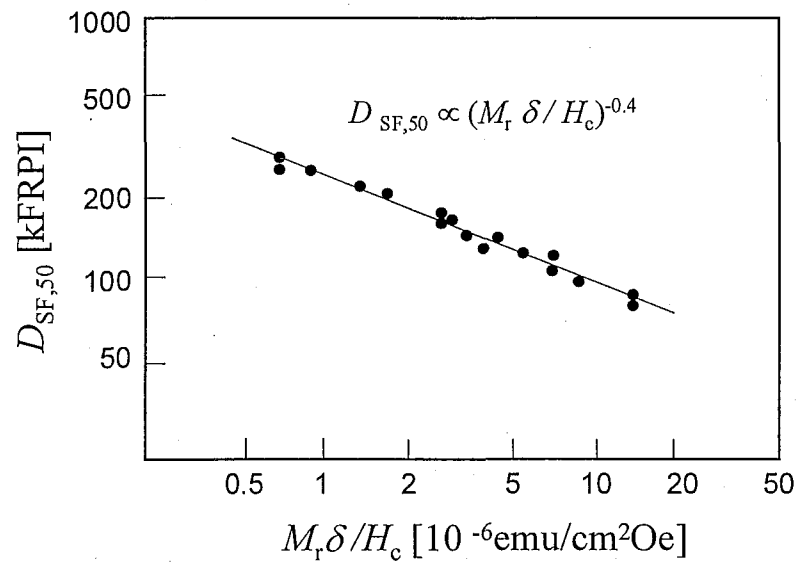
$$B_{n,max} \propto (M_r \delta H_c)^{0.6} \quad (2.5)$$

$$D_{SF,50} \propto \left(\frac{M_r \delta}{H_c} \right)^{-0.4} \quad (2.6)$$

すなわち長手磁気記録においては、記録密度と再生出力は $M_r \delta$ によって相反する傾向を示し、高記録密度、高出力の両立のためには H_c を高くする必要があるといえる。



(a) 最大磁束密度 $B_{n,\max}$ と $M_r \delta H_c$ の関係



(b) 記録密度 $D_{SF,50}$ と $M_r \delta / H_c$ の関係

図2-6 長手磁気記録における $B_{n,\max}$ 、 $D_{SF,50}$ と M_r 、 δ 、 H_c の関係 [9]

以上で述べたように、長手記録方式の高記録密度化のためには $M_r \delta / H_c$ を小さくする必要があるが、さらなる δ の極薄化によって、今度は記録磁化の熱安定性が問題となる。磁気異方性エネルギー K_u 、結晶粒の体積 v の磁性薄膜において、 $K_u v / kT$ は磁性膜を構成する結晶粒の熱的安定性の指標 [10] とされ、磁気記録薄膜媒体において $K_u v / kT$ が 100 以下になると記録磁化の熱的安定性が問題になるといわれている。ここで媒体膜厚 δ を小さくすると v が小さくなって $K_u v / kT$ が減少し、熱揺らぎによって記録磁化が劣化する。現在長手記録ハードディスクに用いられている Co 系合金の場合、結晶粒径が 10 nm 以下になると $K_u v / kT < 100$ となるため、すでに磁性層厚が数十 nm オーダーまで薄くなっている現状を考えると、今後の膜厚の極薄化による記録密度の向上は困難であり、さらなる媒体材料の改良により K_u を大きくする必要がある。また、ヘッドから発生可能な記録磁界の最大値は、ヘッドコア材料の飽和磁化の大きさに決まる有限値であるため、媒体の H_c にもその上限が存在する。したがって、線記録密度の上限を決定する全てのパラメータがその限界値に近づいている現在、長手記録方式において線記録密度のさらなる向上のためには、磁性層厚の極薄化やヘッド浮上量の低減だけでなく（１）大きな K_u と高い H_c を有し、かつノイズの少ない媒体磁性薄膜の開発（２）高 H_c 媒体に対し十分な記録磁界を発生できるヘッドコア用大飽和磁化磁性薄膜の開発が必要であるといえる。

2.3 垂直磁気記録

2.3.1 垂直磁気記録の原理

前節で述べたように長手記録方式には磁化遷移領域における減磁界にともなう原理的な限界が存在し、それに対抗するための媒体の極薄化、高保磁力化は著しい再生出力、熱的安定性の低下やヘッドへの負担を招き、これ以上の線記録密度の向上は非常に困難になってきている。そこで長手記録方式に代わる次世代の磁気記録方式として、1977年、岩崎らによって、高密度になるほど減磁作用が低下する垂直磁気記録方式が提案された [11]。以下にその原理を示す。

垂直磁気記録方式について理想的な記録過程を仮定した場合の磁化遷移領域の状態を図 2-7 に示す。まず、図 2-7 (a) に見られるようにステップ状に初期状態の磁化が現われたとき、減磁界が図 2-7 (b) のように生じる。ここで注目すべきことは、垂直記録方式の場合磁化遷移の境界 ($x=0$) で減磁界 H_d が 0 になっていることである。その結果図 2-7 (c) のような磁化分布が生じ磁化反転の境界が鋭くなり、理想的には $a=0$ となる。

一般に面内、垂直方向の減磁率の関係から媒体膜厚 δ 、記録波長 λ について

$$\frac{\lambda}{\delta} < 3.94 \quad (2.7)$$

の記録波長では垂直記録方式が有利になるとされている [12]。

また、長手磁気記録媒体の場合と同様、垂直磁気記録媒体における固有の $B_{n,\max}$ 、 $D_{SF,50}$ が以下のように示された。その計算結果を実験結果とともに示したものが図 2-8 [9] である。

$$B_{n,\max} \propto \left(\frac{H_c^2 \delta}{\sigma_{Hc}} \right)^{0.55} \quad (2.8)$$

$$D_{SF,50} \propto \left(\frac{\delta \sigma_{Hc}}{M_s} \right)^{-0.55} \quad (2.9)$$

ここで σ_{Hc} は、記録層を構成する微細磁性粒子の H_c 分散を正規分布で近似したときの

標準偏差である。従って、(2.8)式、(2.9)式の積

$$B_{n,\max} \cdot D_{SF,50} \propto M_s^{0.55} \left(\frac{\sigma_{Hc}}{H_c} \right)^{-1.1} \quad (2.10)$$

より、垂直磁気記録媒体の場合、保磁力 H_c に対する保磁力分散の広がり σ_{Hc} を小さくすることが、高密度・高出力を実現するにもっとも効果的であることがわかる。Co-Cr系薄膜などの金属薄膜媒体において σ_{Hc} は X 線回折強度と相関があることが報告されており [13]、高密度記録特性の向上のためには結晶性、結晶配向性を高めることが必要であることがわかる。

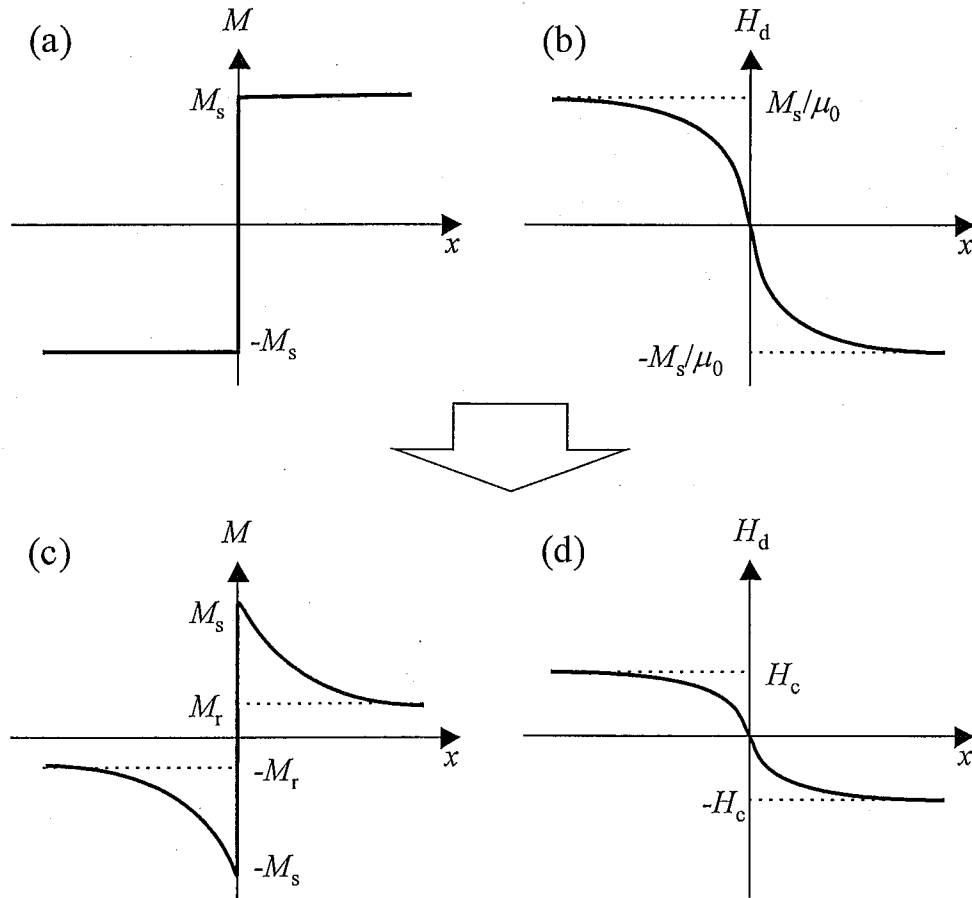
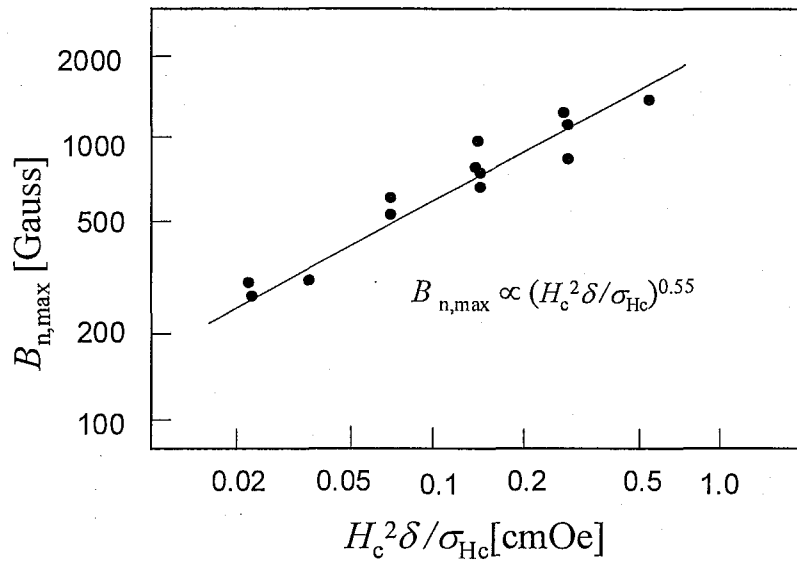
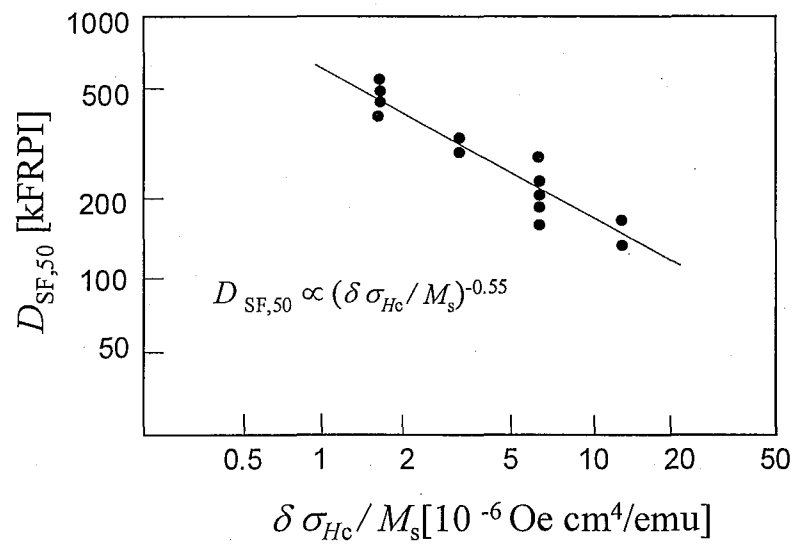


図2-7 垂直磁気記録における磁化反転機構



(a) 最大磁束密度 $B_{n,\max}$ と $H_c^2 \delta / \sigma_{Hc}$ の関係



(b) 記録密度 $D_{SF,50}$ と $\delta \sigma_{Hc} / M_s$ の関係

図2-8 垂直磁気記録における $B_{n,\max}$ 、 $D_{SF,50}$ と M_s 、 δ 、 H_c の関係 [9]

また、垂直磁気記録方式の場合、減磁界は膜面に垂直に発生するため、むしろその膜厚は大きい方がより磁化が安定する。従って、長手記録方式と同じ面記録密度を実現したとき、その磁化体積は膜厚の分だけ大きくなり、より熱的安定性に優れているといえる。表 2-1 に 1、10、20 Gbit/inch² の面記録密度を実現するために必要な媒体の仕様例 [14] を長手、垂直記録媒体それぞれについて示し、図 2-9～図 2-11 に、表 2-1 における媒体保磁力 H_c 、磁性層厚 δ_{mag} 、熱安定指標 K_u/kT の面記録密度依存性 [15] を示す。現在の 1 Gbit/inch² クラスとほぼ同等の線記録密度/トラック密度比を保ったまま面記録密度が向上すると仮定したとき、長手記録方式では 10 Gbit/inch² 以上で $K_u/kT < 100$ となり、熱的安定性が問題になるのに対し、膜厚をほぼ 10 倍程度まで厚くできる垂直記録方式では、同じ K_u の材料を用いても 20 Gbit/inch² の面記録密度において $K_u/kT > 100$ を確保できることがわかる。また垂直記録方式の場合、長手記録方式に比べ本質的にはそれほど高い H_c にする必要がないため、記録ヘッドの負担も軽減され、ヘッド設計の自由度が高いことがわかる。従って面記録密度 10 Gbit/inch² が、長手記録方式から垂直記録方式への転換の目安となっているといわれ、現在の面記録密度向上のペースを維持する場合、西暦 2000 年を過ぎたあたりでその転換期を迎えることになる。したがって現在、垂直磁気記録の実用化へ向けて急ピッチで研究が進められている。

表 2-1 Gbit/inch² クラスの面記録密度を達成させるための媒体仕様 [14]

面記録密度 (Gbit/inch ²)	1	10	20
FCI×TPI	157k×6.6k	400k×25k	600k×33k
長手磁気記録媒体			
保磁力 H_c (kOe)	2-2.5	3-3.5	4.5-6
$B_r\delta$ (Gμm)	100-80	60-40	40-30
磁性層厚 δ_{mag} (nm)	20-15	10-7	7-5
磁性粒子径 d (nm)	20-15	10-7	7-5
熱安定性指標 K_u/kT	873-368	109-37	37-13
垂直磁気記録媒体			
保磁力 H_c (kOe)	1.5-2	1.7-2.5	2-3
磁性層厚 δ_{mag} (nm)	150-100	70-50	60-40
磁性粒子径 d (nm)	20-15	10-7	7-5
熱安定性指標 K_u/kT	6548-2452	764-266	318-108

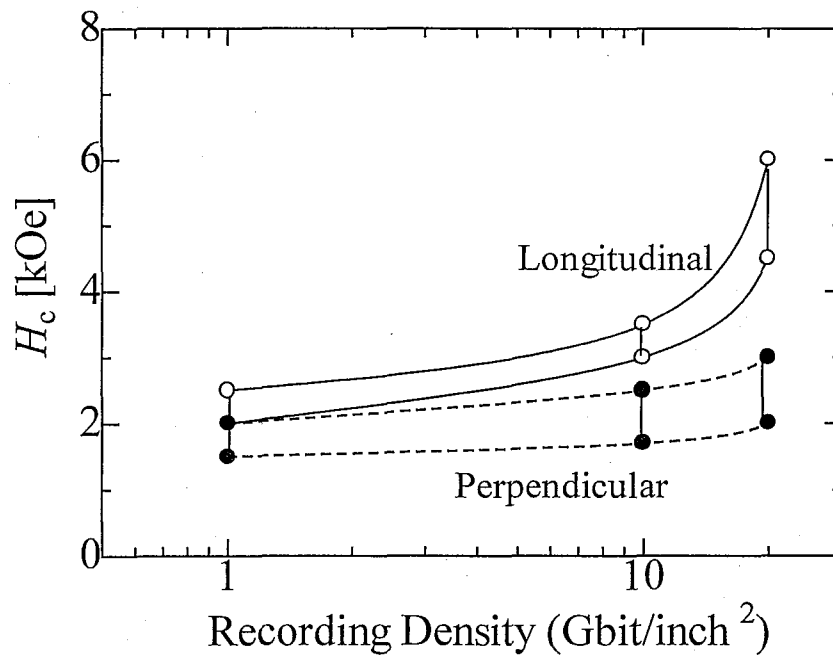


図2-9 保磁力 H_c の面記録密度依存性 [15]

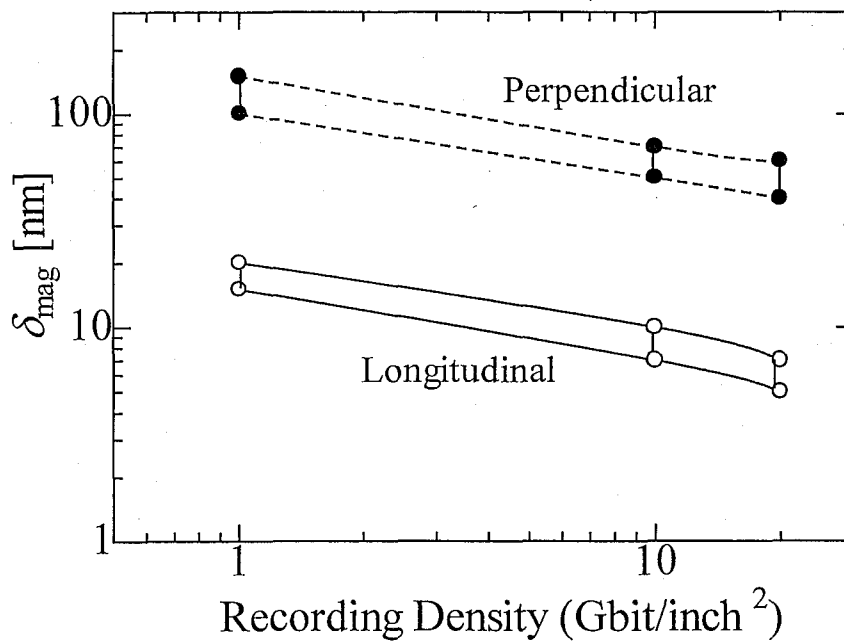


図2-10 媒体磁性層厚 δ_{mag} の面記録密度依存性 [15]

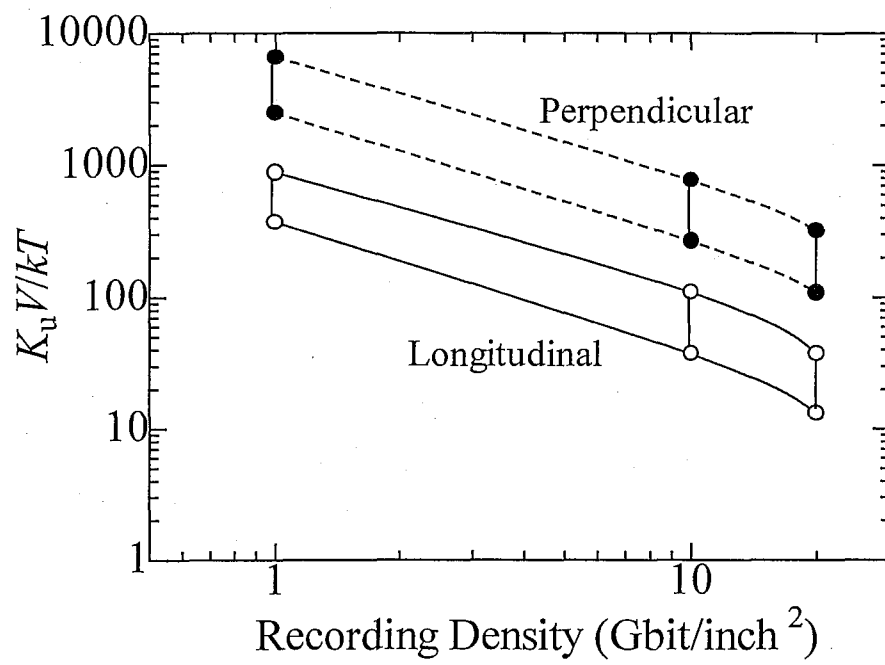


図2-11 熱安定指標 $K_u V / kT$ の面記録密度依存性 [15]

2.3.2 単磁極ヘッドによる垂直磁気記録

垂直磁気記録を行うためのシステムとして、

- (1) 十分な垂直磁気異方性を有する媒体
- (2) 媒体の垂直保磁力に対し十分な垂直磁界を発生する記録ヘッド
- (3) 媒体からの微弱な漏れ磁界を検出する再生ヘッド

が必要である。

(1) の媒体の垂直磁気異方性について、記録層内の残留磁化を膜面に対し垂直に安定させるためには、その垂直磁気異方性磁界 H_k がそれに働く垂直最大減磁界（十分広い膜について $4\pi M_s$ ）より大きくななければならない。そこでこのような条件を満たす薄膜として、その結晶磁気異方性による垂直磁気異方性に優れ、かつ適度な M_s 、 H_c を有する Co-Cr スパッタ薄膜が提案され [16]、その後 Ta、Pt などの第三元素の添加による垂直磁気異方性の増加や、Cr 含有量増加による S/N 比の向上 [17] など種々の研究が行われ、垂直磁気記録媒体材料の主力として現在も研究、開発が進められている。このほかにも金属合金系薄膜に比べ耐食性、耐摩耗性に優れた Ba フェライトスパッタ膜 [18][19]、Co-CoO 部分酸化膜 [20] などの酸化物系薄膜や、Co 合金よりもコスト面で有利な、Fe-Cr [21] や Te-Ti [22]、Fe-Zr [23]、あるいは Fe:N [24] といった Fe 系垂直磁気異方性薄膜も媒体としての提案がなされている。また、Co 系合金の約 10 倍の K_u を持つ Pd/Co 超格子多層膜 [25] の垂直記録媒体への応用も検討されている。

(2) の記録用ヘッドとしては、垂直磁気記録方式開発当初、垂直磁界をより能率よく発生させるヘッドとして単磁極形 (single pole type, SPT) ヘッドが提案された [11]。単磁極形ヘッドは主磁極 (main pole) と称する高透磁率薄膜を媒体の面と垂直に設けてこれを励磁し、垂直記録磁界を発生させるもので、その基本構造を図 2-12 に示す。図 2-12 (a) では、励磁巻線を主磁極のまわりに巻いてあり、この形式を主磁極励磁形と呼ぶ。図 2-12 (b) は、媒体を挟んで主磁極と反対側にある補助磁極に励磁巻線を巻き、これを励磁することにより主磁極を磁化してその先端に垂直磁界を発生させるもので、これを補助磁極励磁形と呼ぶ。補助磁極励磁形は主磁極を先端から磁化するので主磁極励磁形よりも鋭い垂直磁化分布を生じるとされている。しかしながら補助磁極の存在は、

記録・再生機構の肥大化、複雑化を招き、さらに再生時の磁気回路が閉じていないことにより著しく再生効率が低いため、現在の単磁極ヘッドは図 2-13 [26] のように補助磁極を用いず、代わりに主磁極周辺にリターンパスを設けた構造が主流であり、主磁極の前方、後方にリターンパスを設けた W 型単磁極ヘッド [27] や主磁極の左右にリターンパスを設けた TRF 型単磁極ヘッド [28] など、そのリターンパスの構造も様々なものが提案されている。

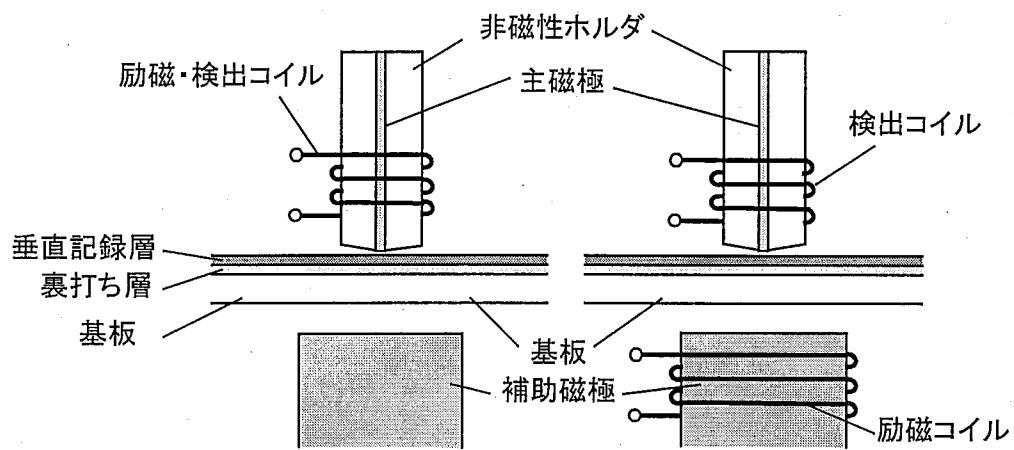
また、媒体の垂直記録層の直下に軟磁性裏打ち層を設けることで、主磁極からの記録磁界の垂直成分が増加し、さらに磁化が馬蹄形になって安定化するため、単磁極ヘッドを用いた垂直記録では垂直磁化層および裏打ち層からなる 2 層膜媒体を用いるのが主流となっている。その裏打ち層の磁気特性として、特に透磁率が高い方が記録感度・再生感度が向上することがシミュレーションにより示されている [29] 一方、ディスク回転時に地磁気やディスク回転系、ヘッドアクチュエータ等から発生する磁界により裏打ち層の磁壁が移動し、雑音の発生や記録磁化の消去が顕著になることが明らかになっており [30]、軟磁性層の下に Sm-Co 薄膜などの硬磁性層を設けた 3 層膜媒体構造 [31] も提案されている。

(3) の再生ヘッドについて、垂直記録方式の場合、隣接した磁化が安定するというメリットゆえ、その磁化遷移領域での漏れ磁界が弱く、より高感度な再生ヘッドが望まれる。そこで従来のインダクティブ型ヘッドよりも感度が高く、近年長手記録ハードディスクで用いられるようになった MR ヘッド、スピントラップヘッドによる垂直磁気記録の再生について広く検討されており [33]、さらにその再生波形を微分することにより長手記録と同様のチャネルを用いた記録再生系を構成することができ [34]、さらに S/N 比の向上によりさらに線記録密度が向上すること [35] が報告されている。ここで垂直磁気記録で検討されているコンタクト・ニアコンタクト記録方式では、MR 素子をヘッド表面から離れた位置に配置するヨーク型 MR ヘッド [36] が有望であると考えられ、そのヨーク材料として、より高い周波数領域で高透磁率を有する材料が望まれる。

このように、単磁極ヘッドによる垂直磁気記録方式については着実に進歩しているにも関わらず、いまだその実用化には至っていない。1991 年には、Censtor 社が独自の単磁極形ヘッドであるマイクロフレックスヘッドを用いたコンタクトレコーディングシステム [39] を提案したが、信頼性の解決が不十分で実用化にはいたらず、1994 年、単磁極ヘッドを用いた垂直磁気記録の研究を断念し、コンタクト型長手記録方式へその研究

路線を変更している [40]。これはコンタクト記録におけるトライボロジー、媒体・ヘッドの耐久性の問題に加え、単磁極形ヘッドシステムの開磁路構造に起因する低出力、高ノイズの問題を露呈した形になる。それらの問題点については第4章で詳しく述べるが、垂直磁気記録方式の実用化のためには、その磁気回路構造の見直し、改良も必要であるといえる。

以上より、垂直磁気記録システムとして有望な単磁極ヘッドシステムの実用化のためにその記録・再生効率を向上させるためには、根本的な磁気回路構造の改良が必要であると同時に、磁気回路の大部分を構成するヘッドコア及び媒体裏打ち軟磁性層の軟磁気特性向上が必要であるといえる。そこで本研究では、垂直磁気記録システムの磁気回路構造の改良による記録・再生効率向上を目的として、まず第4章で、新しい磁気回路構造を有する垂直磁気記録ヘッドとしてデュアルトラック相補型ヘッドを提案し、その記録・再生能力についての検証およびデュアルトラック相補型薄膜ヘッドの試作を行なった。次に第5章では、Co-Cr系垂直2層膜媒体裏打ち層に広く用いられているNi-Feスパッタ薄膜の磁気特性、結晶子配向性の改善を試み、さらに第6章では新しい大飽和磁化・高透磁率材料であるナノ結晶Fe-Cu-Nb-Si-B合金をスパッタ法により薄膜化し、垂直磁気記録ヘッド、媒体裏打ち軟磁性層への応用についての検討を行った。



(a) 主磁極励磁型 (b) 補助磁極励磁型

図 2-12 垂直磁気記録用単磁極ヘッド

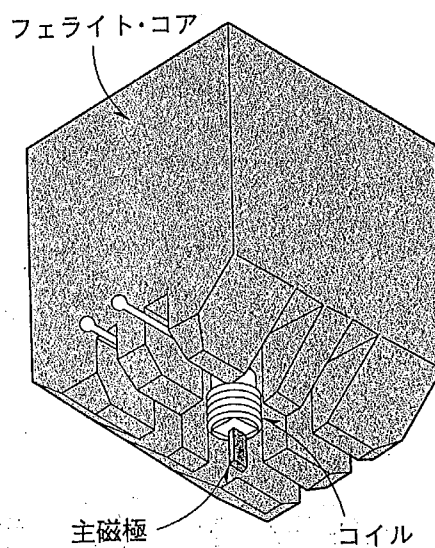


図 2-13 リターンパスを有する単磁極ヘッド [26]

2.4 まとめ

本章では、次世代の超高密度記録方式として期待される垂直磁気記録方式について、その原理の概要と垂直磁気記録システムの実用化、高性能化のために必要な技術について総括した。本章の要旨を以下にまとめる。

- (1) 現在すべての磁気記録装置に採用されている長手磁気記録は年率 60 %という飛躍的な面記録密度の伸びを実現してきたが、自己減磁界の影響による記録密度の原理的限界と、それに対抗するための媒体の極薄化、高保磁力化にともなう熱的安定性の低下やヘッドの記録能力の低下により、これ以上の線記録密度の向上は非常に困難になってきている。
- (2) 1977 年に提案された垂直磁気記録は、線記録密度が高くなるほど減磁作用が小さくなって記録磁化が安定するという特徴があり、さらに長手記録方式に比べ媒体膜厚を大きくできるため、面記録密度が数十 Gbit/inch² でも十分な熱的安定性を確保することができる。したがって面記録密度 10 Gbit/inch² が長手記録方式から垂直記録方式への転換の目安となると考えられ、実用化へ向けて研究が急ピッチで進められている。
- (3) 垂直磁気記録の開発当初から提案されていた単磁極形ヘッドー 2 層膜媒体システムは、記録した磁化遷移領域が急峻で線記録密度、トラック密度ともに長手記録方式に比べ有利であるといわれているにも関わらず、いまだその実用化には至っていない。これは単磁極ヘッドシステムの開磁路構造に起因する低出力、高ノイズの問題によるものと考えられ、垂直磁気記録方式の実用化のためには、その磁気回路構造の見直し、改良が必要であるといえる。

参考文献

- [1] 大島英男：日本応用磁気学会誌, **18** (1994) 960
- [2] 日経エレクトロニクス 6 月 16 日号 (1997) 93
- [3] S. Iwasaki et al. : IEEE Trans. Magn., **11** (1975) 289
- [4] 中村慶久：日本応用磁気学会誌, **14** (1990) 593
- [5] 松本光功ほか：「磁気記録工学」共立出版 (1990) 50
- [6] C. D. Mee : "Magnetic Recording Technology," McGraw-Hill (1995) 238
- [7] C. D. Mee : "Magnetic Recording Handbook," McGraw-Hill (1989) 190
- [8] I. Tagawa et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **13(S1)** (1989) 97
- [9] 中村慶久：日本応用磁気学会誌, **17** (1993) 768
- [10] P-L. Lu et al. : IEEE Trans. Magn., **30** (1994) 4230
- [11] S. Iwasaki et al. : IEEE Trans. Magn., **13** (1977) 1272
- [12] 松本光功ほか：「磁気記録工学」共立出版 (1990) 115
- [13] S. Iwasaki et al. : IEEE Trans. Magn., **19** (1983) 1713
- [14] 二本正昭：日本応用磁気学会第 93 回研究会資料 (1996) 45
- [15] 久米実：東京工業大学博士論文 (1997) 13
- [16] S. Iwasaki et al. : IEEE Trans. Magn., **14** (1978) 849
- [17] 池田圭宏ほか：日本応用磁気学会誌, **21** (1997) 281
- [18] M. Naoe et al. : IEEE Trans. Magn., **17** (1981) 3184
- [19] M. Matsuoka et al. : IEEE Trans. Magn., **18** (1982) 1119
- [20] Y. Ota et al. : IEEE Trans. Magn., **20** (1984) 768
- [21] 斎木幸治ほか：日本応用磁気学会誌, **9** (1985) 61
- [22] 玉井秀樹ほか：電子情報通信学会磁気記録研究会資料, **MR87-6** (1987)
- [23] S. Nakagawa et al. : J. Appl. Phys., **64** (1991) 5181
- [24] S. Takahashi et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **13(S1)** (1989) 829
- [25] B. M. Laison et al. : Appl. Phys. Lett., **64** (1994) 2891

- [26] 日経エレクトロニクス 7月1日号 (1996) 105
- [27] J. Hokkyo et al. : IEEE Trans. Magn., **20** (1984) 72
- [28] J. Numazawa et al. : IEEE Trans. Magn., **23** (1987) 2476
- [29] 米田与志朗 : 東京工業大学博士論文 (1997) 38
- [30] 安藤敏男ほか : 日本応用磁気学会学術講演概要集 (1992) 401
- [31] T. Ando et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2983
- [32] 岩崎俊一ほか : 電子情報通信学会磁気記録研究会資料, **MR80-4** (1980)
- [33] D. J. Seagle et al. : IEEE Trans. Magn., **26** (1990) 2160
- [34] K. Ho et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2538
- [35] H. Muraoka et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2929
- [36] R. E. Fontana, Jr. et al. : IEEE Trans. Magn., **30** (1994) 316
- [37] H. Hamilton : J. Magn. Soc. Jpn., **15(S2)** (1991) 483
- [38] W. Cain et al. : IEEE Trans. Magn., **32** (1996) 97

第3章 対向ターゲット式スパッタ法による軟磁性薄膜 の作製

3.1 はじめに

現代のエレクトロニクス技術を支えている電子デバイス素子の多くは薄膜をその基本単位としており、その薄膜形成技術はまさに現代の基幹技術であるといっても過言ではない。本研究で主として述べる垂直磁気記録技術においても、高い性能を有する磁性薄膜材料の開発と薄膜形成技術の発展が、今後一層の記録密度の向上を目指す上でのキーポイントになっている。

そこで本章では、さまざまな種類の薄膜堆積に用いられているスパッタ法の原理を示した後、高品質な薄膜の作製が可能で、本研究でも積極的に用いている対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法についてその概要および特徴を述べ、最後に、特に FTS 法により軟磁性薄膜を作製した際の薄膜の諸特性への影響について述べる。

3.2 薄膜堆積法とスパッタ法

固体薄膜を得る手段として、実に様々な方法が用いられているが、現代のエレクトロニクス素子に使用されるためには、バルク材料が有する特性をそのまま薄膜で発揮できる、あるいは薄膜でなければ実現できない機能を有する、極薄でも高品質な膜の作製が要求される。このような要求に対しては薄膜堆積過程の厳密な制御性、膜構造の緻密性や均質性などを実現しやすい Atomistic Deposition が適していると一般に考えられている。これは堆積構成物を一度原子状、あるいは分子状に分解した後、堆積して再構成させる方法で、原子、分子状に分解する方法としては化学的なものと物理的なものに大別される。これに従い薄膜堆積法を分類したものが図 3-1 [1] である。

さらにこれらの堆積過程の周辺環境がドライ（気相、真空）なものと、ウェット（液相）なものにわけることができ、膜の純度や緻密性を高めるためには一般に不純物原子の混入が極力抑制できる真空中でのプロセスが有利となる。このプロセスとしては蒸着法、イオンプレーティング法、スパッタ法、化学的気相成長（Chemical Vapor Deposition, CVD）法、分子線エピタキシー（Molecular Beam Epitaxy, MBE）法などがあり、それぞれの特徴をいかした用途で使用されている。以下にその概要を述べる [2]。

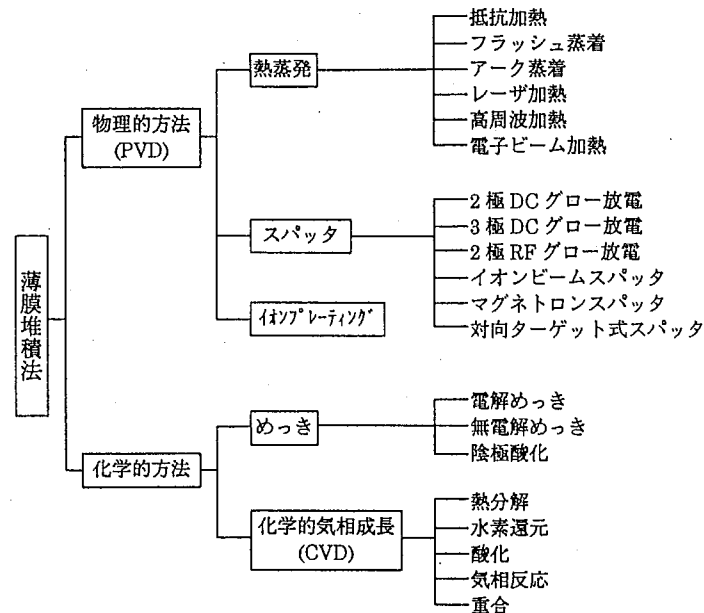


図 3-1 薄膜作製法の分類 [1]

蒸着法は高真空中の不純物が少ない環境下で堆積材料を高温に加熱して原子を蒸発させ、基板上に再び凝縮させ堆積させるものである。飛来原子の運動エネルギーは加熱により与えられる昇華エネルギーのみであるため、一般には 0.1~0.5 eV 程度と比較的低い。また、熱平衡状態で加熱していくことから、合金や化合物などの構成原料のうち、蒸気圧が極端に異なる材料の場合は蒸気中の組成が著しく出発材料の組成と異なり、結果として薄膜の組成が大きくずれてしまう欠点がある。この欠点を解決するため、化合物の科学量論組成比に応じた個別の蒸気量を別個の蒸発源から制御して供給し、基板に目的化合物と類似した構造と格子定数を有するものを使用し、エピタキシー効果を利用して目的化合物を形成するのが MBE 法であり、III-V 族や II-VI 族などの化合物半導体を中心に適用されている。磁性膜の応用としては、巨大飽和磁化物質である Fe_{16}N_2 が GaAs 単結晶基板上に MBE 法で作製されており [3]、化合物の単相エピタキシャル成長に適していることが裏付けられている。

イオンプレーティング法は蒸着法での蒸発粒子をグロー放電プラズマ中を通過させることによりイオン化し、負電圧を印加した基板上へ加速させてエネルギーを付与させて堆積させる方法である。これは主として工具類などの表面硬質皮膜の形成などに用いられており、堆積粒子のエネルギーが高く付着力の強い膜が形成できる利点もあるが、プラズマを発生させるために導入する不活性ガスがイオン化され基板に入射するため、膜中への進入による圧縮応力の増大や、基板ダメージによる膜表面の荒れなどの問題が発生する。

CVD 法は薄膜化したい原料元素を含み、単一元素よりも蒸気圧の十分高い化合物を気体にして反応槽中に送り込み、熱分解やプラズマ分解、還元、気相-固相反応、気相-気相反応などの、いわゆる化学反応を用いて基板上に目的の物質を堆積させる方法で、上記の堆積法やスパッタ法などの物理的気相成長 (Physical Vapor Deposition, PVD) 法に対して通常大きく分類されている。

本研究で主に述べるスパッタ法は PVD 法に属するもので、ほとんど全ての金属、合金、化合物などの固体薄膜を組成ずれが少ない状態で形成できる点と、堆積粒子の運動エネルギーが高いこと、さらに雰囲気ガスの反応性、圧力によって同じターゲット材料から異なる特性を有する薄膜を比較的手軽に、制御性よく作製できることから、合金、酸化物薄膜の需要が非常に多い磁気デバイス用薄膜作製に広く用いられている。以下に、スパッタ現象の概要と、実際用いられているスパッタ方式の特徴をのべる。

3.3 スパッタ現象

高エネルギー粒子を固体表面に衝突させると図 3-2 [4] に示すような種々の現象が発生するが、スパッタリングとは主に図中の中性原子・分子の放出の現象をさす。このスパッタリングの応用として、物質表面のエッチングおよび薄膜堆積のための原子、分子の生成が考えられ、その放出粒子を基板上に堆積させて薄膜を形成する方法を通常スパッタ法と呼んでいる。スパッタリング現象のメカニズムとしては、図 3-3 [5] にその概略を示すように、ターゲットと呼ばれる物質表面に入射する粒子（通常粒子をイオン化して電界による加速によりエネルギーを付与するので、以下、入射イオンとする）の持つ運動量が、ターゲットとの衝突の際にターゲット原子の配列に運動量を伝達し、一次衝突や、これに引き続いて起こる二次衝突などの高次衝突機構によりターゲット表面原子に運動量が伝達してこれが飛び出すとする、運動量転移機構によるものとされている。加熱による昇華によって放出される蒸着法の粒子エネルギーは 0.1 eV のオーダーであるのに対し、通常数百 eV のエネルギーを持つ入射イオンの衝突によるスパッタリングで放出される粒子エネルギーは平均で数 eV、高いもので数十～数百 eV までのものも含まれるような分布をもつとされる。このため、通常の熱平衡過程では現出し得ないような高温相や非平衡相などを比較的低温の基板上で作り出すことができたり、基板へ到着後の粒子のエネルギーにより、緻密で結晶性に優れた膜が作製できる可能性があると考えられる。

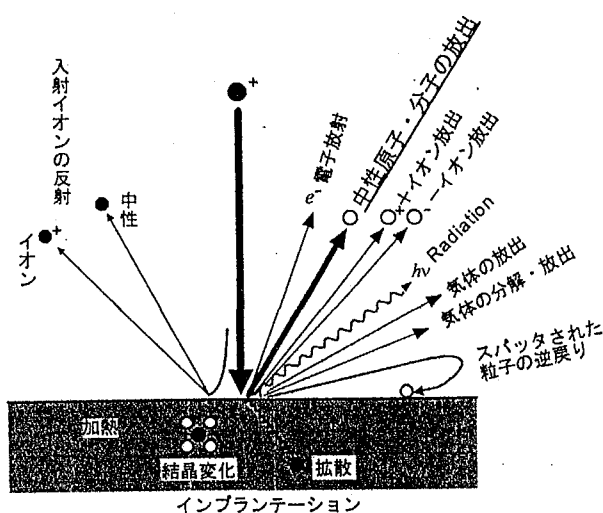


図 3-2 物質と粒子の衝突によって起こる種々の現象 [4]

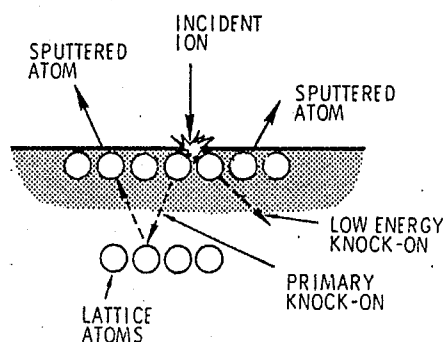


図 3-3 入射イオンから固体原子への運動量交換の様子 [5]

スパッタ現象は、入射イオンとターゲット表面原子との衝突で発生するため、その衝突状況から、入射イオン 1 個あたりのスパッタ原子数で定義されるスパッタ率が以下の主要因によって変化することが知られている。

- (1) 入射イオンのエネルギー
- (2) 入射イオンの種類とターゲット材料
- (3) イオンの入射角
- (4) ターゲット表面の結晶構造

まず、(1) の入射イオンのエネルギー E とスパッタ率 S の関係を概略的に示したものを図 3-4 [6] に示す。まず、低エネルギー領域に、スパッタ現象が生じるしきい値 E_0 が存在し、約 20~30 eV 程度であることが知られている [7]。その後、 $E=E_0$ 付近では $S \propto E^2$ 、 $E > 100$ eV では $S \propto E$ であることが確認されている [8]。このエネルギー範囲では入射イオンによるターゲット表面の移動原子数が E に比例していることを示している。 E が 10 keV を越えると、入射イオンはターゲットに深く進入し、表面散乱を主体としたスパッタ現象よりもイオンのターゲット内部への進入が顕著になり S はほぼ一定の値となり、やがて S は減少する。図 3-5 [9] に Sigmand により整理されたスパッタ率とイオンエネルギーとの関係の測定例を示す。通常、成膜に用いる RF スパッタ法や対向ターゲット式スパッタ法などのプラズマスパッタ法では、もっとも効率の高い領域とされる数百 eV 程度のイオンエネルギー領域を用いており、任意にイオンエネルギーを制御できるイオンビームスパッタ法においても、通常は 500 eV~1 keV 程度で使っている。

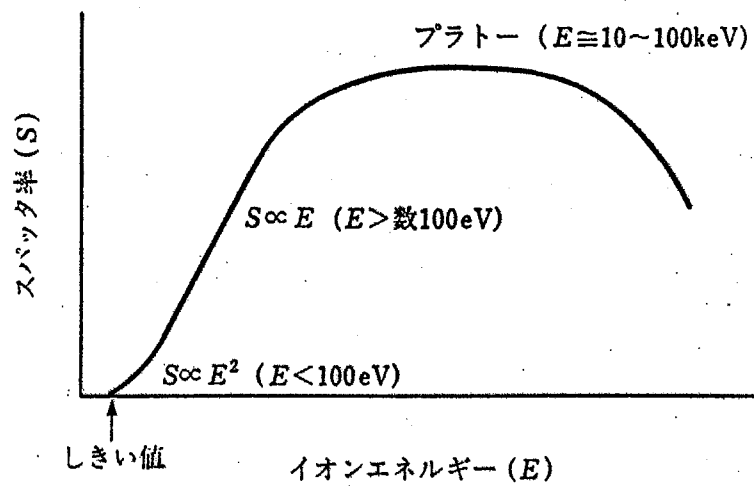


図3-4 スパッタ率 S と入射イオンエネルギー E の関係 [6]

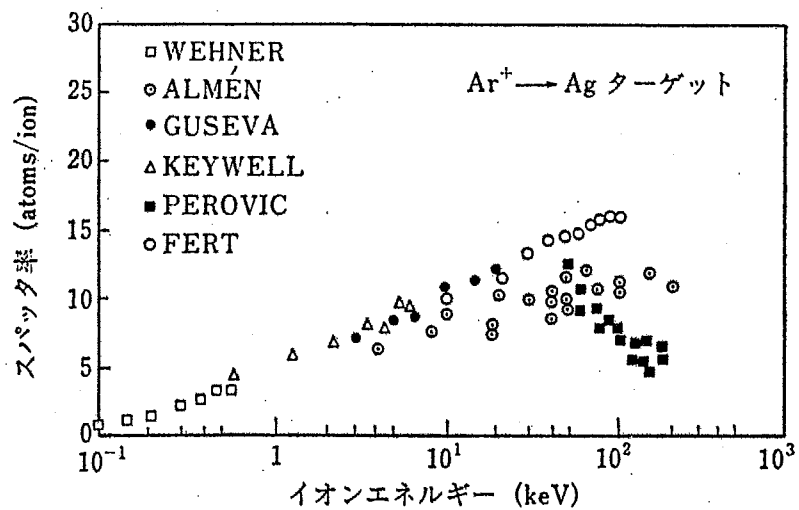


図3-5 スパッタ率の入射イオンエネルギー依存性の実測例 [9]

(2) の入射イオンとターゲット材料との関係について、図 3-6 [10]に Ar^+ イオンによるスパッタ率の原子番号による変化の一例を示す。スパッタ率は、周期律表の順に周期性を持っており、これは昇華熱の周期性にほぼ対応し、さらに入射イオン（質量 M_1 ）とターゲット原子（質量 M_2 ）の質量比 $k=M_2/M_1$ の関数で表されるエネルギー伝達係数

$$T_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4k}{(1+k)^2} \quad (3.1)$$

によってほぼ計算できることが Sigmund により示されている [9]。これによると、通常のスパッタ成膜で使用される数百 eV 程度のエネルギー領域においてスパッタ率 $S(E)$ は昇華熱 U_0 (4~10 eV)、 k の単調増加関数 $\alpha(k)$ をもちいて次式で示される。

$$S(E) = \frac{3}{4\pi^2} \alpha(k) T_m \frac{E}{U_0} \quad (3.2)$$

つまりターゲット材料の U_0 が低く、 T_m が大きい、すなわちターゲット原子と入射イオンの質量が同程度のとき S が大きくなることがわかる。ただし、 $\alpha(k)$ は $k>1$ のとき急激に増加し、実際には $k>1$ のときに最大値をとるため、入射イオンの質量はターゲット原子よりも若干大きくすることにより最大のスパッタ効果が得られることがわかる。また酸素イオンなど、入射イオンの活性度が高い場合には、ターゲット表面での合金化や化合物形成を引き起こすために、 S は見かけ上減少する。つまり不活性ガスイオンを入射させた場合にそのスパッタ率が極大となる。

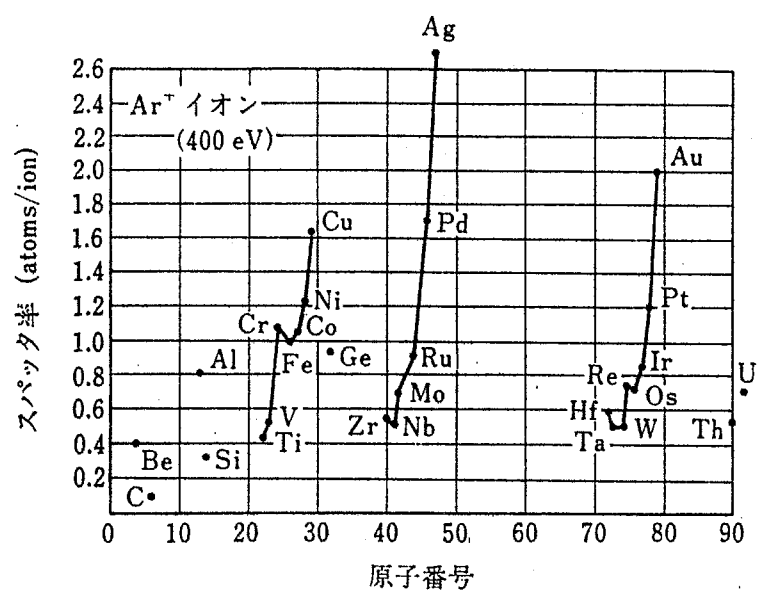


図3-6 Ar イオンによるスパッタ率のターゲット原子の原子番号依存性 [10]

以上、ターゲットが純物質であるときのスパッタ率について考察したが、スパッタ率の異なる元素からなる合金ターゲットの場合、スパッタリングが進むにつれターゲット表面の組成が変化して、結果としてターゲット組成と同じ比率で原子が基板に飛来し、膜の組成とターゲット組成がほぼ一致する。Patterson らは、次式のように元素 A、B からなる合金ターゲットの表面組成 A 、 B の変化を導いた [11]。

$$A = \left(A_0 - \frac{S_B N_0 A_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} \right) \exp \left(- \frac{A_0 S_B + B_0 S_A}{N_0^2} F t \right) + \frac{S_B N_0 A_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} \quad (3.3)$$

$$B = \left(B_0 - \frac{S_B N_0 B_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} \right) \exp \left(- \frac{A_0 S_B + B_0 S_A}{N_0^2} F t \right) + \frac{S_B N_0 B_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} \quad (3.4)$$

A_0, B_0 : スパッタ前 ($t=0$) の A, B 元素の表面密度

S_A, S_B : A, B 元素のスパッタ率

N_0 : ターゲット表面の原子密度

F : ターゲット表面のイオン電流密度

t : スパッタ時間

スパッタ時間 t が十分大きいとき各式の第 1 項は無視できるため、ターゲットから飛来する粒子の比は

$$S_A A : S_B B = \frac{S_A S_B N_0 A_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} : \frac{S_B S_A N_0 B_0}{A_0 S_B + B_0 S_A} = A_0 : B_0 \quad (3.5)$$

となり、結局ターゲット組成と等しくなる。ただし、これはターゲット表面温度が内部拡散や原子の蒸発を無視できるほど低く、 t が十分大きく第 1 項が無視できることが前提となる。さらにターゲットから飛び出した粒子の比と膜の組成が等しくなるためには、堆積後の再蒸発や再スパッタがないことが条件となる。したがって組成ずれのない膜を得るためには、十分な予備スパッタを行うこと（通常は(3.3)、(3.4)式の時定数は数秒程度である）、ターゲット表面の冷却を十分にすることおよび、基板温度の過度の上昇や、

基板への高エネルギー粒子の衝撃を抑制する必要があることがわかる。

(3) の入射イオンの入射角によってもスパッタ率は大きく変化を受けて、ほとんどの材料でその角度依存性は図 3-7 [12] に示すように入射角 θ に対して $\sec \theta$ に比例して入射角とともに増大し、約 40° から 60° 付近でスパッタ率が最大となる傾向を示している。通常プラズマスパッタ法によるイオンは陰極降下部の電界分布によりターゲット面に対して垂直に入射する成分が大勢をしめるが、ターゲット表面の凹凸や、ターゲット端部と中央の差異、ガス圧力の増加に伴うイオンのガス分子による散乱など、イオン入射角を変動させる要素もあり、スパッタ速度を一定に保つためにはガス圧力やターゲット構造などについて十分考慮する必要がある。

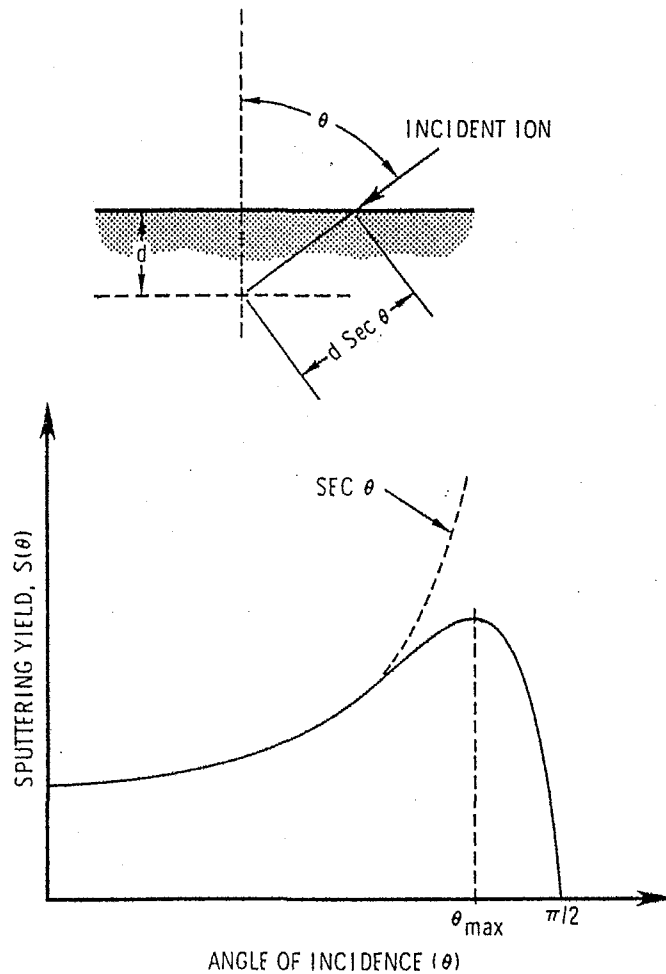


図 3-7 スパッタ率のイオン入射角依存性 [12]

(4) のターゲットの結晶構造については、スパッタ粒子の放出角度分布にも影響を及ぼすことが知られている。ターゲット表面に結晶面が出ている場合、スパッタ粒子の放出角度分布にはその最密充填の結晶軸にそった方向がより大きく現れる。従って単結晶ターゲットをスパッタする場合はその結晶軸による角度分布を考慮する必要があるが、通常は多結晶、あるいはアモルファスタargetを使用するため、角度分布は平均化される。この場合の放出角度分布は通常コサイン則で近似できるとされているが、図 3-8 [13] に示されるように、通常のスパッタ装置で使用する数百 eV 程度の入射イオンエネルギーでは、より側方に放射される確率が高いとされる実験データがあり、通常この領域をアンダーコサイン則で近似する。一方入射イオンが 20 keV 以上ではむしろオーバーコサイン則になるといわれている。また、表面凹凸が原子レベルで激しく、スパッタ粒子にとって険しい山と谷になっている場合は、スパッタ粒子が巨視的なターゲット表面から放出されなくなり、見かけ上のスパッタ率が低下することがある。化合物や合金ターゲットにおいて著しくスパッタ率の異なる元素で構成される場合、表面に逆拡散したスパッタ率の低い元素により表面がコーン状になり、スパッタ率が低下することがある [14]。これは特に複合ターゲット構造の場合は注意する必要がある。

前述のようにスパッタ粒子は高い平均運動エネルギーを有している。スパッタ粒子のエネルギー分布は図 3-9 [15] に示すように、数 eV 程度のエネルギーに存在確率が最大となるような分布となり、入射イオンのエネルギーによってはその分布の形自体は変化しない。しかし図 3-10 [15] のように入射イオンの質量を変えることによってそのエネルギー分布は変化し、重イオンを用いた方がそのエネルギー分布は高エネルギー側にシフトしていく傾向を持つ。また図 3-11 [15] に示すように、適度な斜め入射の方がそのスパッタエネルギーが高くなるとされている。

このように高いエネルギーを持って飛び出したスパッタ粒子も、雰囲気ガス粒子との衝突を繰り返すうちにその運動エネルギーは失われ、最終的には雰囲気ガスの熱力学的温度で決まる速度分布になるものと考えられる。この過程を「Thermalization」と呼んでいるが [16]、このように雰囲気ガスとの衝突はスパッタ粒子のエネルギーを損失させることになる。これを避けるためにはできるだけ低いガス圧力でスパッタを行い、雰囲気ガスとの衝突を避けることが望ましい。この場合のスパッタ粒子の平均自由行程はおおむね、室温の気体分子の平均自由行程と同程度であるとみなして良い。

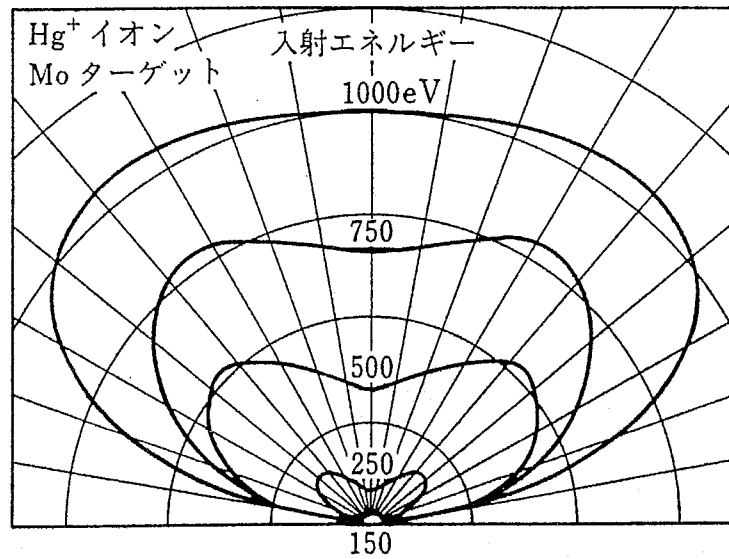


図3-8 スパッタ粒子放出分布のイオン入射エネルギー依存性 [13]

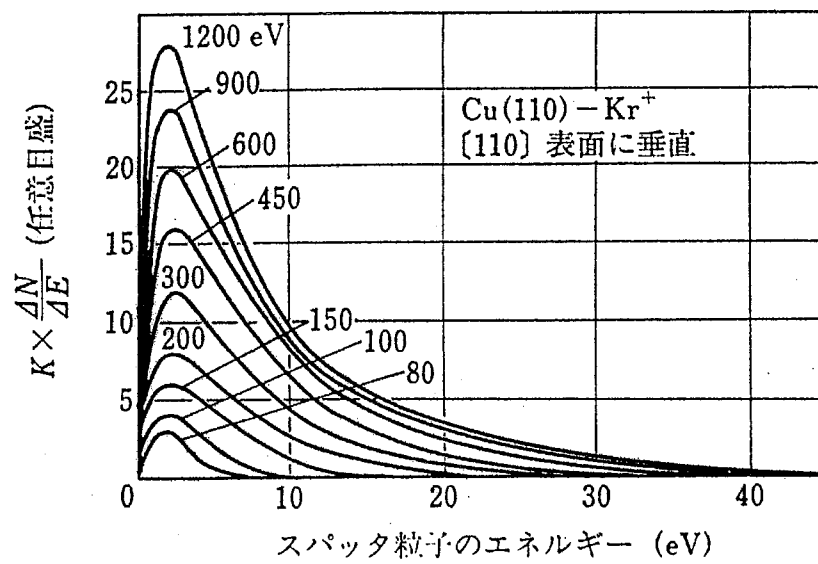


図3-9 スパッタ粒子のエネルギー分布 [15]

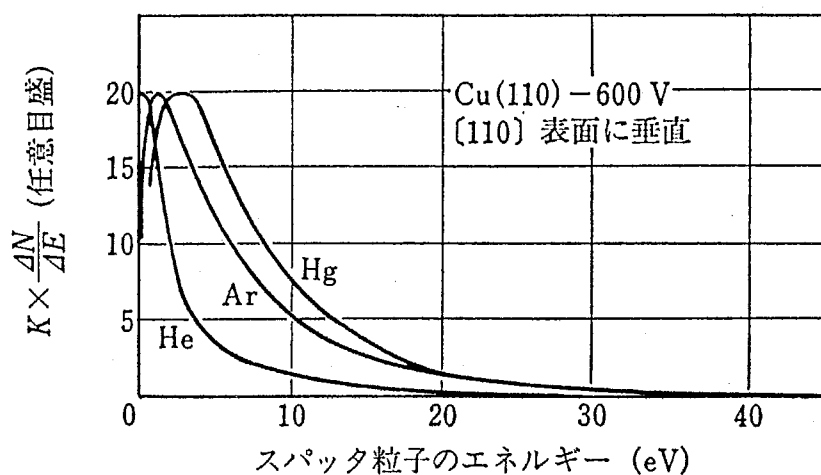


図3-10 スパッタ粒子のエネルギー分布の入射イオンの質量による変化 [15]

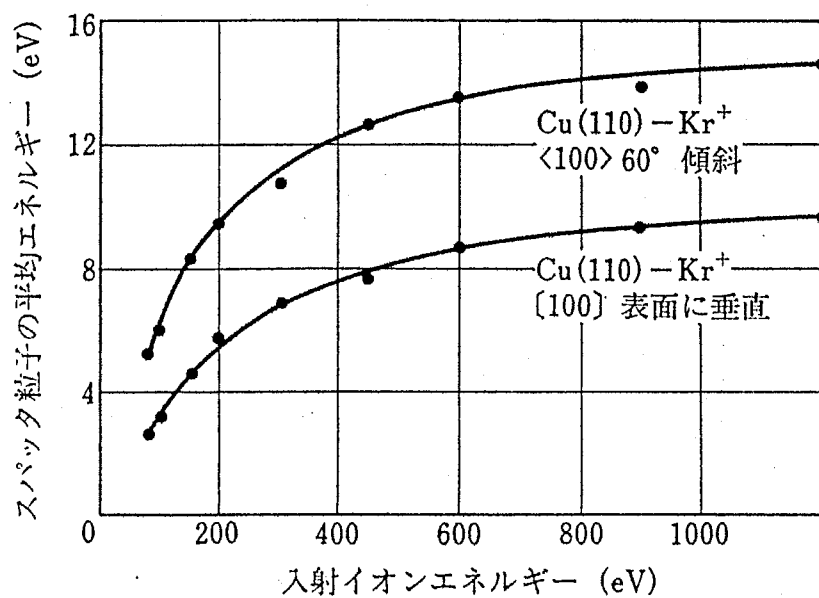


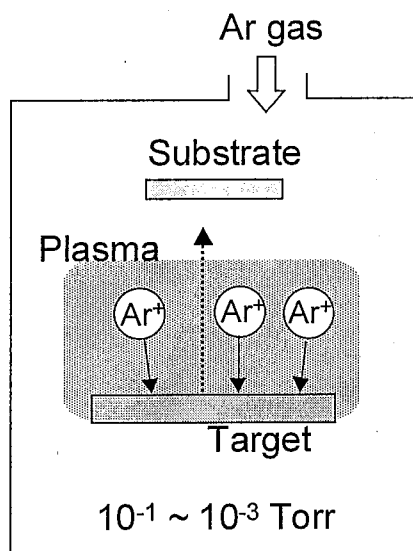
図3-11 スパッタ粒子のエネルギーのイオン入射角度による変化 [15]

その他にもスパッタリング現象により発生するその他の種々の粒子についても、薄膜作製にスパッタ法を用いる場合注意する必要がある。まずスパッタリング時にイオンの衝撃によりターゲットから γ 電子が発生する。これは後述のプラズマスパッタ法においてプラズマの持続に不可欠な電子であるが、プラズマの陰極降下部で加速された γ 電子がそのまま陽極にある基板に向かって飛来する。基板へ到着した電子のエネルギーのほとんどは熱として基板表面に伝導し、基板を加熱する。このとき過度の加熱により薄膜原子の蒸発や膜内部で変成がおこり、さらには絶縁体の基板、絶縁体薄膜の場合、膜表面が負に帯電し、プラズマ中の陽イオンの衝撃を受け、結果として薄膜の諸特性が悪化する要因となる。また、特に電気陰性度の高い分子が存在する場合、 γ 電子との衝突により陰イオンとなり薄膜に衝撃を与えることがある。さらにスパッタ後中性となった入射粒子がターゲットで反跳し、膜中へ飛来し取り込みが起こり、内部応力に影響を与える可能性もある。したがって次節で述べる各種のスパッタ方式は、このような付随現象による悪影響をできるだけ抑え、かつ効率よく薄膜堆積を行うための工夫をこらす過程であらわれてきたものとみなすことができる。

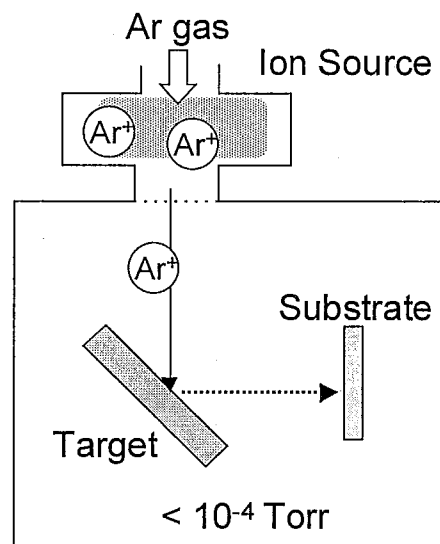
3.4 磁性薄膜堆積のためのスパッタ方式

3.4.1 各種スパッタ方式

スパッタ装置はターゲットと衝撃イオン発生機構との相対的な位置に関して、図3-12に表されるようにプラズマスパッタ型とイオンビームスパッタ型に大別される。プラズマスパッタ型は、ターゲット表面にプラズマが接しているタイプのもので、比較的高いイオン電流密度がとれるため、一般に高い成膜速度を得ることができる。一方イオンビームスパッタ型は、イオン発生用のプラズマがターゲットと分離されて存在し、このイオン源からイオンを引き出し、加速してターゲットに照射するものである。イオン加速エネルギーや入射角度などを任意に制御できるため、スパッタの基礎過程の解析や、極薄膜における厳密な構造制御が必要とする膜堆積に用いる場合に有利となる。以下に、本研究で用いている対向ターゲット式スパッタ法でも採用されているDCプラズマスパッタ法を中心に、実際実用化されているスパッタ装置についてのべる。



(a) プラズマスパッタ型



(b) イオンビームスパッタ型

図3-12 スパッタ装置の分類

3.4.2 2極スパッタ装置

もっとも単純な形式のプラズマスパッタ装置は、図 3-13 に示される 2 極スパッタ装置で、陰極にターゲット、陽極に基板を配置し、互いに向かい合わせて両極間の空間でグロー放電させ、プラズマスパッタを行う。しかしながらこの方式では DC 放電で 0.1 Torr 以上のガス圧力が必要となるためスパッタ粒子が雰囲気ガスとの衝突、散乱を繰り返し、そのエネルギーを失いほとんどの粒子が Thermalization されてしまう。またイオン電流密度も少ないため堆積速度が著しく低いという欠点があり、実際にはごく限られた用途でしか用いられない。以下に述べる種々のスパッタ装置はこの欠点を改善するために生み出されたものであり、

- (1) 低ガス圧力下でのプラズマ放電維持
- (2) イオン電流密度増加による堆積速度の向上
- (3) 高エネルギー粒子の直接的飛来による薄膜へのダメージの抑制

にその改善点が集約される。

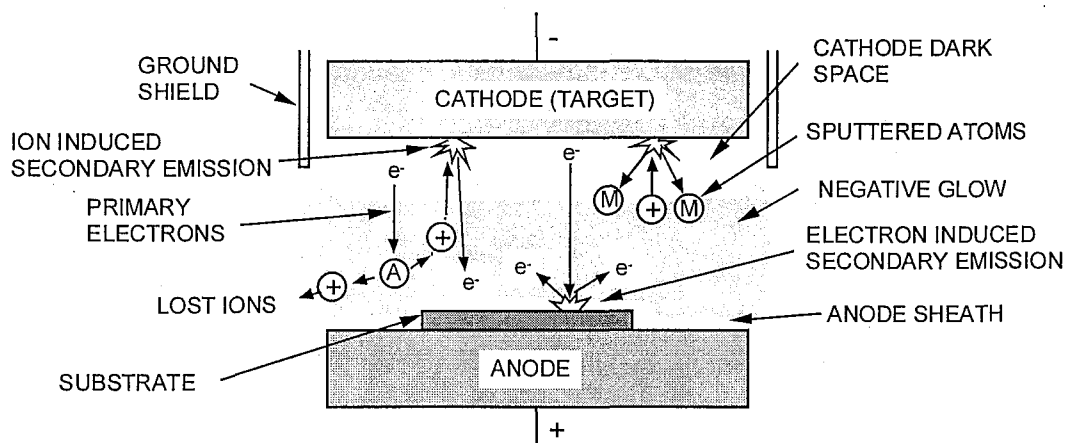


図 3-13 平板 2 極スパッタ装置

3.4.3 マグネトロンスパッタ装置

放電電圧を下げ、低ガス圧力下での安定放電を行い、堆積速度を高速化するためには、 γ 電子の飛行距離を長くして電離効率を高めるほか、ターゲット表面近傍に電子を閉じこめ、その付近に高密度のプラズマを発生させるのが望ましい。そこで磁界によりターゲット近傍に γ 電子を拘束して、スパッタ速度を高める方式の一つとしてマグネトロンスパッタ方式が考案された。

電磁界 (E, B) が存在するときの電子の軌道 [17] は、磁力線垂直方向の運動量の絶対値を保存してサイクロトロン運動を行いながら、 B に平行な電界成分に加速される運動に $E \times B$ 方向のドリフト運動が伴った運動を行う。これをターゲット近傍で陰極面に平行な磁界が存在する陰極降下部に適用すると、陰極降下の電界で加速された電子はサイクロイド運動を行いながら $E \times B$ 方向にドリフトし、直交電磁界であれば途中で衝突などのエネルギー損失が発生しない限り電界方向には平均的には移動しない。このドリフト方向をターゲット表面で周回させて電子飛行距離をのばし、電離確率を高めたのがマグネトロンスパッタ装置である。このマグネトロロン化により大幅な電流密度の向上と 1 mTorr 台という低ガス圧力での放電が実現され、堆積速度の著しい向上、スパッタ粒子が本来持つ高い運動エネルギーを反映した特徴ある薄膜を得られるようになり、スパッタ法の実用化に多大な貢献をもたらした。

マグネトロンスパッタ装置のターゲット電極として種々の電極構造が考案され、通常使用されるのが図 3-14 に示される平板型マグネトロロン電極である。通常、平板ターゲットの裏面に設けた磁石による漏れ磁界がターゲット面に平行な成分を作り出すことにより電子をターゲット表面近傍に収束して電離効率を高め、リング状の高密度プラズマをターゲット表面に形成する。

しかしその磁界は円弧状でありその磁力線分布も不均一であることから、ターゲット中心および端部のターゲット面に垂直な磁力線にそって電子が運動し、逃走電子 [18] として陽極に飛来するため、これが過度の基板加熱の原因となる。また、リング状プラズマの形成によりその直下のターゲット表面が優先的に浸食するためターゲット使用効率が約 30 % と非常に低い。浸食の度合いの激しい部分の厚みを増した構造のターゲットを用いたり、内蔵磁石を移動させて浸食量を平均化させる工夫も行なわれているが、それほど効率を高められず、膜厚の不均一や膜形成速度の変動などのトラブルを生ずる

ことさえある。さらにターゲットが高透磁率材料である場合、磁石から発生する磁界がターゲット内部を通り、表面の漏れ磁界が大幅に減少してしまうため十分なプラズマ閉じこめ効果を得るためにはターゲットの板厚を薄くしなければならない。

このような問題を回避する方法として、図 3-15 のような S-ガン型電極 [19] や GT ターゲット [20] が開発された。S ガンは、逆円錐状ターゲット構造にすることによりターゲット表面の漏れ磁界を増加させ、かつターゲット使用効率が向上するメリットがある反面、ターゲット加工が複雑であることや、スパッタ粒子の飛来方向が特殊な分布を持つため、プラネタリ型基板ホルダーなど、膜厚の均一化のために工夫が必要である。GT ターゲットは、ターゲット平板に斜めの空隙を切り込んだもので、磁気回路を切断することにより、比較的厚いターゲットでも十分な表面磁界が得られる。しかしながら、ターゲット加工が複雑であることや、空隙の目詰まりによる磁気回路の短絡など、そのメンテナンス面において実用的には問題がある。また、その材料に制限はあるものの、光磁気ディスク材料である Tb-Fe-Co-Cr ターゲットなどにおいて、ターゲット作製条件により金属間化合物を形成し、組成比を変化させることなくターゲットの透磁率を低くする試みも、現在実用化されている [21]。

また、図 3-14 に示すように、円柱状のターゲットに、長手方向に磁界を印加してプラズマを閉じこめ、その周りを囲む基板に堆積を行うポストカソード同軸マグネトロン [22] や、逆に円筒部を陰極として中心軸部分の基板に堆積を行うホローカソード同軸マグネトロン [23] により、形状の大きな基板や形状の複雑な物体への堆積も行われているが、装置設計が特殊であるためその用途は限られる。

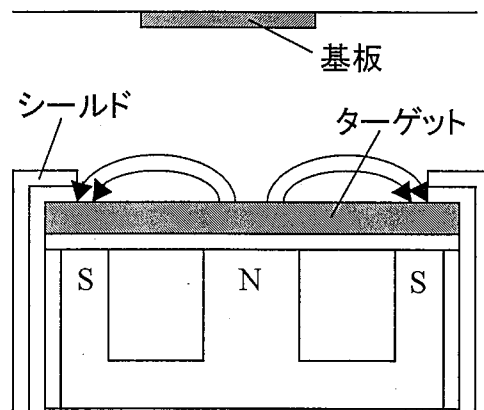
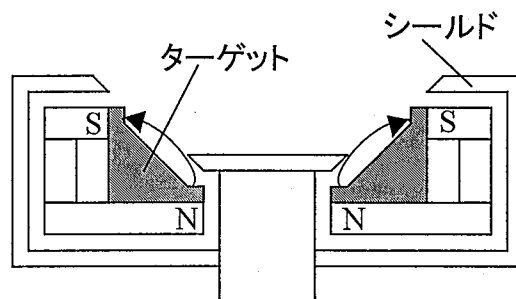
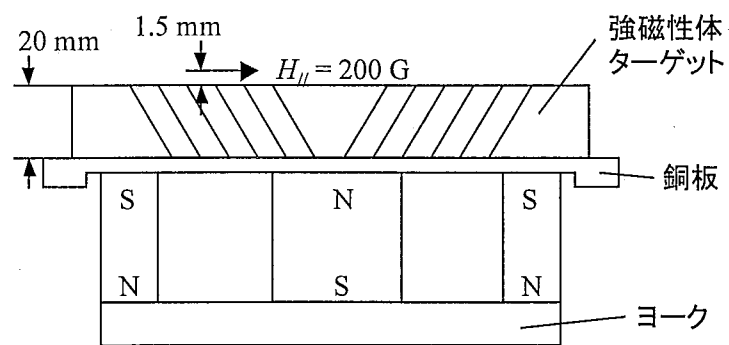


図3-14 平板マグネトロンスパッタ電極

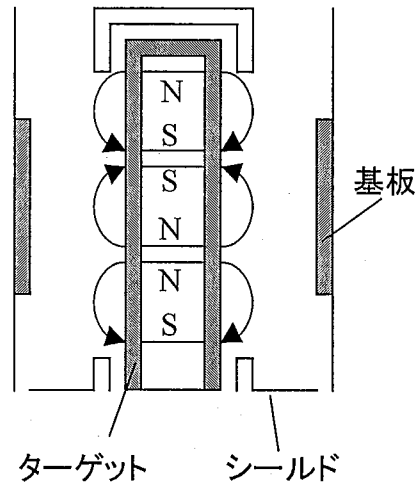


(a) S-ガン [19]

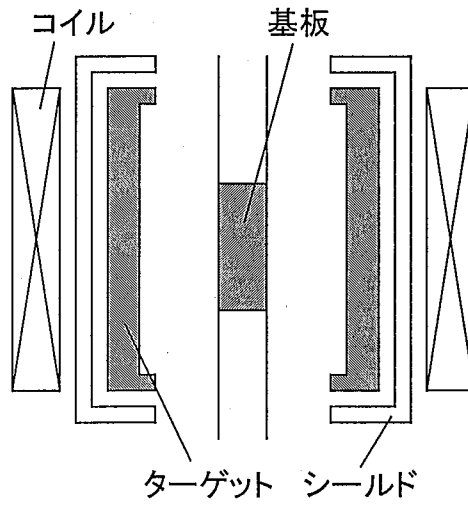


(b) GT ターゲット [20]

図3-15 種々の改良型マグネトロンの電極



(a) ポストカソード型 [22]



(b) ホローカソード型 [23]

図 3-16 同軸マグネトロン電極

3.5 対向ターゲット式スパッタ法による軟磁性薄膜作製

3.5.1 対向ターゲット式スパッタ装置

マグネトロンスパッタ装置の登場により、実用レベルでの低温・高速膜形成が可能となったが、磁界の印加方法に起因する逃走電子による悪影響や、ターゲットが強磁性、高透磁率材料のときの漏れ磁束の減少など、場合によってはマグネトロンの特長を活かせないばかりか、膜の特性悪化の原因になることさえある。そこでターゲット材料を選ばず、さらなるダメージフリー、低ガス圧力放電が可能となるスパッタ方式として、対向ターゲット方式が開発された [24][25]。以下にその概要について述べる。

図 3-17 のように、二つのターゲットを対向させ、その間にターゲット面に垂直な磁界を印加する。磁界の印加方法としては、ターゲット背面に永久磁石を設置する方法と、対向したターゲット間の空間のまわりを取り囲むように配置した電磁石を用いる方法がある。二つのターゲットを陰極として同じ負の電圧にバイアスし、ターゲット周辺のシールドリングおよび装置容器内壁を陽極とする。このとき放電プラズマはターゲット間の空間に発生するが、プラズマ中の電子およびスパッタリングで放出された γ 電子は、ターゲット間に印加された磁界の磁力線に巻き付くようにサイクロトロン運動を行いながら対向するターゲットに向かって移動する。この場合、ターゲット付近の電界と印加磁界が平行であるため $E \times B$ ドリフトは起こらない。ターゲット付近にたどり着いた電子は陰極降下部の電界によって跳ね返され、この電界ミラーによってターゲット間を往復し、最終的にシールドリングなど、陽極に吸収される。その間の往復運動により電子の飛来距離は飛躍的に増加し、さらにその運動はターゲット間の強い磁界が印加されている部分に限られるため、ターゲット間での電離確率が著しく高められ、低ガス圧力下においても高密度のプラズマが形成される。さらに放電で生じた負イオンも、直接基板へは飛来せず、対向するターゲットへ向かう。従って基板をプラズマの外に配置することによって、高エネルギー電子や負イオンの衝撃のない、ダメージフリーの環境での成膜が可能となる。さらに磁界の印加方向がターゲット面に垂直な方向であるため、板厚の大きい強磁性ターゲットを用いても十分な磁界が発生するため、ターゲット材料を選ばず安定した放電が可能である。また、ターゲット面の広範な領域に高密度プラズマが存在するため、図 3-16 のような均一な浸食パターンが得られ、ターゲット利用効率も

平板マグネトロン方式に比べ著しく改善することが可能となる。

以上のことから、対向ターゲット式スパッタ法は磁気記録システムに用いる強磁性、高透磁率薄膜の作製には非常に適していると言える。

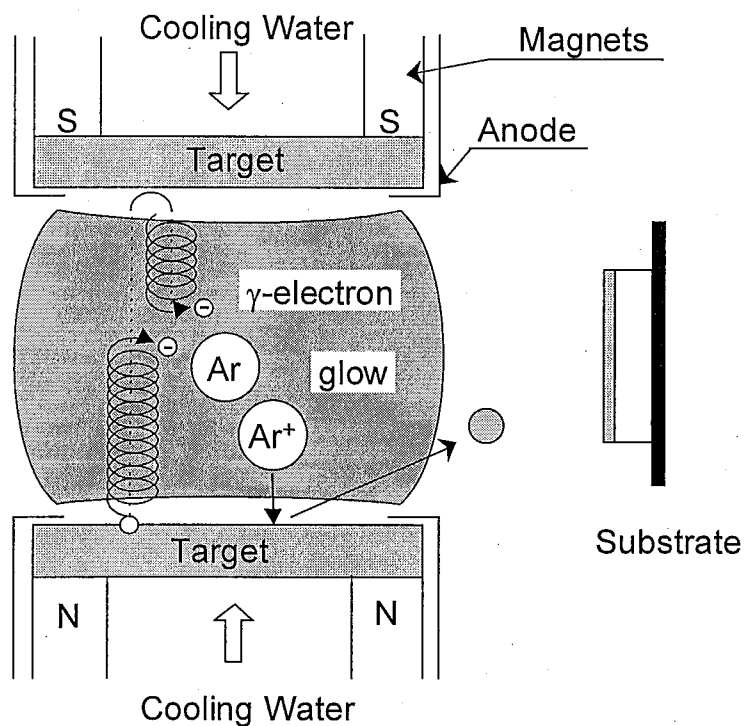


図3-17 対向ターゲット式スパッタ法の概略図

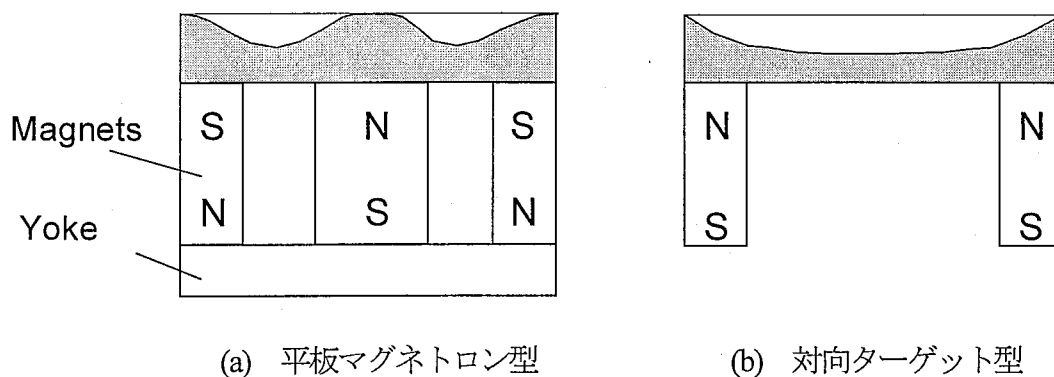


図3-18 対向ターゲット式スパッタ法におけるターゲット侵食パターン

3.5.2 対向ターゲット式スパッタ法で作製した軟磁性薄膜の特徴

一方、その特殊な装置構成をもつ対向ターゲット式スパッタ (FTS) 装置を用いて軟磁性薄膜を作製する場合、薄膜の磁気特性に影響を与えることがある。

まず、ターゲット間に数百 Oe の磁界を印加する FTS 装置において、図 3-19 に示すように基板表面にも数十 Oe の磁界が印加された状態で成膜が行われるため、軟磁性薄膜を作製する場合、その面内の磁気異方性に影響を及ぼすことがある。また、図 3-19 に示すように基板から見て側方にある 2 つのターゲットからスパッタ粒子が飛来するため、ターゲット面の法線方向からの斜め入射効果により、その方向に磁化容易軸、または磁化困難軸を持つ誘導磁気異方性が発現することもある。

そこで本節では、FTS 装置を用いた軟磁性 Co 基アモルファス薄膜の作製を例にとって、装置内での磁界分布のターゲットによる違いおよび作製する薄膜の磁気異方性に与える影響について調べた。

本研究で用いた FTS 装置の概略図を図 3-20 に、外観写真を図 3-21 に示す。本装置には真空チャンバー内に図 3-20 に示す FTS ユニットが 2 基設置されており、回転可能な 2 基の基板ホルダにより、真空を破らずに 2 枚の基板に 2 種類の材料の薄膜を交互に堆積可能である。ターゲットは直径 100 mm、厚さ 5 mm の円盤状で、ターゲット間距離は 100 mm、ターゲット中心軸から基板までの距離は 130 mm である。ターゲット材料としては常磁性の Al と強磁性 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ を用いた。ターゲットの裏側のバックングプレートは銅製で、残りの装置部品はステンレス(SUS304)製である。プラズマをターゲット間に閉じこめるため、円筒状の Al-Ni-Co 永久磁石がターゲットホルダー後部のエッジ付近に装着されており、ターゲット面に垂直な磁界が印加されている。本研究ではこの FTS 装置内の磁界分布をガウスメーターで測定した。

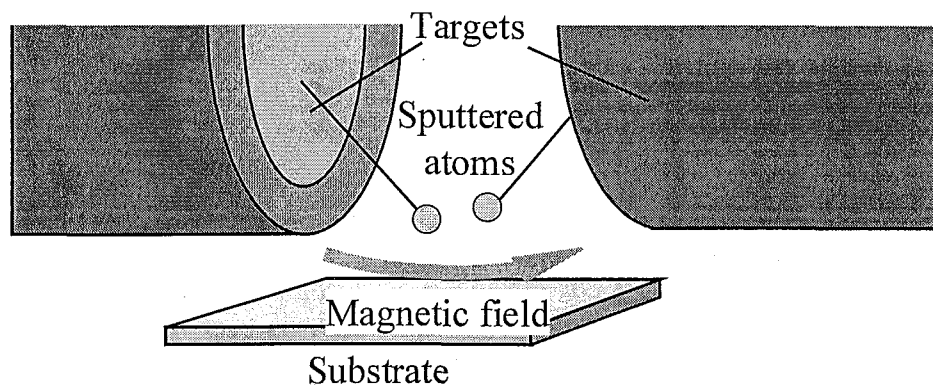


図 3-19 対向ターゲット式スパッタ法における磁気異方性誘導の要因

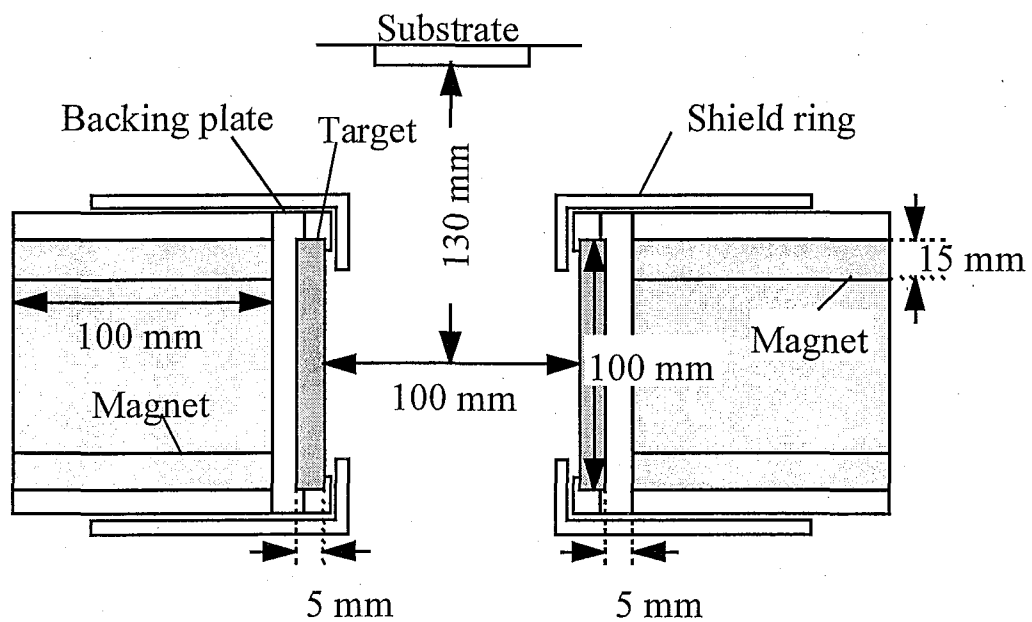


図 3-20 対向ターゲット式スパッタ装置の概略図

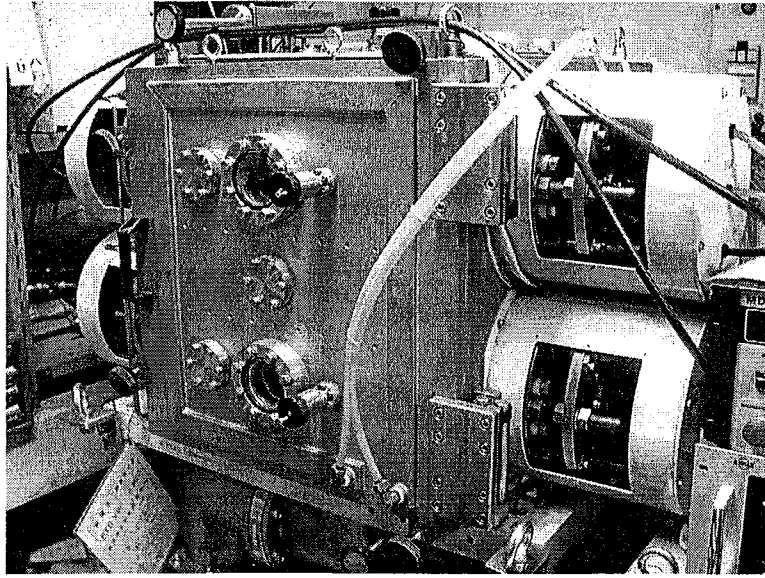
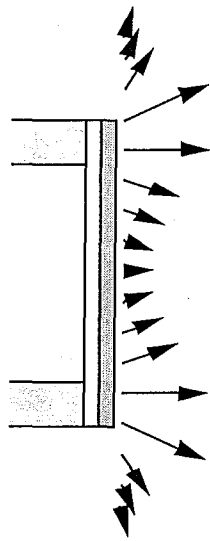


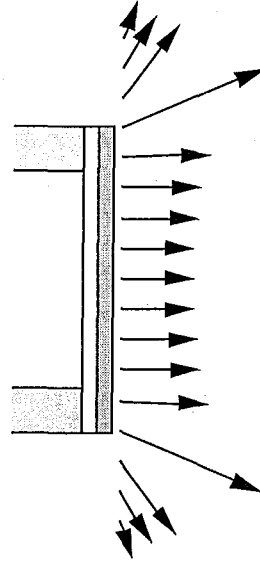
図 3-21 FTS 装置の外観写真

図 3-22 に $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 、Al ターゲットを装着した FTS 装置における基板表面付近の磁界ベクトルの分布を示し、さらに図 3-23 にターゲット表面付近での磁界の面に垂直な成分 H_z および半径方向の成分 H_r の、ターゲット半径方向での分布を示す。本装置において、ターゲット利用効率を面で均一にするためにはターゲットエッジ付近の磁界が強く、中心付近では弱いことが望ましい。強磁性 Co-Zr-Ta 板をターゲットに用いた場合、 H_z は r が 50 mm、すなわちターゲットエッジにおいて最大値となっている。これはターゲットの角に磁束が集中するためと考えられ、このエッジでの強い磁界はターゲット間でのミラートロン型プラズマ放電を持続するのに適しているといえる。しかし、Co-Zr-Ta ターゲットの場合、その透磁率の高さからターゲット内を磁束が通るため、Al ターゲットに比べ中心付近での H_z が強くなっている。この強い磁界分布は基板表面での磁界分布に影響を与えていると考えられる。

また、図 3-24 にターゲット間の中心部分での磁界ベクトルの分布を示し、さらに図 3-25 にターゲット間の中心部分での H_z のターゲット半径方向での分布を示す。 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ ターゲットを用いた場合、若干ブロードな磁界分布を示している。これは図 3-24 で示したターゲット付近の強い磁界によるものと考えられる。従って、FTS 装置で Co-Zr-Ta ターゲットにより成膜を行う場合、成膜中常に 20 Oe の磁界が基板表面に印加された状態になるため、磁界により磁気異方性が誘導される可能性があると考えられる。

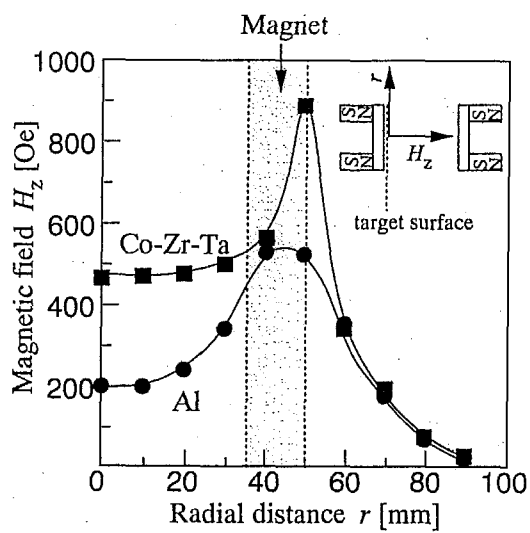


(a) Al ターゲット

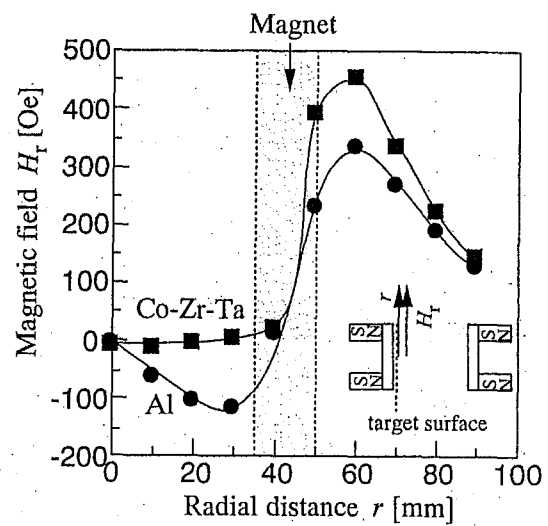


(b) $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ ターゲット

図 3-22 ターゲット表面近傍の磁界ベクトル分布

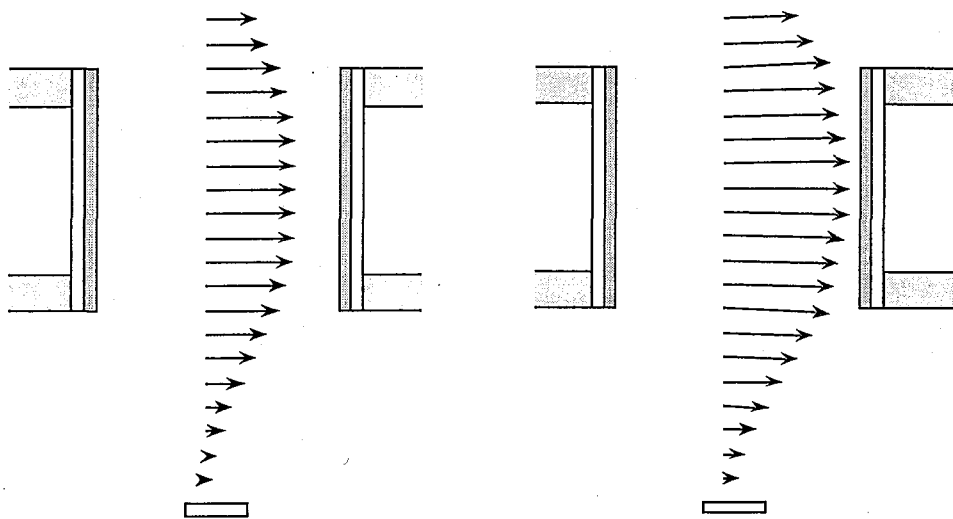


(a) 面垂直成分 H_z



(b) 半径方向成分 H_r

図 3-23 ターゲット表面付近の磁界の半径方向分布



(a) Al ターゲット (b) $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ ターゲット

図 3-24 ターゲット間中心部分の磁界ベクトル分布

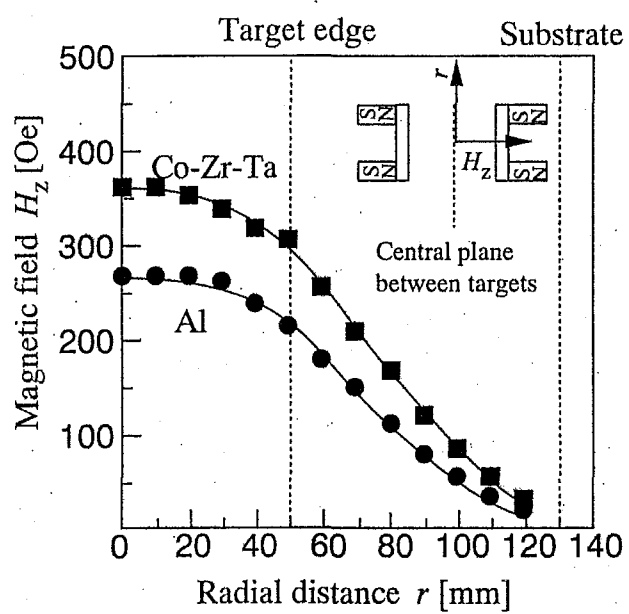


図 3-25 ターゲット間中心部分の磁界の面垂直成分 H_z の半径方向分布

3.5.3 磁界印加堆積法による軟磁性薄膜の磁気異方性制御

次に、FTS 装置内の磁界分布による軟磁性薄膜の軟磁気特性および磁気異方性への影響を調べるため、図 3-26 のようにプラズマ収束磁界に直交する磁界の印加を行いながら $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ アモルファス軟磁性薄膜を堆積し（以下磁界印加堆積法と呼ぶ）、軟磁気特性、磁気異方性の変化を調べた。ガラス基板上に 300 nm の $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ アモルファス薄膜を、Ar スパッタガス圧力 0.4 mTorr で基板温度室温で作製した。磁界印加には図 3-27 に示すように 2 つの Nd-Fe-B 永久磁石を配置した基板ホルダーを用い、プラズマ収束磁界 H_p に直交する方向に 100 Oe の磁界 H_{ext} を印加した。試料は成膜時、図 3-28 のようなステンレスマスクを設けて直径 5 mm の円形とし、膜面内各方向について保磁力 H_c および面内角形比 S を VSM により測定し、比透磁率 μ_r はフェライトコア法を用いて周波数 1.0 MHz で測定した。以下、磁気特性の方向依存性について、図 3-29 のように成膜時 H_p が印加されていた方向と測定方向がなす角を θ と定義する。

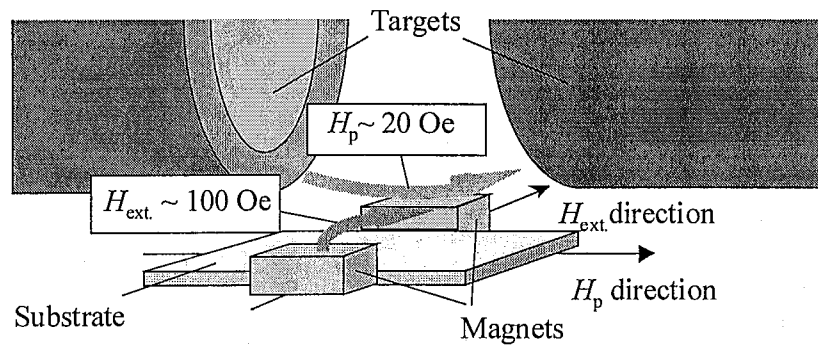


図 3-26 H_{ext} 印加方法

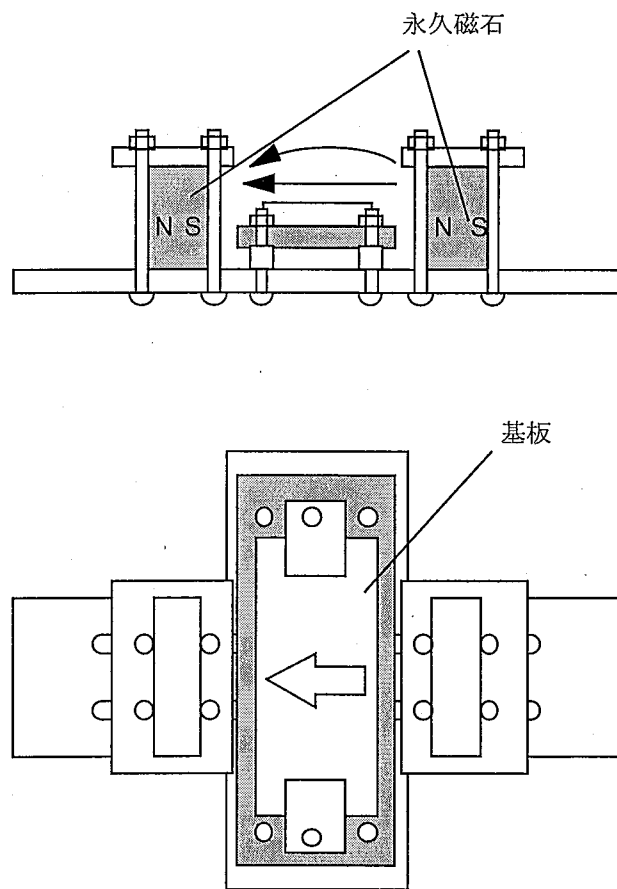


図 3-27 磁界 H_{ext} 印加用基板ホルダー

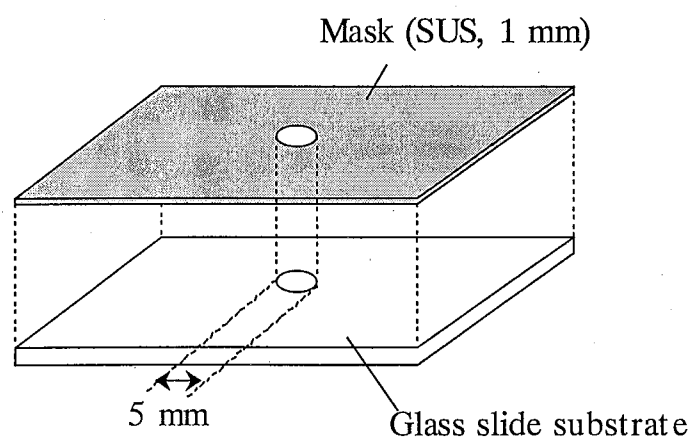


図 3-28 ステンレスマスク

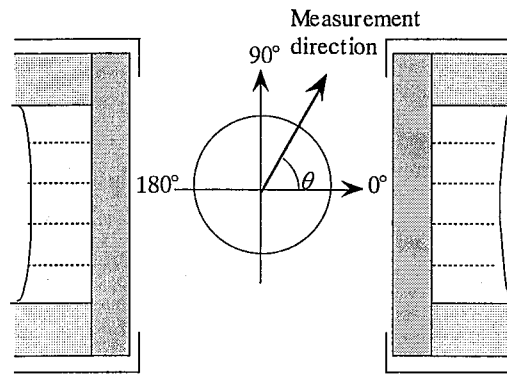


図3-29 角度 θ の定義

まず、図 3-30 に H_{ext} の印加の有無による基板表面付近での磁界分布の違いを示す。永久磁石を配置して磁界印加を行った場合、永久磁石によって基板付近でのプラズマ収束磁界はキャンセルされ、プラズマ収束磁界に直交する 100 Oe の磁界のみ検出されていることがわかる。

次に $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の軟磁気特性について、図 3-31 に 300 nm の $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の保磁力 H_c の面内での測定角度 θ による変化を示す。ここで θ は成膜中プラズマ収束磁界が印加された方向と測定方向とのなす角と定義する。 H_c は H_{ext} を印加することによって全ての方向において低くなっていることがわかる。これは強い磁界 H_{ext} の印加により膜内の微細構造が変化し、面内方向での軟磁気特性が向上したことによるものと考えられる。

次に $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の面内での磁気異方性について、図 3-32 に $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の角形比 S の面内方向での変化を示す。 H_{ext} を印加しない場合、 S は $\theta=30^\circ$ でほぼ 1 となり、その方向を磁化容易軸とする磁気異方性が誘導されていることがわかる。この磁化容易軸が成膜中に印加されているプラズマ収束磁界 H_p の方向 ($\theta=0, 180^\circ$) に向いていないが、これは H_p による誘導磁気異方性の他に膜の内部応力など、他の要因による誘導磁気異方性が存在していることを示している。一方、 H_{ext} を印加した膜においては S の最大値は $\theta=90^\circ$ にあり、 H_{ext} の印加方向に磁化容易軸を持つ磁気異方性が誘導されていることがわかる。

最後に、図 3-33 に $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の比透磁率 μ_r の面内方向での変化を示す。 H_{ext} を印加した膜の場合、 μ_r の最小値が $\theta=90^\circ$ の方向にあり、このことから、 H_{ext} 印加方向に磁気異方性が誘導されていることがわかる。

以上より対向ターゲット式スパッタ法において、成膜中磁界を印加することにより任意の方向に磁気異方性をコントロールすることができることがわかった。

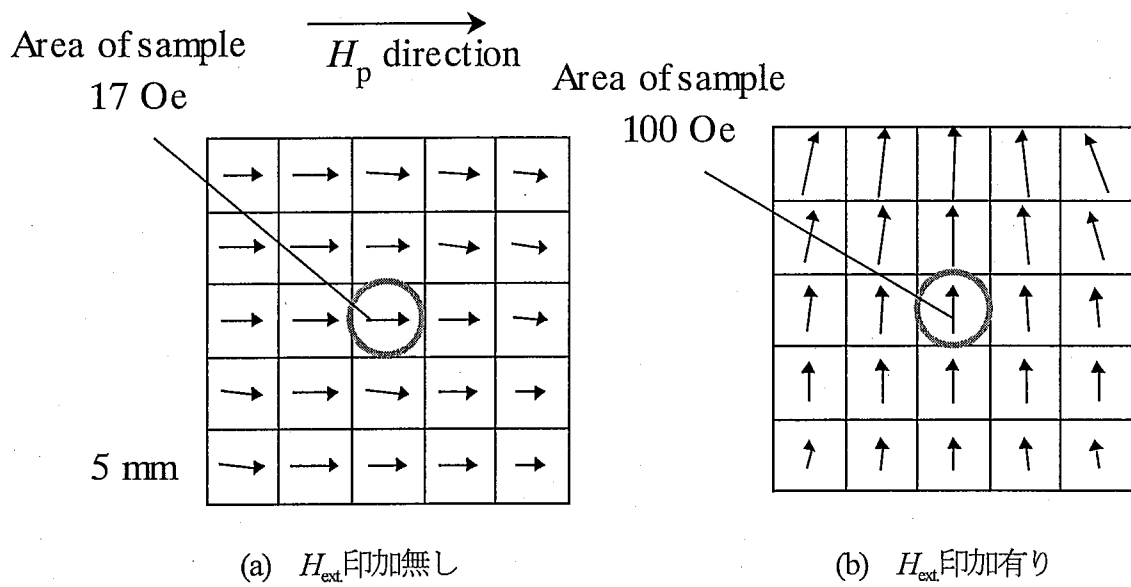


図 3-30 基板ホルダー周辺の磁界分布

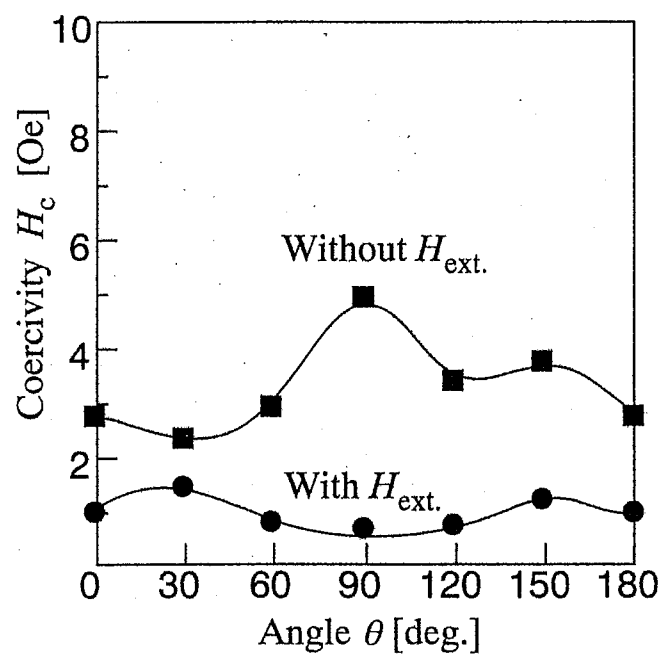


図 3-31 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の H_c の方向依存性

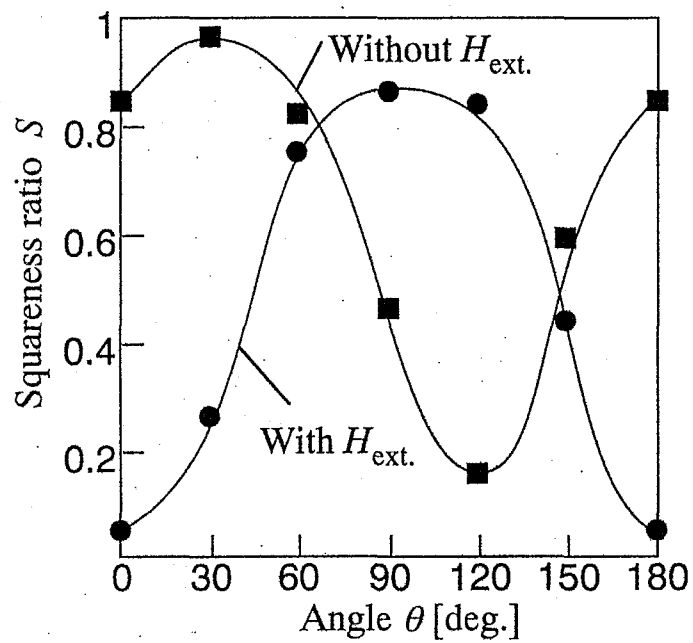


図3-32 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の S の方向依存性

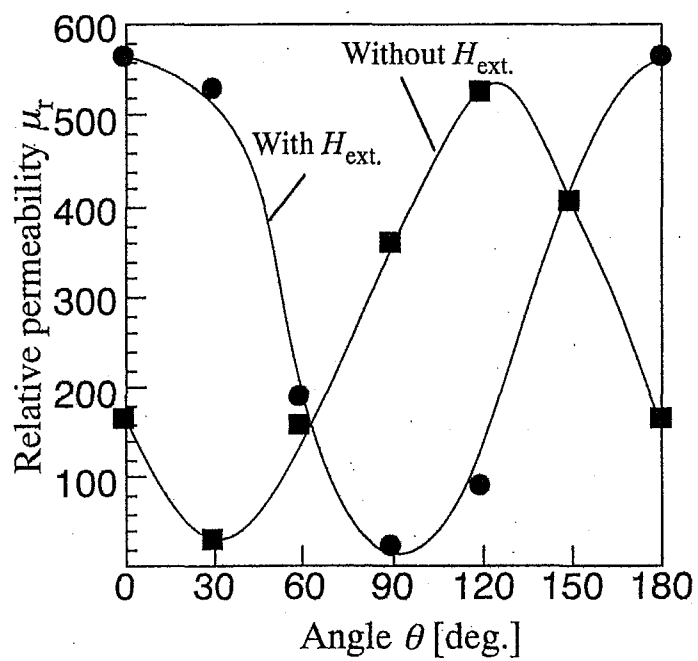


図3-33 $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ 薄膜の μ_r の方向依存性

3.6 まとめ

本章では、磁気記録を含めた電子デバイス材料の薄膜堆積に広く用いられているスパッタ法について概観し、高品質な薄膜の作製が可能で、本研究でも積極的に用いている対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法についてその概要および特徴を述べ、最後に、特に FTS 法により軟磁性薄膜を作製した際の薄膜の磁気特性への影響について調べた。以下にその要旨を示す。

- (1) スパッタ法はあらゆる材料の薄膜を組成ずれが少ない状態で形成でき、優れた物性を有する薄膜を比較的手軽に、制御性よく作製できることから、合金、酸化物薄膜の需要が非常に多い磁気デバイス用薄膜作製に広く用いられている。
- (2) 種々のスパッタ装置は、効率よいプラズマ放電とスパッタ時に発生する様々な粒子による薄膜へのダメージの抑制のため工夫をこらす過程で現れたものであり、特にマグネトロンに代表される磁界によるプラズマ収束効果を利用したスパッタ法の出現により、実用レベルでの低温・高速膜形成が可能となった。
- (3) 本研究でも用いている対向ターゲット式スパッタ装置は、プラズマ閉じこめ磁界をターゲット面に直交させ高速電子をターゲット間で往復させる構造により、マグネトロンスパッタ装置に比べさらなるダメージフリー、低ガス圧力放電での高速成膜が可能となり、特に磁気記録に用いる強磁性、高透磁率薄膜の作製には非常に適している。
- (4) ターゲット間に数百 Oe の磁界を印加する対向ターゲット式スパッタ法において軟磁性薄膜を作製する場合、基板表面にも数十 Oe の磁界が印加された状態で成膜が行われ、さらにスパッタ粒子の入射方向に異方性があるため、その磁気異方性に影響を及ぼすことがある。

- (5) 対向ターゲット式スパッタ法で $\text{Co}_{94}\text{Zr}_3\text{Ta}_3$ アモルファス軟磁性薄膜を作製すると、装置のプラズマ収束磁界印加方向に磁気異方性が誘導されるが、成膜中プラズマ収束磁界に直交する磁界を印加することによりその磁化容易軸を回転することができ、さらに保磁力が全方向で低くなり、軟磁気特性が改善されることが明らかになった。

参考文献

- [1] 早川茂ほか：「薄膜化技術」共立出版 (1982)
- [2] 薄膜作製法に関する一般的記述として、たとえば以下のものを参照した：
早川茂ほか：「薄膜化技術」共立出版 (1982)
和佐清孝ほか：「スパッタ技術」共立出版 (1988)
日本学術振興会薄膜第 131 委員会編：「薄膜工学ハンドブック」オーム社 (1964)
- [3] M. Komuro et al. : J. Appl. Phys., **67** (1990) 5126
- [4] 麻蔭立男：「薄膜作製の基礎」日刊工業新聞社 (1977)
- [5] R. F. Bunsharh et al. : "Deposition Technologies for Film and Coatings," Noyes Publications (1982) 181
- [6] 和佐清孝ほか：「スパッタ技術」共立出版 (1988) 10
- [7] A. W. Hull et al. : Phys. Rev., **21** (1923) 211
- [8] G. K. Wehner et al. : Phys. Rev., **108** (1957) 35
- [9] P. Sigmund : Phys. Rev., **184** (1969) 383
- [10] N. Laegreid et al. : J. Appl. Phys., **30** (1959) 347
- [11] W. L. Patterson et al. : J. Vac. Sci & Technol., **13** (1976) 157
- [12] G. K. Wehner : J. Appl. Phys., **30** (1959) 1762
- [13] G. K. Wehner et al. : J. Appl. Phys., **31** (1960) 177
- [14] R. F. Bunsharh et al. : "Deposition Technologies for Film and Coatings," Noyes Publications (1982) 185
- [15] R. V. Stuart et al. : J. Appl. Phys., **35** (1964) 1819
- [16] W. D. Westwood : J. Vac. Sci & Technol., **15** (1978) 1
- [17] J. L. Vossen et al. : "Thin Film Processes," Academic Press (1978) 81
- [18] J. L. Vossen et al. : "Thin Film Processes," Academic Press (1978) 158
- [19] U. S. Patent 3616450 (1971)
- [20] K. Nakamura et al. : IEEE Trans. Magn., **18** (1982) 1080

- [21] S. Fukui et al. : Proc. of the 4 th ISSP (1997) 169
- [22] K. Wasa et al. : Proc. IEEE, **55** (1967) 2179
- [23] W. D. Gill et al. : Rev. Sci. Instrum., **36** (1965) 277
- [24] M. Naoe et al. : IEEE Trans. Magn., 16 (1980) 646
- [25] 星陽一：東京工業大学博士論文 (1983)

第4章 垂直磁気記録用デュアルトラック相補型ヘッド の開発

4.1 はじめに

第2章において、垂直磁気記録が磁気記録の高密度化について非常に高いポテンシャルを持つと述べた。しかしながら、その記録・再生特性が十分なレベルに達していないため、いまだ垂直磁気記録の実用化には至っていない。その理由のひとつとして垂直磁気記録システムの主流とされる単磁極ヘッドー2層膜媒体系が、従来から長手記録方式で用いられてきたリングヘッドと構造が大きく異なり、いまだそのシステムに関する最適化がなされていないことがあげられる。

そこで本章では、垂直磁気記録における記録・再生効率の向上を目的とした新しいヘッドシステムとしてデュアルトラック相補型ヘッドを提案し、その再生効率について有限要素法を用いた3次元数値解析により従来の単磁極ヘッドとの比較を行い、さらに長手記録用薄膜リングヘッドを用いたDTCモードでの記録再生特性の評価およびフォトリソグラフィ技術を用いたデュアルトラック相補型薄膜ヘッドの試作を行った。最後にDTCヘッドの構造の最適化について考察する。

4.2 従来の垂直磁気記録ヘッドの問題点

従来より、理想的な垂直磁気記録が可能であることから積極的に研究が進められてきた単磁極ヘッド-2層膜媒体系における最大の問題点として、その再生感度の低さが指摘されてきた。その要因の一つとして、長手記録方式で用いられているリングヘッド系とは異なり、記録・再生時の磁気回路が閉じていないことにあって考えられる。図 4-1 に示す単磁極ヘッド-垂直2層膜媒体系において、記録時にコイルにより励磁された主磁極から発生する記録磁界は、裏打ち層から垂直記録層の記録部分の外側、および周囲の空間を経由して主磁極に戻ることになる。従って記録時の磁気回路の大部分は、ヘッド主磁極と記録磁化以外の要素で構成されるため、隣接した記録磁化や浮遊磁界などの影響を受けやすい構造であるといえる。現実にはわずか数 Oe の浮遊磁界によって主磁極が磁化され、記録磁化が消去されるという報告もあり [1]、実用化のための大きな障壁であることは確かである。また再生時には、その磁気回路の抵抗成分が非常に大きいことため記録磁化からの磁束が十分に主磁極を通らず、その磁束の流出による再生効率の著しい低下は単磁極ヘッドの致命的な欠点といえる。そこで主磁極の周囲にリターンパスを設けることにより、磁気回路をより閉じた構造にすることによって再生感度の向上を図っているが、記録磁化の外側を磁気回路の一部とする基本構造は変わらず、さらに磁気抵抗を小さくするためにリターンパスを媒体面に近づけすぎると、近傍の記録磁化からの影響を受けやすくなり、周回ごとに再生波形が変化するなどの現象も起こりうる。また、近年の GMR（巨大磁気抵抗効果）を用いた高感度再生ヘッドの進歩により、従来は困難であった微小磁界の検出が可能になったことから、浮上ヘッドスライダを用いても、主磁極先端付近に励磁コイル、および MR 素子を配置することで比較的高密度での記録・再生に成功した例もあるが [2]、媒体とヘッドスライダとの接触による破損や、摩擦熱による MR 素子の特性悪化など、今後浮上スライダを用いないコンタクト式記録に移行する場合には大きな問題となる。

このような背景から、図 4-2 のような、長手記録方式に類似したリングヘッド-単層膜媒体系による垂直記録方式についても現在研究が進められている [3][4]。これはヘッドの浮上量を狭小化して、リングヘッドの先端から発生する記録磁界の垂直成分によって媒体に垂直記録を行うというもので、記録系磁気回路が単純で閉じていること、長手記録用の薄膜リングヘッドがそのまま利用できること、また比較的媒体構造が単純であ

ることなどから、現在の長手記録の要素技術を大幅に変更することなく、垂直磁気記録の特長を活かして記録密度の継続的な向上が望める反面、再生波形が図 4-3 [5] のようなダイパルス（双峰）状になり、信号処理が複雑になることや、本来面内記録に用いられているリングヘッドにおいて、垂直磁界を効率よく発生させるためのヘッド構造の設計が困難であることなど、垂直磁気記録本来の利点を活用できていないことが、いまだ実用化が難しいとされている理由であると考えられる。

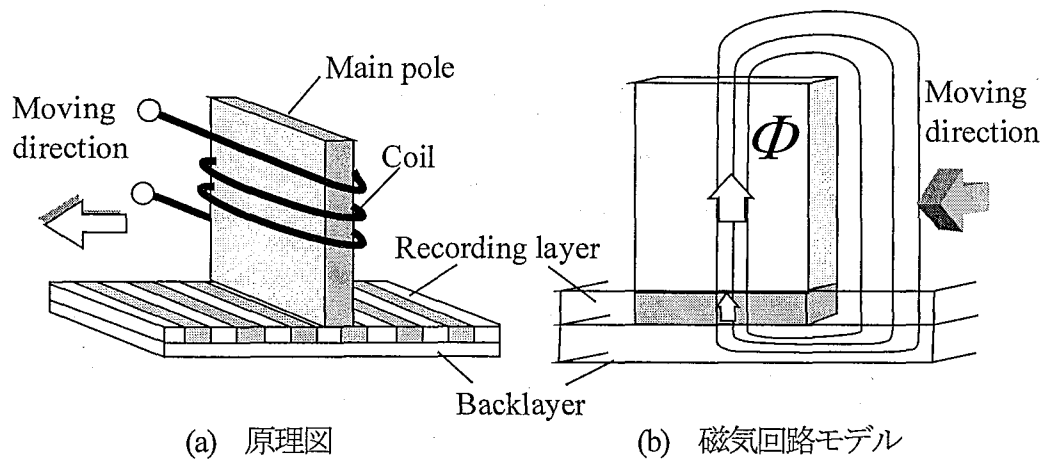


図 4-1 単磁極ヘッドー 2 層膜媒体系モデル

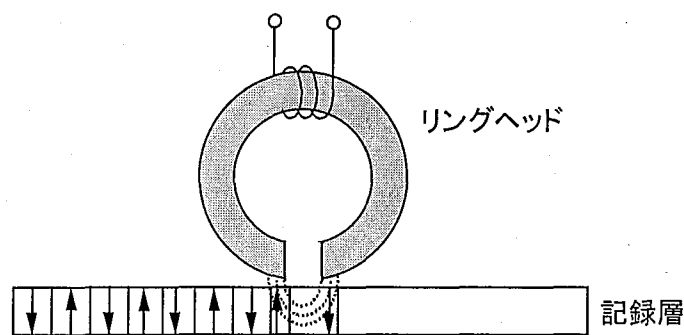
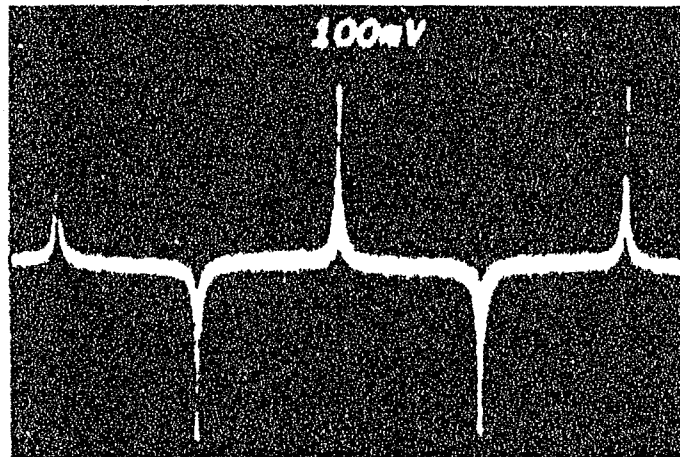
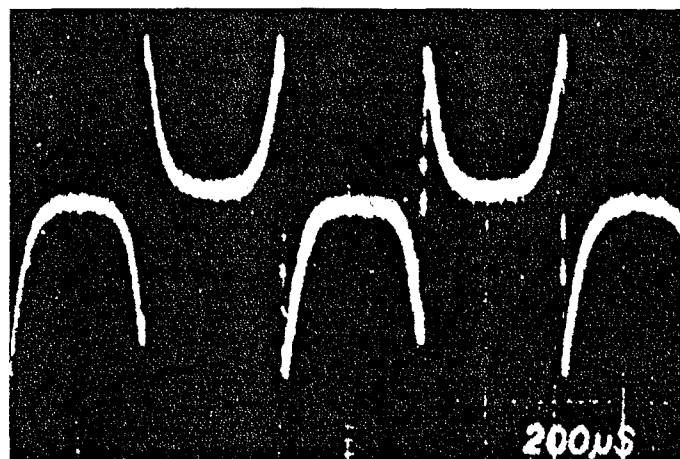


図 4-2 垂直記録リングヘッドー単層膜媒体系モデル



(a) 単磁極ヘッド-2層膜媒体系



(b) リングヘッド-単層膜媒体系

図4-3 垂直磁気記録の再生波形

4.3 デュアルトラック相補型(DTC)ヘッド

線記録密度に優れ [6]、かつトラックエッジがシャープなため、線記録密度、トラック密度の両方において優位性を持つ [7] という単磁極ヘッド-2層膜媒体系の特長を生かしながら、より高感度にするためには磁気回路をヘッド-媒体間で閉じた構造にし、かつ磁路を短縮するのが有用と考えられる。このために、媒体からの磁束をより効率よく受け取り、再び媒体へ戻すリターンパスの設置が望まれる。また今後一層のヘッドの小型化のために薄膜化が容易な構造であることが望ましい。

そうした考えに基づき、新しい形状の垂直磁気記録用ヘッドとして、デュアルトラック相補型(DTC)ヘッドを考案した [8][9]。図 4.4 にその原理図を示す。U字型のコアを、2本のトラックをまたぐように配置し、これを一組の記録トラックとして同時に記録を行う。ここでコイルによって励磁されたヘッドコアの磁極は2本のコア先端に集中し、2本のトラックはそれぞれ逆向きに磁化される。そして再生時には媒体軟磁性層、垂直記録層、及びヘッドにより閉じた磁気回路が形成され、双方の磁極それぞれが互いのリターンパスとして効率よく機能する。さらにヘッドの両磁極がつねに記録磁化に接しているため、浮遊磁界によるヘッドの磁化ならびに記録磁化の消去を極力抑制することが可能であると考えられる。

一見2本のトラックを使用することにより実質的なトラック幅が増加するように思われるが、開磁路系の単磁極ヘッドシステムの磁気回路と比較してその磁気回路抵抗は著しく小さく、より再生感度を向上することができ、結果的に高出力、高 S/N 比を実現することで実質的なトラック密度の向上も可能であると考えられる。

そこで本研究ではデュアルトラック相補型ヘッドの再生効率を検証するため、デュアルトラック相補型ヘッドの再生磁界分布について3次元有限要素法による解析を行い、単磁極ヘッドとの比較を行った。次に現在用いられている長手磁気記録用リングヘッドを用いて DTC モードでの垂直記録を行い、その記録再生特性を調べ、さらにフォトリソグラフィ技術を用いて DTC 薄膜ヘッドを試作してその電磁気的特性を調べた。最後に高密度記録が可能な DTC ヘッドを設計する際の構造に関する考察を行った。

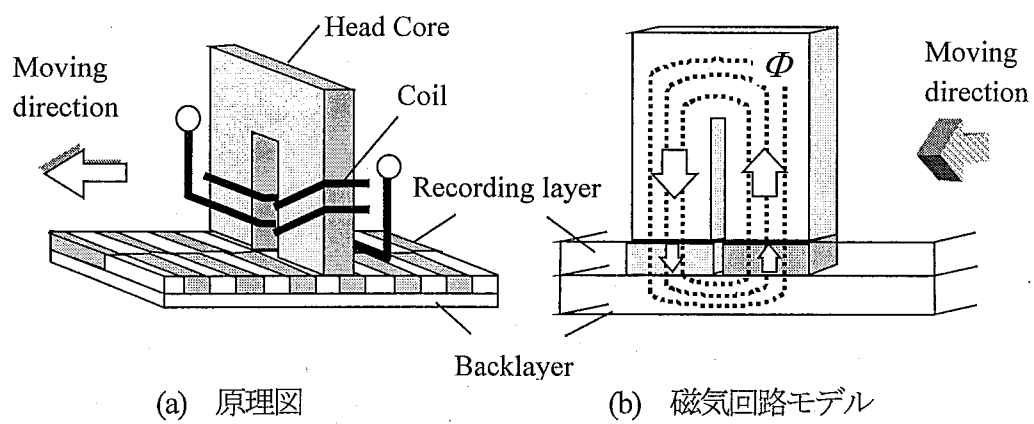


図44 デュアルトラック相補型 (DTC) ヘッド

4.4 有限要素法を用いた DTC ヘッドの再生磁界分布の 3 次元解析

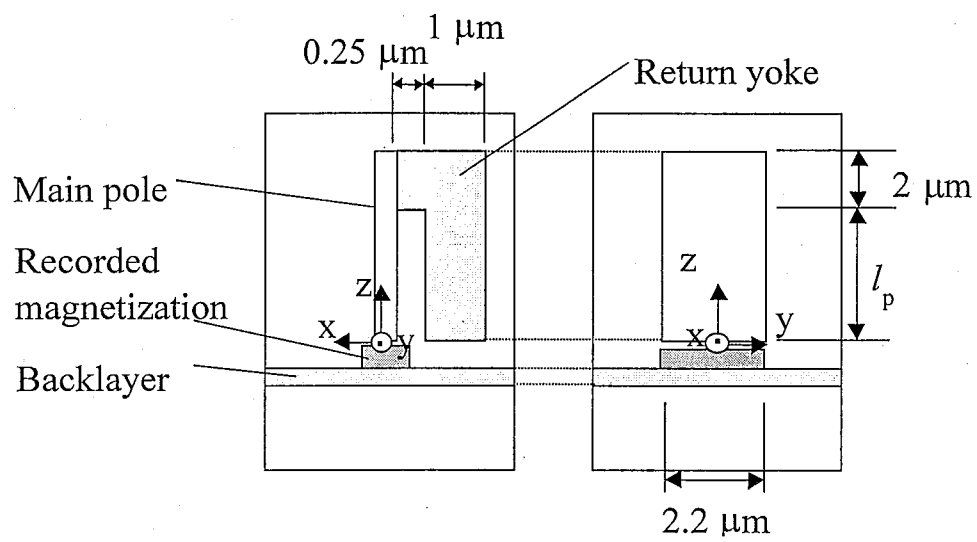
4.4.1 解析方法

通常垂直磁気記録用単磁極ヘッドの解析には簡単な 2 次元解析が広く用いられているが [10][11]、DTC ヘッドではトラック方向と高さ方向の他に、トラック幅方向の磁界分布を考慮する必要があるため、単純な 2 次元解析法ではその記録再生効率を厳密に調べることができない。

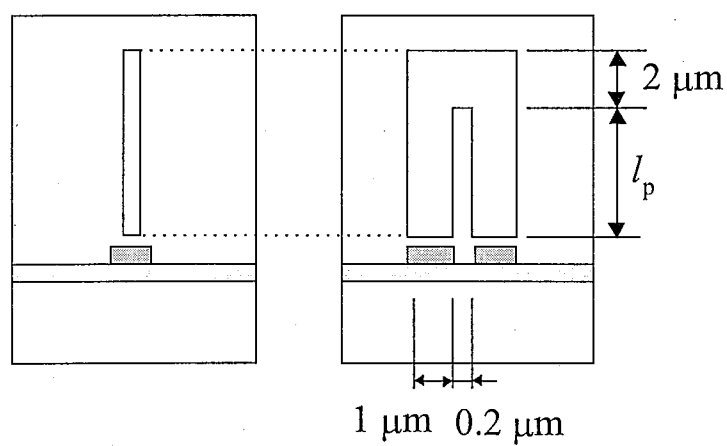
そこで本節では、主に再生効率における単磁極ヘッドとの比較を目的として、3 次元有限要素法を用いて DTC ヘッドの再生磁界分布を求め、単磁極 (SPT) ヘッドとの比較を試みた。

まず DTC ヘッドと SPT ヘッドの再生感度を比較するために、単一の記録磁化単位のみを配置したモデルを用い、記録磁化から得られる再生磁界分布を計算した。解析には市販の電磁界解析ソフト「MAGNA/FIM」(CRC 総合研究所)を用いて、有限要素法 (3 次元 T- Ω 法) により計算を行った。

図 4-5 に SPT ヘッドと DTC ヘッドの 3 次元解析モデル (Model-I) を示す。媒体面に垂直に磁化された永久磁石 (磁気特性は表 4-1 に示す) を記録ビットとして用い、垂直記録層の他の部分は真空と同じ磁気特性とした。ヘッドおよび媒体の裏打ち軟磁性層の磁気特性についても表 4-1 に示してある。SPT ヘッドのモデルにおいて、トラック方向に対して主磁極の後方にリターンパスを配置し、その磁気特性を変化させることによってリターンパスの有無を定義した。すなわち真空と同じ磁気特性のリターンパスを持つ SPT ヘッドをリターンパスの無い SPT ヘッドとしている。再生磁界 Φ は、計算で求められた磁極内の磁束密度の z 成分 B_z と磁極断面積 S を用いて $\Phi=B_z S$ と定義し、DTC ヘッドの場合は上向き、下向きの 2 つの磁束の絶対値の和として Φ を求めた (図 4-6)。



(a) SPT ヘッド



(b) DTC ヘッド

図 4-5 計算モデル(Model-I)の概略図

表 4-1 モデル各部の磁気特性

記録磁化:	B_r	0.60	T
	H_c	2.0	kOe
	層厚	0.10	μm
	ビット長	0.20	μm
ヘッドコア:	B_s	1.04	T
	μ	5000	
	層厚	0.10	μm
裏打ち層:	B_s	1.04	T
	μ	2000	
	層厚	0.20	μm
リターンパス:	B_s	0.34	T
	μ	2000	
スペーシング:		50, 100	nm
磁極長 l_p		5-30	μm

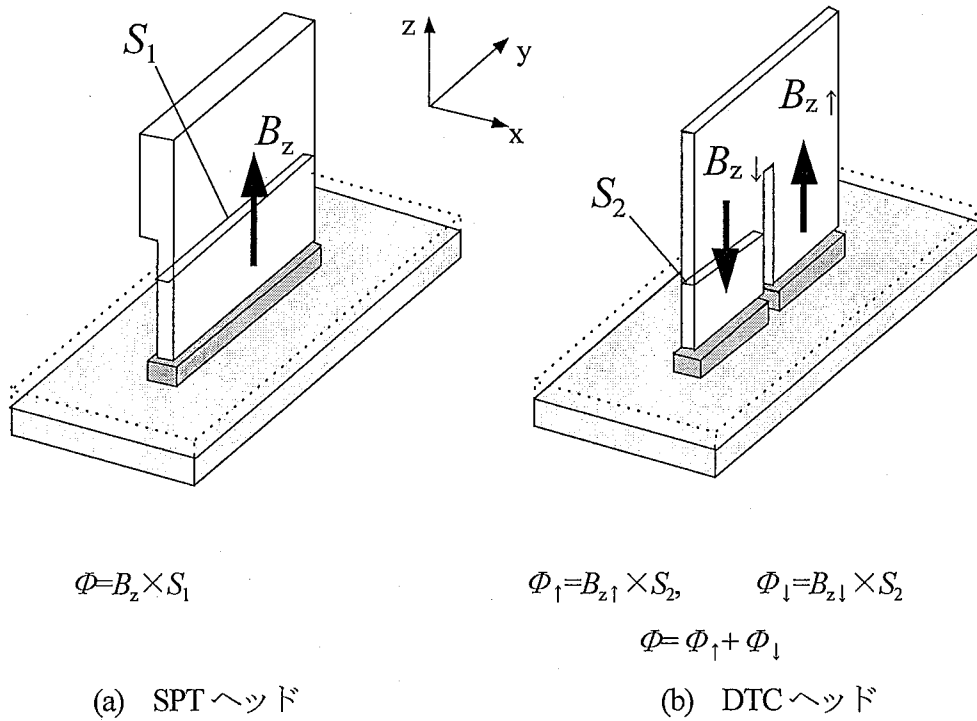


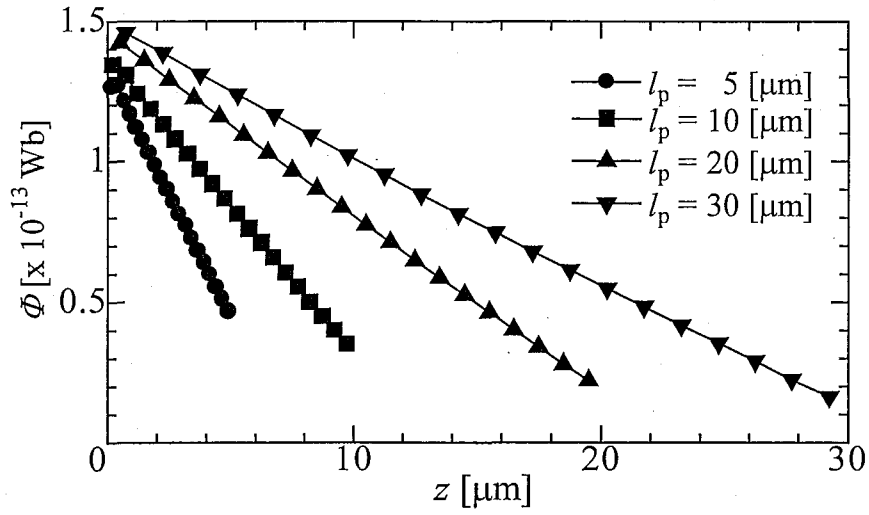
図 4-6 再生磁界 Φ の定義

4.4.2 再生磁界のヘッド構造依存性

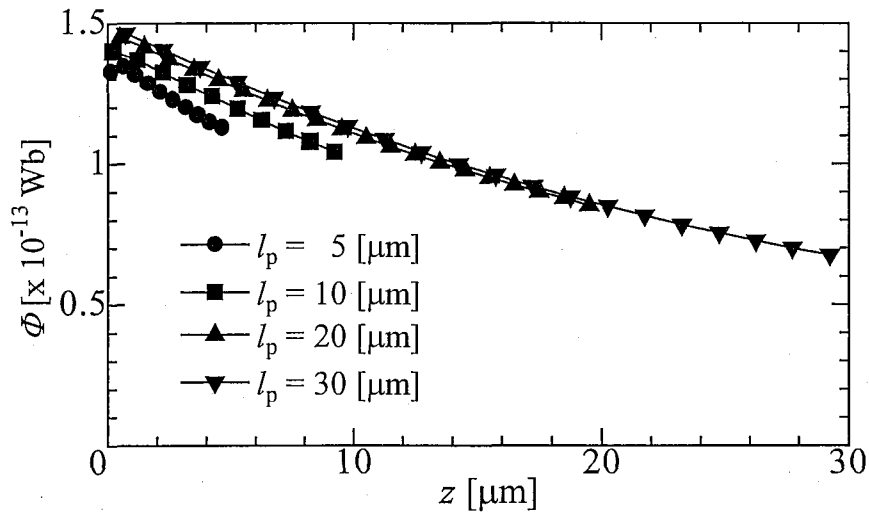
図4-7、図4-8に、磁極長 l_p を変化させたSPTヘッド、DTCヘッドの再生磁界 Φ の、媒体表面を基準とした高さ z における変化をそれぞれ示す。リターンパスの無いSPTヘッドにおいて、 Φ は z に対して急激に減少している。これはSPTヘッドの磁気回路が閉じていないため、磁束が磁極の外へ漏れているためであると考えられる。リターンパスがある場合においても、 z に対して Φ が徐々に減少しているが、これは計算で用いたリターンパスのサイズ(表面積 $2.2\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$)が小さいためであると考えられる。従ってSPTヘッドの場合、十分な再生効率を得るためにはリターンパスを設けることが必須であり、その構造も十分考慮する必要があるといえる。

一方、 l_p が $20\ \mu\text{m}$ 以下のDTCヘッドでは、リターンパスが無くても Φ がほとんど減衰していないことがわかる。これはDTCヘッドの磁気回路が小さく閉じているため優れた再生感度を有していることを意味している。DTCヘッドモデルにおいて、2つの記録磁化の間は磁化のない状態としており、SPTヘッドと同じ実効トラック幅($2.2\ \mu\text{m}$)に対して記録磁化の表面積が10%減少してしまうため、ヘッド先端($z=0$)のときにはSPTヘッドよりも Φ が小さくなっているにも関わらず、わずか $1\sim 5\ \mu\text{m}$ で Φ の値がSPTヘッドよりも大きくなっている。従って、特にヘッド先端から離れたところで磁束の検出を行う場合、DTCヘッドはSPTヘッドに比べ非常に再生感度に優れていることがわかる。 l_p が $30\ \mu\text{m}$ のDTCヘッドでは Φ の減少の度合いが大きいが、これは磁気回路抵抗が l_p の増加に対して単調に増加するためと、両磁極間での磁界による磁極内の磁束の減少がその原因として考えられる。従ってDTCヘッドで十分な再生効率を得るためには、磁極長 l_p はある程度短く、2つの磁極の間隔を適度に大きくすることが望ましいと考えられる。

そこで次に、図4-9に、DTCヘッドの l_p を $30\ \mu\text{m}$ で一定とし、磁極間隔 w を変化させたときの Φ の z 方向分布の変化を示す。 w の増加に伴い、 Φ の減少の度合いが小さくなっていることがわかる。2つのビット間の相互作用の変化により先端部分での Φ の値も変化するがその程度は高さ方向の変化に比べわずかであるため、主に磁極間での磁界の漏れの変化によるものと考えられる。従ってこの結果から、磁極間隔はある程度大きくした方が磁束の漏れを抑制し、優れた再生効率を得られることがわかる。



(a) SPT ヘッド (リターンパスなし)



(b) SPT ヘッド (リターンパスあり)

図4-7 SPT ヘッドにおける再生磁界 Φ の分布の l_p 依存性

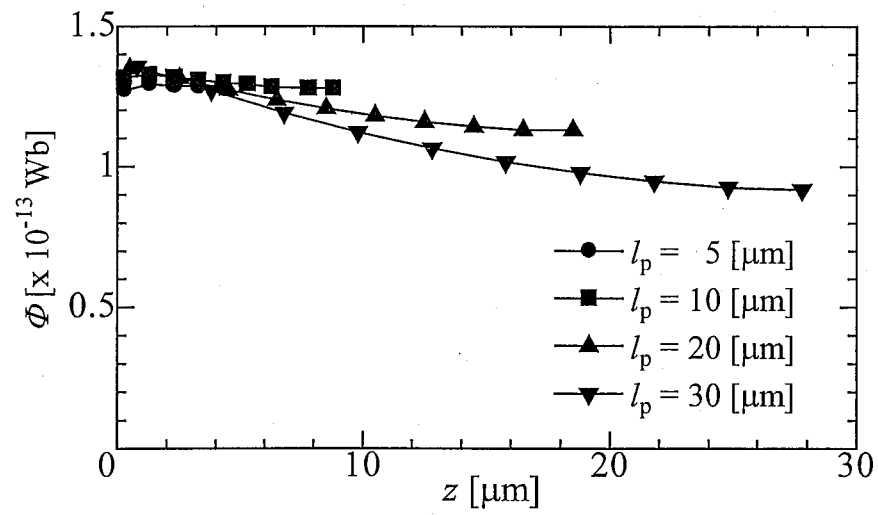


図4-8 DTCヘッドにおける再生磁界 Φ の分布の l_p 依存性 ($w=0.2 \mu\text{m}$)

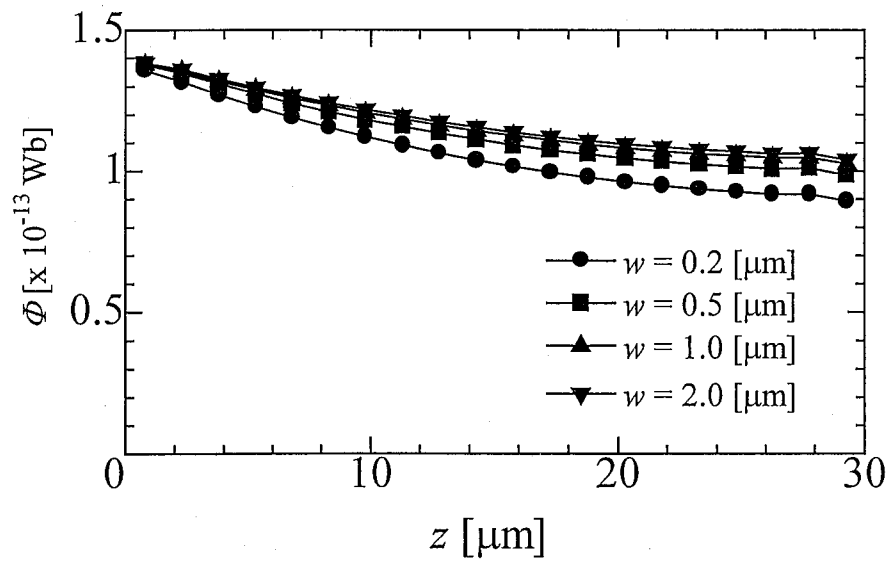


図4-9 DTCヘッドにおける再生磁界 Φ の分布の w 依存性 ($l_p=30 \mu\text{m}$)

4.4.3 再生磁界のスペーシング依存性

次に DTC ヘッドにおける再生感度のヘッド-媒体スペーシング依存性を調べるため、 l_p が $5\text{ }\mu\text{m}$ の SPT ヘッド、DTC ヘッドにおいてスペーシングを 50 nm 、 100 nm としたときの Φ の分布を計算した。図 4-10 に結果を示す。いずれのヘッドにおいても、スペーシングを 100 nm とすることで Φ が約 30% 減少することがわかる。これはスペーシングの増大により磁極先端の磁化が少なくなるためであり、高い再生効率が期待できる DTC ヘッドにおいても、そのスペーシングの狭小化は SPT ヘッド同様非常に重要であることがわかる。しかしながら z が $1\text{ }\mu\text{m}$ 以上において、DTC ヘッドの再生磁界感度は SPT ヘッドに勝っており、ここでも DTC ヘッドが十分 SPT にヘッドに対し磁界感度の点で優れていることがわかる。

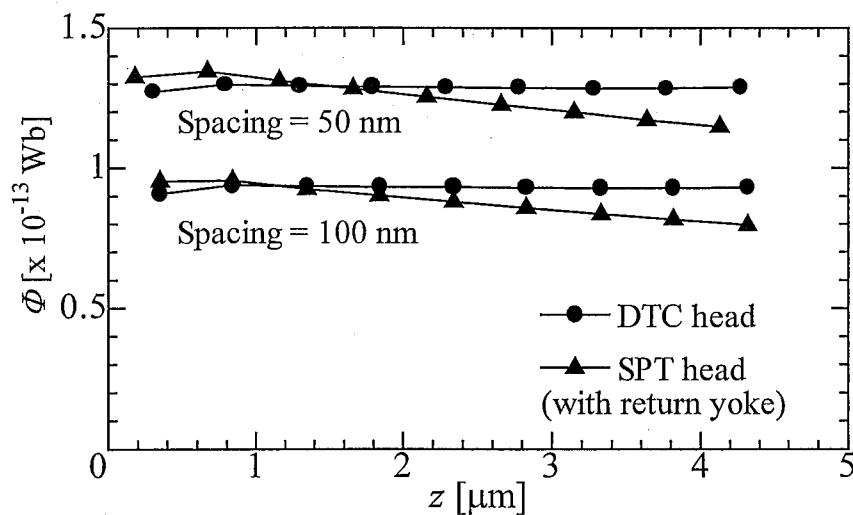


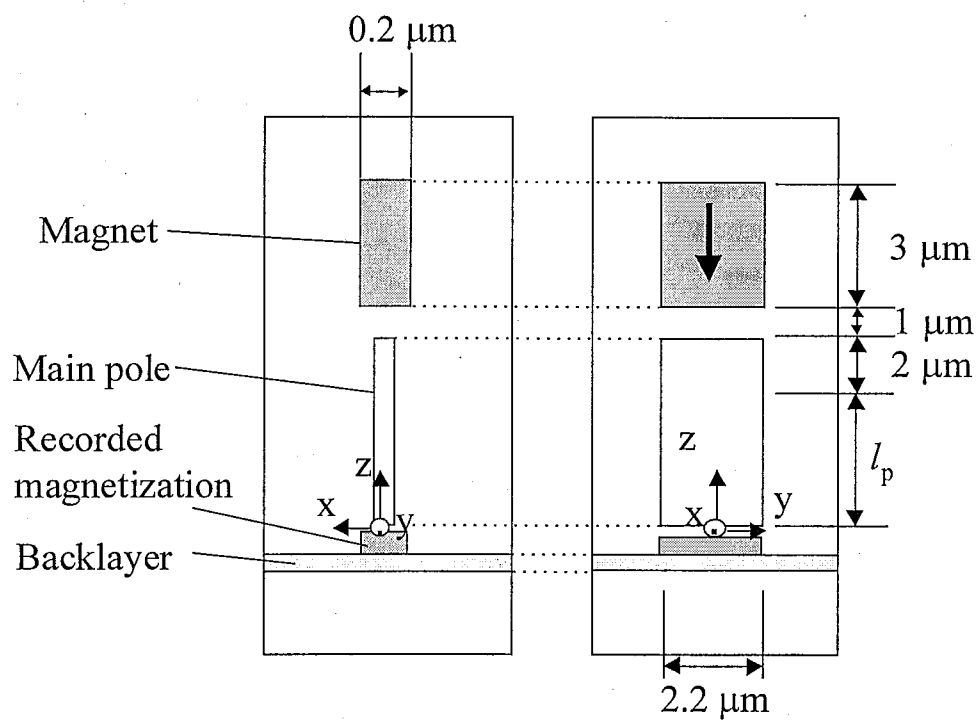
図 4-10 スペーシングによる再生磁界 Φ の高さ方向依存性の変化

4.4.4 再生磁界の浮遊磁界による変化

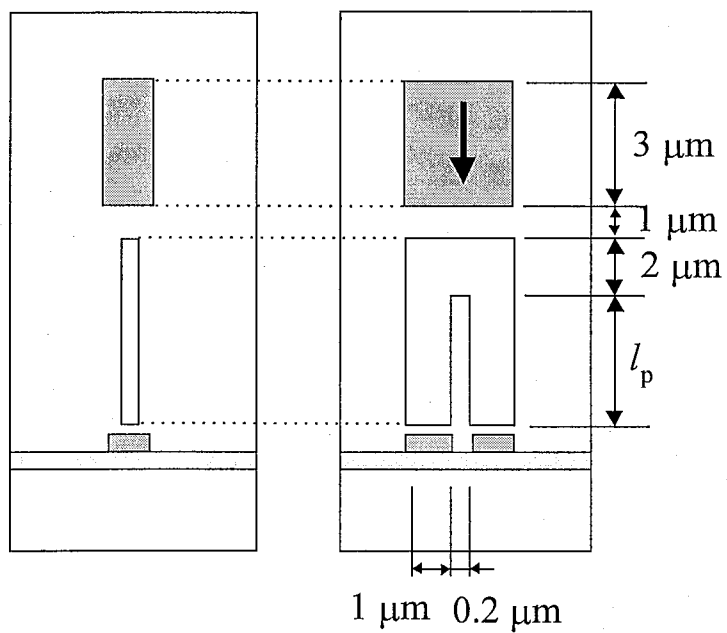
次に SPT ヘッドと DTC ヘッドの浮遊磁界に対する感度の違いを調べるため、図 4-11 に示すように Model-I の SPT ヘッド、DTC ヘッドのそれぞれの上方に永久磁石を配置したモデルを用い、永久磁石からの磁界に対して Φ の分布がどのように変化するかを調べた。

図 4-12 に永久磁石による浮遊磁界の有無によるリターンパスのない SPT ヘッドおよび DTC ヘッドの Φ の分布を示す。ここで永久磁石からの磁界は下向きとした。SPT ヘッドの場合、浮遊磁界の流入によって大幅な Φ の減少が見られる。したがってこの変化分が再生出力におけるノイズ成分となる。さらに本研究での解析において計算の都合上記録ビットの減磁を考慮していないため磁極先端での Φ は減少していないが、実際の記録系の場合、このような浮遊磁界の流入により記録磁化の一部が消去され、エラーとなる可能性もある。

一方 DTC ヘッドの場合、図 4-13 に示すように浮遊磁界と逆向きの記録磁化に接する磁極では Φ (Φ_t) の減少が見られるものの、その減少の度合いは SPT ヘッドよりも少なく、代わりに浮遊磁界と同じ向きの記録磁化に接する磁極側の Φ (Φ_l) が増加することにより、 Φ の総和 ($\Phi_t + \Phi_l$) は浮遊磁界の有無によってほとんど変化しないことがわかる。すなわちそれぞれの再生磁束の和を出力とすることにより、浮遊磁界によるノイズをキャンセルでき、記録磁化の消去も抑制できることを示している。したがって DTC ヘッドは、SPT ヘッドに比べ、外来ノイズが少なく、かつエラーが発生しにくい構造であるといえる。

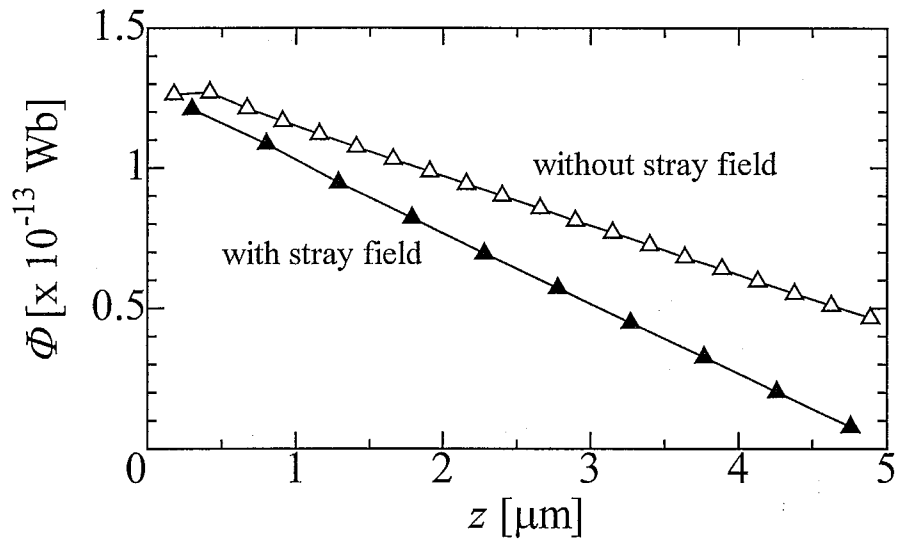


(a) SPT ヘッド

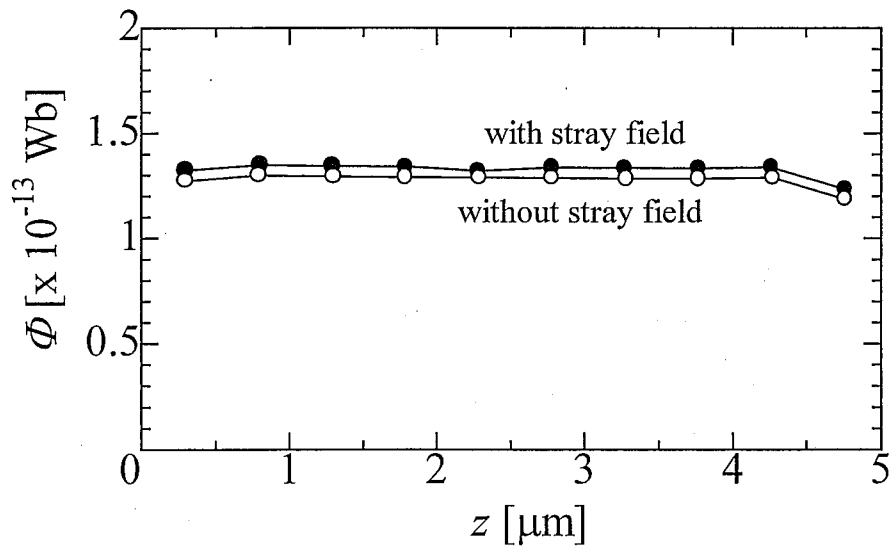


(b) DTC ヘッド

図 4-11 浮遊磁界依存性の解析モデル



(a) SPT ヘッド (リターンパスなし)



(b) DTC ヘッド

図 4-12 浮遊磁界による再生磁界 Φ 分布の変化

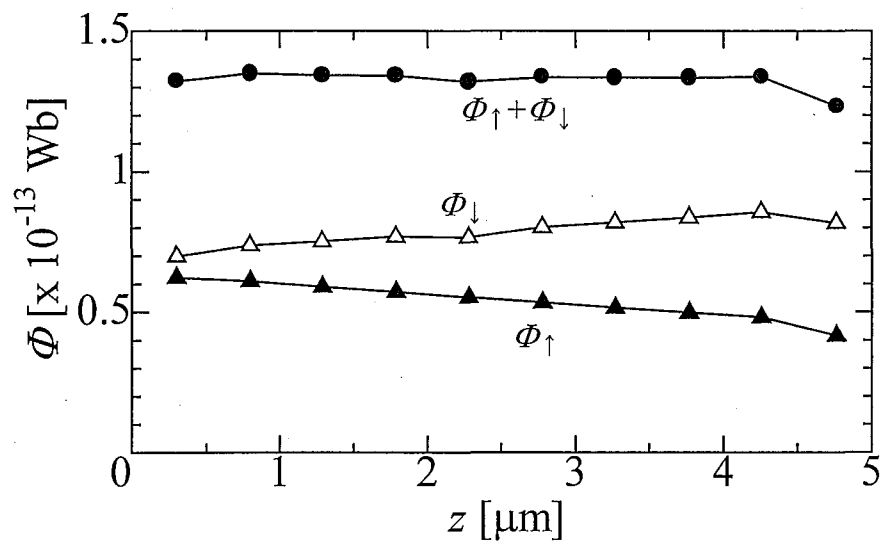


図4-13 浮遊磁界が印加されたDTCヘッドにおける各磁極の Φ の z 依存性

4.4.5 再生波形シミュレーション

最後に DTC ヘッドにおける再生波形の概形を求めるため、連続する記録ビットをトラック方向に移動させたときのヘッド磁極内の磁界分布の変化を計算した。図 4-14 に本計算で用いた SPT ヘッドおよび DTC ヘッドのモデル (Model-II) を示す。両モデルについて、トラック方向で隣り合う記録ビットからの干渉を避け再生磁界感度を高めるため、トラック方向に対して磁極の前後に磁気シールドを設けた。すなわち SPT ヘッドのモデルにおいてはリターンパスを設けていないことになる。図 4-15 に本計算で用いた記録ビットの移動の様子を示す。記録ビット長を $0.2 \mu\text{m}$ 、ビット中の磁化単位の長さを $0.025 \mu\text{m}$ とし、各単位の磁化方向を図のように反転させることで $0.025 \mu\text{m}$ ごとのビットの移動を表し、それぞれの記録ビットの状態で磁極内の磁界分布を計算した。

図 4-16 に SPT ヘッドおよび DTC ヘッドのヘッド位置 x による Φ の変化を示す。一般に垂直磁気記録において、その再生磁界分布はステップ状になることが知られているが [5]、図 4-16 の結果はむしろ正弦曲線的な分布となった。これは本計算において記録磁化の自己減磁作用を無視しているためと、再生ヘッドの厚みに比べ、ビット長が比較的短いためであると考えられる。

SPT ヘッドにおいては、前節での結果と同様、高さにもなって振幅が著しく減少していることがわかる。従って SPT ヘッドにおいては再生のための磁界検出素子 (MR 素子など) はヘッドスライダの表面近傍に配置する必要があるといえる。

一方、DTC ヘッドにおいてはいずれの高さにおいてもその波形がほとんど変化していない。従ってターン数の問題から、磁極先端から離れた位置での磁束検出が必要なインダクティブヘッド構造では SPT ヘッドよりも高い再生感度を得ることが期待でき、MR ヘッドの場合でも、より高い位置に再生素子を配置することが可能となる。

以上から、再生素子の配置の自由度という点では、DTC ヘッドは垂直磁気記録システムとして非常に期待できるといえる。

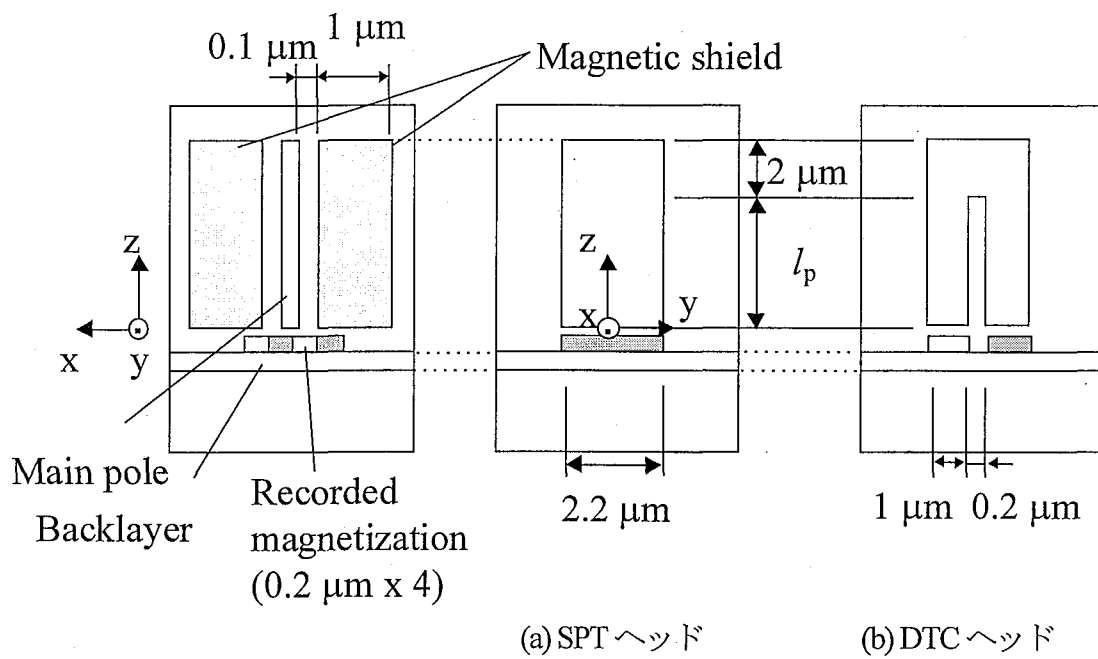


図 4-14 計算モデル(Model-II)の概略図

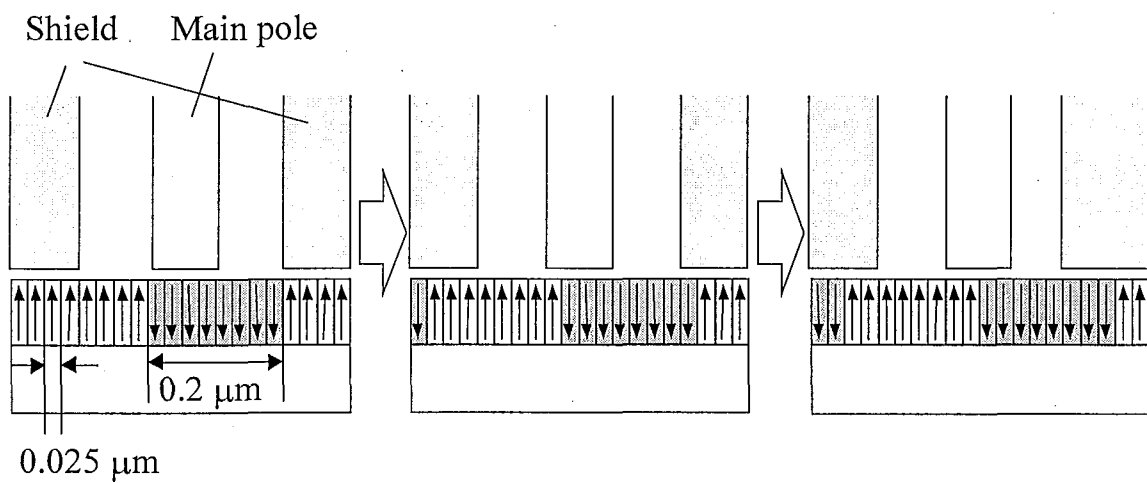
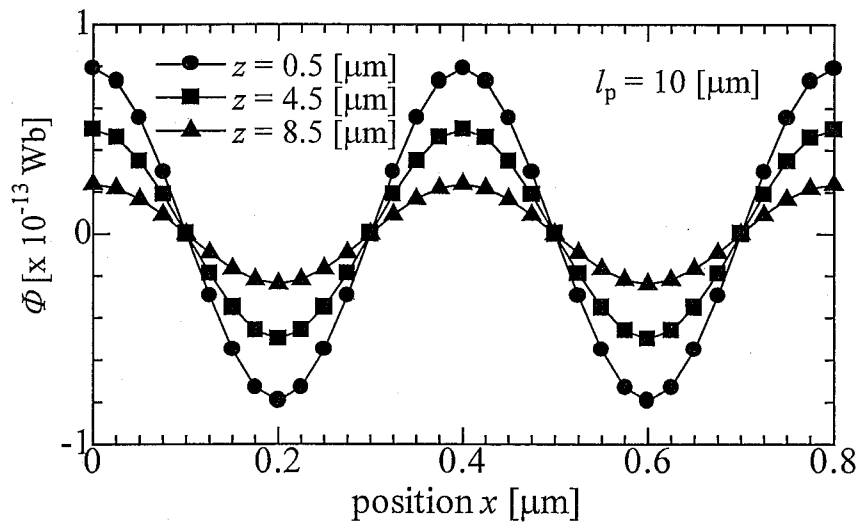
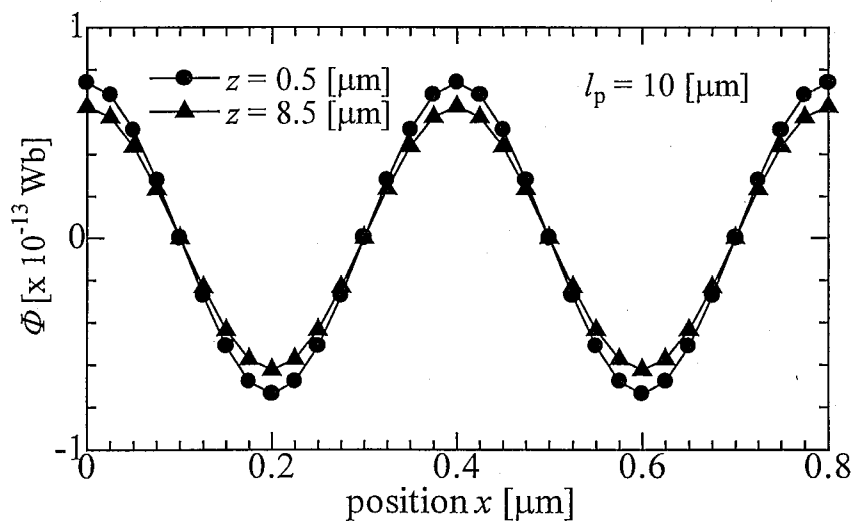


図 4-15 記録ビットの移動の様子



(a) SPT ヘッド



(b) DTC ヘッド

図4-16 Model-IIにおける計算による再生磁界 Φ の波形

4.5 薄膜リングヘッドによる DTC モードでの記録再生特性

前節での再生感度に関する 3 次元解析の結果より、DTC ヘッドが特に磁極先端から離れた部分での再生感度に優れ、インダクティブヘッド構造では SPT ヘッドよりも優れた再生感度が期待できることを示した。そこで本節では、市販の長手磁気記録用リングヘッドを用いて DTC モードでの記録再生特性を調べた。

図 4-17 に示す評価システム上で、表 4-2 に示すような諸元の薄膜リングヘッドを用いて Co-Cr/Ni-Fe 垂直 2 層ディスクおよび Ba フェライトフロッピーディスク (2ED 規格) に DTC モードで記録・再生を行った。Co-Cr/Ni-Fe ディスクの特性を表 4-3 に示す。リングヘッドで DTC モードを形成するため、図 4-18 に示すように、本来のヘッド走行方向から 90° 回転させた状態で記録再生を行った。したがって本来のリングヘッドのギャップ長が DTC ヘッドにおける各磁極の間隔、各磁極の厚みがそれぞれのトラックのトラック幅に相当する。

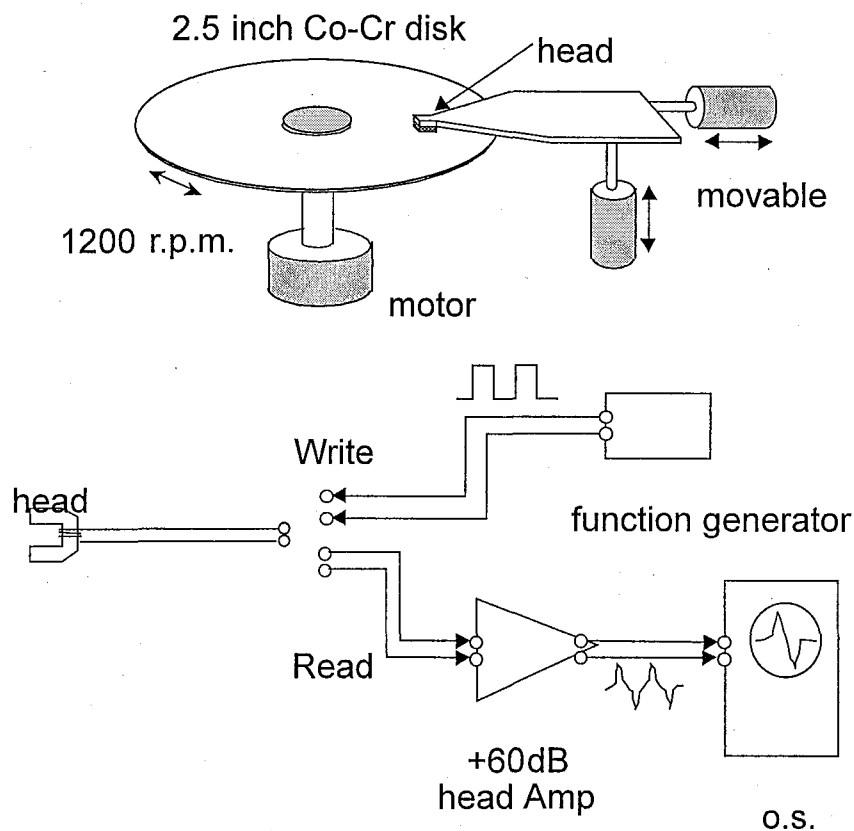


図 4-17 DTC ヘッド記録再生特性評価システム

表 4-2 薄膜リングヘッド諸元

磁極幅 (上部/下部)	7.1 μm / 9.0 μm
磁極厚 (上部/下部)	3.5 μm / 5.5 μm
ギャップ長	0.35 μm
コイル巻数	34 Turns
コイル抵抗	37 Ω
インダクタンス	1000 nH

表 4-3 Co-Cr/Ni-Fe 2 層ディスクの諸特性

潤滑層	Fomblin AM2001	5.4 nm
垂直記録層	$\text{Co}_{85}\text{Cr}_{13}\text{Ta}_2$	500 nm
	$4\pi M_s$	5.5 kG
	H_{c1}	1.6 kOe
	H_k	6.0 kOe
	$\Delta\theta_{50}$	8.75°
裏打ち層	$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	200 nm
	$4\pi M_s$	9.0 kG
	H_{c2}	1.2 Oe
	μ_t	1100
基板	2.5 inch	ガラスディスク

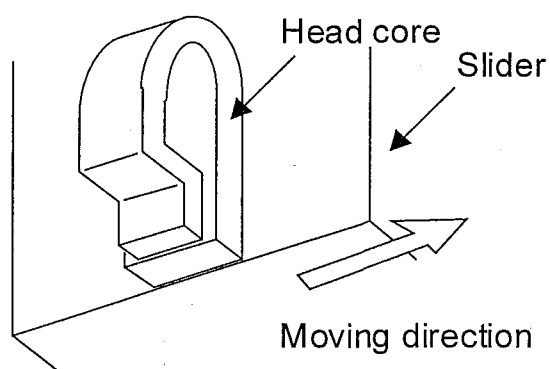


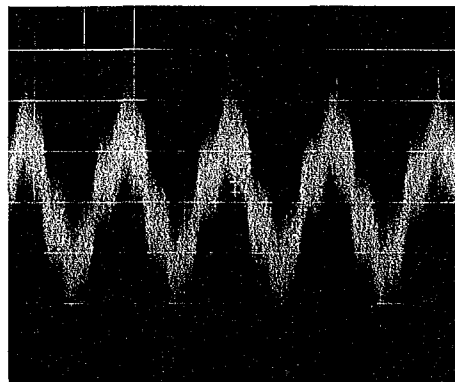
図 4-18 DTC モードにおけるリングヘッド走行方向

図 4-19、図 4-20 に、DTC モードで Co-Cr/Ni-Fe ディスクに記録した時の再生波形およびエンベロープを示す。再生波形は典型的なダイパルス状となっており、本来 DTC ヘッドで期待される単峰性の波形は観察できなかった。これは今回使用した薄膜ヘッドの各磁極の幅が異なっているため、DTC モードにおける磁極厚みが異なっているためと予測されるが、明確に説明することはできない。またエンベロープが波打っていることから、ヘッドスライダーの走行方向が本来設計とは異なるため、スペーシングが変動していることが予測される。

図 4-21、図 4-22 に、Co-Cr/Ni-Fe ディスクおよび Ba フェライトフロッピーディスクに DTC モードで記録を行った時の、規格化再生出力のヘッド起磁力依存性および線記録密度依存性を示す。図 4-21 より、いずれの媒体においても DTC モードによる飽和記録が行われていることが確認できたが、その飽和出力はかなり低い。また、記録密度も決して高いものとはいえず、むしろ Co-Cr/Ni-Fe ディスクの方が記録密度が低いという結果が得られた。これは本研究で用いた記録・再生系の出力自体がかなり小さい上、Co-Cr/Ni-Fe ディスクにおいてフレキシブル媒体である Ba フェライトディスクに比べヘッド浮上量が大きくなってしまったためであると考えられ、さらに磁極間隔が $0.35\ \mu\text{m}$ と小さいため、十分な垂直記録が行われていないことが予測される。前節の解析結果により、DTC ヘッドにおいてもスペーシングによる損失が大きいことがわかっており、本来 DTC ヘッドが持つ能力を十分発揮するためには、ヘッド浮上量の制御は非常に重要であるといえる。しかしながら、今回の結果により、DTC モードでの記録・再生は可能であることが示され、今後スペーシングの制御、ヘッド設計の最適化を行なうことにより更なる特性向上が期待できるといえる。



(a) 0.16kFCI



(b) 0.80kFCI

図 4-19 DTC モードでの再生波形

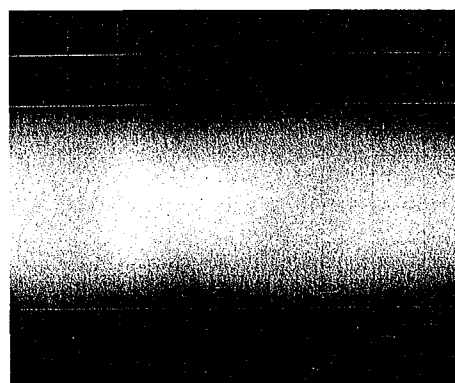


図 4-20 DTC モードでのエンベロープ

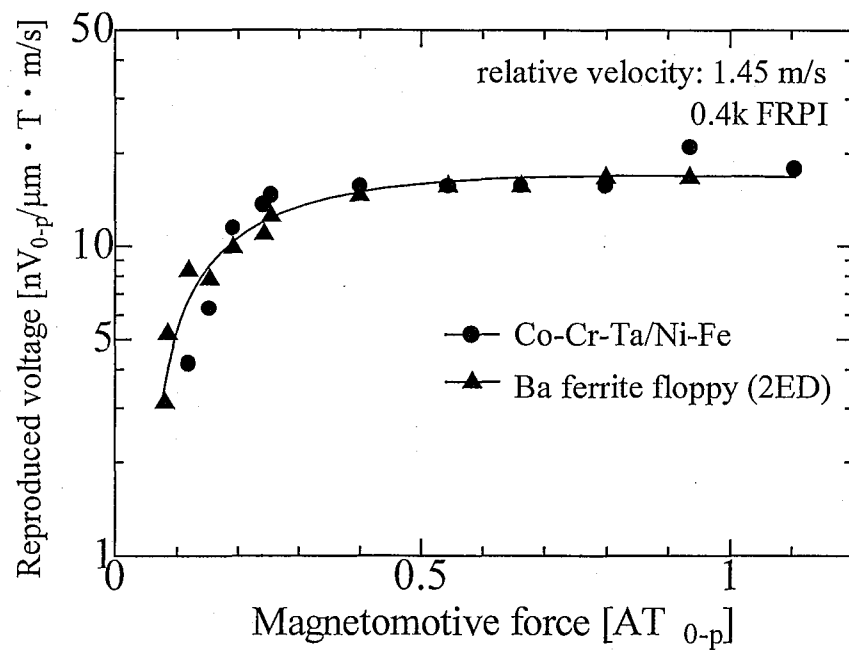


図4-21 DTCモードでの再生出力のヘッド起磁力依存性

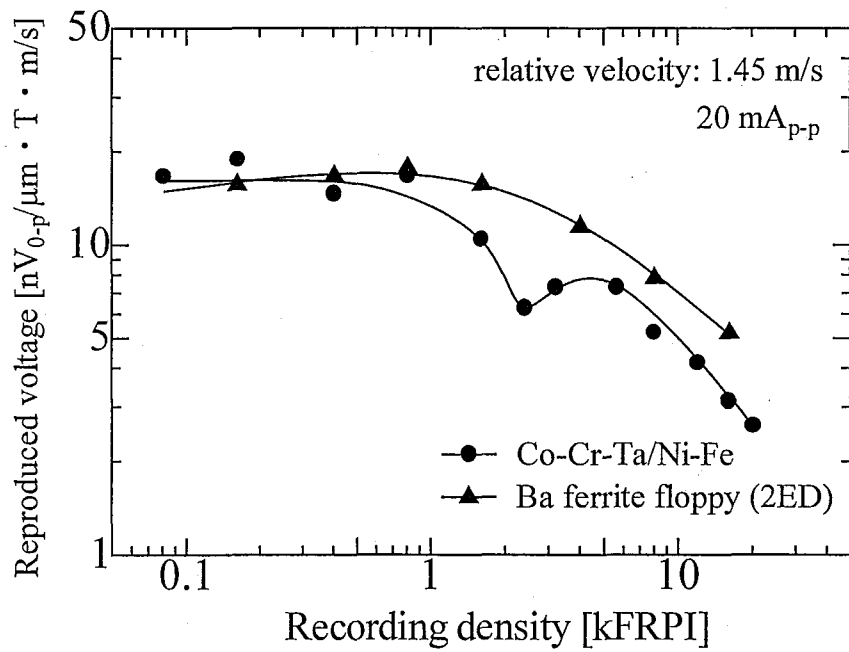


図4-22 DTCモードでの再生出力の線記録密度依存性

4.6 DTC 薄膜ヘッドの試作および評価

4.6.1 A-Type ヘッドの設計及び作製

前節では、薄膜リングヘッドを用いて DTC モードでの記録・再生特性評価し、DTC モードで一応の記録・再生を行なえることは確認できたが、本来のヘッド移動方向とは異なる方向にヘッドを走行させて記録・再生をおこなったためスペーシングや記録・再生系を最適化できず、十分な記録・再生特性を得ることができなかった。そこで本節では、最適化された DTC モードでの記録・再生を目的として、現在の薄膜リングヘッドでも用いられているフォトリソグラフィ技術によりインダクティブ型 DTC 薄膜ヘッドの試作・評価を行なった。

DTC 薄膜ヘッドの構成として、図 4-23 (a)のように U 字型の磁気コア層を挟んで螺旋状の薄膜コイルを配した形状（以下 A-Type とする）、および現在用いられている長手記録用薄膜リングヘッドと同様、図 4-23 (b)のように上下コア層の間に渦巻き状の薄膜コイルを配した形状（以下 B-Type とする）が考えられる。本節ではまず、A-Type ヘッドの設計、製作を行った。図 4-24 に A-Type ヘッドデザインの概観を示し、各部の設計時の寸法を表 4-4 に示す。また、図 4-25 に作製工程を示す。

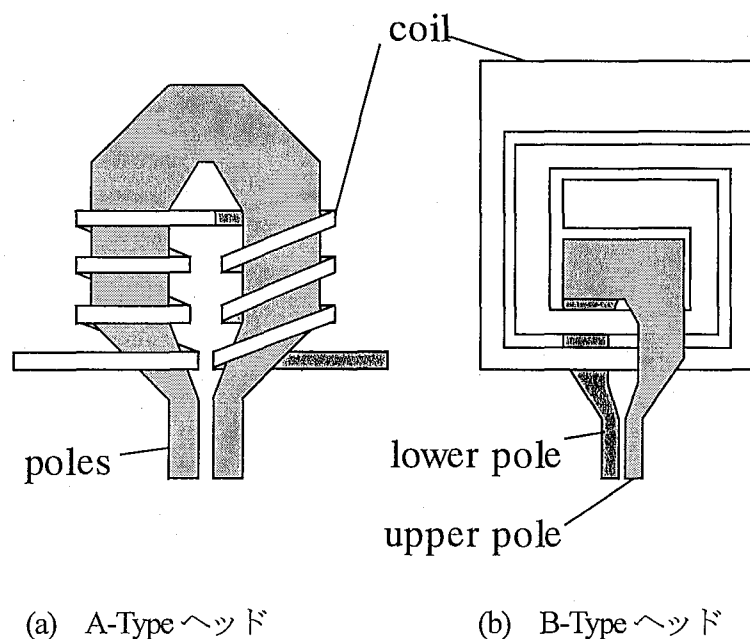


図 4-23 DTC 薄膜ヘッドの基本構造

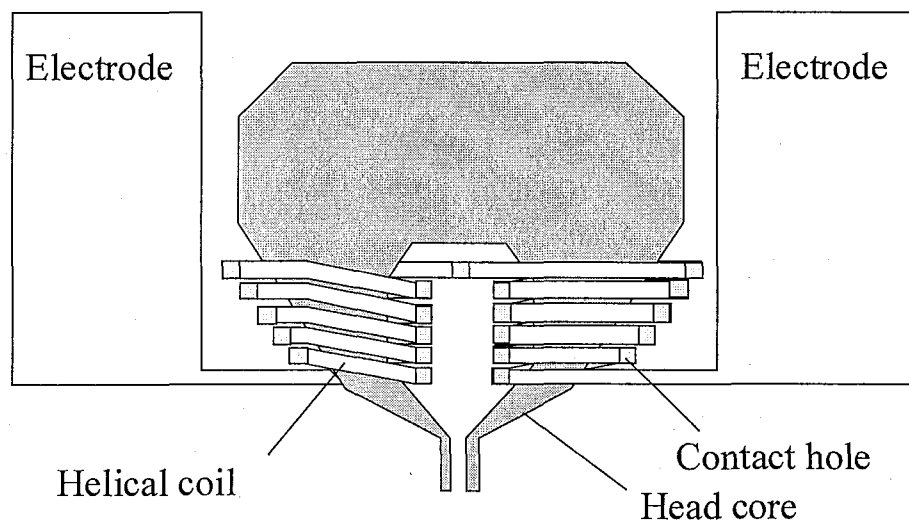
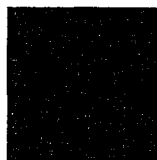
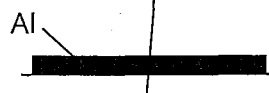


図4-24 A-Type DTC ヘッドデザイン

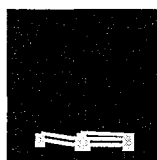
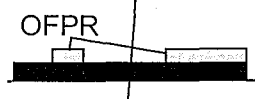
表4-4 A-Type ヘッドの各部寸法

ヘッド磁極幅	10~30	μm
ヘッド磁極間隔	10~20	μm
磁極層厚	0.30~0.40	μm
コイル線幅	40	μm
コイル層厚	1.0	μm
コイル巻き数	10	Turns

1. 下部コイル材料堆積



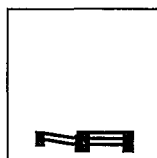
2. 下部配線レジストパターンニング



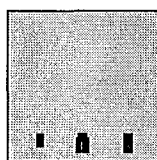
3. 下部コイル層エッチング



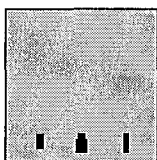
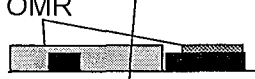
4. レジスト剥離



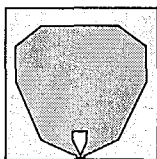
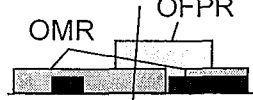
5. 絶縁レジストパターンニング



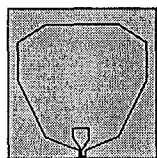
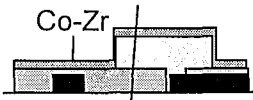
6. ハードベーク



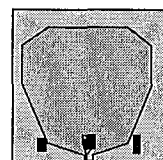
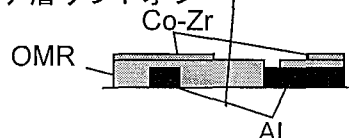
7. OFPRパターンニング



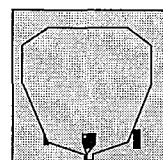
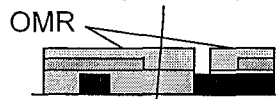
8. コア材料堆積



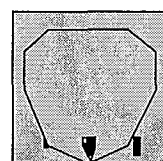
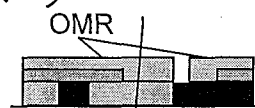
9. コア層リフトオフ



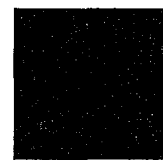
10. 絶縁レジストパターンニング



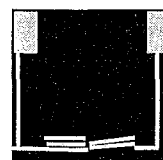
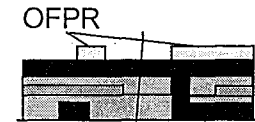
11. ハードベーク



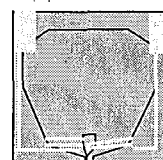
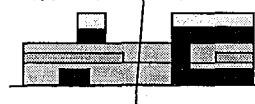
12. 上部コイル材料堆積



13. 上部配線レジストパターンニング



14. 上部コイル層エッチング



15. レジスト剥離

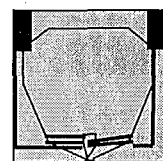
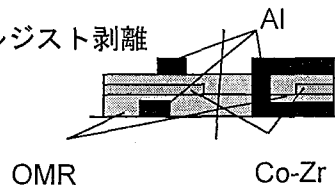


図4-25 A-Type ヘッド製作工程

各プロセスの条件を以下に示す。

<リフトオフ、エッチング用レジスト(OFPR-800)パターニング>

スピンコート	: 3000 rpm, 30 sec.
プリベーク	: 110 °C, 90 sec.
露光	: 3 sec.
現像、リンス	: 40 sec. + 30 sec.
ポストベーク	: ホットプレート法により 110 °C, 5 min.

<絶縁層レジスト(OMR-85)パターニング>

スピンコート	: 3000 rpm, 30 sec.
プリベーク	: ホットプレート法により 110 °C, 90 sec.
露光	: 3 sec.
現像、リンス	: 40 sec. + 30 sec.
ポストベーク	: ホットプレート法により 150 °C, 5 min.
ハードベーク	: 真空炉中で 250 °C, 2 hr.

<リフトオフ、レジスト除去>

アセトン中で加熱 (約 60 °C) 後、イソプロパノールで洗浄

<Al 配線エッチング>

$\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{HNO}_3 = 19 : 1$ 混合液によるウェットエッチング
(エッチング速度 : 約 200 nm / min.)

基板はスライドガラスを用い、磁性薄膜、コイル薄膜はすべて対向ターゲット式スパッタリング (FTS) 法を用いて成膜した。また、絶縁層はフォトレジスト (東京応化 OMR-85) を用い、コイル材料は Al、磁気コア材料は Co-Zr アモルファスをを用いた。また、ヘッド素子作製後、ダイシングソーを用いてヘッドを切り出し、先端部をラッピングシートにより研磨した後、電極とホルマール線を銀ペーストで接着して各評価装置への配線を行った。

図 4-26 に今回作製した A-Type ヘッド先端部の SEM 写真を示す。磁極幅の精度はリフトオフ用のレジストパターンニング時の精度に依存し、リフトオフによる端部のバリなどの発生はほとんど見られなかった。

このヘッドにおけるプロセス上の問題として、コアのリフトオフの際、磁極間距離の短いパターンでの磁極先端及びコア内部のリフトオフが困難で、はがれ残りやポールの欠損などのトラブルが生じやすいことがあげられる。また、レジスト絶縁層の上に磁性膜が堆積されるため、絶縁層の平坦性の影響が強く現れてしまい、一部コアにしわが寄るなどのトラブルが生じた。

ヘッドの電気抵抗およびインダクタンスをインピーダンスアナライザを用いて測定したが、残念ながら今回設計・作製した A-Type ヘッドでは、電気抵抗が非常に大きくヘッドとしての電磁気的特性、記録・再生特性を評価することができなかった。これは主にプロセス上の問題により上下コイル層の接触面での抵抗成分が非常に大きく、また接触部の段差などでコイルの断線などが発生しやすい構造であったためと考えられる。

また、このタイプでは設計上コイルの多層化が困難で、ごく限られたヨーク部のスペース内でターン数をあげることが難しいという欠点もある。したがって A-Type ヘッドを作製するためにはさらなる設計の改良及び作製プロセスの改善が必須であるといえる。

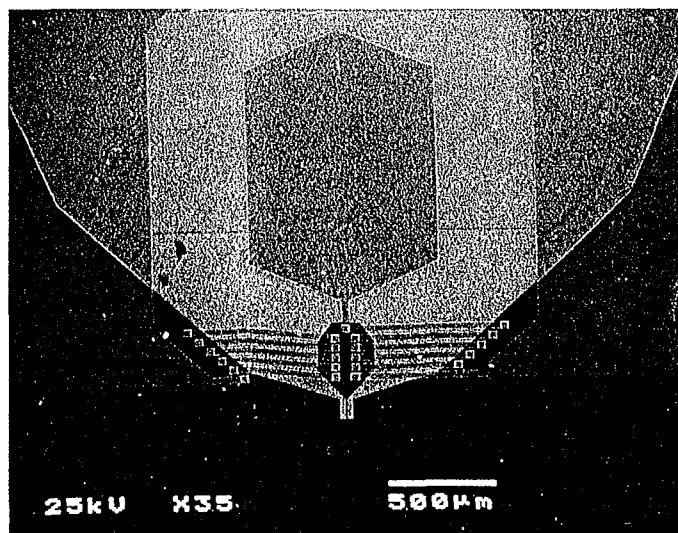


図 4-26 作製した A-Type DTC ヘッドの SEM 写真

4. 6. 2 B-Type ヘッドの設計及び作製

そこで次に、図 4-23 (b)に示すような、B-Type ヘッドの設計、製作を行った。このタイプのメリットとしては、コイルが連続した薄膜であるため、コイルの電気抵抗を小さくできることと、磁極を別々に作製することによりその間隔を自由にコントロールすることが可能であることがあげられる。また、従来の薄膜ヘッド製作のノウハウをそのまま活用できるというのも有利な点といえる。

本実験では、B-Type ヘッドを実現する構造としてコイルを 2 層に分け、引き出し層を用いずに両方の電極を外側に配置したヘッドデザインの設計・作製を行った。

コイルを 2 層に分けるメリットとしては、

1. 引き出し層作製時のトラブルを回避できる
2. 下層の間隙部に上層をパターンニングすることで実質的なコイル面積を小さくできる
3. 下層で生じる段差を上層がキャンセルする構造になり、上部コア層の段差を小さくすることができる

等があげられ、A-Type ヘッドと比較してかなりコイル面積を小さくすることができ、より優れた電磁変換特性が期待できる。

図 4-27 に B-Type ヘッドのデザインを示し、各部の設計時の寸法を表 4-5 に示す。また、図 4-28 に作製工程を示した。各プロセスの条件は A-Type ヘッドの時と同様とした。

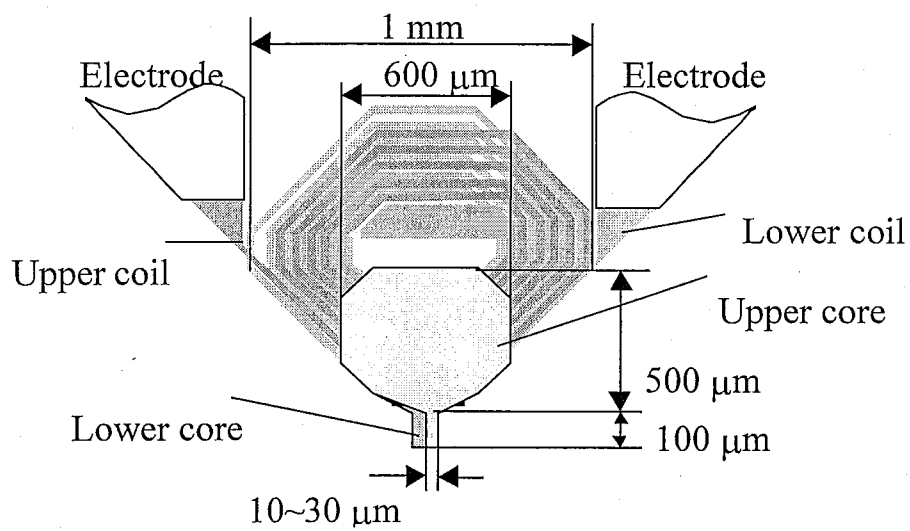


図4-27 B-Type DTC ヘッドデザイン

表4-5 B-Type ヘッドの各部寸法

ヘッド磁極幅	10~30	μm
磁極層厚	0.30~0.40	μm
コイル線幅	20	μm
コイル層厚	1.0	μm
コイル巻き数	15	Turns

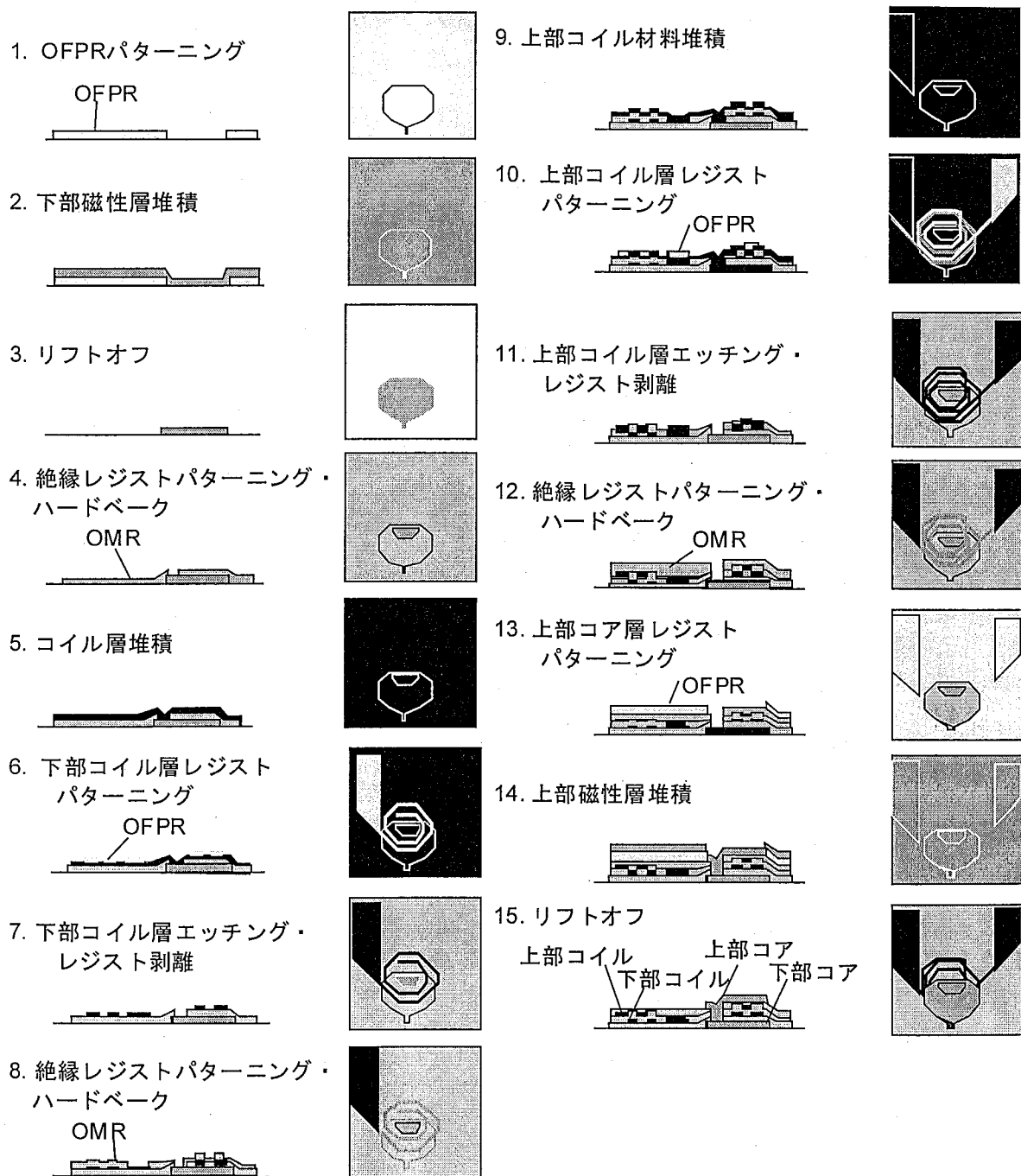


図 4-28 B-Type ヘッド製作工程

図 4-29 に磁極部の SEM 写真を示す。図 4-29 の写真はダイシングソーによる切断直後の写真であり、ヘッド接地面に対し 45 度の角度をつけて切断を行っている。

図 4-30 に B-Type ヘッドの典型的な抵抗及びインダクタンスの周波数依存性を示す。ここで 10 MHz 以下の低周波領域ではインピーダンスアナライザ、10~100 MHz 帯の高周波領域では高周波ネットワークアナライザを用いて測定を行った。高周波領域で抵抗が急激に増加し、インダクタンスが減少しているが、これは主にコイル特有の特性であると考えられる。従ってコイル面積をもっと小さくし、ターン数を減らすことで高周波特性を改善することは可能であると考えられる。今回作製したヘッドにおいては、数 kHz ~ 数 MHz においてはほぼフラットな特性であるといえる。

抵抗値は約 80 Ω と、若干大きい値になってしまった。これは上下コイル層の接触部での抵抗成分が予想以上に大きいことと、ウェットエッチングによるコイル層のアンダーカットが予想以上に大きく、実質的なコイル断面積が小さくなってしまったことによるものと考えられる。

インダクタンスは、約 0.5 μH と、市販されている薄膜ヘッド (数 μH) と比較すると小さい。これはコイルのターン数が少ないことが主な原因と考えられ、このヘッドはインダクタとして十分機能していると考えられる。しかし残念ながらこの B-Type ヘッドにおいても十分な記録・再生特性を得ることができなかった。これは今回製作したヘッドのインピーダンスが十分な記録再生を行うためにはまだ不十分であったことと、切り出し、研磨といった機械的加工プロセス、またはヘッドー媒体アセンブリが不適當であったことが主な原因と考えられる。しかし従来のヘッド製作プロセスを用いた DTC 薄膜ヘッドの製作は十分可能であることは確認できたので、今後さらなる作製プロセスの改善とヘッドー媒体アセンブリの最適化によって、高密度記録が可能な DTC 薄膜ヘッドが製作できることを期待する。

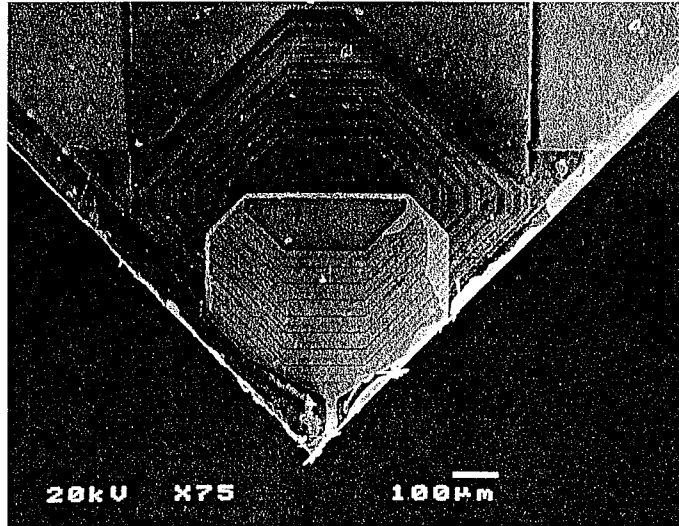


図 4-29 作製した B-Type DTC ヘッドの SEM 写真

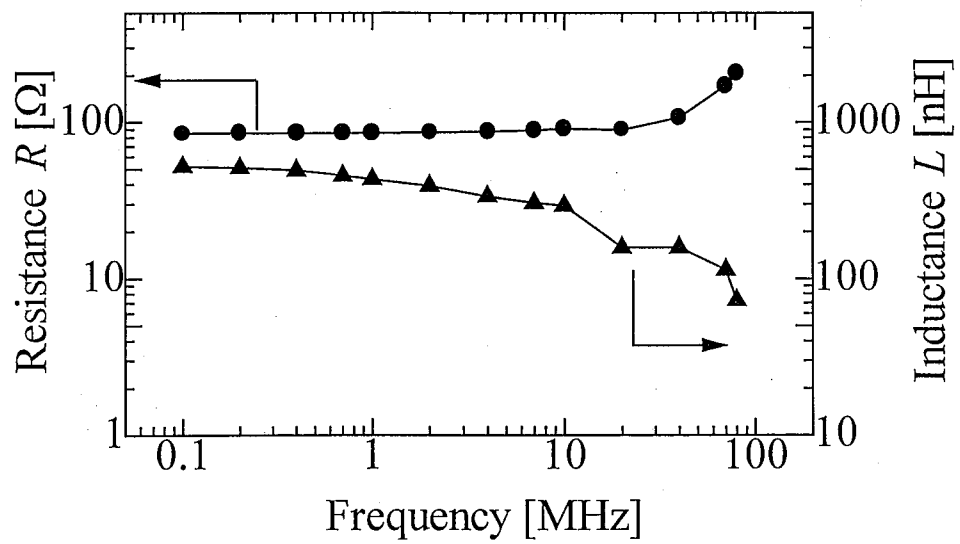


図 4-30 B-Type ヘッドのコイル抵抗、インダクタンスの周波数依存性

4.7 DTC ヘッド記録・再生ヘッドの設計に関する考察

以上、単磁極ヘッドに対するデュアルトラック相補型(DTC)ヘッドの理論的解析と DTC 薄膜ヘッドの試作について述べたが、本節では、今後 DTC ヘッドによる超高密度記録を達成させるための、ヘッドの設計についての考察を行う。

近年、垂直磁気記録においても MR ヘッドを用いた再生の優位性について数々の報告がなされている。単磁極ヘッドによる垂直磁気記録の MR 再生波形は磁化転移点でステップ状の再生応答を呈し、長手記録とは大きく異なって媒体磁化分布に対応するレスポンスが得られる [12]。ここでその再生波形を微分することによって長手記録と同様の単峰性の再生波形が得られ、さらに MR ヘッド特有の、磁化の向きの違いによる非対称性がなくなり、かつパルス幅が小さくなることにより、線記録密度が向上できることや、従来長手記録に用いられてきた PRML チャンネルの転用が可能であることが報告されている [13]。したがって本研究で提案したデュアルトラック相補型ヘッドにおいても、その再生は MR ヘッドで行うのが望ましいと考えられる。

DTC ヘッドに MR 素子を配置する場合、4.4.4 節で示したように、各磁極の再生磁束を個々に検出して、その出力の和をとることにより、浮遊磁界によるノイズをキャンセルすることが可能となる。また、ヘッド先端から離れた場所での磁束検出についてメリットを持つ DTC ヘッドではヨーク形 MR ヘッドの構成をとることでそのメリットを十分生かすことができると考えられる。

ここで単磁極ヘッドー2層膜媒体系の再生ヘッドとして、ヨーク部分を読み出し電極に直結したヨーク型・縦型 MR ヘッドが提案されており、磁気ヨークに読み出し電流を流した場合でも優れた磁気抵抗効果および再生出力が得られることが示されている。そこで図 4-31 のように、ヨーク型・縦型 MR ヘッドを DTC ヘッド構造に応用することで、以上に示した DTC ヘッドの利点を最大限に引き出すことが可能であると考えられる。

また、記録ヘッドの構造については、同一のトラック幅の場合、DTC ヘッドは SPT ヘッドの 1/2 の起磁力で飽和記録が可能であるため、4.5 節で示した B-Type 構造をとることによってコイルのターン数を極力小さくでき、高周波領域でも安定した記録が可能であると考えられる。

同一のトラック密度を実現するためにその加工寸法が約 1/2 になってしまうというデメリットは考えられるが、特に線記録密度を重視した設計を行う場合、デュアルトラック相補型ヘッドシステムは垂直磁気記録システムとしてもっとも期待できるものの一つであると考えられる。

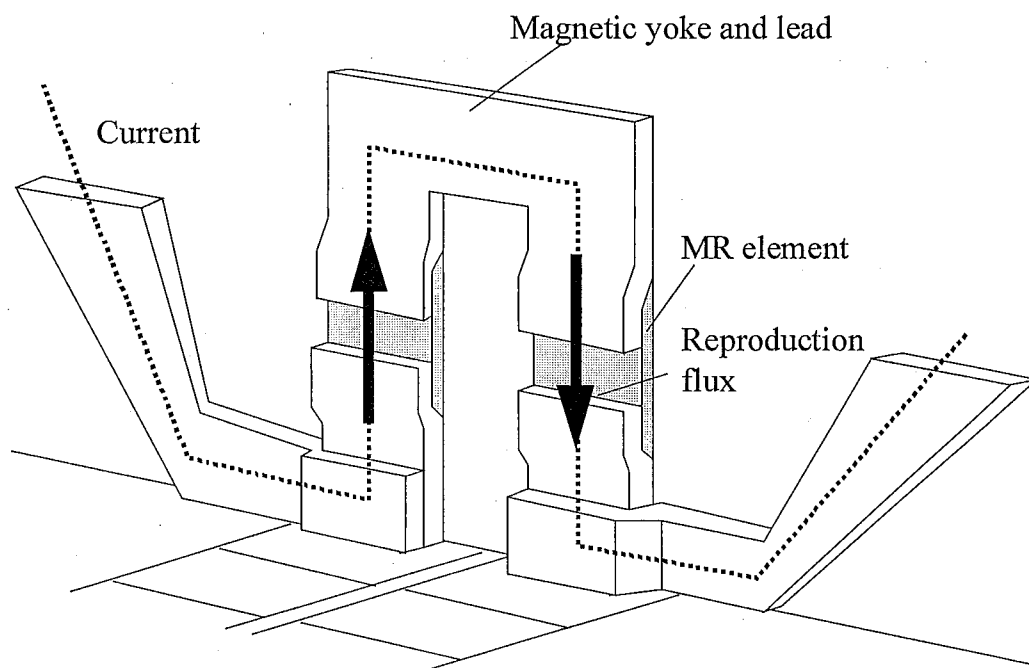


図 4-31 DTC モードヨーク型・縦型 MR 再生ヘッド

4.8 まとめ

本章では、垂直磁気記録における記録・再生効率の向上を目的とした新しいヘッドシステムとしてデュアルトラック相補型ヘッドを提案し、有限要素法による再生効率の3次元解析をおこない、さらにフォトリソグラフィ技術を用いたデュアルトラック相補型薄膜ヘッドの試作を行った。その結果、以下のような成果と知見を得た。

- (1) 垂直磁気記録用単磁極ヘッドの高い記録能力を生かしながら磁気回路を短縮化させる新しい形状の垂直磁気記録用ヘッドとして、デュアルトラック相補型(DTC)ヘッドを考案した。有限要素法を用いた再生磁束分布の3次元解析を行った結果、単磁極ヘッドに比べ、磁極高さ方向の再生磁束の減衰がほとんどなく、さらに浮遊磁界に対しても再生出力の変動がほとんど見られなかった。したがって特にヘッドスライダー表面から離れた位置での磁束検出において、DTC ヘッドは高い再生能力と外来ノイズへの耐性を有し、高線記録密度が期待できる。
- (2) 長手磁気記録用リングヘッドを用いてデュアルトラック相補型モードで記録・再生特性を評価した。その結果、Co-Cr/Ni-Fe 垂直2層ディスクへの記録・再生が可能であることは確認できたが、その再生出力および記録密度特性は十分なものではなかった。これは、記録再生系およびリングヘッドの浮上量が最適化されていなかったためであり、DTC モードでの記録・再生を十分に行なうためにはそのヘッド構造の最適化およびヘッドー媒体スペーシングの制御が必要であるといえる。
- (3) フォトリソグラフィ技術を用いてインダクティブ型DTC 薄膜ヘッドを試作した。その結果、記録再生特性の評価はできなかったものの、従来のリング型薄膜ヘッドとほぼ同様の製作プロセスにより DTC 構造を有する薄膜ヘッドを製作できることを確認した。今後の作製プロセスの改善と、ヘッドーディスクアセンブリの最適化によって、高い記録再生能力を有する DTC 薄膜ヘッドの製作は十分可能であると考えられる。

- (4) DTC ヘッドによる超高密度記録を達成させるための、ヘッド設計についての考察を行った。その結果、記録ヘッドについては、従来の薄膜ヘッドと同様の渦巻きコイル構造をとることにより、少ないターン数、小さい起磁力で飽和記録が可能であること、また再生ヘッドには、ヨーク部に読み出し電極を接続した、ヨーク型・縦型 MR ヘッドの構成をとることでそのメリットを十分生かすことが可能であることを見いだした。

以上の結果から、デュアルトラック相補型ヘッドシステムは垂直磁気記録システムとしてもっとも期待できるものの一つであると考えられる。

参考文献

- [1] W. Cain et al. : IEEE Trans. Magn., **32** (1996) 97
- [2] 佐藤一樹ほか：日本応用磁気学会学術講演概要集 (1997) 154
- [3] M. Futamoto et al. : IEEE Trans. Magn., **21** (1985) 3789
- [4] N. Watanabe et al. : IEEE Trans. Magn., **21** (1985) 1426
- [5] S. Iwasaki : IEEE Trans. Magn., **16** (1980) 71
- [6] S. Yamamoto et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1987) 2070
- [7] H. Muraoka et al. : IEEE Trans. Magn., **30** (1994) 3090
- [8] S. Nakagawa et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **18(S1)** (1994) 213
- [9] T. Ichihara et al. : J. Appl. Phys., **78** (1996) 5910
- [10] Y. Nakamura et al. : IEEE Trans. Magn., **25** (1989) 4159
- [11] D. T. Wilton et al. : IEEE Trans. Magn., **29** (1993) 4182
- [12] 村岡裕明ほか：日本応用磁気学会誌, **21** (1997) 966
- [13] H. Muraoka et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2929
- [14] K. Yamakawa et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **21(S2)** (1997) 391

第5章 磁界印加堆積法による Ni-Fe/Al、Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃

多層膜の軟磁気特性改善

5.1 はじめに

垂直磁気記録方式による超高密度記録を実現するためには、記録・再生システムの磁気回路構造の改善と同様、磁気回路を構成する記録ヘッドおよび再生ヘッドに用いる軟磁性薄膜の磁気特性の向上も重要となる。さらに単磁極ヘッドシステムや、本研究で提案したデュアルトラック相補型ヘッドシステムにおいて、記録・再生効率の向上のため垂直記録層の下にヘッドと同様の磁気特性を有する軟磁性裏打ち層を設ける必要があり、その軟磁気特性および磁気異方性の制御は磁気ヘッドと同様非常に重要である。ところが垂直2層膜媒体において、Co-Cr 系合金を用いた垂直記録層の磁気特性の改善および垂直磁気異方性の制御については盛んに研究が行われている一方、裏打ち層に関する特性についてそれほど多くの研究がなされていないのが現状である。そこで本章では、比較的安価で適度な軟磁気特性を有し、Co-Cr 系垂直2層膜媒体軟磁性層として広く用いられている Ni-Fe (パーマロイ) スパッタ薄膜についてその特徴を概説した後 [1]、対向ターゲット式スパッタ法で作製した Ni-Fe 薄膜の下地層による配向制御と、常磁性中間層を用いた多層化および第3章でも用いた磁界印加堆積法による軟磁気特性と磁気異方性の制御の試みについて述べる。

5.2 高透磁率 Ni-Fe 合金

Ni-Fe 合金の歴史は高透磁率材料としては古く、1923 年、Bell Telephone 研究所の Arnold、Elmen が、比較的 Ni 含有量の多い Fe-Ni 合金が非常に高い透磁率を持っていることを発見した [2] ことにさかのぼる。そして最高の透磁率を示す $\text{Ni}_{78.5}\text{Fe}_{21.5}\text{wt. \%}$ 付近の Ni-Fe 合金をパーマロイ (Permalloy) と名付けられた。これは当時としては画期的な高透磁率を有していたばかりでなく、著しく風変わりな合金でもあった。当時の常識では、高透磁率を実現するためにはよく焼鈍して内部応力を緩和し、徐冷するべきと思われていたものが、この合金では 600 °C から急冷する場合に限って高透磁率を実現することが発見されたからである。これは当時としては全く不可解な事柄であったので「Permalloy Problem」としてその後多くの研究者によって研究された。

1936 年 O. Dahl は、この合金に規則格子が存在することを証明し [3]、S. Kaya がこの規則格子生成の過程およびそれに伴う磁性の変化について詳細な研究を発表した [4]。Ni 含有量が 35~100 % の Ni-Fe 合金は、固溶体で面心立方格子の結晶構造をもっており、Ni-Fe 合金の規則格子は図 5-1 に示すような Ni_3Fe の組成を中心として発達する。そしてその規則-不規則変態は約 490 °C で生じ、完全規則度に到達するにはこの温度で 160 時間にわたる長い熱処理を必要とすることがわかった。また、Tomono はこれに関連して Ni-Fe 合金の磁界中冷却効果が最も効くのはこの order が起こりはじめる 500 °C 付近であることを確認した [5]。

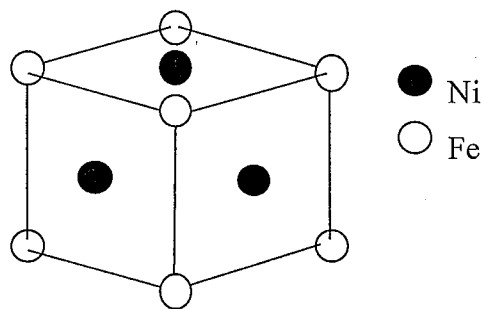


図 5-1 Ni_3Fe 規則格子

Ni₃Fe 付近の組成をもつ Ni-Fe 合金を 600 °C より急冷すると不規則状態となり、各格子点が Ni、Fe で占められる確率は組成比の割合で全く乱雑となる。この状態では磁気異方性定数 $K_1 \neq 0$ であるが、冷却速度を小さくして規則度を増すと図 5-2 [6] のように K_1 が負の方向に増すことがわかる。図 5-3 [6]、図 5-4 [7] は Ni-Fe 合金における Fe 含有量と K_1 および磁歪定数 λ の関係を示したものであるが、規則状態では Fe 含有量が 25 %、すなわち完全規則状態の組成において K_1 が極値を取るのに対し、不規則状態では Fe の含有量によって単調に K_1 が変化することがわかる。磁歪も規則格子の生成によって変化するが、 K_1 ほどは顕著ではない。図 5-5 [8] に Ni-Fe 合金の初透磁率 μ_i が熱処理によって変化する様子を示す。炉中冷却、焼きなましに比べ、急冷した場合には非常に高い透磁率を得られることがわかる。

図 5-3、図 5-4 からわかるように、Ni-Fe 二元合金では $K_1=0$ 、 $\lambda_s=0$ を同時に満たす組成は厳密には存在しない。そこで急冷で $K_1=0$ となる Ni₇₆Fe₂₄ wt. %、 $\lambda_s=0$ となる Ni₈₁Fe₁₉ wt. % の中間である Ni_{78.5}Fe_{21.5} wt. % で急冷した場合、もっとも透磁率が高くなる、というのが一応の説明になっている。この場合、Ni、Fe の原子比は Ni:Fe=3.48:1 であり、Mo、Cu を添加する場合においてもほぼ同じ比率をたもたなければならない、という経験則もある [9]。

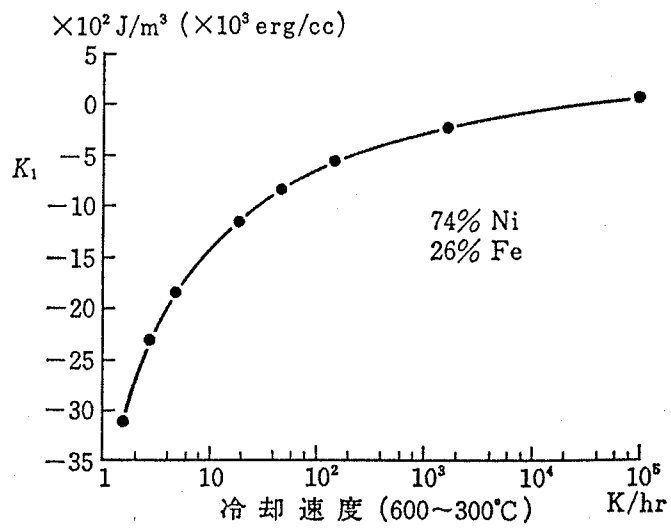


図 5-2 Ni_3Fe 合金の冷却速度と K_1 の関係

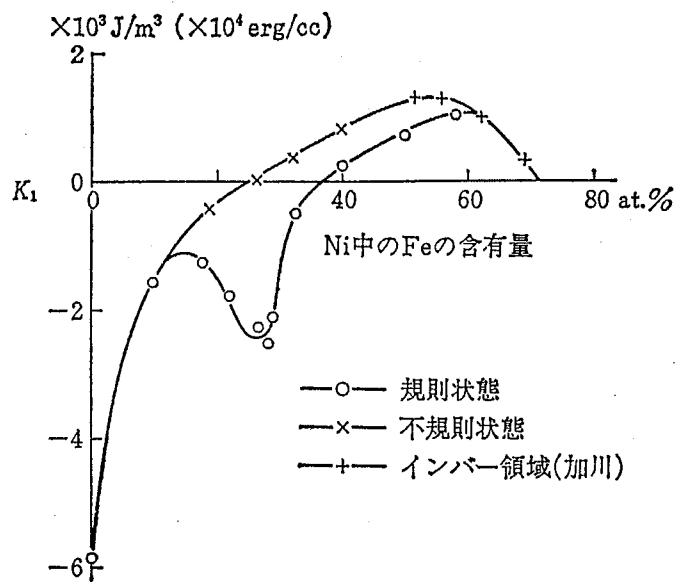


図 5-3 Ni-Fe 合金の Fe 含有量と K_1 の関係

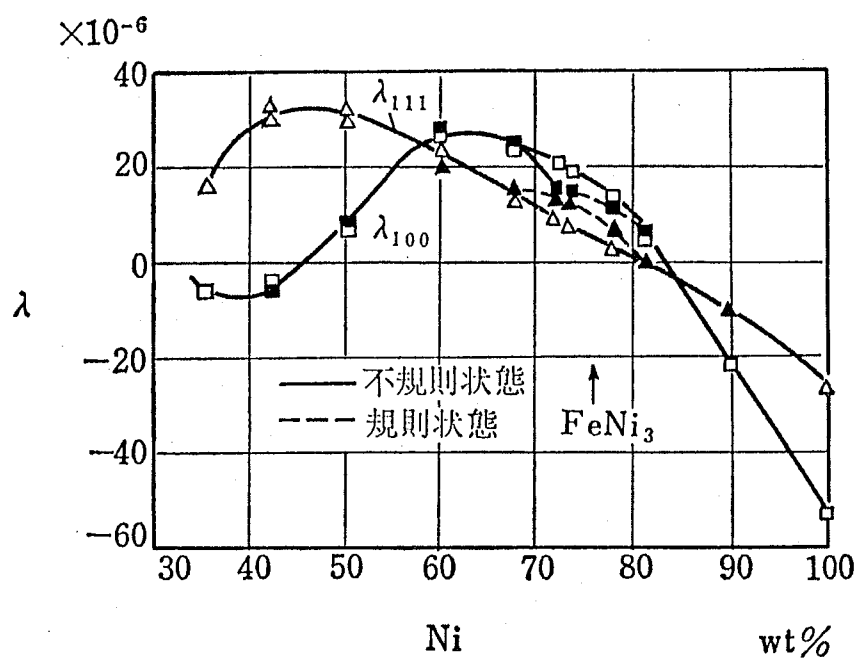


図 5-4 Ni-Fe 合金の Ni 含有量と λ の関係

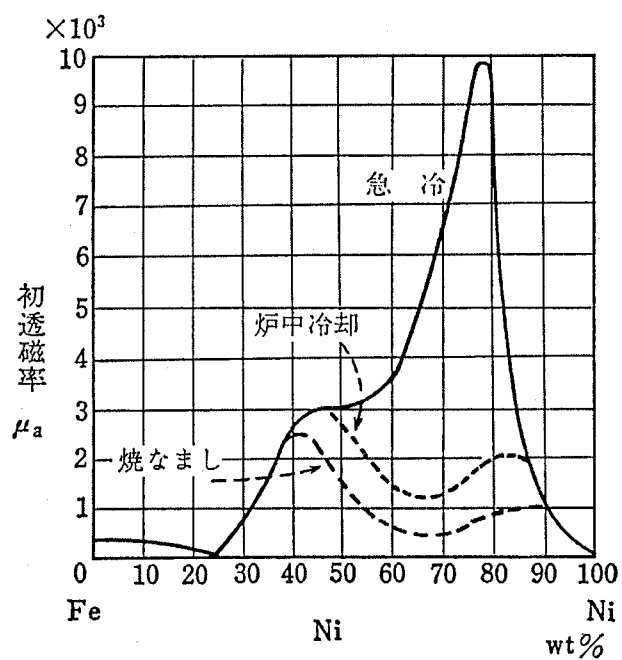


図 5-5 Ni-Fe 合金の Ni 含有量と μ_i の関係

5.3 Ni-Fe 合金スパッタ薄膜の特徴および問題点

5.3.1 磁気異方性および軟磁気特性

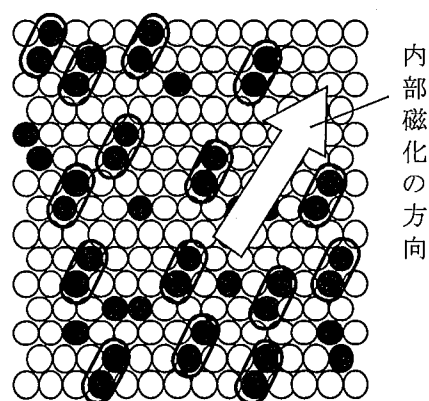
高透磁率を有する Ni-Fe 合金を作製するには、前述の不規則状態を形成するため高温状態からの急冷が不可欠であるが、バルク材料においては実用的にそのような熱処理が困難であることから、透磁率は若干低くなるものの熱処理依存性がなく、飽和磁化の大きい Fe 組成の多い Ni-Fe 合金 [10][11] や、磁歪の低減による高透磁率化を目的とした、第三元素を添加した材料などが広く用いられている。しかしながらパーマロイ薄膜については、その形成プロセスにおける気相急冷効果により不規則状態の形成が容易であることから、磁歪が 0 に近くなる Fe 含有量が 19~22 at. % 付近の組成の Ni-Fe 合金がよく用いられている。ここで本来、その付近の組成において完全に不規則状態となっているならば、その一軸磁気異方性定数 K_u は無視できるほどになり、薄膜の形状磁気異方性のみを考慮すればよいのだが、実際の Ni-Fe 薄膜においては、その形成プロセスの条件によりある特定の方向に誘導磁気異方性が生じ、これがいくつかの Ni-Fe 薄膜特有の現象の要因となっている。以下に、Ni-Fe 薄膜における磁気異方性誘導のメカニズムについて説明する [12]。

真空蒸着やスパッタ法などで Ni-Fe 薄膜を作製すると数 nm~数 10 nm 程度の微結晶からなる多結晶薄膜が得られる。このとき各微結晶の結晶軸の方向がランダムになっている場合においても、各結晶粒は互いに密着しており、粒界を越えて交換相互作用が働くため、内部磁化は各結晶粒の結晶軸の方向に無関係にかなり広い範囲で互いにほとんど平行になっている。特に結晶粒径が小さいときはその効果が著しく、各結晶粒の結晶磁気異方性は膜の磁氣的性質にさほど強い影響を与えない。

しかし、こうして得られるパーマロイ薄膜の内部磁化は、形状磁気異方性に従い膜面内であればどの方向にも安定に存在するかというと実はそうではなく、通常、特定の方向を磁化容易軸とする一軸磁気異方性が誘起されている。これを誘導一軸異方性と呼ぶ。誘導一軸異方性の原因としては次の三効果が主なものとされている。

- (1) 構成原子の原子対の方向性配列効果
- (2) 逆磁歪効果
- (3) 結晶粒、粒界の形状効果

(1) の原子対の方向性配列効果は、Ni-Fe 合金中の磁場中冷却効果を説明するために考案された誘導磁気異方性の発生機構であり、次のような効果である。図 5-6 はパーマロイ結晶中における Ni および Fe 原子の、原子配列の様子を典型的に示したものであり、Fe を黒丸、Ni を白丸で表してある。Fe および Ni が全くランダムに各格子点を占めるとすれば、相隣る 2 原子を対とみなして Fe-Fe 対、Ni-Ni 対などの対の方向も当然ランダムに分布することになる。しかし、これら対の配列の仕方に方向性があると磁気異方性が現れる。従って逆に、堆積中に磁界を印加しながら膜を形成していくと、磁化は常に磁場の方向を向いているから、それを安定化する方向に各原子対が配列することになる。こうして印加した磁界の方向を軸とする一軸磁気異方性が誘起される。



白丸 : Ni 原子 黒丸 : Fe 原子

図 5-6 Ni-Fe 結晶中の原子配列

この誘導磁気異方性発現の機構において重要な役割を演ずるのは双極子相互作用であり、これはバルクの Ni-Fe 合金の磁場中冷却効果を見事に説明した Néel-Taniguchi の理論 [13][14] として知られている。Fe の濃度を c 、測定時の温度を T_m 、膜形成時の実効基板温度を T'_s とすると、

$$E = K_u \sin 2\theta \quad (5.1)$$

で表されるこの誘導磁気異方性の異方性定数 K_u は

$$K_u = \frac{Ac^2(1-c)^2 N l_0(T'_s) l_0(T_m)}{kT'_s} \quad (5.2)$$

で与えられる。ここで、 A は 1 のオーダーの無名数、 N は単位体積あたりの原子数、 k はボルツマン定数であり、 l_0 は磁化と平行な Ni-Fe 原子対の一方を多種の原子と交換したときのエネルギー変化量

$$l_0 = l_{Ni-Ni} + l_{Fe-Fe} - 2l_{Ni-Fe} \quad (5.3)$$

である。ここで l_{Ni-Ni} 、 l_{Fe-Fe} 、 l_{Ni-Fe} はそれぞれ Ni-Ni、Fe-Fe、Ni-Fe の双極子相互作用エネルギーであり、飽和磁化 $I_s(T)$ の 2~3 乗に比例する。ここで注意すべき点は、実際の基板温度ではなく、実効基板温度 T'_s を用いている点である。すなわち、膜堆積時の原子配列が必ずしも実際の基板温度における熱平衡状態になるのではないことを意味しており、幾分高い温度での熱平衡状態に対応する原子配列が固定されることになる。近角 [15] によれば常温での l_0 は 3.4×10^{22} J である。ここで $c = 0.8$ 、 $T'_s = 700$ K とし、 l_0 が I_s^3 に比例するものとして $l_0(T'_s) = 3 \times 10^{23}$ とし、 $k = 1.38 \times 10^{23}$ J/K、 $N = 9.2 \times 10^{28}$ m³ を用いると $K_u = 2.5 \times 10^3$ J/m となる。この値は実測値より 1 桁程度大きい、これは l_0 、 T'_s の見積り粗さから来ていると考えられ、少なくともこの効果が誘導磁気異方性の出現に強い影響を与えているのは確かであろう。

(2) の逆磁歪効果とは、結晶に歪みを与えると磁気異方性が生ずるという現象で、磁化により結晶が伸縮する磁歪現象の逆効果である。磁歪による歪みは、結晶が歪むことによる双極子相互作用エネルギーの変化と、弾性エネルギーの変化のつり合いによって定まり、等方性材料の場合、磁化の発生に伴う結晶の伸び率 $\Delta l/l$ は、発生する磁化の方向と θ の角度をなす方向で

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (5.4)$$

で与えられる。ここで λ とは磁化と平行方向での伸び率であり、磁歪定数とよばれる。

一方、等方性の磁性体に強制歪みを与えた場合、体積変化が無いものとする、内部エネルギー密度 E は次式に従って変化することが示される。

$$E = -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2\theta + \text{const.} \quad (5.5)$$

ここで σ は強制歪みを与えるのに必要な内部応力、 θ は内部磁化と強制歪みの方向とのなす角であり、主歪みの方向を軸とする一軸異方性（異方性定数 $-\frac{3}{2}\lambda\sigma$ ）を示すこととなる。

(3) については、特に斜め蒸着した薄膜において顕著に見られ、図 5-7 [16] に示される粒子入射面に垂直な薄片状結晶粒の形成や、図 5-8 のように入射方向に伸びる結晶粒の形成 [17] などにより、その膜面内での磁化容易軸が変化するというものである。以上より、Ni-Fe 薄膜を作製する場合、その膜面内での磁気異方性を制御するためにはその薄膜形成プロセスの諸条件についても十分考慮する必要があると言える。

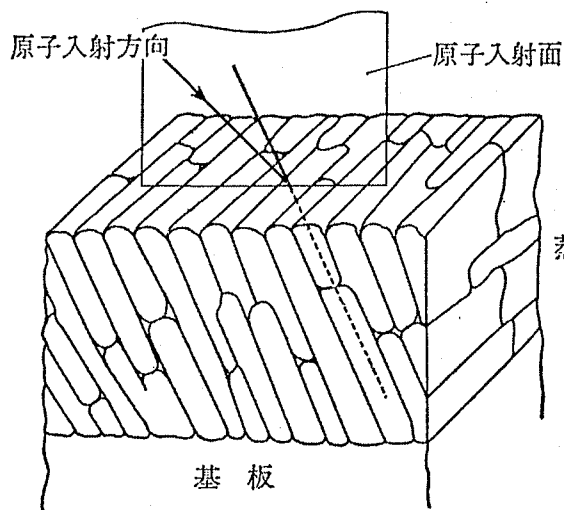


図 5-7 斜め蒸着薄膜の結晶粒配列

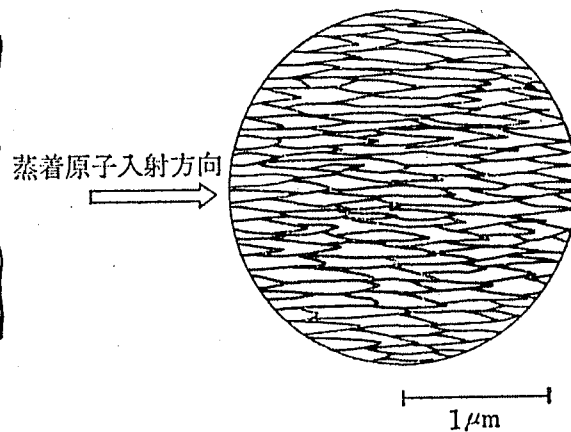


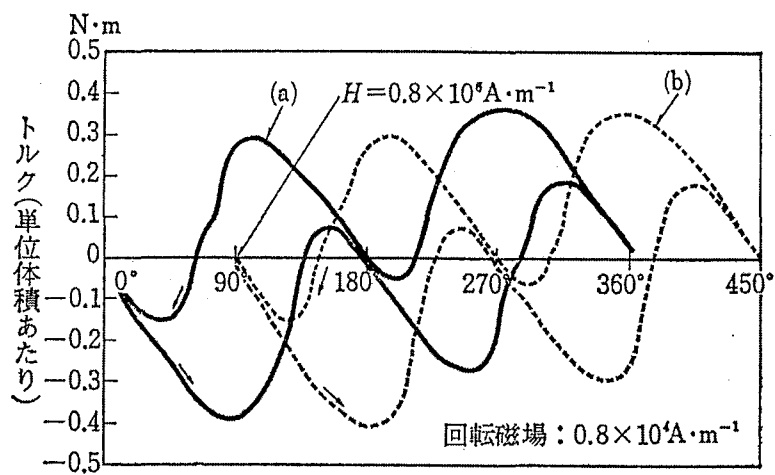
図 5-8 極端な斜め蒸着による結晶粒

その他にも、通常の方法で作製される多結晶磁性薄膜には基板と膜との相互作用により生じる内部応力、または膜を形成する微結晶の柱状構造に由来する膜面に垂直方向を軸とする一軸磁気異方性が誘起される [18]。これを先に述べた巨視的な形状異方性と区別して垂直磁気異方性と呼ぶ。この垂直磁気異方性が以下に述べる縞状磁区の形成に大きく関与していることがわかっている。

長い間パーマロイ磁性薄膜の研究者の間で謎の現象とされていたものに rotatable anisotropy (回転磁気異方性) [19][20][21] がある。これはパーマロイ薄膜の磁化容易軸が、強い磁界を印加すると、常温で瞬時にその印加磁界方向に回転するという現象で、前述の異方性発生原因ではどうしても説明できず、多くの研究者を当惑させた。図 5-9 [22] はこのような膜に一定強度の磁界を印加したもののトルク曲線であるが、強い磁界 H の印加により磁化容易軸が回転している様子がわかる。また図 5-10 はこのような膜において観測される特徴的な $B-H$ 曲線である。実はこのような膜の内部磁化は図 5-11 に模式的に示されるように極めて細かい縞状の磁区にわかれており、各磁区内部の磁化は、面内成分は平行で交互に上下を向いていることがわかった。これを縞状磁区と呼び、以下のようにして形成され则认为られている [22]。

図 5-11 においてパーマロイ膜の膜面方向（これを y 方向とする）に十分大きな磁界をかけると、磁化はこれと平行になって飽和する。次に磁界を減少すると、膜面に垂直方向にある異方性磁界 H_k に等しくなったとき、図に示すように磁区が縞状に分裂し、磁界の減少とともに磁化と膜面のなす角 θ が増加して減磁する。そのまま $-y$ 方向に磁界をかけると θ はさらに大きくなり、 $-H_k$ に達したところで磁化が回転し、やがて完全に $-y$ 方向に向かう。さらに磁界の大きさを増すと θ が小さくなり、 $-H_k$ で $\theta=0$ になり、飽和に達する。こうして図 5-10 のような磁化曲線となる。

このような磁区構造は正の垂直磁気異方性を有し、かつ K_1 、 A 、 I_s で定まる一定の臨界膜厚 t_c 以上の薄膜において発生することが知られており、一般にこの磁化反転機構の変化により H_k が急激に増加することが確認されている。従って比較的厚い Ni-Fe 薄膜を作製する場合、この縞状磁区の発生を抑制することが必要となる。



- (a) 蒸着直後の膜のトルク曲線（磁化容易軸が 0° ）
 (b) 90° 方向に $0.8 \times 10^6 \text{ A/m}$ の磁界印加後のトルク曲線

図 5-9 回転磁気異方性を示すパーマロイ薄膜のトルク曲線 [22]

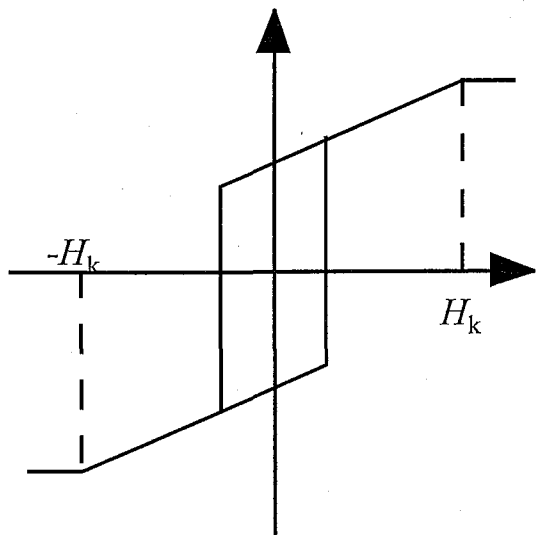


図 5-10 回転磁気異方性を示す薄膜の B-H ループ

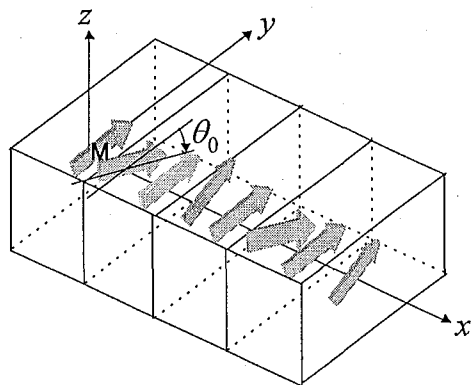


図 5-11 縞状磁区の構造

5.3.2 結晶配向性

Ni-Fe 薄膜を Co-Cr 系垂直 2 層膜媒体の軟磁性層として用いる場合、その結晶配向性がある上に堆積される Co-Cr 層の c 軸配向性に影響を及ぼすことが報告されている [23]。これは以下のように説明できる。

Ni-Fe は fcc (面心立方) 構造をとり、その (111) 面の面間隔が約 2.050 Å である。一方 Co-Cr の hcp (002) 面の面間隔が約 2.045 Å と非常に近いことから、Ni-Fe の (111) 面に Co-Cr の (002) 面がエピタキシャル的に成長しやすいと考えられる。したがって Ni-Fe 層の (111) 面配向度を向上させることにより Co-Cr 層の、特に初期成長部分の c 軸配向度の向上が期待できる。しかし、一般に Ni-Fe 単層膜の結晶子配向性は Co-Cr 単層膜に比べ劣っており、その結果、特に Co-Cr 層が薄い場合、二層膜媒体における Co-Cr 記録層の c 軸配向性が同条件で作製した Co-Cr 単層膜よりも悪くなるという問題が生じている。

その一例として図 5-12、図 5-13 に、本研究で使用した FTS 装置を用いて作製したパーマロイ単層膜の fcc (111) 面のピーク強度 I_p 、平均粒径 $\langle D \rangle$ および $\langle 111 \rangle$ 軸分散角 $\Delta \theta_{50}$ の膜厚依存性をそれぞれ示す。 I_p 、 $\langle D \rangle$ とともに膜厚を考えると非常に小さい。さらに、 $\Delta \theta_{50}$ も 20° 以上の値を示し、ほとんど (111) 配向をしていないと考えられる。とりわけ Co-Cr 層の初期成長領域での c 軸配向の乱れが膜厚方向での保磁力分布 ΔH_c の増大を招き、その結果記録密度が減少してしまうことが指摘されている [24] ため、Ni-Fe 層の結晶配向度の向上は、軟磁気特性の向上とともに今後の垂直磁気記録における記録密度向上のための重要な課題であると言える。

そこで本章では、Ni-Fe スパッタ薄膜の軟磁気特性の改善および磁気異方性の制御を目的として、Al 中間層を用いて Ni-Fe 層を分割・多層化した Ni-Fe/Al 多層膜を第 3 章で用いた磁界印加堆積法を用いて作製した。さらに軟磁気特性の改善と Ni-Fe 層の結晶配向度の向上の両立を目指し、常磁性 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 層を下地・中間層として Ni-Fe 層を分割・多層化することにより優れた結晶配向性と、膜厚によらず優れた軟磁気特性を示す $[\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_n$ 多層膜 [23] を磁界印加堆積法を用いて作製した。

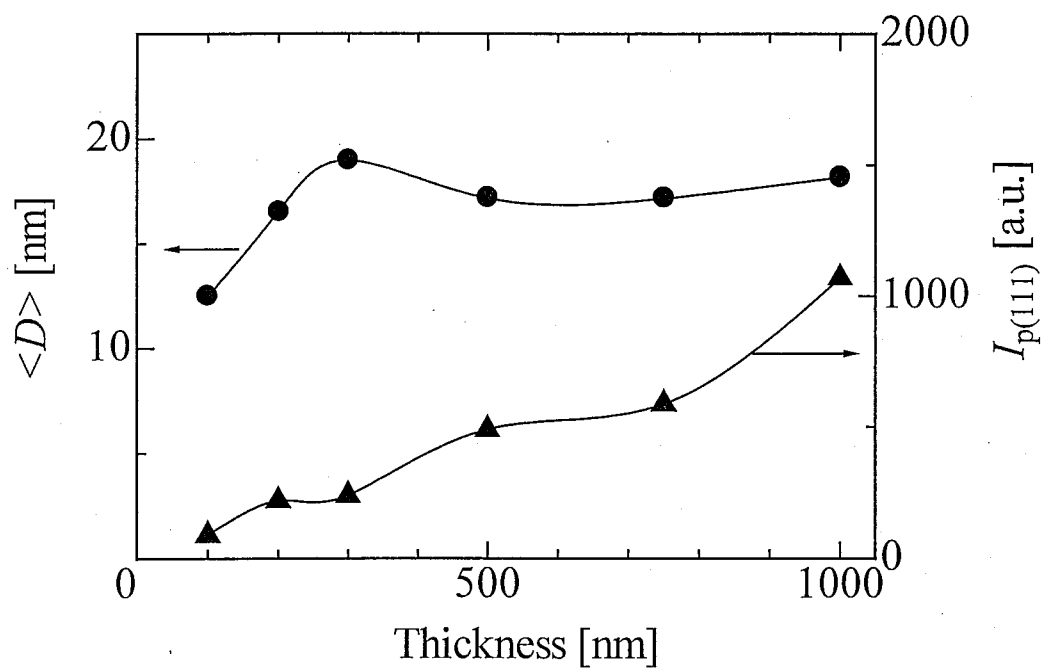


図 5-12 Ni-Fe 単層膜の I_p 、 $\langle D \rangle$ の膜厚依存性

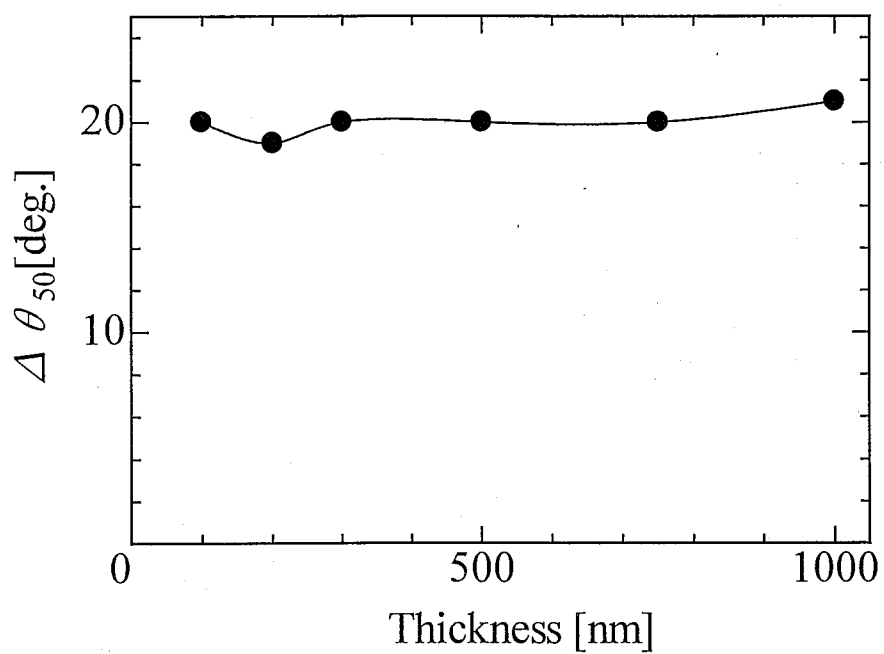


図 5-13 Ni-Fe 単層膜の $\Delta \theta_{50}$ の膜厚依存性

5.4 Ni-Fe/Al 多層膜における成膜中磁界印加による軟磁気特性改善

5.4.1 目的および実験方法

Ni-Fe スパッタ膜をヘッドコア材料、垂直2層膜媒体軟磁性層に応用する場合、前節で述べたように、内在する垂直磁気異方性に起因する縞状磁区の発生を抑制し、優れた軟磁気特性を得る必要がある。さらに垂直磁気ディスク媒体へ応用する場合、その半径方向および円周方向の磁気特性がディスク全周にわたり均一でなければならないため、面内方向での磁気異方性を制御することが重要となる。また、我々の提案しているデュアルトラック相補型ヘッドの磁性コアに軟磁性膜を応用する場合、ヘッドコア内で面内に2次元的に磁路を形成するため、面内の全ての方向で透磁率が高いことが望ましく、この場合においても膜面内での磁気異方性の制御が重要となる。しかしながら第3章でも述べたように、本研究で用いている対向ターゲット式スパッタ法ではターゲット間に印加されたプラズマ収束磁界の一部が基板表面に印加された状態で成膜が行われるため、軟磁性膜の誘導磁気異方性の一因となっている。

そこで本節では、Ni-Fe 薄膜の軟磁気特性改善と磁気異方性の制御を目的として中間層に常磁性 Al 層を用いて Ni-Fe 層を分割した Ni-Fe/Al 多層膜について、その中間層による分割・多層化の効果と 3.5.3 節で用いた磁界印加堆積法による磁気異方性および磁気特性の変化について調べた。

表 5-1 の成膜条件により FTS 装置を用いて基板温度を室温としてガラス基板上に $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜を作製した。中間層材料としては、本来高周波数領域における渦電流の抑制効果などの目的から、抵抗率の高い酸化物・窒化物材料 (SiO_2 、 AlN など) を用いるのが望ましいが、中間層成膜後チャンバー内に残留する酸素、窒素による Ni-Fe 層の軟磁気特性の変化を防ぐため、常磁性金属の Al を用いた。また成膜中の印加磁界の効果を調べるため、第3章と同様に図 3-27 に示す基板ホルダーを用いて、図 5-14 に示すように FTS 装置に特有のプラズマ収束磁界方向 (H_p 方向) に直交する方向に約 200 Oe の直流磁界 H_{ext} を印加した状態で成膜を行い、膜面内各方向での磁気特性を測定した。以下、膜の磁気特性の方向依存性において、第3章と同様、図 3-29 に示すようにプラズマ収束磁界方向 (H_p 方向) と測定方向とのなす角度を θ とする。

表 5-1 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜作製条件

ターゲット	$\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$	Al
放電電圧 [V]	650	350
放電電流 [A]	0.5	
P_{Ar} [mTorr]	1.0	
成膜速度 [nm/min]	15	9
基板温度	R. T.	

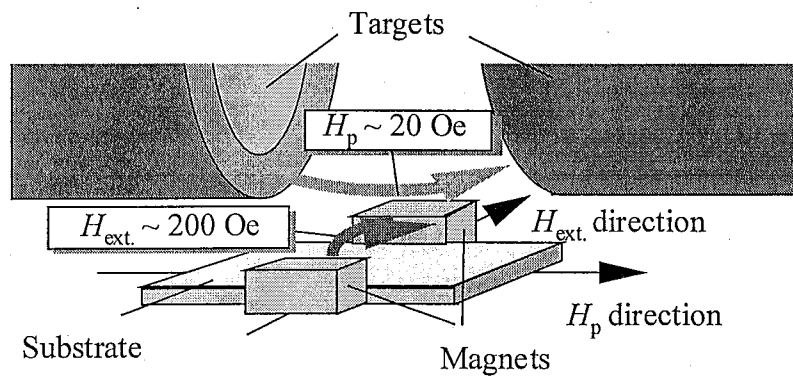


図 5-14 H_{ext} 印加方法

5.4.2 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜における成膜中磁界印加の効果

図 5-15 に、 $P_{\text{Ar}} = 1.0 \text{ mTorr}$ で作製した 100 nm の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜における、 M - H ヒステリシスループより得られた面内角形比 $S (= M/M_0)$ の膜面内方向依存性を示す。いずれの膜についても S の極大値は H_p 方向 ($\theta = 0^\circ$) にあり、 H_p 方向を磁化容易軸とする磁気異方性が誘導されていることがわかる。 H_p と直交する方向に強い磁界 H_{ext} を印加してもその磁化容易軸が変化しないことから、この磁気異方性発現の要因として、プラズマ収束磁界によるものだけでなく、FTS 法に特有のスパッタ粒子や電子の飛来方向の異方性による影響が考えられる。

次にこの $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の比透磁率 μ_r の膜面内方向依存性を図 5-16 に示す。いずれの膜も H_p 方向で極小値を持っており、このことから磁界印加によらない強い一軸磁気異方性が誘導されていることがわかる。しかしながら H_{ext} を印加した場合、その極大値が磁界を印加していないときの約 2 倍に増加した。したがって、磁化困難軸方向への磁界印加により透磁率を向上することができることがわかる。

また、成膜中磁界を印加した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の軟磁気特性の膜厚依存性について、 H_{ext} の印加の有無による $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の保磁力 H_c の膜厚依存性を比較したものを図 5-17 に示す。 H_{ext} を印加した場合においても約 200 nm の臨界膜厚を超えると H_c が急激に増大していることがわかる。従って、成膜中の磁場の存在は Ni-Fe 単層膜の垂直磁気異方性にはあまり影響しないものと考えられ、磁界を印加する場合においても、何らかの方法により縞状磁区の発生を抑制する必要であるといえる。

そこで次節では、縞状磁区の発生による著しい保磁力の増加、比透磁率の減少を防ぐため、常磁性の Al を中間層として $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層を分割・多層化した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜を作製し、さらにその成膜中の磁界印加の効果についても調べた。

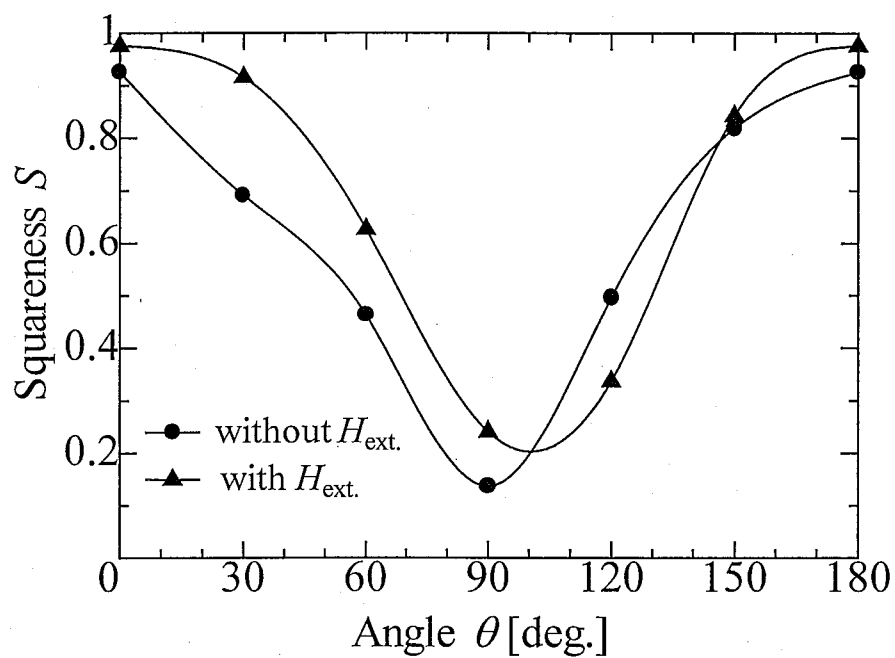


図 5-15 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の角形比 S の方向依存性

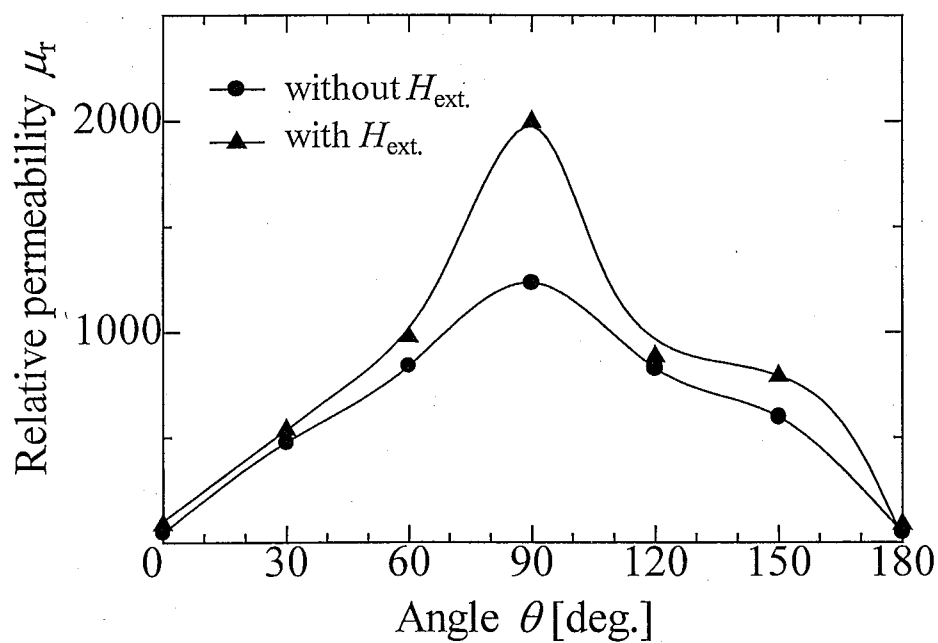


図 5-16 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の比透磁率 μ_r の方向依存性

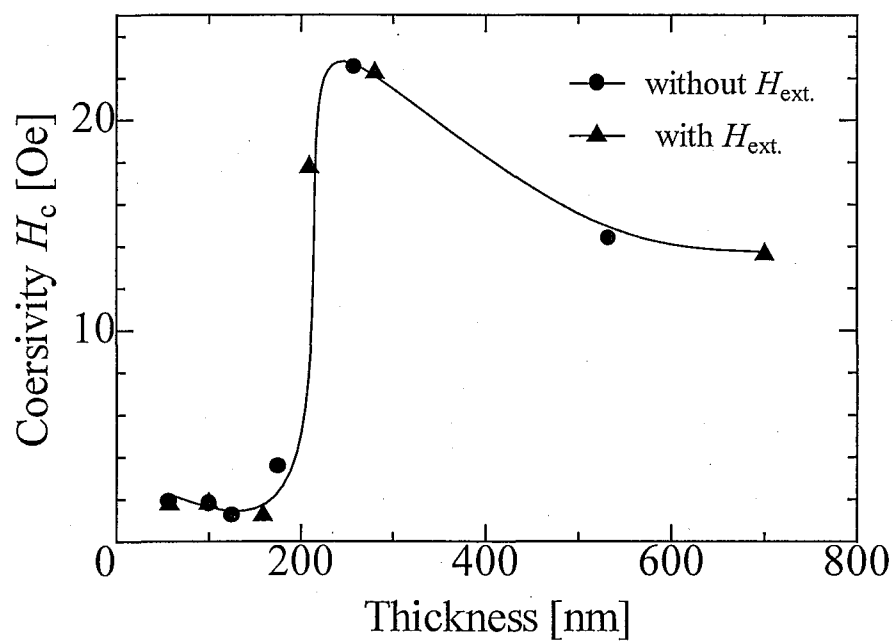


図 5-17 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の H_c の膜厚依存性

5.4.3 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜における成膜中磁界印加の効果

まず、図 5-18 に示すように 1 層あたりの $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層厚を 100 nm とし、Al 層厚を変化させた $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜における、成膜中 H_{ext} を印加した時の H_c および磁化困難軸方向の μ_r の Al 層厚 δ_{Al} 依存性の変化を図 5-19 に示す。 δ_{Al} が 0、すなわち 500 nm の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜においては縞状磁区の発生により H_c が増大し、 μ_r も非常に低い値を示すが、5 nm 以上の Al 中間層で $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層を分割することにより軟磁気特性が著しく改善されていることがわかる。さらに H_{ext} を印加した多層膜において、 μ_r が最大で約 5000 と非常に大きくなっていることがわかる。これは単層膜で見られた磁化困難軸方向への磁界印加による透磁率向上と、多層化による Ni-Fe 各層での層間の磁氣的結合の両方の効果によるものと考えられる。

次に図 5-20 のように $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層、Al 層をそれぞれ 100 nm、10 nm に固定して Ni-Fe 層数（すなわちトータルの Ni-Fe 層厚）を変化させたときの H_c および磁化困難軸方向の μ_r の変化を図 5-21 に示す。Al 層厚依存性の時と同様、特に磁界を印加したときの μ_r の増加が著しいが、注目すべき点として、各 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層厚が一定であるにもかかわらず、多層膜 ($n \geq 2$) では単層膜よりも優れた軟磁気特性を示すことがあげられる。従ってこの結果からも、Ni-Fe 層の多層化による軟磁気特性改善効果があらわれているといえる。そこで以下に、そのメカニズムについて考察する [25]。

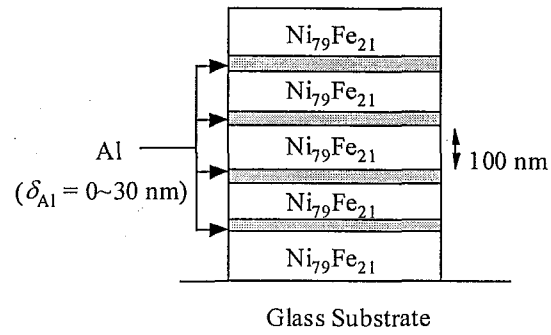


図 5-18 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜構造図

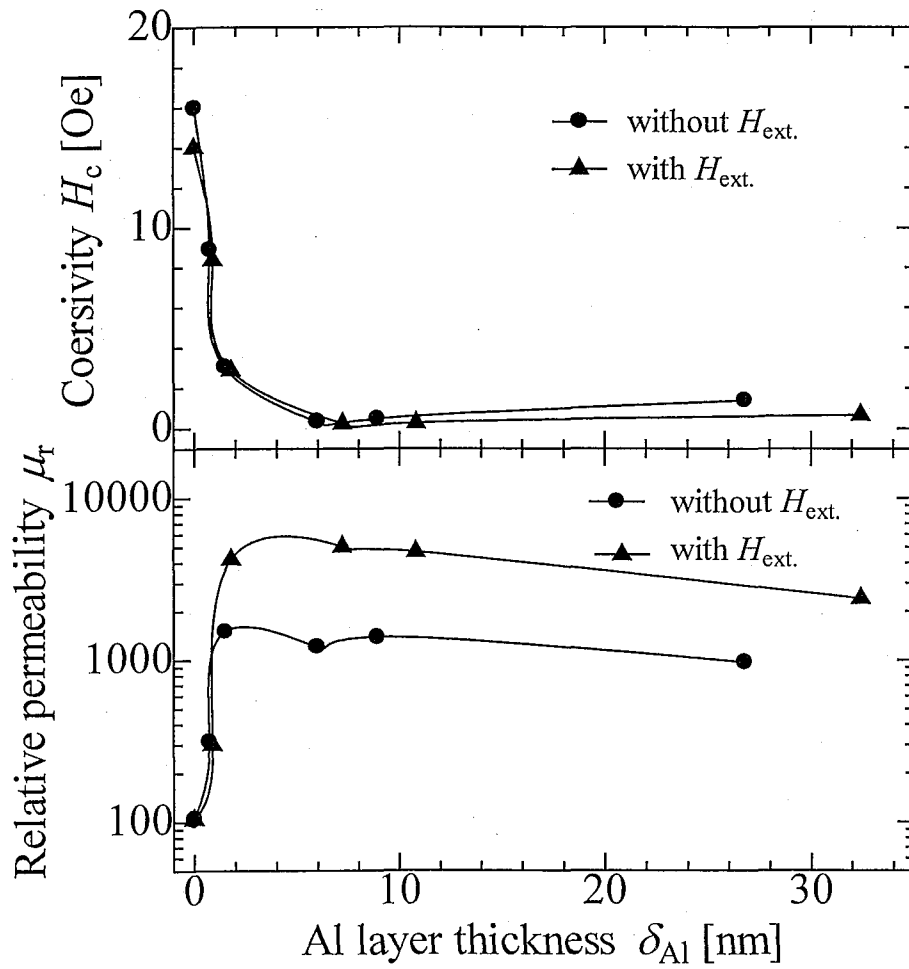


図 5-19 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜の H_c 、 μ_r の δ_{Al} 依存性

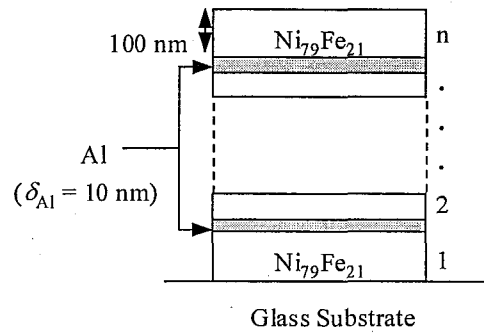


図 5-20 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_n$ 多層膜構造図

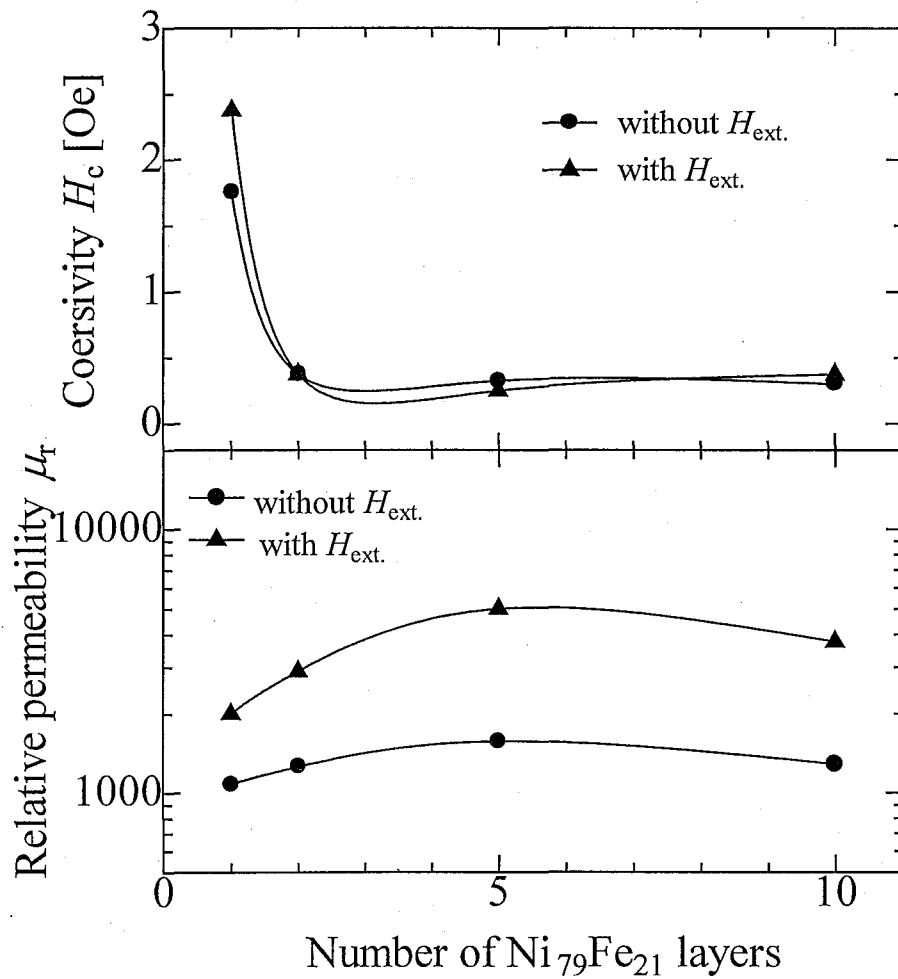


図 5-21 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_n$ 多層膜の H_c 、 μ_r の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層数依存性

一般に単層膜の磁壁は、膜厚に依存してブロッホ磁壁、枕木磁壁、ネール磁壁ができる。これらの磁壁は主としてそれぞれの膜厚での磁壁の持つ静磁エネルギーを最小にする形態に対応しているが、非磁性中間層を挟んだサンドイッチ構造の多層膜では、磁性膜が互いに接近しているのでそれぞれの磁性層の磁壁が静磁的に結合し、磁壁内で半ば閉じた磁路を形成する。従って磁壁の漏れ磁界が小さく、静磁エネルギーの小さな磁壁形態が出現すると考えられる。これは図 5-22 のようなネール磁壁対によって実現され、磁壁エネルギーの減少にともない保磁力も低くなる。そこでまずネール磁壁対について述べ、ついでこの磁壁の保磁力について考察する。

図 5-22 に示す非磁性中間膜（厚さ b ）を挟んだ 2 つの等しい磁気特性を持つ多層膜（厚さ D ）のサンドイッチ構造の 2 層膜の磁壁を考える。中間層厚 b は、磁性層間での交換的結合は無視できる程度厚いが、静磁的結合は効く程度薄いものとする。下層の膜に 180 度ネール磁壁があると、図 5-22(a) のように上層の膜にはこの磁壁を写し取った位置に対となる 180 度ネール磁壁ができるものと仮定する。ただし磁壁内の磁化の回転方向は、全体が閉磁路をつくるように互いに反対方向になっているものとする。このような構造の磁壁のエネルギーは、以下計算で示すように同じ膜厚の他の種類の磁壁エネルギーよりも低く安定なものであることを確かめることができる。他の可能な磁壁形態として Middelhoek が提唱した図 5-22(b) のような、一方の層の磁壁の両側の磁化の向きが等しい擬ネール磁壁 [26] があるが、この場合でも磁気エネルギーは図(a)となんら変わらないので以下の計算では図(a)について磁壁エネルギーを求める。

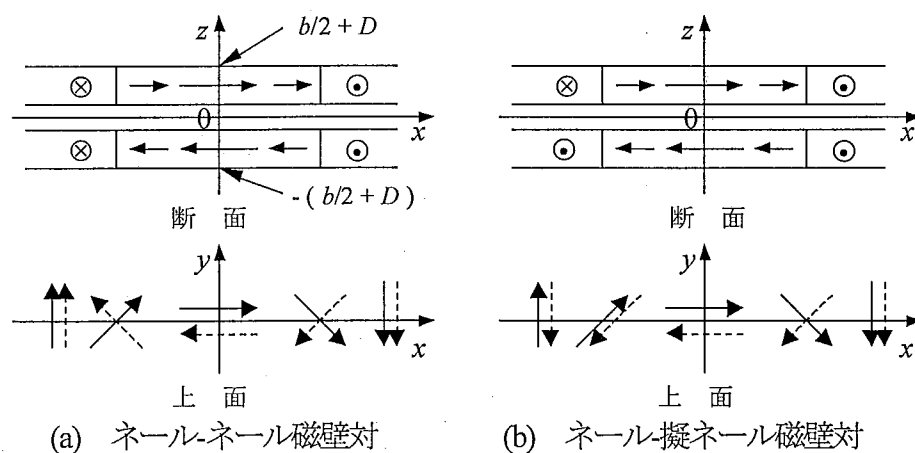


図 5-22 非磁性中間層を持つ 2 層膜の磁壁構造

y 軸を磁化容易軸とした xy 平面を膜面とし、 z 軸を膜厚方向に直角座標をとり、 y 軸方向に磁壁が無限に伸びているとする。まず磁壁の単位面積当たりの静磁エネルギー σ_s は

$$\sigma_s = \frac{1}{2D} \cdot \frac{1}{2} \iint \rho_m(x, z) \psi(x, z) dx dz \quad (5.6)$$

ただし ρ_m は磁荷の体積密度、 ψ は磁位で、ポアソンの方程式

$$\nabla^2 \psi = -4\pi \rho_m = 4\pi \nabla \cdot M \quad (5.7)$$

を満足するため、式 (5.6) は

$$\sigma_s = \frac{1}{2D} \cdot \frac{1}{2} \iint \psi(x, z) \nabla \cdot M dx dz \quad (5.8)$$

とかける。式 (5.7) から磁位 ψ を求め、かつ境界条件を設定するため以下の仮定をおく。

- (1) M は膜面に横たわり ($M_z = 0$) かつ z には依存しない。
- (2) 磁壁厚さ a は全膜厚 $2D+b$ に比較して十分大きく、 x 方向の H_x の変化を無視する。

この場合式(5.7)は

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 z} &= 0 & ; |z| < \frac{b}{2}, |z| > \frac{b}{2} + D \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 z} &= \pm 4\pi \frac{dM_x(x)}{dx} & ; \frac{b}{2} < |z| < \frac{b}{2} + D \end{aligned} \quad (5.9)$$

また磁束が2つの磁性層間で完全に閉じており、幾何学的に対称であることを考慮して次の境界条件が課される。

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dz} &= 0 & ; |z| \geq \frac{b}{2} + D \\ \psi(x, 0) &= 0 \end{aligned} \quad (5.10)$$

式(5.9)を x で2回積分し、式(5.10)を考慮すると次式が得られる。

$$\psi(x, z) = -4\pi D \cdot \frac{dM_x(x)}{dx} \cdot z \quad ; |z| < \frac{b}{2}, |z| > \frac{b}{2} + D$$

$$\psi(x, z) = 2\pi \cdot \frac{dM_x(x)}{dx} \cdot \left\{ z(z - b - 2D) + \frac{b^2}{4} \right\} \quad ; \frac{b}{2} < |z| < \frac{b}{2} + D \quad (5.11)$$

これを式(5.8)に代入して σ_s を求めると

$$\sigma_s = \pi D \left(b + \frac{2}{3}D \right) \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{dM_x}{dx} \right)^2 dx \quad (5.12)$$

磁化 M と x 軸のなす角を $\theta(x) = \frac{\pi x}{a}$ とし、 $M_x = M \cos \theta(x)$ として計算すると

$$\sigma_s = \frac{\pi^2}{2} DM^2 \left(b + \frac{2}{3}D \right) \quad (5.13)$$

となる。異方性エネルギー σ_a 、交換エネルギー σ_{ex} をそれぞれ

$$\sigma_a = \frac{a}{2} K_u \quad (5.14)$$

$$\sigma_{ex} = \frac{\pi^2}{a} A \quad (5.15)$$

とおくとネール磁壁対の単位体積あたりの全エネルギー σ_p は

$$\sigma_p = A \left(\frac{\pi^2}{a} \right) + \frac{1}{2} a K_u + \frac{\pi^3}{2a} DM^2 \left(b + \frac{2}{3}D \right) \quad (5.16)$$

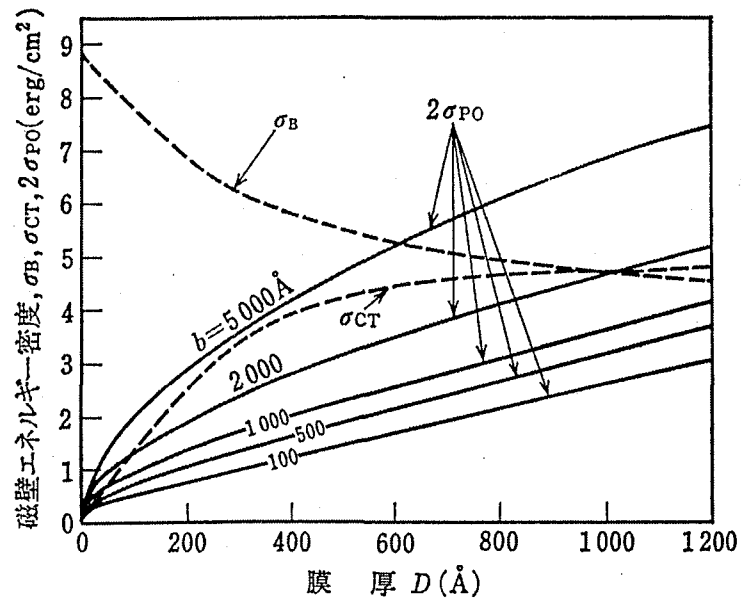
となり σ_p を最小にする条件

$$\frac{\partial \sigma_p}{\partial a} = 0 \quad (5.17)$$

より σ_p の最小値 σ_{p0} は

$$\sigma_{p0} = \pi \left[K_u \left\{ 2A + \pi M^2 D \left(b + \frac{2}{3}D \right) \right\} \right]^{1/2} \quad (5.18)$$

となる。ここで $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$ を例にとって、 $A = 10^6 \text{ erg/cm}$ 、 $K_u = 10^3 \text{ erg/cm}^3$ 、 $M = 8 \times 10^2 \text{ G}$ を代入したときの $2\sigma_{p0}$ (2層膜のため上下層での磁壁エネルギーの和を考慮) の磁性層厚依存性をプロットしたものが図 5-23 である。比較のため、単層膜における枕木磁壁 σ_{CT} とブロッホ磁壁 σ_B の膜厚依存性も示してある。明らかにかなり厚い磁性層厚、中間層厚まで $2\sigma_{p0}$ が σ_C 、 σ_B よりも低いことがわかる。一般に薄膜の形状や膜質が均一な場合、磁壁抗磁力は磁壁エネルギーに比例することがわかっている。したがって以上より、多層膜の保磁力が同じ膜厚の単層膜よりも小さくなることが説明できる。



$$(K_u = 10^3 \text{ erg/cm}^3, A = 10^{-6} \text{ erg/cm}, M = 800 \text{ G})$$

図 5-23 種々の磁壁の磁壁エネルギーの磁性層厚依存性

次に作製した多層膜の磁気異方性について、成膜中 H_{ext} を印加したときの $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜 (図 5-18) の S 、 μ_r の膜面内方向依存性の変化を図 5-24～図 5-25 に示す。一層あたりの $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層厚は 100 nm、Al 層厚は 6 nm とした。

H_{ext} を印加した場合、面内方向での S の変化が小さくなり、さらに μ_r が膜の全方向において約 2000～5000 と大幅に増加し、極大値、極小値をとる θ がシフトしていることがわかる。 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜での結果より、Ni-Fe 層に誘導される磁気異方性の原因は成膜中基板表面に存在する磁場よりもスパッタ粒子の進入方向の異方性にあることを示した。多層膜で磁気異方性が変化しているとする、このスパッタ粒子の進入方向による磁気異方性への影響は特に膜の初期成長部分に顕著に見られ、上下 Ni-Fe 層によって異なるため、印加磁界 H_{ext} の影響によって特に上部の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の磁化容易軸が回転することによって層間の磁氣的相互作用が変化し、全方向で μ_r が増加したものと考えられる。

以上から、 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_n$ 多層膜において、成膜時のプラズマ収束磁界 H_p に直交する方向への磁界印加により面内の全方向において高い透磁率を有する優れた軟磁気特性を有する膜が得られることがわかった。

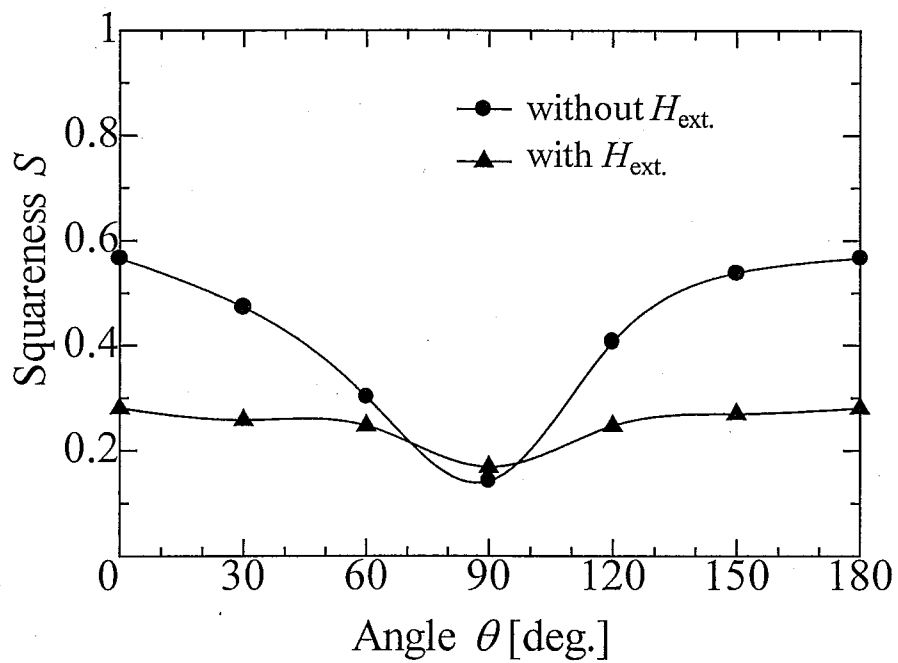


図 5-24 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜の S の方向依存性

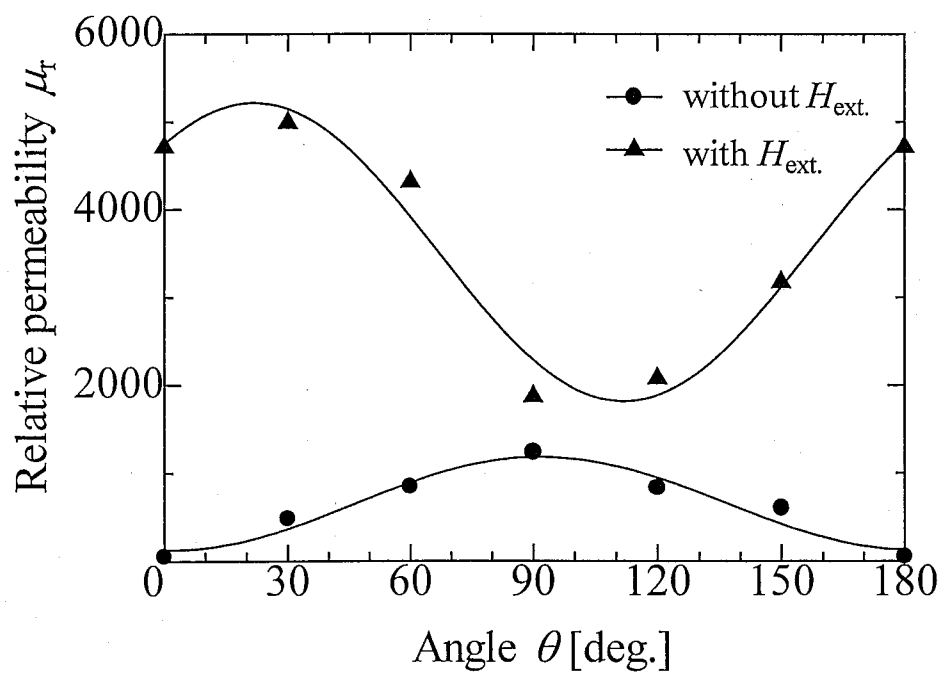


図 5-25 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}]_5$ 多層膜の μ_r の方向依存性

5.5 Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜における成膜中磁界印加の効果

5.5.1 目的及び実験方法

5.4 節では常磁性 Al 層を中間層として Ni-Fe 層を分割することによって縞状磁区の発生を抑制し、膜厚によらず優れた軟磁気特性を有する Ni-Fe 薄膜を作製できること、およびそのような多層膜を FTS 法で作製する際、成膜中にプラズマ収束磁界に直交する方向に磁界を印加することにより膜面内全方向において透磁率の高い薄膜を作製できることを示した。本節ではさらに、Co-Cr 系垂直 2 層膜媒体裏打ち軟磁性層に用いるため、Ni-Fe 薄膜の軟磁気特性の改善と結晶配向性の向上の両立を目的として、優れた結晶配向性を示し、常温で常磁性状態となる Co₆₇Cr₃₃ を下地・中間層として Ni-Fe 層を分割した Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜を磁界印加堆積法により作製し、成膜中磁界印加による軟磁気特性、磁気異方性の変化について、Ni-Fe 組成、Ni-Fe 層の結晶配向度、スパッタガス圧力の変化との関係を中心に調べた。

表 5-2 の成膜条件により FTS 装置を用いて基板温度を室温 (30 °C) としてガラス基板上に Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜を作製した。Ni-Fe ターゲットとして、図 5-4 に示すようにほぼ磁歪が零となる組成の Ni₈₂Fe₁₈、および図 5-5 に示すように急冷法で作製したバルク材では最高の透磁率を示す組成に近い Ni₇₉Fe₂₁ をそれぞれ用い、組成比による磁界印加の効果の違いを調べた。下地層・中間層として、Co、Cr 比を 2 : 1 とすることにより hcp 構造をとりやすく優れた c 軸配向度を有し、かつキュリー温度の降下により常温で常磁性状態となる Co₆₇Cr₃₃ を用いた。

成膜中磁界印加の効果について、前節と同様、図 5-26 のようにプラズマ収束磁界方向 (H_p 方向) ($\theta=0^\circ$) に直交する方向 ($\theta=90^\circ$) に 100 Oe の直流磁界 H_{ext} を印加して、磁気特性・および磁気異方性の変化を調べた。磁気特性については前節同様 VSM、フェライトコア法を用い、結晶配向性については CuK α 線による X 線回折法を用いて調べた。

表 5-2 Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜作製条件

ターゲット	Ni ₈₂ Fe ₁₈	Ni ₇₉ Fe ₂₁	Co ₆₇ Cr ₃₃
放電電圧 [V]	650	650	400
放電電流 [A]	0.5		
P_{Ar} [mTorr]	1.0		
成膜速度 [nm/min]	13	13	11
基板温度	R. T.		

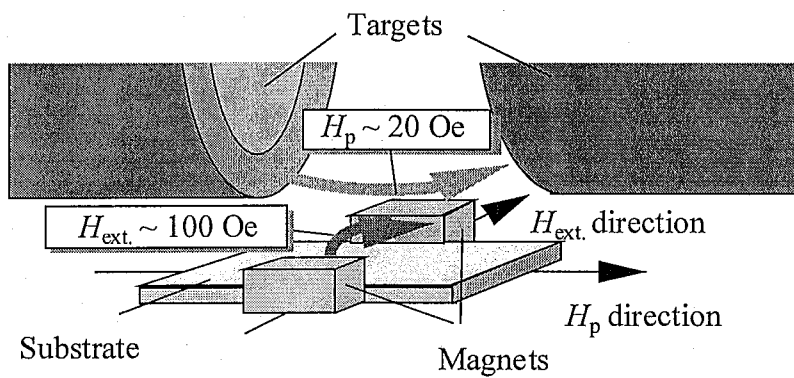


図 5-26 Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜における成膜中磁界(H_{ext})印加方法

5.5.2 Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の Ni-Fe 組成による磁界印加効果の変化

まず、図 5-27 に示すような Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜、Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜を作製し、その Fe 含有量の違いと Co₆₇Cr₃₃ 下地層の有無による配向度の違いに対する、軟磁気特性の磁界印加による変化の違いを調べた。Ni-Fe 層は 1 層あたり 100 nm で 5 層、Co₆₇Cr₃₃ 層厚は十分に多層化、配向制御の効果が得られる 10 nm とした。

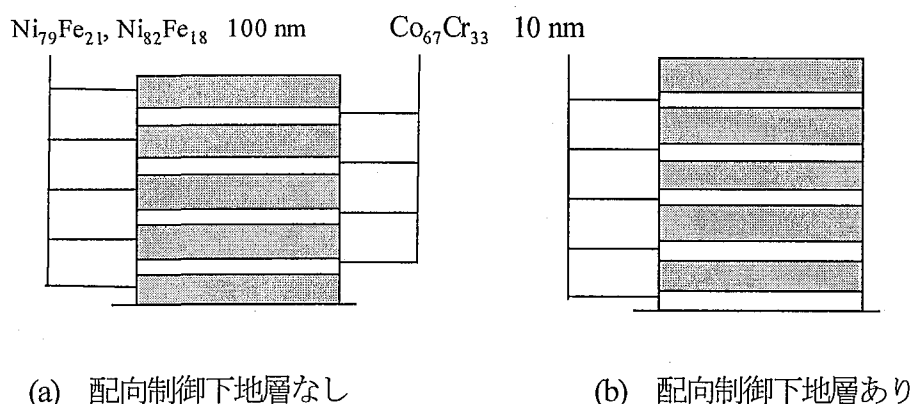
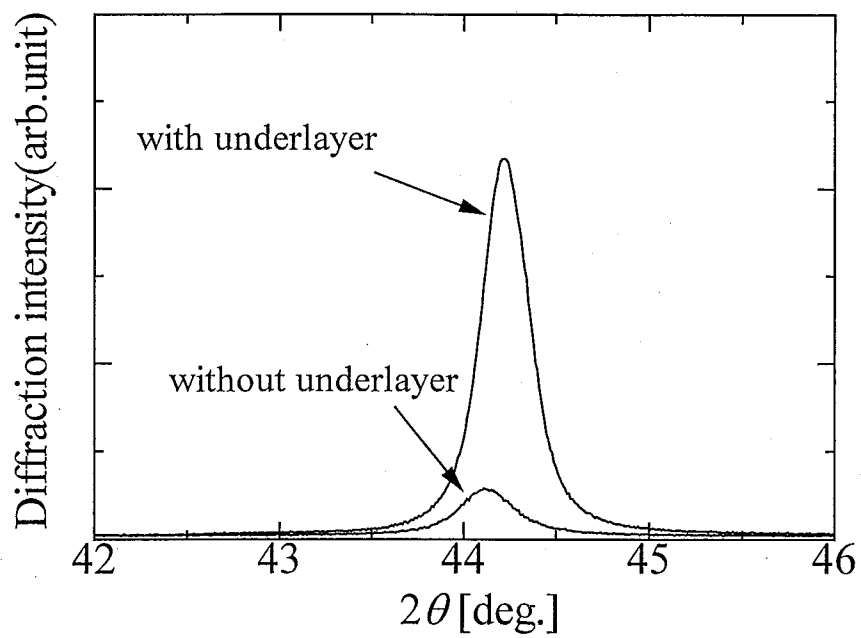
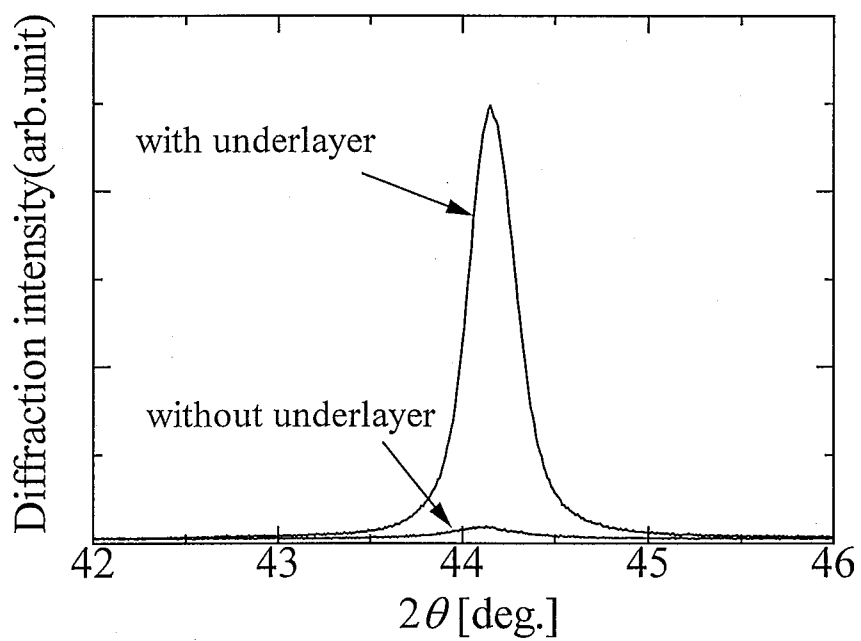


図 5-27 Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜、Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜構造図

まず、Co₆₇Cr₃₃ 下地層の有無による Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃、Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の X 線回折ダイアグラムの変化を図 5-28 に示す。Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜、Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜ともに、Co₆₇Cr₃₃ 下地層により Ni-Fe 層の<111>配向度が大幅に向上していることがわかる。また、それぞれの多層膜における Scherrer の式により求めた平均結晶子サイズ<D>および Ni-Fe 層の fcc(111) 面の面間隔 d を表 5-3 に示す。Co₆₇Cr₃₃ 下地層を設けることによって<D>は大きくなっているが、<D>、 d とともに Ni-Fe 組成の違いや H_{ext} の有無による大幅な変化は見られなかった。



(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜



(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-28 配向制御下地層の有無による Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の X 線回折ダイアグラムの変化

表 5-3 Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の平均結晶子サイズ<D>、fcc (111) 面の面間隔 d

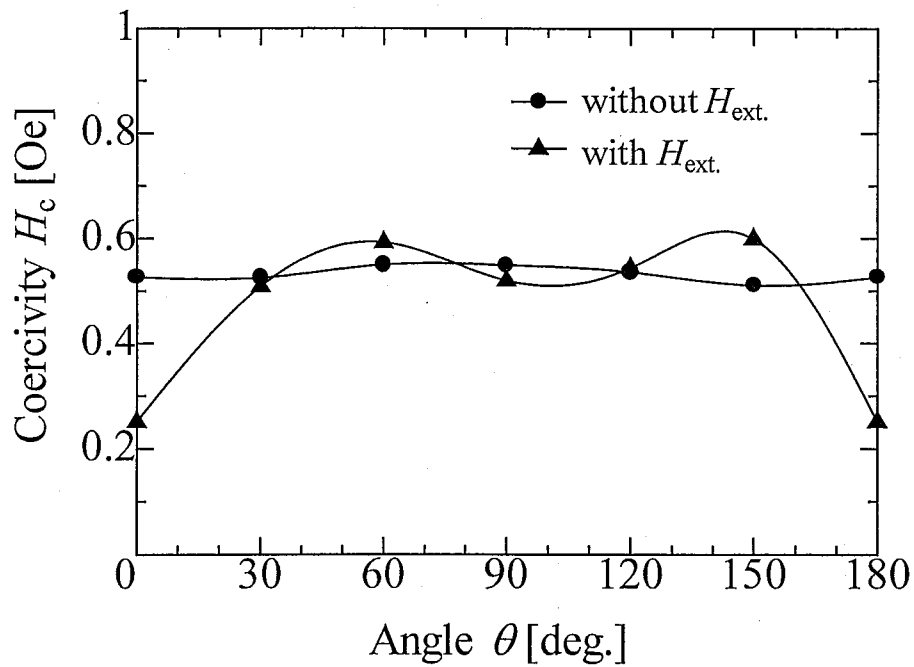
Ni ₈₂ Fe ₁₈ /Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜		<D> [Å]	d [Å]
without H_{ext}	without underlayer	240.15	2.050
	with underlayer	290.57	2.050
with H_{ext}	without underlayer	245.25	2.050
	with underlayer	281.31	2.050

Ni ₇₉ Fe ₂₁ /Co ₆₇ Cr ₃₃ 多層膜		<D> [Å]	d [Å]
without H_{ext}	without underlayer	178.72	2.049
	with underlayer	280.83	2.049
with H_{ext}	without underlayer	197.99	2.051
	with underlayer	292.86	2.050

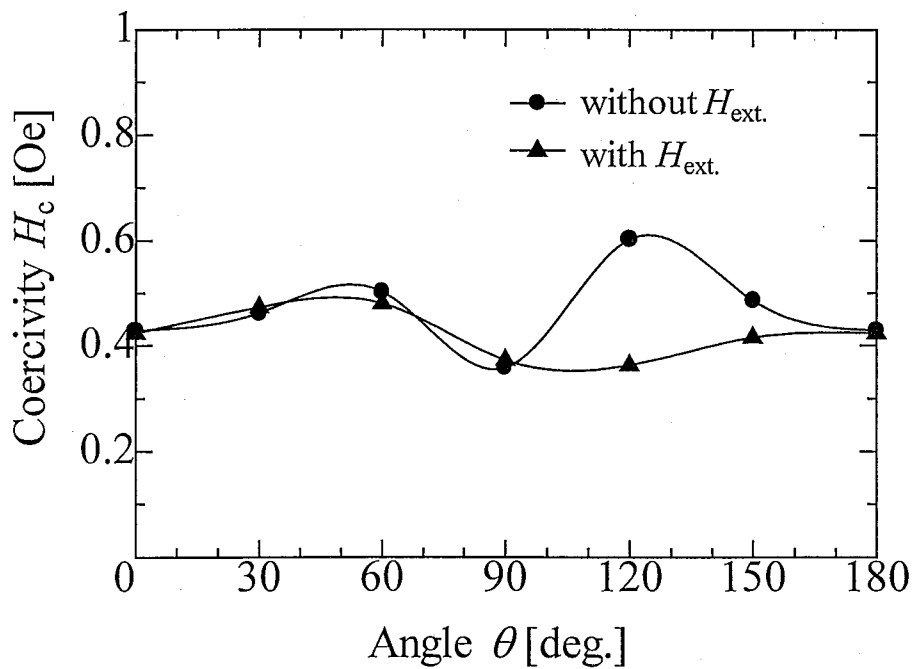
次に磁気特性について、Co₆₇Cr₃₃ 下地層がない Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃、Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の保磁力 H_c 、角形比 S 、比透磁率 μ_r の方向依存性を図 5-29～図 5-31 に、Co₆₇Cr₃₃ 下地層を設けた [Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃]₅、[Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃]₅ 多層膜の保磁力 H_c 、角形比 S 、比透磁率 μ_r の方向依存性を図 5-32～図 5-34 にそれぞれ示す。いずれの多層膜においても H_c については測定限界に近いほど十分低い値を示しており、 H_{ext} の印加の有無による大幅な変化は見られなかった。しかしながら、Ni₈₂Fe₁₈/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜では Co₆₇Cr₃₃ 下地層の有無に関わらず S 、 μ_r の極大値が変化しないまま極大値をとる方向がそれぞれ 90° シフトしており、磁化容易軸が H_{ext} 印加方向に誘導されている一方、Co₆₇Cr₃₃ 下地層のない Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜では S が方向によらず一定の値となり、 μ_r が全方向で 1000～4000 と大幅に大きくなっていることがわかる。これは Ni₇₉Fe₂₁/Al と同様の結果であり、下地層による配向制御を行っていない場合は Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜においても H_{ext} の印加により膜面内の全方向で透磁率が向上することがわかった。

さらに、Co₆₇Cr₃₃ 下地層を設け、優れた結晶配向性を有する Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜では Ni₇₉Fe₂₁ 単層膜の場合と同様、 μ_r の最大値のみが向上するという結果が得られた。

以上の結果から、成膜中の Ni-Fe 多層膜への磁界印加の効果は Ni-Fe 層内における Ni 原子、Fe 原子の配列効果および Ni-Fe 層間の磁氣的相互作用に非常に関係が深いと予測できる。

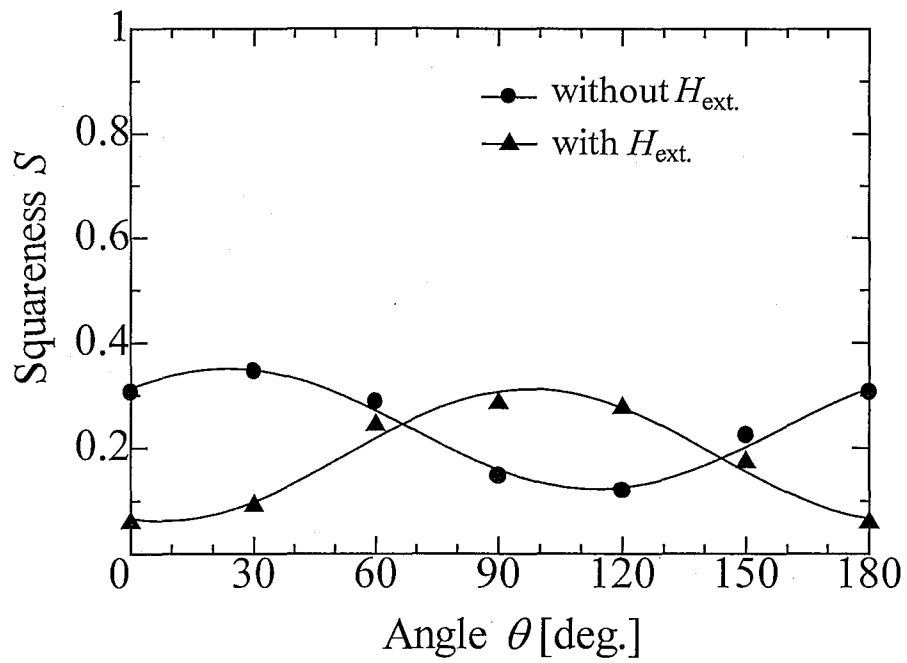


(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

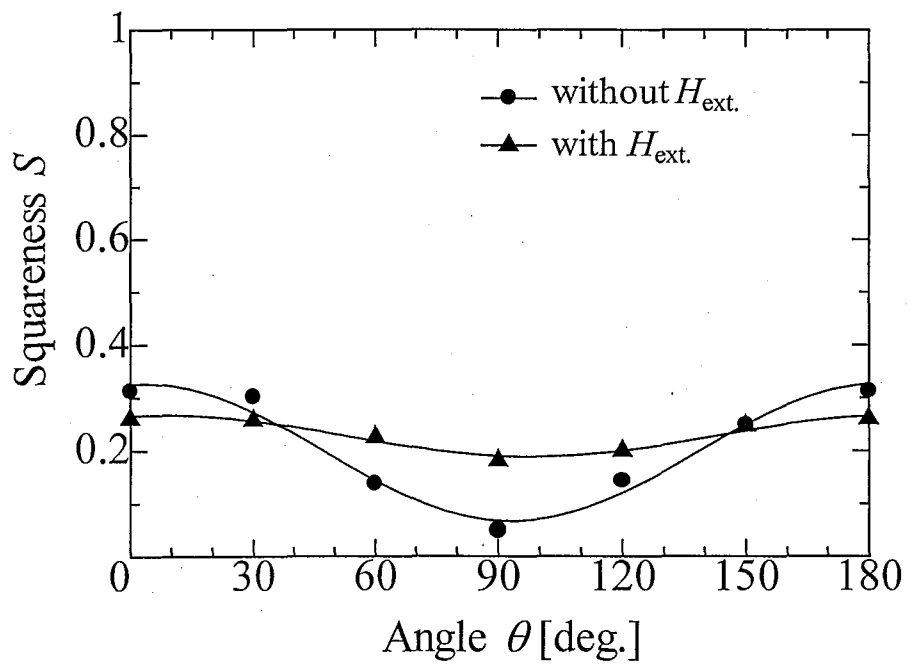


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-29 配向制御下地層のない $\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜の $H_{\text{ext.}}$ 印加による H_c の変化

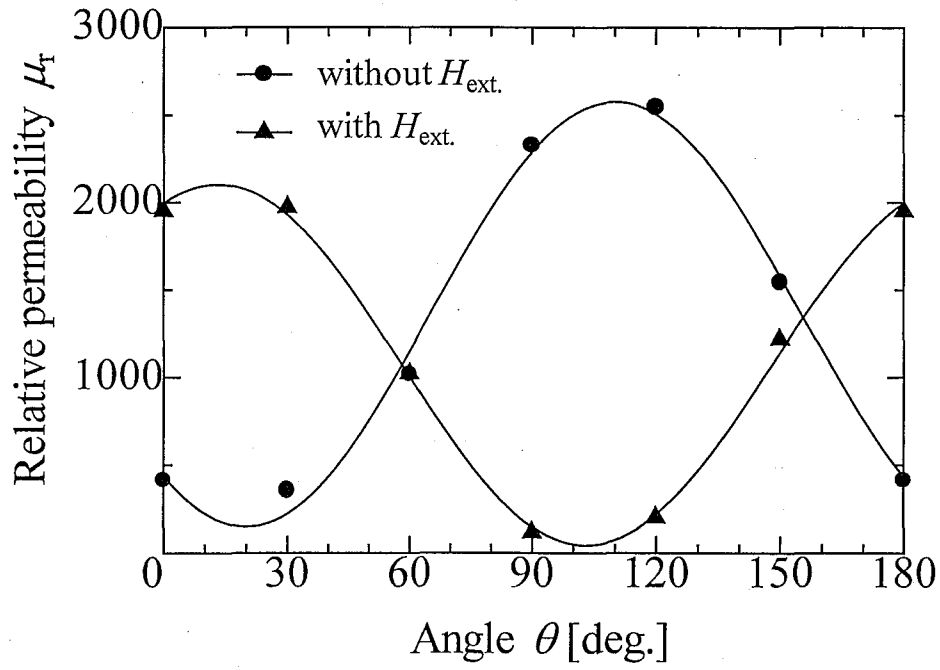


(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

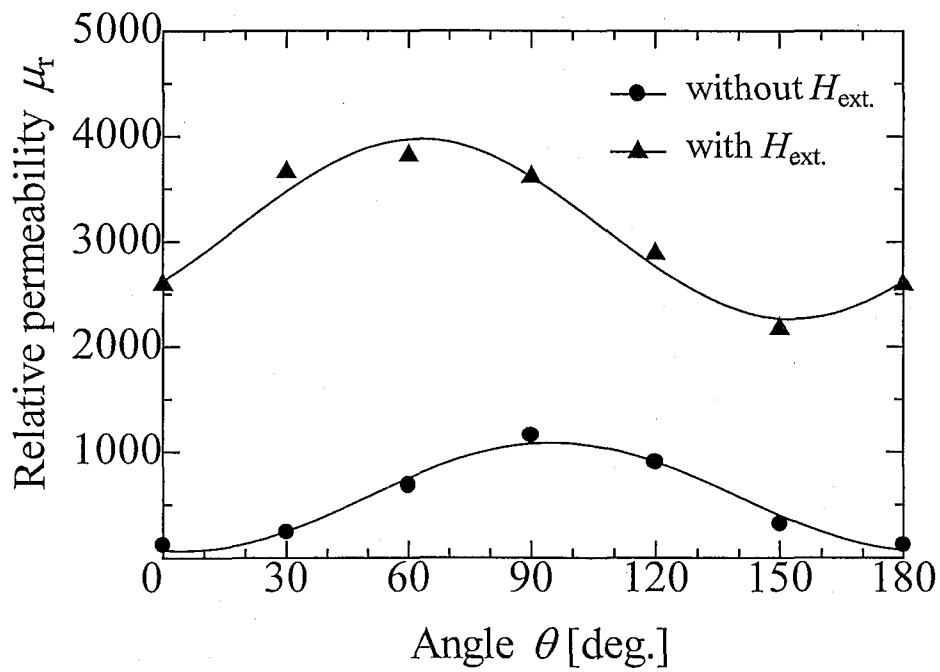


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-30 配向制御下地層のない $\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜の $H_{\text{ext.}}$ 印加による S の変化

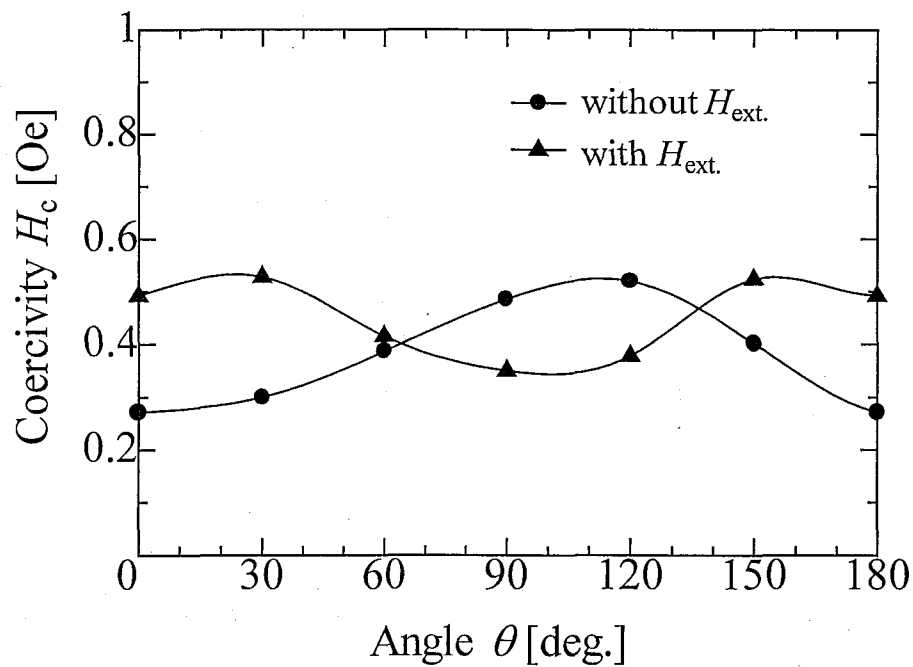


(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

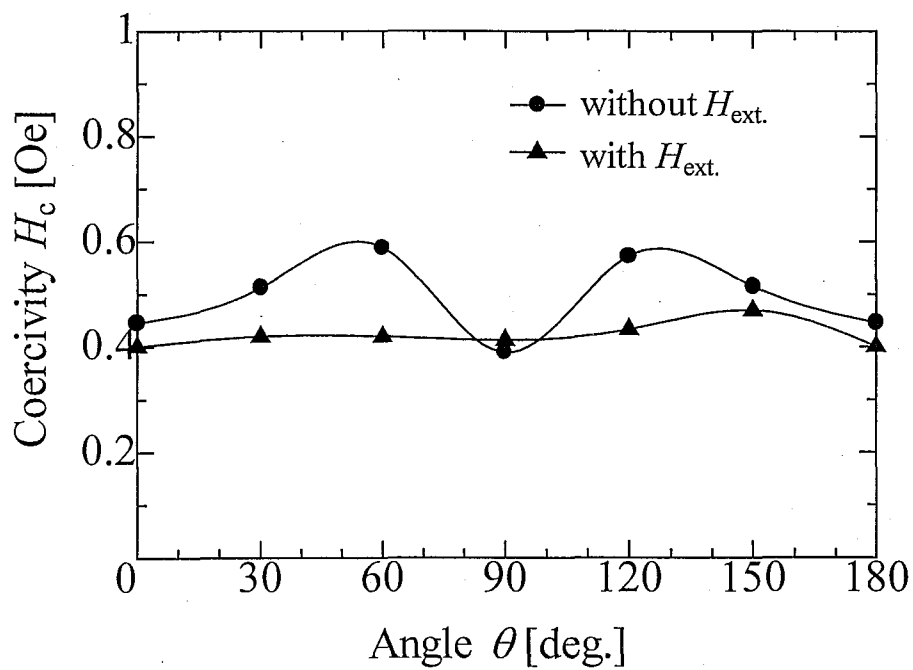


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-31 配向制御下地層のない Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の $H_{\text{ext.}}$ 印加による μ_r の変化

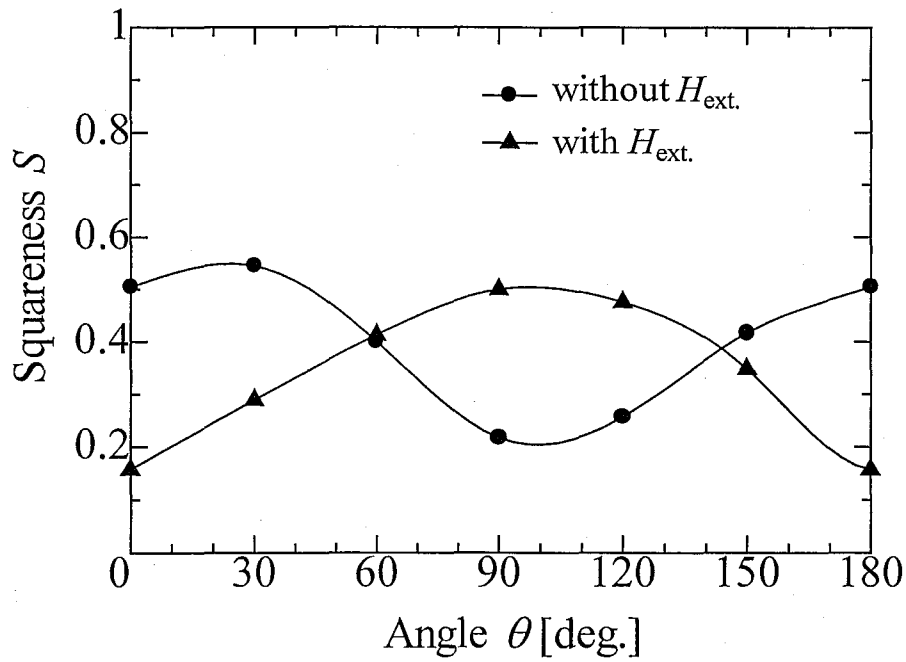


(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

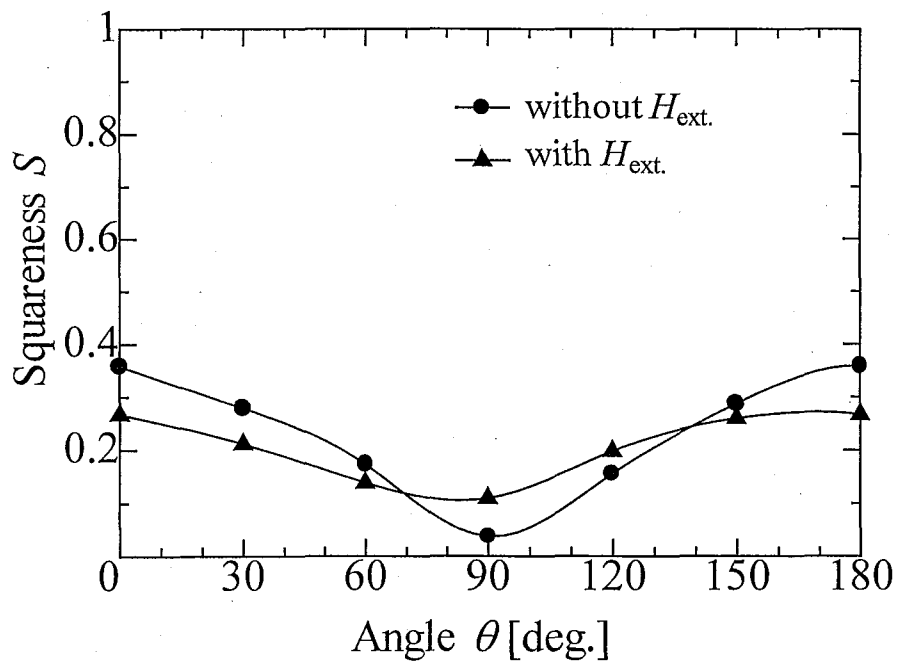


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-32 配向制御下地層のある $[\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_5$ 多層膜の $H_{\text{ext.}}$ 印加による H_c の変化

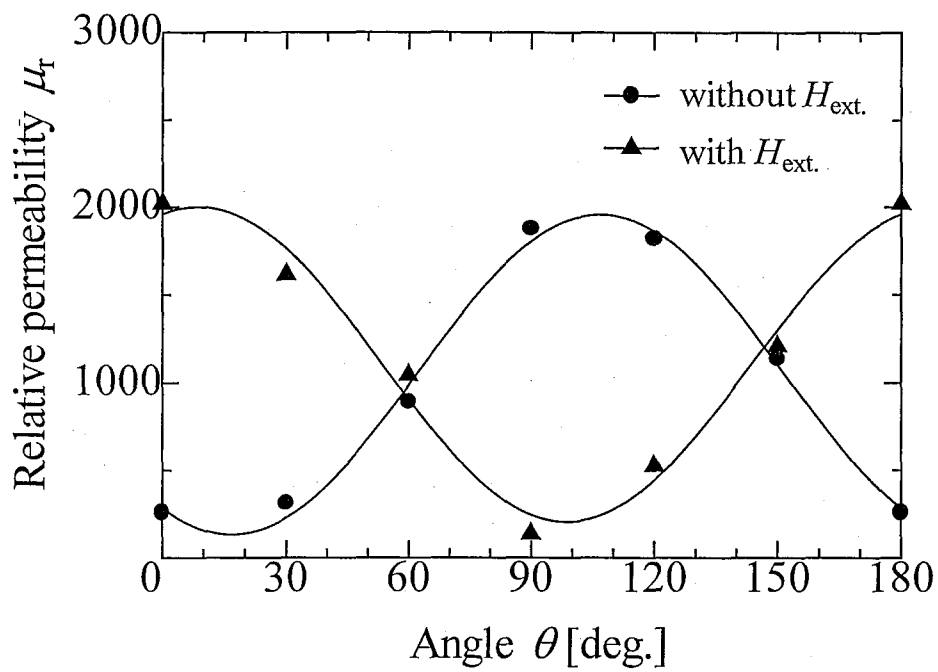


(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

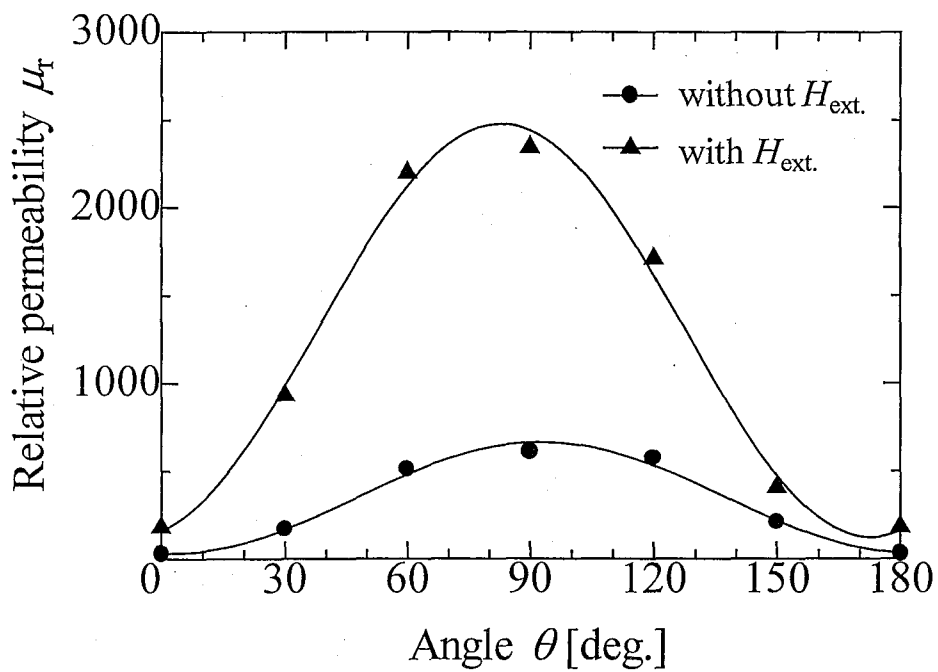


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-33 配向制御下地層のある $[\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_5$ 多層膜の H_{ext} 印加による S の変化



(a) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜



(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜

図 5-34 配向制御下地層のある $[\text{Ni-Fe}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_5$ 多層膜の H_{ext} 印加による μ_r の変化

5.5.3 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜の構造による磁界印加効果の変化

前節の結果より、配向制御されていない $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 多層膜を H_{ext} を印加しながら作製することにおいてのみ膜面内の全ての方向で高い透磁率が得られることがわかった。そこで本節では、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 薄膜の多層化、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の結晶配向度と成膜中磁界印加による軟磁気特性改善効果の関係をより詳細に調べるため、図 5-35 に示す $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 2 層膜、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3 層膜、 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4 層膜を作製し、それぞれの薄膜における成膜中磁界印加による軟磁気特性の変化の違いを調べた。

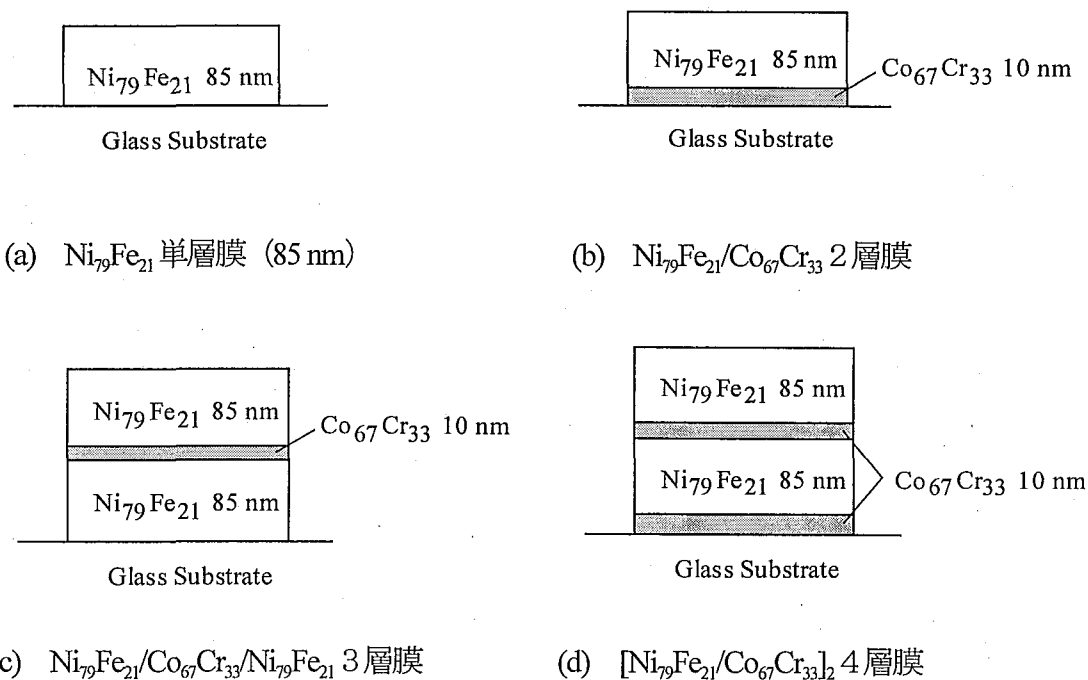
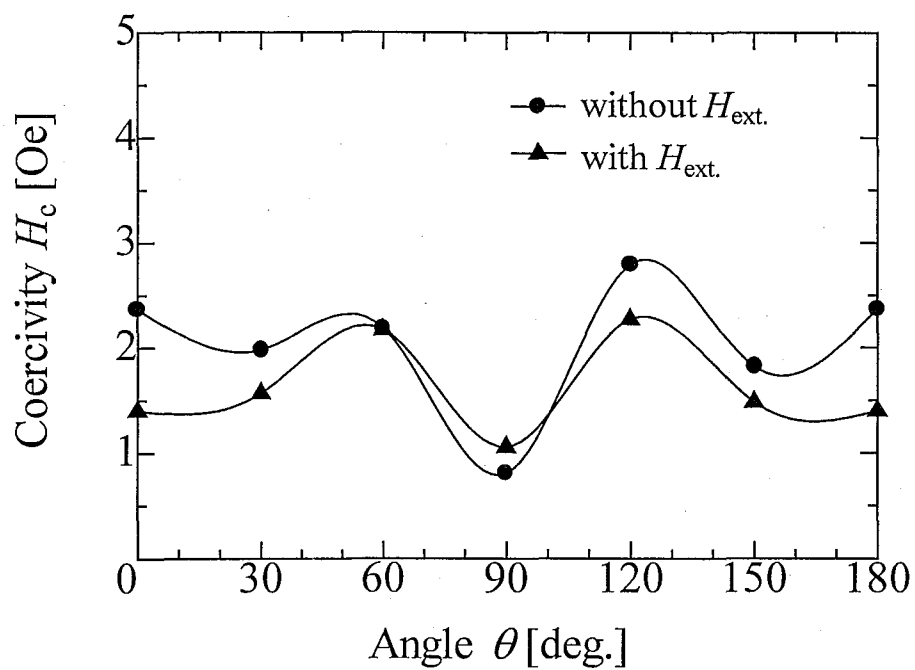


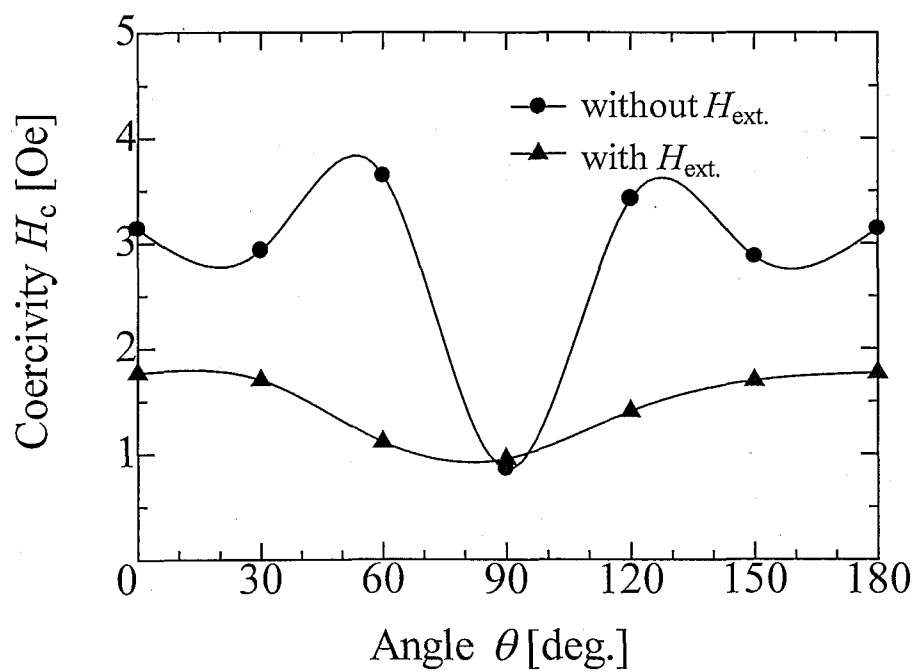
図 5-35 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜構造図

まず、図 5-35 (a), (b) に示す 85 nm の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜および $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ (85 nm) / $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ (10 nm) 2 層膜の H_c 、 S 、 μ_r の方向依存性をそれぞれ図 5-36～図 5-38 に示す。 H_c に関しては、どちらの膜も H_{ext} の印加により全方向で低くなっていることがわかる。これは多層膜に比べ単層膜の H_c が比較的大きく、膜面方向への強い磁界印加により $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の軟磁気特性が向上する効果が顕著に見られたためと考えられる。また単層膜、2 層膜ともに、 H_{ext} の印加による S の変化が見られなかった。このことから磁場効果以外の磁気異方性誘導の要因が強いことがわかる。 μ_r についてはいずれの膜においても H_{ext} 印加方向 ($\theta=90^\circ$) の μ_r が約 1.5～2 倍になっている。これは成膜中の磁界印加により膜面内での軟磁気特性が改善され、全体的に透磁率が向上したためと考えられる。

次に図 5-35 (c), (d) に示す $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ / $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ / $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3 層膜および $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21} / \text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4 層膜の H_c 、 S 、 μ_r の方向依存性をそれぞれ図 5-39～図 5-41 に示す。3 層膜、4 層膜の H_c は単層膜、2 層膜に比べ低い値を示しているが、 H_{ext} の印加による変化はあまり見られなかった。これは多層化による効果により十分保磁力が低下し、測定限界に近い値であったため、 H_{ext} の印加による保磁力低下の効果が単層膜に比べ顕著にあらわれなかったためと考えられる。 S について、特に 3 層膜では H_{ext} の印加により方向による変化が少なくなっていることがわかる。これは H_{ext} の印加により $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層間の静磁氣的結合の状態が変化して、残留磁化状態が変化していることを示している。 μ_r の変化については、前節までの結果と同様、優れた結晶配向性を示す 4 層膜では磁化困難軸方向のみ μ_r が増加しているのに対し、結晶配向が比較的ランダムな 3 層膜では全方向において 1000～4000 と非常に大きくなっていることがわかる。またその極大をとる方向 θ が約 45° シフトしていることがわかる。これは S の結果より、上下 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の静磁氣的結合の変化にともなう残留磁化状態の変化がその要因と考えられる。

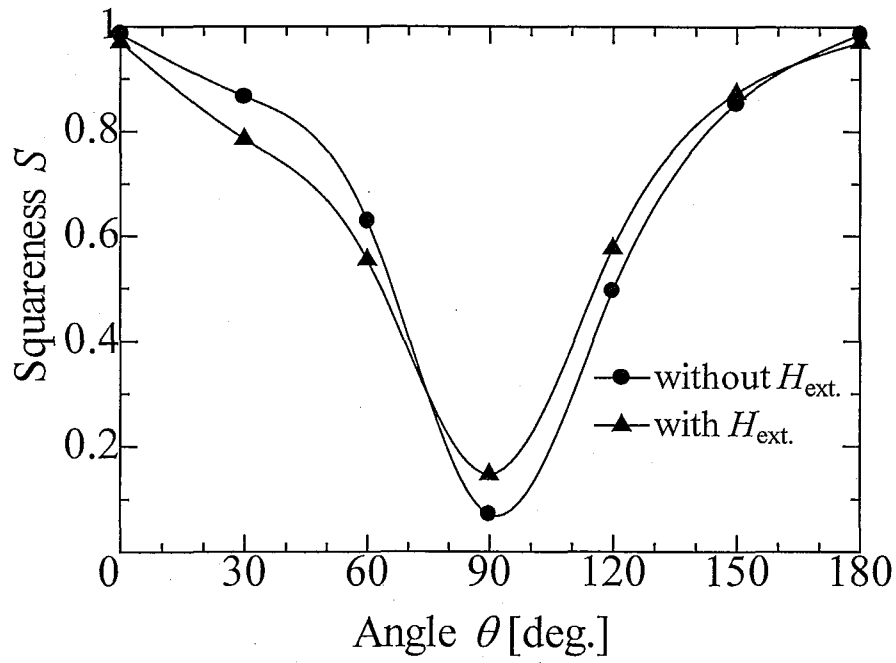


(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜

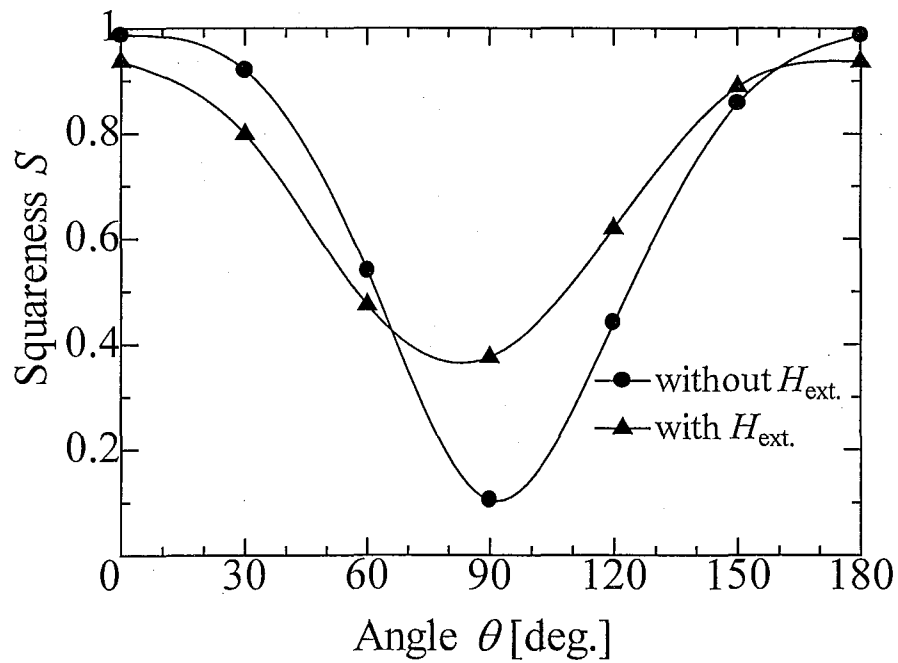


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 2層膜

図 5-36 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜および $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}(85 \text{ nm})/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}(10 \text{ nm})$ 2層膜の H_c の方向依存性

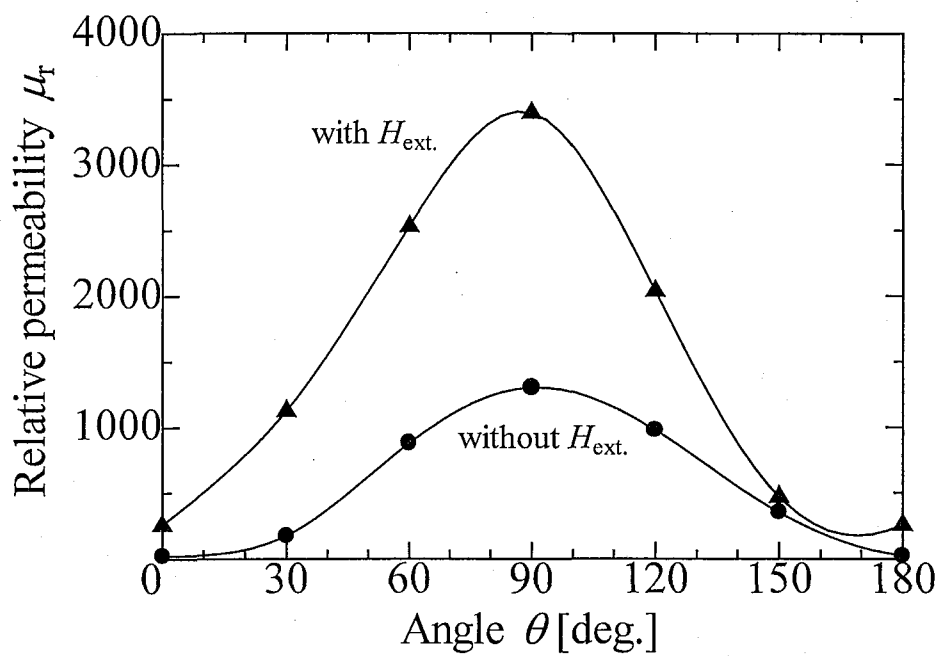


(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜

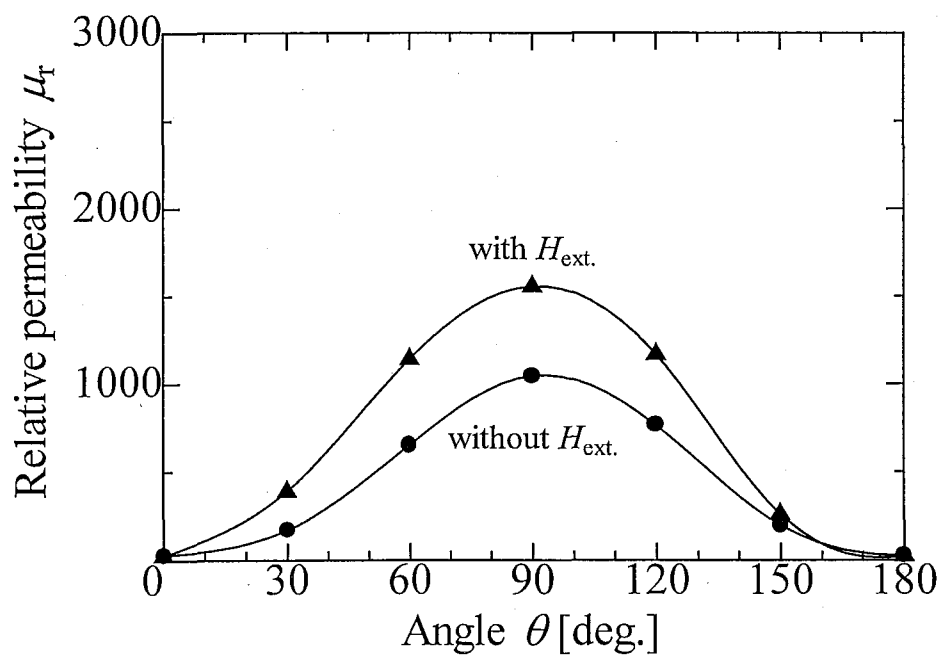


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 2層膜

図 5-37 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜および $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}(85 \text{ nm})/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}(10 \text{ nm})$ 2層膜の S の方向依存性

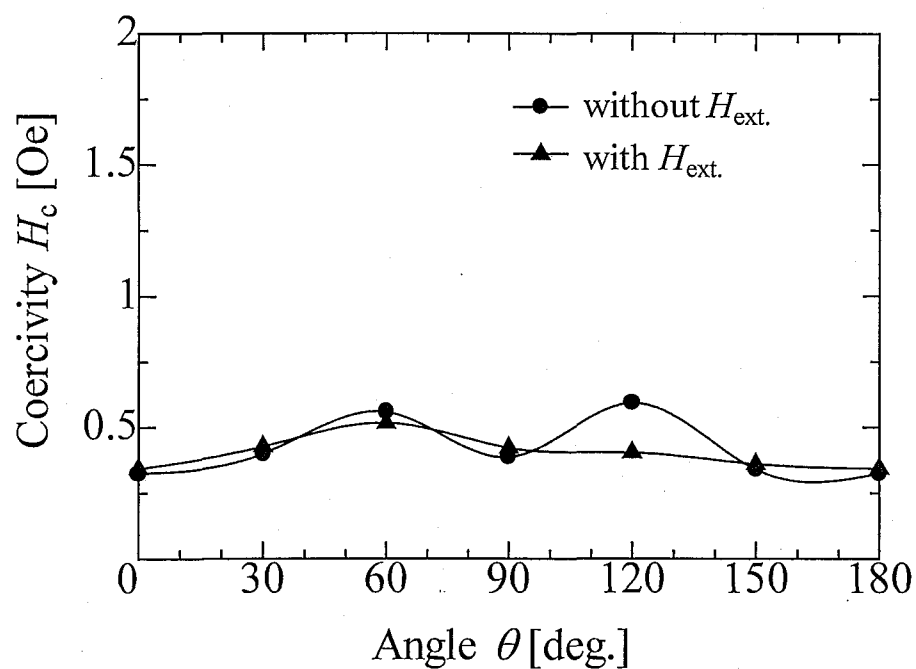


(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜

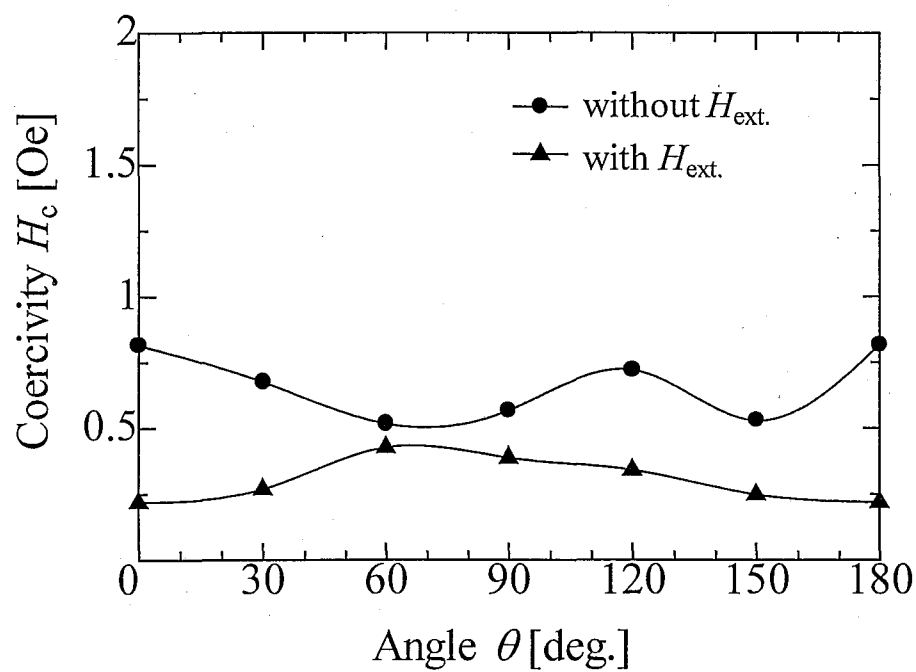


(b) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 2層膜

図 5-38 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜および $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}(85 \text{ nm})/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}(10 \text{ nm})$ 2層膜の μ_r の方向依存性

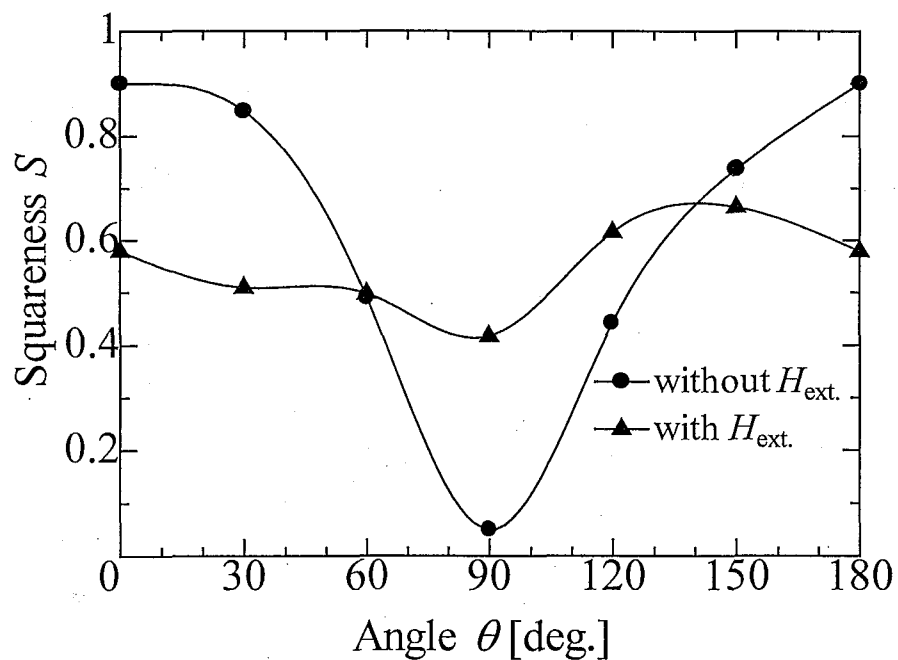


(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜

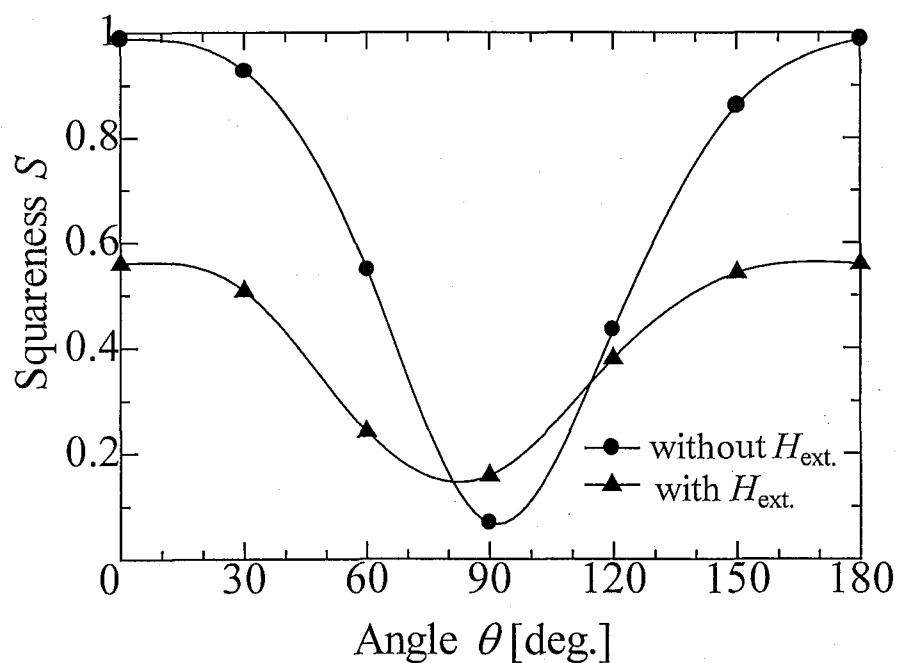


(b) $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜

図 5-39 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜および $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の H_c の方向依存性

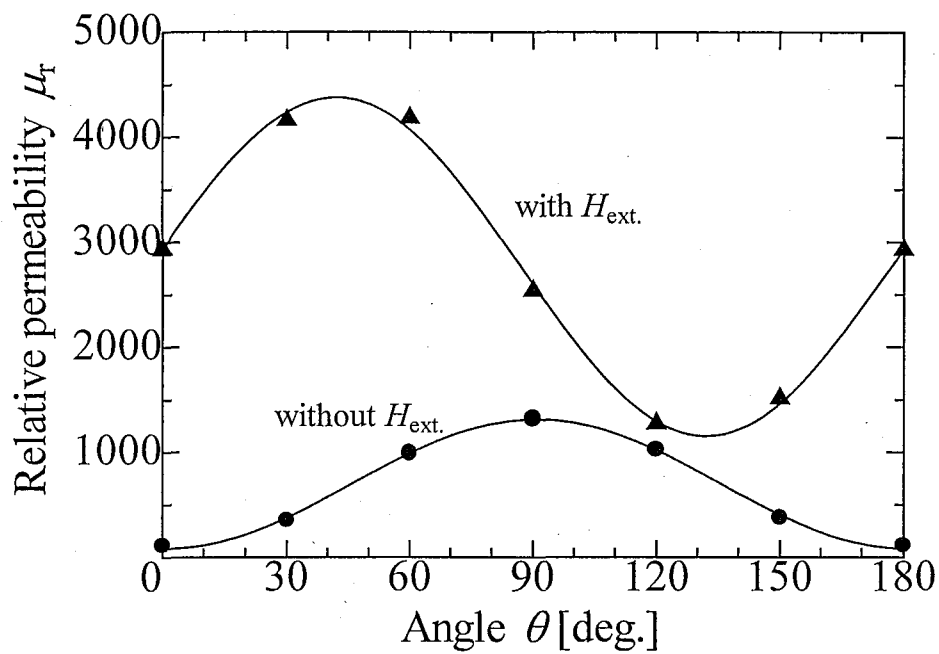


(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜

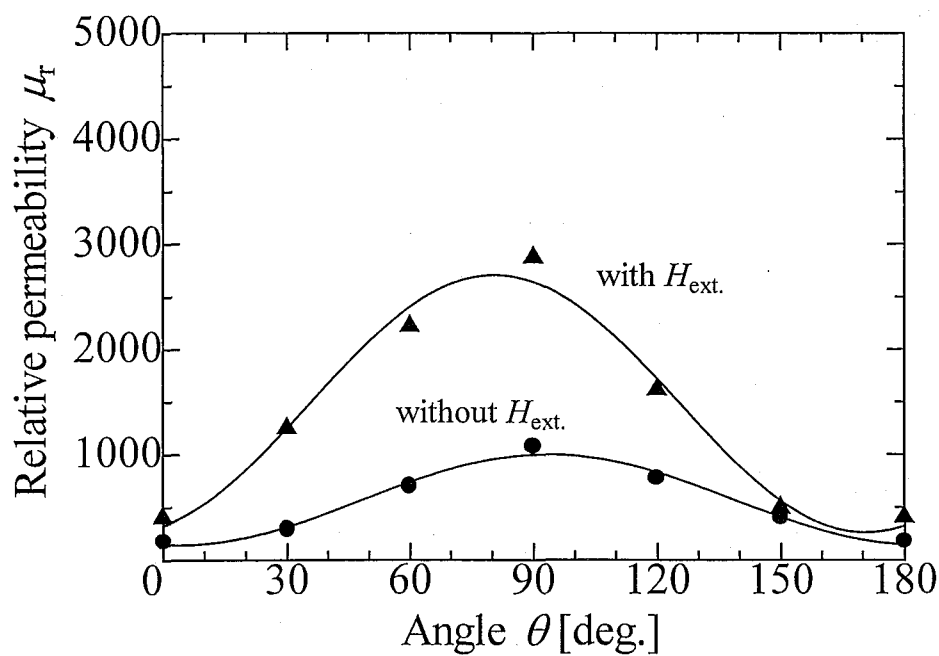


(b) $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜

図 5-40 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜および $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の S の方向依存性



(a) $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜



(b) $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜

図 5-41 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}/\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 3層膜および $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の μ_r の方向依存性

以上の結果から、 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層の有無により $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜中の磁気異方性
が変化していることがわかる。その要因として、結晶配向度の変化によるものだけでな
く、極薄の $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層の表面形状、あるいは $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層の内部応力による影響
も考えられる。そこで図 5-42 に示すような、十分厚い $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層を設けた
 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4 層膜について磁気特性の変化を調べることで、 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層の
表面形状および内部応力による影響の有無を評価した。

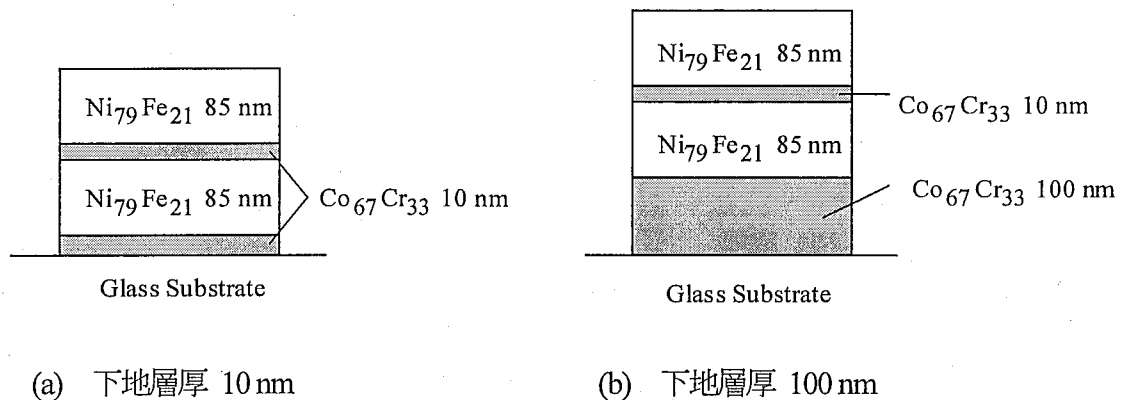


図 5-42 下地層厚を変えた $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4 層膜の構造図

図 5-43～図 5-46 に H_{ext} を印加した $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層厚が 10 nm、100 nm の $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$
4 層膜の X 線回折ダイアグラムおよび H_c 、 S 、 μ_r の方向依存性をそれぞれ示す。図か
らわかるように、 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層厚を変化させてもほとんどその傾向は変化しなかった。
従って先に述べた H_{ext} の印加による磁気異方性の変化は、結晶配向度のへんかによらな
う $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の内部構造の変化によるものと考えられる。

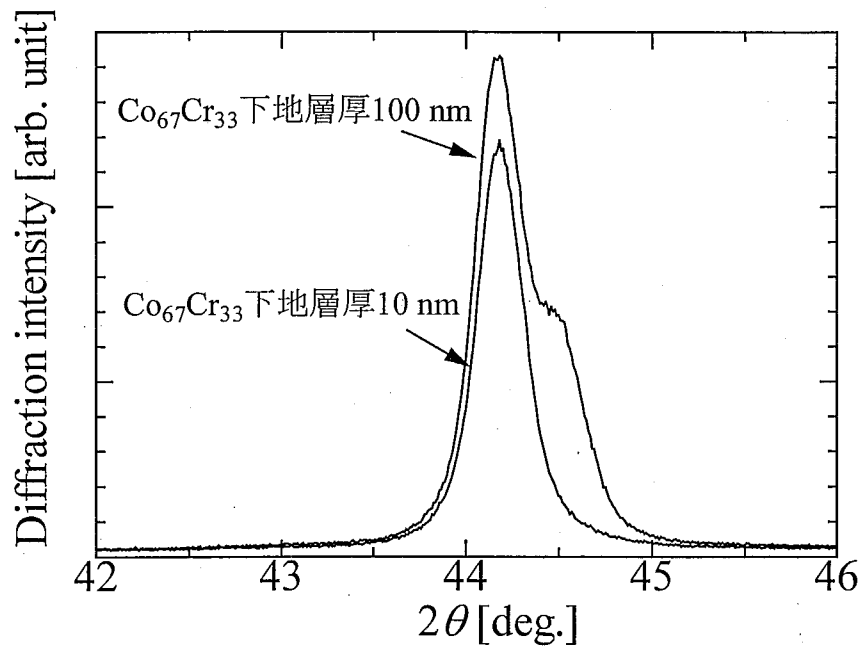


図5-43 下地層厚を変えた[Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃]₂ 4層膜のX線回折ダイアグラム

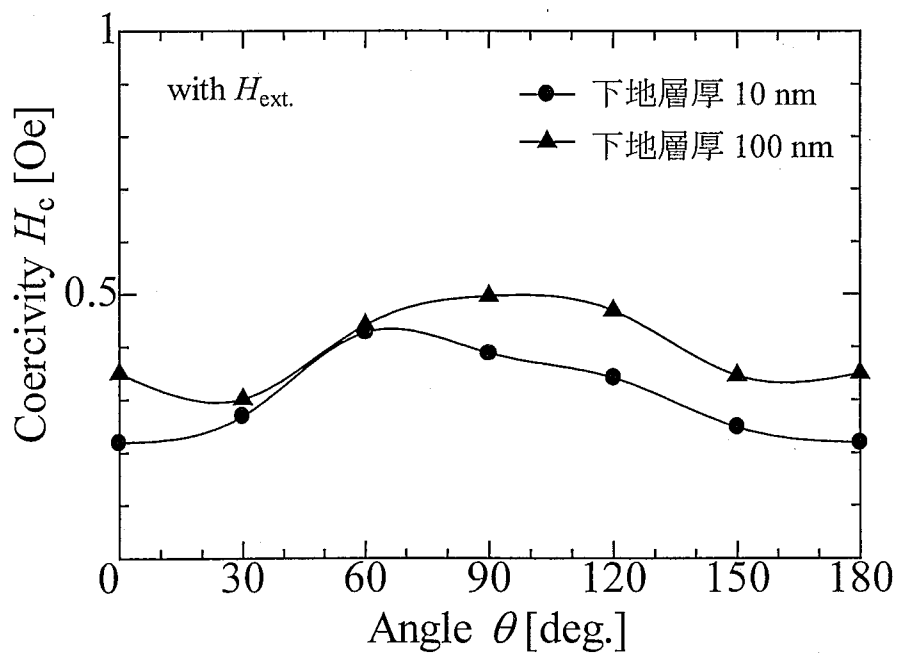


図5-44 下地層厚を変えた[Ni₇₉Fe₂₁/Co₆₇Cr₃₃]₂ 4層膜の H_c の方向依存性

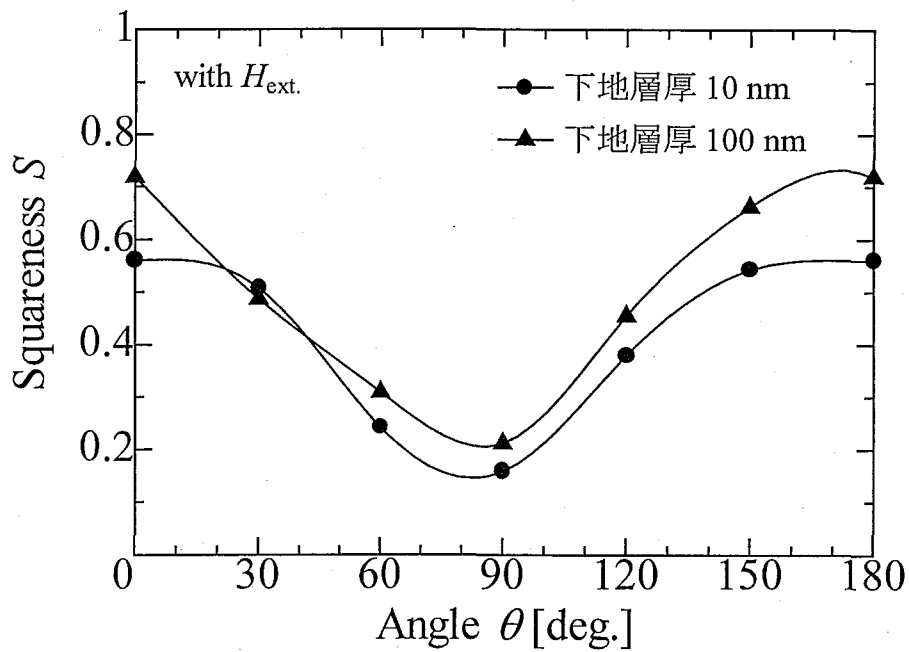


図 5-45 下地層厚を変えた $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の S の方向依存性

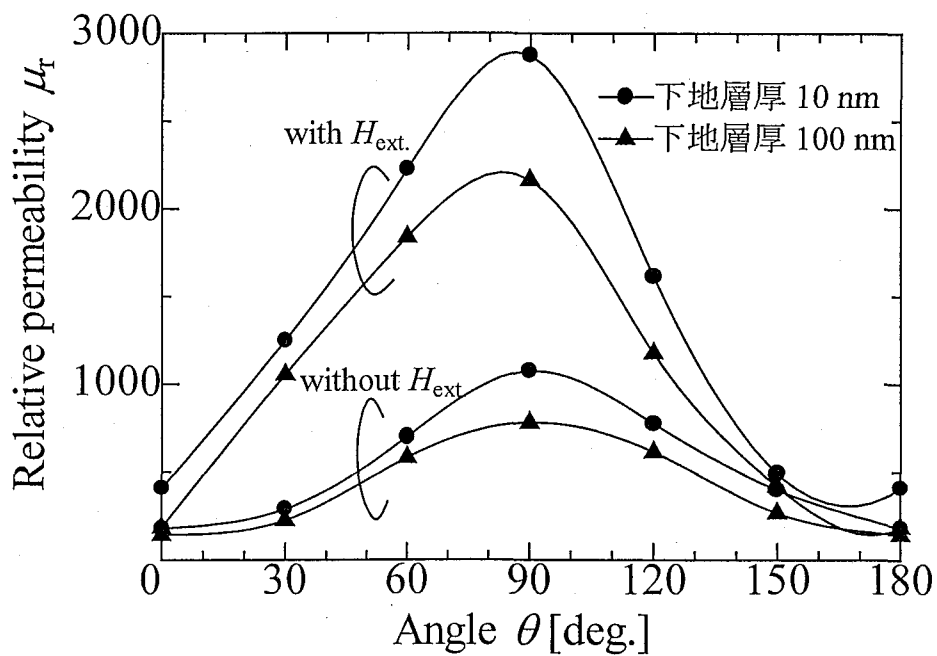


図 5-46 下地層厚を変えた $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の μ_r の方向依存性

5.5.4 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜のスパッタガス圧力による磁界印加効果の変化

$\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜や $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層を設けた $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜において、磁化困難軸方向に強い H_{ext} を印加したにも関わらず、その磁化容易軸の回転は見られなかった。これは FTS 法で作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 薄膜に誘導される磁気異方性が、基板表面に印加されているプラズマ収束磁界の影響よりも、スパッタ粒子の飛来方向の異方性からの影響が強いことを示唆している。第3章でも述べたように一般に堆積粒子の飛来方向が膜面に対して垂直でない場合、その堆積粒子のもつエネルギーによって、成長する結晶粒の形状が変化し、その粒子進入方向が磁化容易軸になる場合と、磁化困難軸になる場合の両方があることがわかっている。この堆積粒子のエネルギーは、スパッタガス圧力によりスパッタ粒子の平均自由行程が変化し、雰囲気ガスとの衝突回数が変わることによって変化することが知られている。そこで本節では Ar ガス圧力 P_{Ar} を変化させて $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜を作製し、 H_{ext} 印加による軟磁気特性の変化の違いを調べた。

はじめに図 5-35(a)、(d)に示すような $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜、 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜について、 P_{Ar} を 0.4 mTorr、1.0 mTorr、4.0 mTorr の3つの条件で成膜を行った。

図 5-47～図 5-50 にそれぞれの P_{Ar} で作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の X 線回折ダイアグラムおよび H_c 、 S 、 μ_r の方向依存性をそれぞれ示す。X 線回折ダイアグラムより、 P_{Ar} の減少に伴い Ni-Fe の(111)面ピークが低角側にシフトし、面間隔が大きくなっていることがわかる。配向制御下地層を設けた2層膜の場合にも同様の傾向を示し、 H_{ext} の印加の有無による変化は見られなかった。一般にガス圧力が小さくなることにより反跳 Ar の膜への取り込みが顕著になり圧縮応力が誘起されることが知られており、これにより面間隔の伸びが見られたものと考えられる。 H_c については 4.0 mTorr で作製したものがかなり大きくなっていることがわかるが、これはスパッタ粒子のエネルギーが雰囲気 Ar との衝突によって失われ、磁性層内の欠陥が多く、緻密な成長が起こっていないためと考えられる。また、 S の結果より、4.0 mTorr で作製した膜についてはその磁化容易軸が他の膜に比べ 90° シフトしていることがわかる。これはスパッタ粒子のエネルギーの違いにより結晶粒の形状が粒子進入方向に直交する方向に伸びたため、その長手方向に磁化容易軸があらわれたためと考えられる。一方 0.4 mTorr で作製した膜については H_{ext} を印加することにより方向による S の変化が少なくなっていることがわかる。これは 1.0 mTorr で作製した膜において現われる結晶粒の形状に起因する磁気異方性の影響が少な

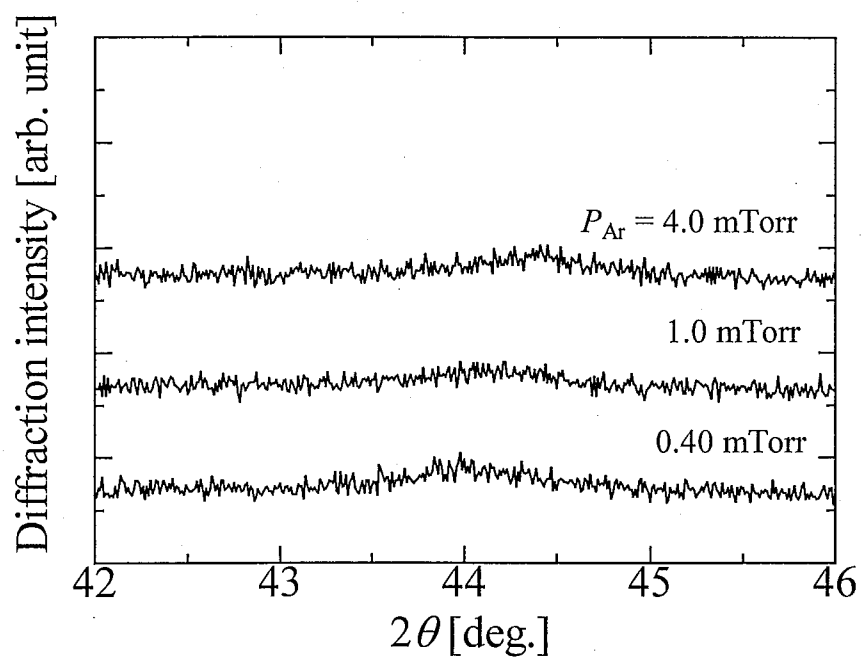
くなり、磁化困難軸方向への磁界印加の効果により磁気異方性が変化していることを示唆している。

さらに μ_r の結果を見ると、0.4 mTorr で作製した膜については H_{ext} の印加により、その最大値が 6000 と非常に大きくなり、その最大値をとる θ がシフトしていることがわかる。これは 1.0 mTorr、0.4 mTorr で作製した膜について H_{ext} の印加により、全体的に μ_r が向上していると同時に、低ガス圧力で作製した場合、スパッタ粒子の異方性に起因する磁気異方性の影響が弱まり、磁界印加によりその磁化容易軸がシフトしていることを示している。

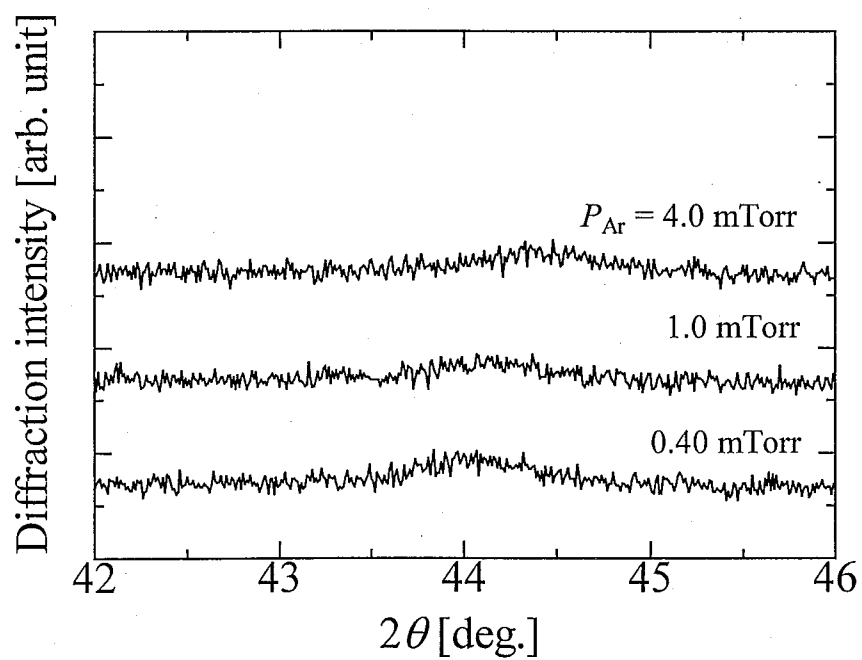
同様に図 5-51～図 5-54 にそれぞれの P_{Ar} で作製した $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の X 線回折ダイアグラムおよび H_c 、 S 、 μ_r の方向依存性をそれぞれ示す。またこの多層膜における Ni-Fe 層の結晶子サイズ $\langle D \rangle$ および (111)面間隔 d は表 5-4 のとおりである。多層膜においても P_{Ar} による d の変化が見られ、ガス圧力による $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層内の微細構造の変化があることを裏付けている。 μ_r について、多層膜においては、 P_{Ar} が 0.4 mTorr のとき、結晶配向のランダムな多層膜と同様、膜面内の全方向で高い μ_r を有していることがわかる。従って以上の結果から、FTS 法で $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 多層膜を作製する場合、成膜中プラズマ収束磁界に直交する方向に直流磁界 H_{ext} を印加することにより各 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層の磁化容易軸が変化し、膜面内全方向において高い透磁率を示すことがわかった。また、その要因として (1) Ni-Fe 組成 (2) Ni-Fe 層間相互作用 (3) Ni-Fe 層の結晶配向度 (4) スパッタガス圧力が複雑に関係していることが考えられ、下地、中間層として $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 層を用いて Ni-Fe 層の結晶配向性を改善した場合においても、スパッタガス圧力を小さくすることにより同様の効果が得られることが明らかとなった。

表 5-4 P_{Ar} を変化させた時の $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の $\langle D \rangle$ および d

	$P_{\text{Ar}}[\text{mTorr}]$	$\langle D \rangle [\text{\AA}]$	$d[\text{\AA}]$
without H_{ext}	0.4	258.21	2.0532
	1.0	290.45	2.0474
	4.0	238.86	2.0400
with H_{ext}	0.4	268.51	2.0527
	1.0	290.43	2.0483
	4.0	283.56	2.0391

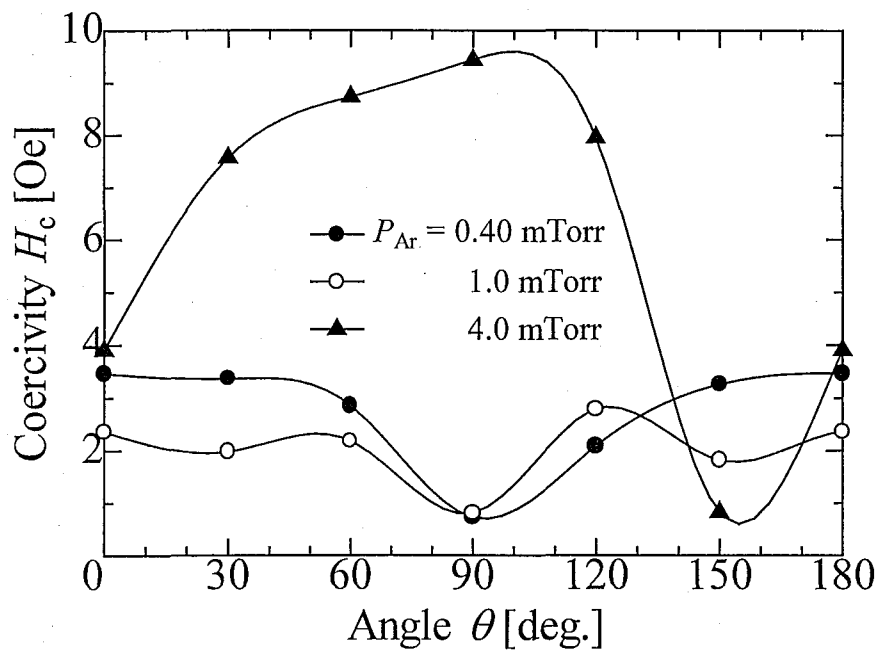


(a) H_{ext} 印加なし

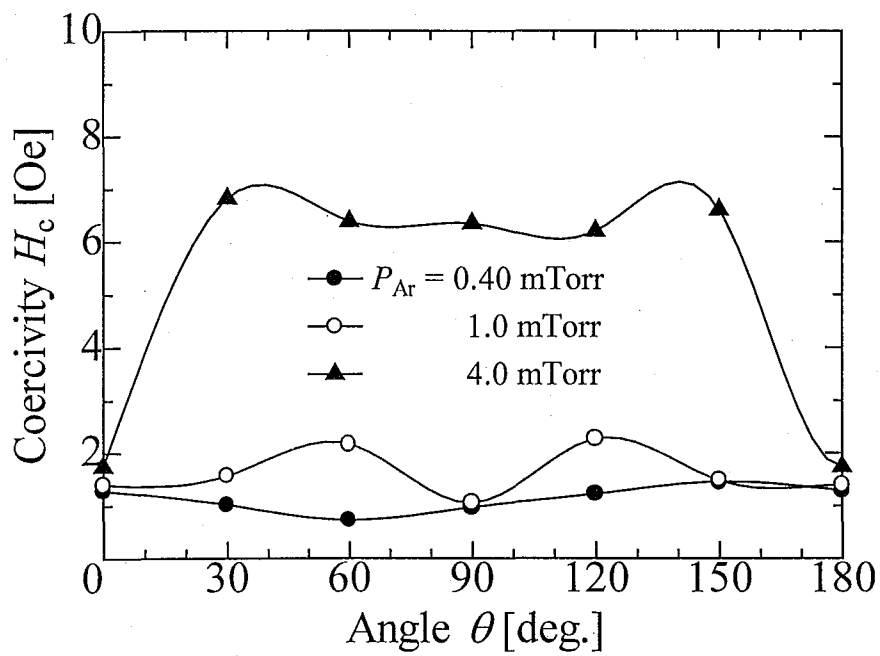


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-47 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の X 線回折ダイアグラムの P_{Ar} による変化

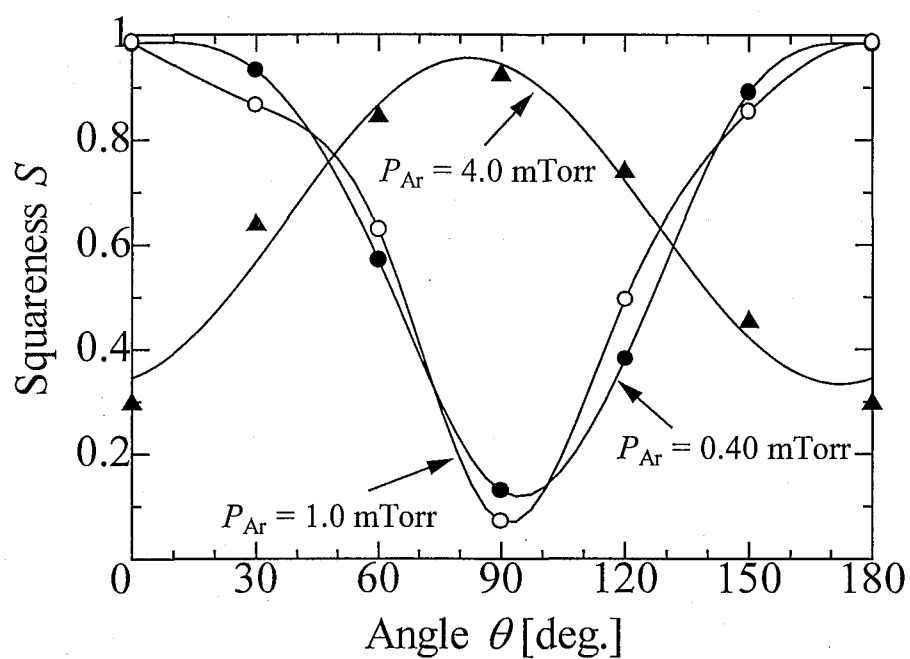


(a) H_{ext} 印加なし

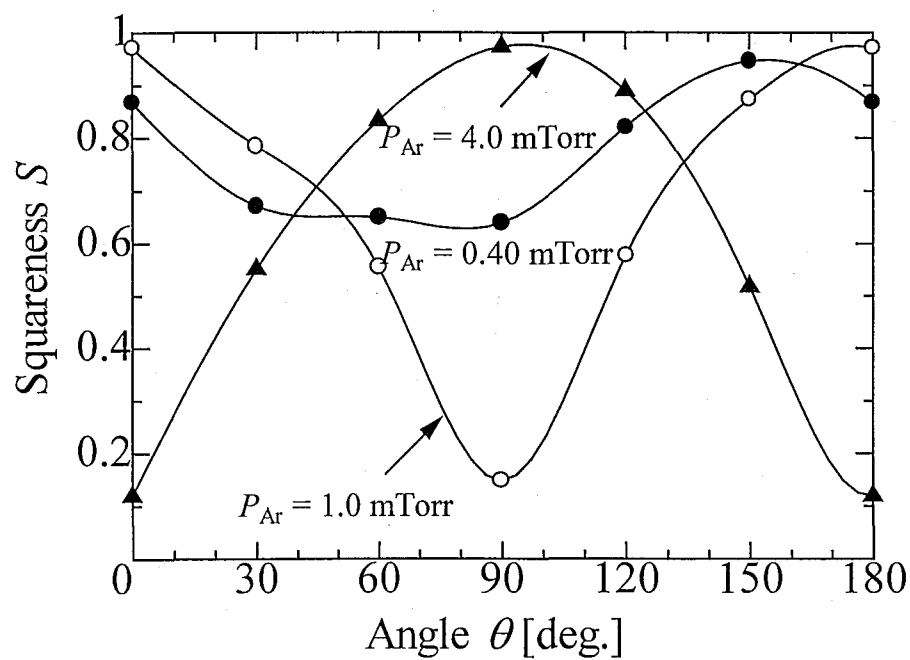


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-48 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の H_c の方向依存性の P_{Ar} による変化

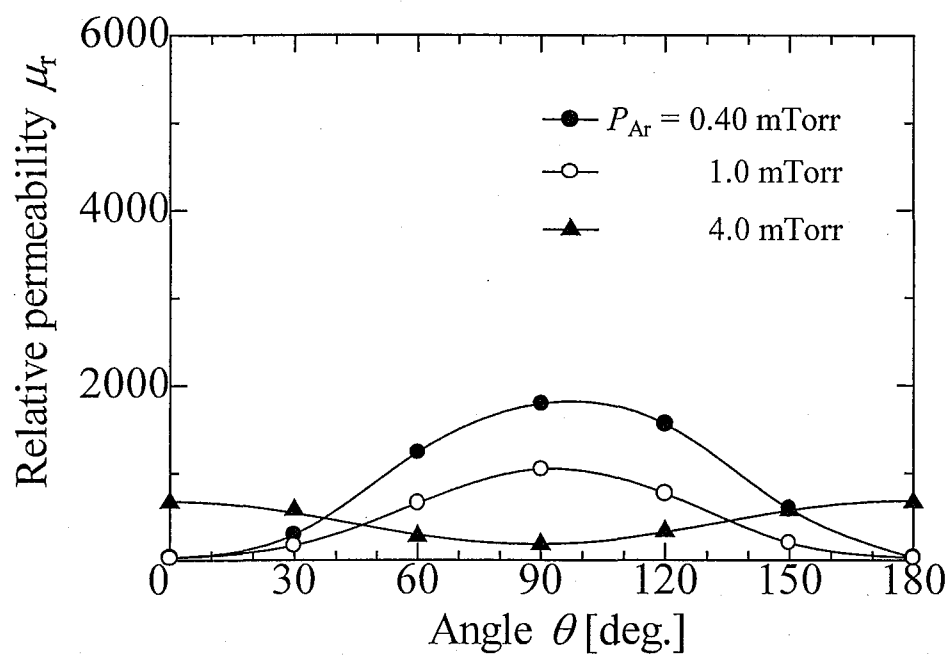


(a) $H_{\text{ext.}}$ 印加なし

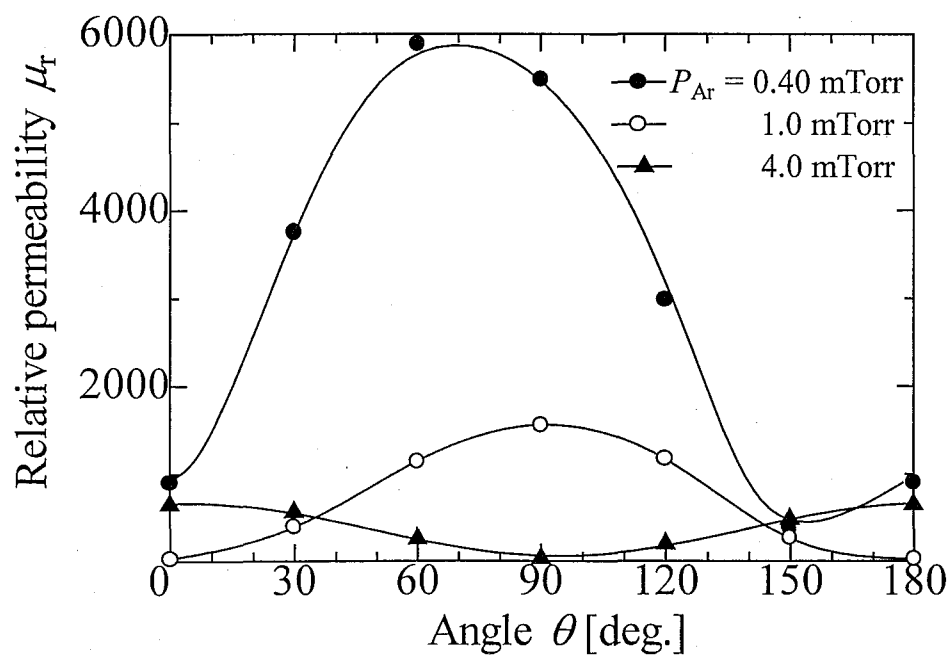


(b) $H_{\text{ext.}}$ 印加あり

図5-49 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 単層膜の S の方向依存性の P_{Ar} による変化

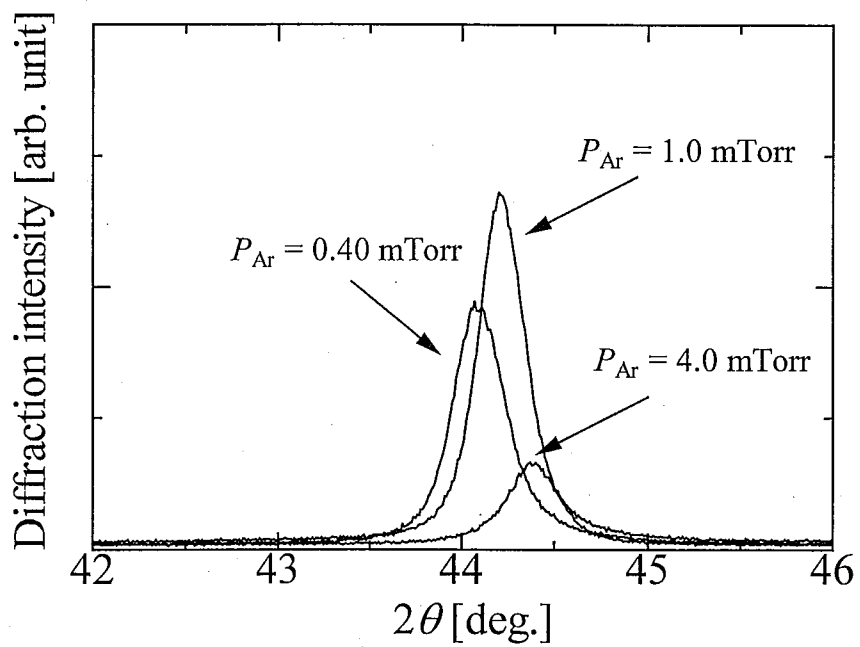


(a) H_{ext} 印加なし

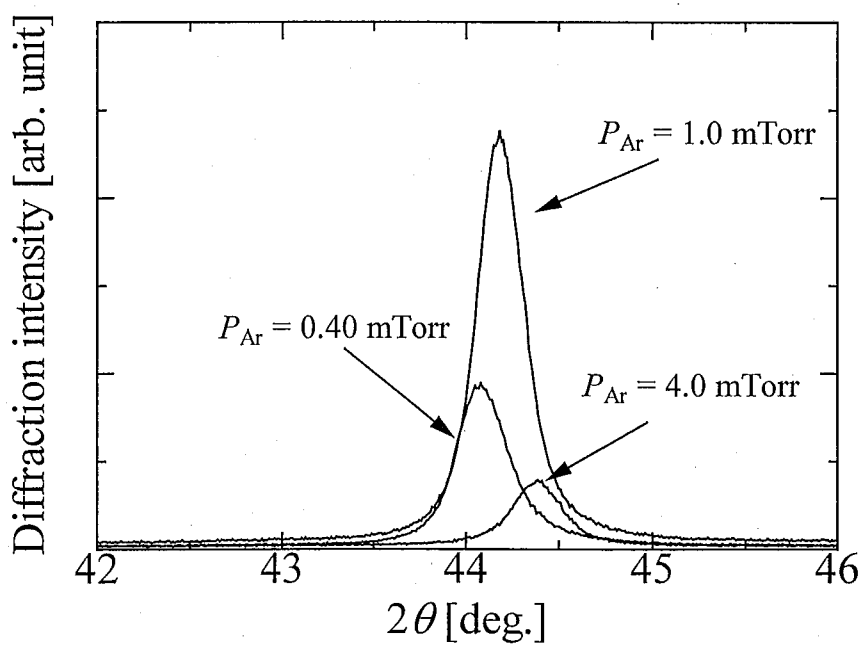


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-50 $Ni_{79}Fe_{21}$ 単層膜の μ_r の方向依存性の P_{Ar} による変化

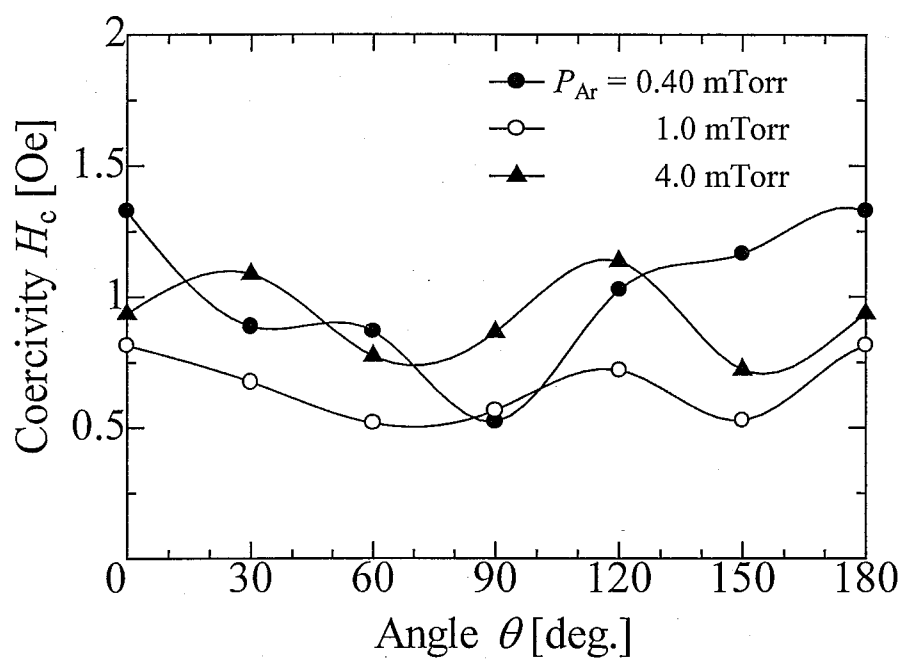


(a) H_{ext} 印加なし

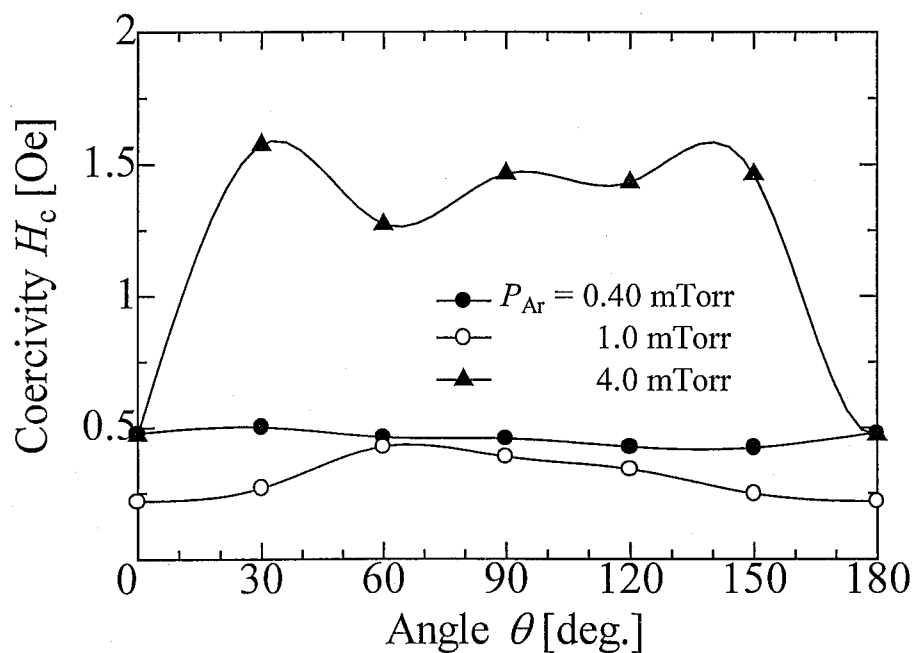


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-51 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の X 線回折ダイアグラムの P_{Ar} による変化

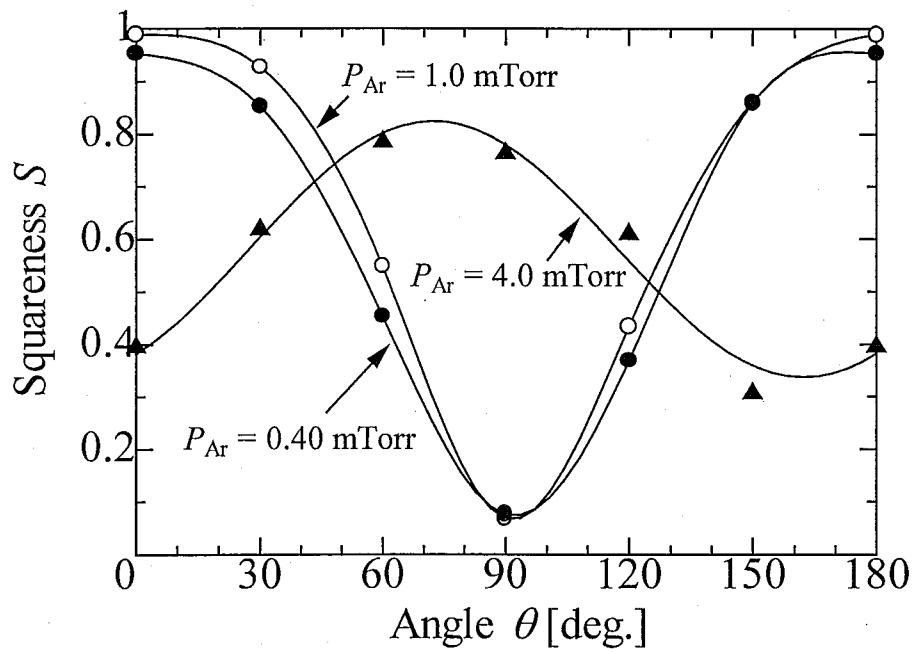


(a) H_{ext} 印加なし

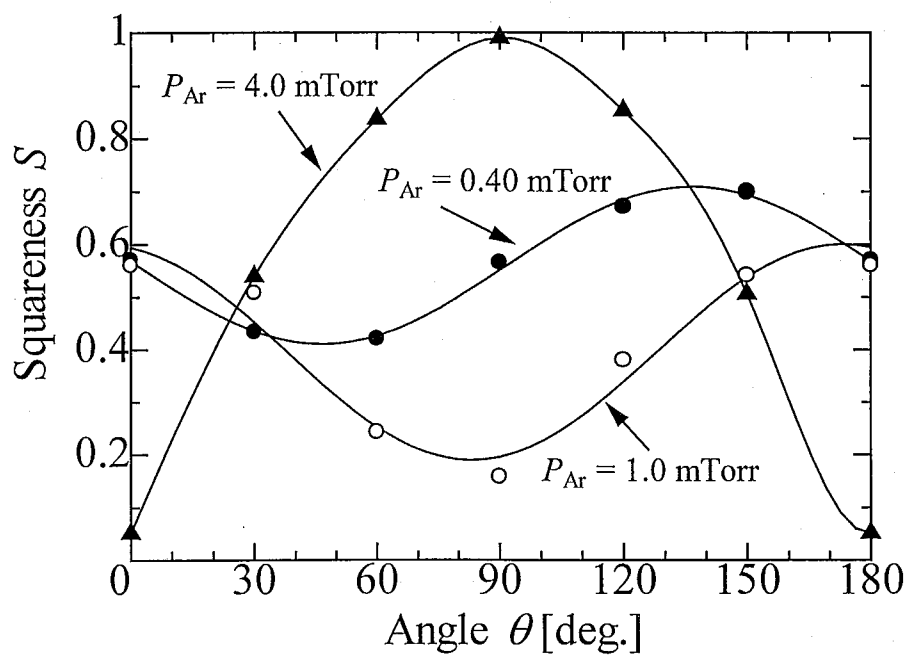


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-52 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4層膜の H_c の方向依存性の P_{Ar} による変化

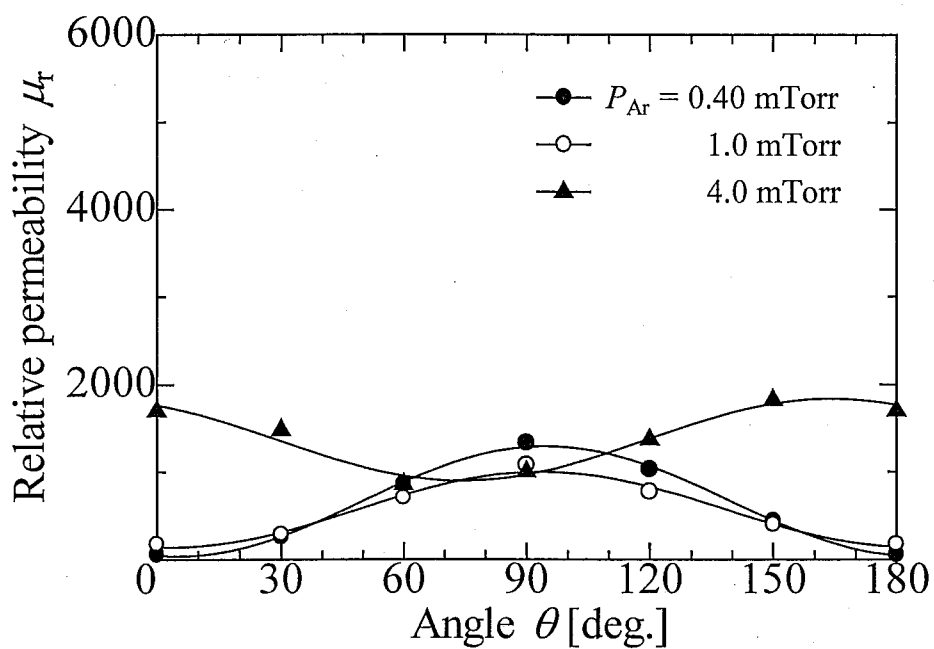


(a) H_{ext} 印加なし

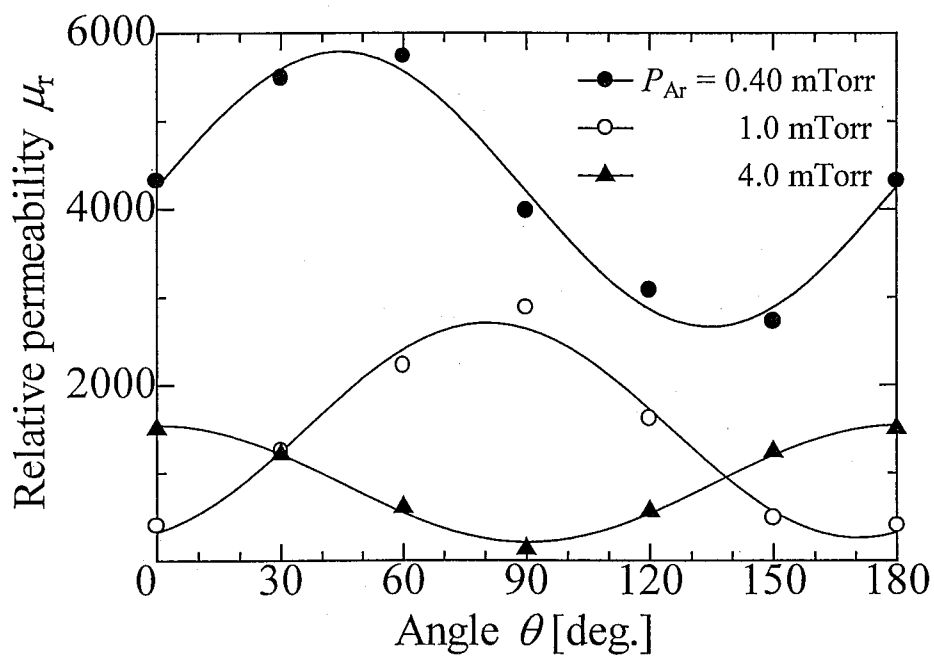


(b) H_{ext} 印加あり

図 5-53 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 4 層膜の S の方向依存性の P_{Ar} による変化



(a) H_{ext} 印加なし



(b) H_{ext} 印加あり

図 5-54 $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_4$ 層膜の μ_r の方向依存性の P_{Ar} による変化

5.6 まとめ

本章では、デュアルトラック相補型薄膜ヘッドのヘッドコア層や、垂直2層膜媒体裏打ち軟磁性層に Ni-Fe スパッタ薄膜を用いる場合の磁気特性、結晶配向性の最適化を目指し、対向ターゲット式スパッタ法で作製した Ni-Fe 薄膜の、下地層による結晶配向度向上、常磁性中間層を用いた多層化および成膜中の磁界印加による軟磁気特性の改善および磁気異方性の制御を試みた。その結果、以下の成果と知見を得た。

(1) Ni-Fe 薄膜を、数 nm 程度の常磁性 Al、 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 層で分割・多層化することによって、垂直磁気異方性に起因する縞状磁区の形成を抑制し、膜厚によらず優れた軟磁気特性を示すことがわかり、さらに下地層、中間層に $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 層を用いることにより、Ni-Fe 層の $\langle 111 \rangle$ 軸配向度が著しく向上することに成功した。特に Ni-Fe/ $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜は、Co-Cr 系垂直2層膜媒体裏打ち軟磁性層に非常に適していると考えられる。

(2) 対向ターゲット式スパッタ法を用いて作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜、および $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 配向制御下地層のない $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜において、成膜中装置のプラズマ収束磁界に直交する方向に磁界を印加することにより、膜面内全ての方向において 1000~5000 という高い比透磁率を有する多層膜の作製に成功した。

(3) $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜において、成膜中の磁界印加により印加方向への磁化容易軸の回転が見られたが、透磁率の向上は見られなかった。このことから、磁界印加による多層膜の磁気異方性の変化は、Fe 含有量に密接な関係があることがわかった。

(4) $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 下地層により優れた結晶配向度を有する $[\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}]_2$ 多層膜において、特に $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層を低スパッタガス圧力で堆積することにより、膜面内全方向で高い比透磁率を有する薄膜を作製できるがわかった。このことにより、成膜中磁界印加による膜面内全方向での高い比透磁率は、上下 Ni-Fe 層の磁化容易軸の方向の変化によるものと考えられ、これは Ni-Fe 層内の Fe 含有量、下部 Ni-Fe 層の磁化より発生する表面磁界、スパッタ粒子の運動量と下地の配向制御に伴う膜表面での粒子の運動の様子が密接に関係しているものと考えられる。

以上のように、Ni-Fe 薄膜における誘導磁気異方性は、成膜中の磁場分布とスパッタ粒子の運動に伴う原子配列構造に起因し、その磁気異方性制御は容易ではないといえるが、本研究での磁界印加堆積法での結果は、今後の等方的な高透磁率薄膜作製のための一つのヒントとして大いに役立つものと考えられる。

参考文献

- [1] たとえば以下の文献を参照した。
近角聰信：「強磁性体の物理(下)」裳華房 (1984)
金原榮ほか：「薄膜」裳華房 (1979)
近角聰信ほか：「磁性体ハンドブック」朝倉書店 (1975)
- [2] H. D. Arnold : J. Franklin Inst., 195 (1923) 621
- [3] O. Dahl : Z. Metallk., **28** (1936) 133
- [4] S. Kaya : J. Fac. Sci. Hokkaido Imp. Univ., **2** (1938) 39
- [5] Y. Tomono : J. Phys. Soc. Jpn., **4** (1948) 298
- [6] R. M. Bozorth : Rev. Mod. Phys., **25** (1953) 42
- [7] R. M. Bozorth et al. : Phys. Rev., **83** (1951) 871
- [8] R. M. Bozorth : Ferromagnetism (1951) 217
- [9] 近角聰信ほか：「磁性体ハンドブック」朝倉書店 (1975) 1083
- [10] F. Pfeifer : Z. Metallk., **57** (1966) 240
- [11] I. K. Kang et al. : J. Appl. Phys., **38** (1967) 1178
- [12] 金原榮ほか：「薄膜」裳華房 (1979) 270
- [13] L. Neel : Compt. Rend., **237** (1953) 1468, 1613; J. Phys. Radium, **15** (1954) 225
- [14] S. Taniguchi et al. : Sci. Repts. Inst. Tohoku Univ., **A6** (1954) 330; S. Taniguchi : Sci. Repts. Inst. Tohoku Univ., **A7** (1955) 269
- [15] 近角聰信：「強磁性体の物理(下)」裳華房 (1984) 63
- [16] T. Hashimoto et al. : J. Phys. Soc. Jpn., **24** (1968) 1400
- [17] D. O. Smith et al. : J. Appl. Phys., **31** (1960) 175 S
- [18] H. Fujiwara et al. : IEEE Trans. Magn., **41** (1968) 22
- [19] R. J. Prosen et al. : J. Appl. Phys., **32** (1961) 91 S
- [20] J. M. Lommel et al. : J. Appl. Phys., **33** (1962) 1160 S

- [21] S. S. Lehrer : J. Appl. Phys., **34** (1963) 1207
- [22] N. Saito et al. : J. Phys. Soc. Jpn., **19** (1964) 421, 1116
- [23] S. Nakagawa et al. : IEEE Trans. Magn., **30** (1994) 4020
- [24] S. Nakagawa et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1994) 3091
- [25] S. Middelhoek : J. Appl. Phys., **37** (1966) 1276
- [26] J. C. Slonczewski et al. : Appl. Phys. Letters, **6** (1965) 139

第6章 ナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 軟磁性薄膜の作製

6.1 はじめに

本研究で提案しているデュアルトラック相補型ヘッドシステムを用いた超高密度記録を実現するためには、記録ヘッドが高周波数領域で十分な書き込み能力を有し、かつ記録・再生時の磁気回路を構成するヘッドコア、媒体裏打ち軟磁性層が特に高周波数領域において優れた軟磁気特性を有する必要がある、その磁性層としてより大きな飽和磁化とより高い透磁率を有する軟磁性薄膜の開発が非常に重要である。ところで近年、アモルファス中に微小な bcc 構造の Fe 結晶を含む Fe 基ナノ結晶材料が大飽和磁化・低磁歪・低損失・高透磁率材料として注目され、その薄膜がトランスコア等の材料として実用化されている。そこで本章では、Fe 基アモルファス合金に匹敵する大飽和磁化と Co 基アモルファス合金に匹敵する優れた軟磁気特性を兼ね備えたナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 合金 (FINEMET) に着目し、その特徴について述べた後、Fe-Cu-Nb-Si-B 合金薄膜を対向ターゲット式スパッタ法により作製し、その成膜条件による磁気特性の最適化を試みたので報告する。

6.2 Fe 基ナノ結晶合金軟磁性材料

Fe 基アモルファス合金、および Co 基アモルファス合金の登場により、ソフト磁性材料の広範囲での応用、磁気デバイスの高性能化がすすみ、磁気記録においても Co 基アモルファス合金の薄膜コア材料の採用などによる記録ヘッドの高性能化にともない大幅な記録密度の向上が実現した [1]。しかしその一方で、媒体保磁力のさらなる増大と記録再生周波数の向上にともない、より大きな飽和磁化を有し、より高周波数帯での軟磁気特性に優れた材料が要求されるようになった。

そこで近年、Fe 系のナノ結晶・ソフト磁性材料が、従来の Fe 系アモルファスよりも軟磁気特性に優れ、高い飽和磁束密度が期待できるとして研究が進められてきた。ソフト磁性発現の要である“磁気異方性の消去”は、アモルファスほどに原子レベルで構造を乱さなくても、ナノスケールの多結晶化でも可能であることが明らかになったのである。すなわちナノ結晶で磁性がソフトになるなら、bcc-Fe の大きな磁気モーメント ($B_s = 21.5 \text{ kG}$) を活かした高磁束密度のソフト材の作製ができるという画期的な道が開けたわけである。

ナノ結晶で磁性のソフト化が可能な理由は以下のように要約される [2]。いま強磁性ナノ多結晶体を考える。結晶子一個一個が独立だとすると、結晶子内の磁気モーメントは強磁性結合して自発磁化 M_s を形成し、それぞれの結晶磁気異方性（エネルギー定数 K ）に束縛されている。しかし、多結晶体では結晶子は互いに接し、その間で交換相互作用および漏洩磁束による双極子相互作用が働き、 M_s は K に逆らって互いに平行になろうとする。その競合の程度は結晶子径 D に依存する。 D が大きいと、 K が優先して M_s は多結晶全体でばらばらになるが、 D が小さくなるにつれて、 J が優先してその作用は粒内にまでおよび、何個かの粒の集団（特性長 L 、個数 N ）ごとに M_s はほぼ一方向に揃い、全体で M は L の周期で少しずつ揺らいた状態になる。そして M_s は本来の異方性 K ではなくそれより小さい有効異方性 $K_e \propto K/N$ に依存するようになり。保磁力は

$$H_c = \frac{aK_e \sqrt{D/W}}{M_s L} \text{ のごとく小さくなり磁性はソフトになる。ここで } W \text{ は磁壁幅である。}$$

これがナノ結晶・ソフト磁性の概念的説明である。

このような考えはすでに磁化リップルの問題として理論的に検討され [3]、上述の概念に近い発想のもとで純 Fe の微粒子薄膜を多層膜の方法で作る H_c が小さくなること

が見出されていた [4]。また、スパッタ法により直接微結晶純 Fe 薄膜を作製し、 H_c の低減に成功した例もある [5]。

このようにナノ結晶・ソフト磁性の概念は以前からあったが、材料的に意味のある特性をはっきりと示したのは、液体急冷アモルファスを焼鈍してナノ結晶化した Fe-Cu-Nb-Si-B [6] が最初である。

Fe-Si-B アモルファス合金に Nb、Mo、Cr などを添加して微結晶化および磁歪の低減をはかった [7] もの、優れた軟磁気特性が得られなかったが、Fe-M-Si-B アモルファス(M=Nb、Mo、W、Ta)に Cu を添加した合金においては、結晶化温度が上がることに より優れた軟磁気特性が得られるようになった。図 6-1 [6] に $\text{Fe}_{74.5-x}\text{Cu}_x\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金の磁気特性の Cu 添加量 x 依存性を示す。わずか 1 %の Cu 添加により飽和磁束密度 B が大幅に減少することなく優れた軟磁気特性を示すことがわかる。これは図 6-2 [6] のアニール前後の X 線回折ダイアグラムを見てもわかるように Cu を添加した合金をアニールすることにより、Fe-B 化合物の形成が抑制され、Si、B を含む bcc-Fe 結晶が形成されていることから、Cu の添加により Fe 微結晶の形成が促進されることによるものと考えられ、これは以下のように説明できる。

まず、Cu が Fe と固溶しないことから偏析により Fe-rich な領域と Cu-rich、Nb-rich な領域に分離する。Fe-rich の領域においては bcc-Fe の結晶子が選択的に成長する。一方、Cu-rich の領域では結晶化温度が高く、容易に結晶化が起こらない。こうして分離された Fe-rich 領域が個々に結晶化してナノスケールの Fe 結晶となり、軟磁気特性が向上する。こうして Co 基アモルファスに匹敵する軟磁気特性と Fe 基アモルファスに匹敵する飽和磁化を兼ね備えた合金の作製が可能となる。

また、表 6-1 [8] に示すように、Fe-Cu-Nb-Si-B 合金は他のソフト磁性材料に比べ抵抗率が高いため、特に高周波数領域で高い透磁率が実現しており、今後の磁気記録に用いられる周波数帯が 10 MHz から 100 MHz オーダーと、より高周波領域へ向かっていることを考慮すると、ヘッドコア、磁気シールド、そして垂直記録媒体軟磁性層の材料として非常に期待でき、その低温プロセスでの薄膜化が今後の磁気記録デバイスへの応用のための重要な課題となる。

通常このような Fe-Si-B-Nb-Cu 合金は、液体急冷法でアモルファスリボンを形成した後、550 °C前後の熱処理によって微結晶を形成するというプロセスにより作製されるが、気相急冷効果によりアモルファス膜の形成が容易であるスパッタ法において、Cu、Nbの添加による成膜時の Fe 微粒子の結晶化が促進されれば、比較的低温のプロセスでナノ結晶構造を持つ薄膜の作製が期待できる。そこで本研究では、大飽和磁化・高透磁率薄膜の垂直磁気記録ヘッド、および媒体裏打ち層への応用を目的として、高エネルギー粒子による基板ダメージが少なく、基板温度のコントロールが容易である対向ターゲット式スパッタ法により、ナノ結晶 Fe-Si-B-Nb-Cu 合金薄膜の低温形成を試みた。

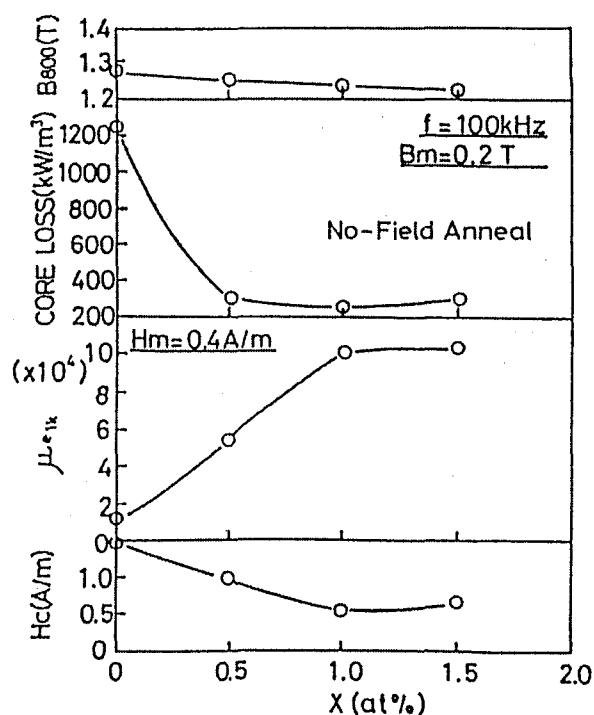


図 6-1 Fe_{74.5-x}Cu_xNb₃Si_{13.5}B₉ 合金の磁気特性の Cu 添加量 x 依存性 [6]

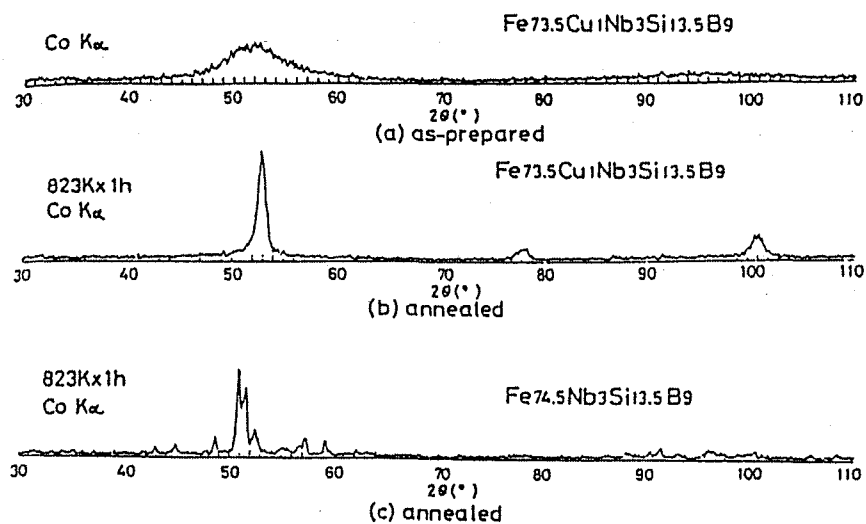


図 6-2 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金と $\text{Fe}_{74.5}\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金の X 線回折ダイアグラム [6]

表 6-1 各種軟磁性材料の特性と主な用途 [8]

名称	組成 (wt. %)	比初透磁率 ($\times 10^3$)	比最大透磁率 ($\times 10^3$)	保磁力 (A/m)	飽和磁束密度 (T)	キュリー温度 (K)	抵抗率 (m Ω m)	主な用途
純鉄	Fe (99.95 %)	5.0	18	4.0	2.12	1043	0.10	リレー
方向性 ケイ素鋼	$\text{Fe}_{97}\text{Si}_3$	1.5	40	8.0	2.00	913	0.47	配電用トランス
パーマロイ	$\text{Ni}_{78.5}\text{Fe}_{21.5}$	8.0	100	4.0	1.08	773	0.16	カレントトランス
スーパパーマロイ	$\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{16}\text{Mo}_5$	100	1000	0.16	0.79	673	0.60	カレントトランス 磁気ヘッド
パーメンダー	$\text{Fe}_{50}\text{Co}_{48}\text{V}_2$	0.80	5	160	2.45	1253	0.07	磁極・電磁弁
センダスト	$\text{Fe}_{85}\text{Al}_5\text{Si}_{10}$	30	120	4.0	1.0	773	0.80	磁気ヘッド 圧粒磁心
アルパーム	$\text{Fe}_{84}\text{Al}_{16}$	3.5	55	1.6	-	673	0.90	磁気ヘッド
Fe 基 アモルファス	$\text{Fe}_{81}\text{Si}_{14}\text{B}_{13}\text{C}_2$ (at. %)	2.5	300	0.64	1.61	673	1.25	配電用トランス
Co 基 アモルファス	$\text{Co}_{70.3}\text{Fe}_{4.7}\text{Si}_{15}\text{B}_{20}$ (at. %)	8.0	-	0.36	0.8	663	1.34	磁気ヘッド
	$\text{Co}_{61.6}\text{Fe}_{42}\text{Ni}_{42}\text{Si}_{10}\text{B}_{20}$ (at. %)	120	-	0.16	0.54	483	-	ノイズフィルタ カレントトランス
ファインメット	$\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ (at. %)	100	-	0.53	1.24	843	1.42	チョークコイル 高周波トランス パルストランス
磁性ステンレス	$\text{Fe}_{96}\text{Cr}_{13}\text{Si}_1$	0.2	4	90	1.2	-	0.72	電磁弁コア
Mn-Zn フェライト		10	-	6.4	0.43	393	-	ノイズフィルタ 各種トランス

6.3 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の作製

6.3.1 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性の基板温度効果

はじめに、基板温度を変えて作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の、磁気特性の膜厚依存性について調べた。薄膜の作製には第3章、第5章で用いたものと同じ FTS 装置を使用し、表 6-2 の成膜条件でガラス基板上に基板温度 T_s を室温 (30 °C) および 300 °C として Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜を作製した。ターゲットとして、前述の $\text{Fe}_{75}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ よりも Fe 含有量が多く、磁歪は若干大きい、飽和磁束密度が 1.35 T と大きい量産材である (株) 日立金属の $\text{Fe}_{75}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{14}\text{B}_7$ (at. %) 合金 (FT-1) を用いた。作製した単層膜の磁気特性について、VSM を用いて保磁力 H_c 、飽和磁化 $4\pi M_s$ を評価し、比透磁率 μ_r はフェライトコア法により周波数 1.0 MHz で測定した。

表 6-2 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜作製条件

ターゲット	$\text{Fe}_{75}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{14}\text{B}_7$
放電電圧 [V]	650
放電電流 [A]	0.20
P_{Ar} [mTorr]	1.0
成膜速度 [nm/min]	4.35
基板温度	R. T., 300 °C

まず、図 6.3 に基板温度 $T_s=30$ °C、300 °C で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の、X 線回折ダイアグラムの一例を示す。いずれの基板温度においても、非常に小さな bcc-Fe の (100) ピークが見られるが、その結晶子サイズは非常に小さい。このダイアグラムからの厳密な結晶子サイズの見積もりは困難ではあるが、おおよそ 2~3 nm の Fe の微結晶が形成されていると考えられる。

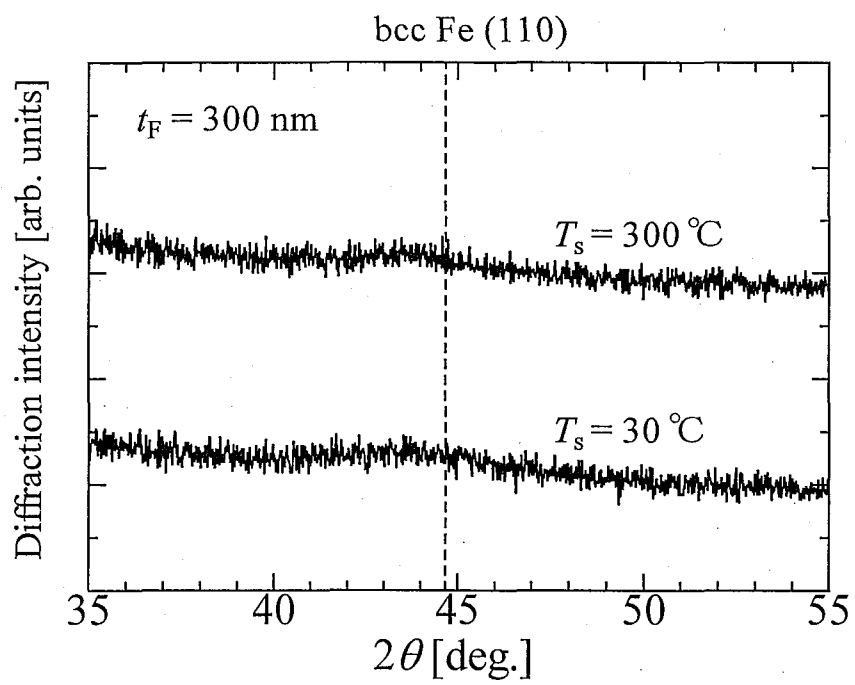


図 6-3 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の X 線回折ダイアグラム

次に磁気特性について、図 6-4～図 6-6 に Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の飽和磁化 $4\pi M_s$ 、保磁力 H_c 、周波数 1 MHz における磁化困難軸方向の比透磁率 μ_r の膜厚 t_f 依存性をそれぞれ示す。

飽和磁化 $4\pi M_s$ については、いずれの基板温度においても膜厚の増加に伴い $4\pi M_s$ が増加する傾向が見られた。特に $T_s=30^\circ\text{C}$ において、 t_f が 100 nm 以下の単層膜の $4\pi M_s$ がバルクでの値 (13.5 kG) よりかなり小さい値となった。基板の表面処理はイソプロパノールによる蒸気洗浄以外行っていないが、基板を一度 300°C に加熱後冷却し、 $T_s=30^\circ\text{C}$ で作製したときも同様の結果が得られているため、基板表面の清浄度による初期成長領域の不純物による影響は無視できると考えられる。したがって、基板温度が低い場合、薄膜の初期成長領域において強磁性相となる Fe 基微粒子の形成が抑制されていることを示唆している。 $T_s=300^\circ\text{C}$ で作製した膜においても膜厚が小さいときには $4\pi M_s$ が若干小さいが、膜厚の変化に対しての大きな変化は見られなかった。したがって基板温度をある程度高くしておくことにより膜の初期成長領域での Fe 微粒子の形成が促進されていることがわかる。

次に保磁力について、図 6-5 より、 $T_s=30^\circ\text{C}$ で作製した場合、100 nm 以下の膜において膜厚の減少に伴い H_c が増大していることがわかる。しかしながら $T_s=300^\circ\text{C}$ で作製した単層膜については 100 nm 以下の膜厚において H_c がほぼ一定の値をとっている。このことから、薄膜の初期成長部分の磁気特性の改善のためには比較的高い基板温度が必要であるといえる。

また、図 6-5、図 6-6 より、基板温度によらず膜厚が 100 nm を越えると H_c の急激な増大と μ_r の減少が見られ、軟磁気特性が著しく悪化していることがわかる。このときのヒステリシスループの形状の変化は図 6-7 のようになり、前章の Ni-Fe 薄膜にも見られた縞状磁区の発生が軟磁気特性悪化の原因であるといえる。さらにその臨界膜厚も約 100 nm と前章の Ni-Fe 薄膜 (約 200 nm) よりも小さく、薄膜内部に強い垂直磁気異方性が誘導されていると考えられる。前章で述べたように、垂直磁気異方性の原因として、Fe 結晶子の形状によるもの、内部応力によるもの、また磁歪によるものが考えられる。

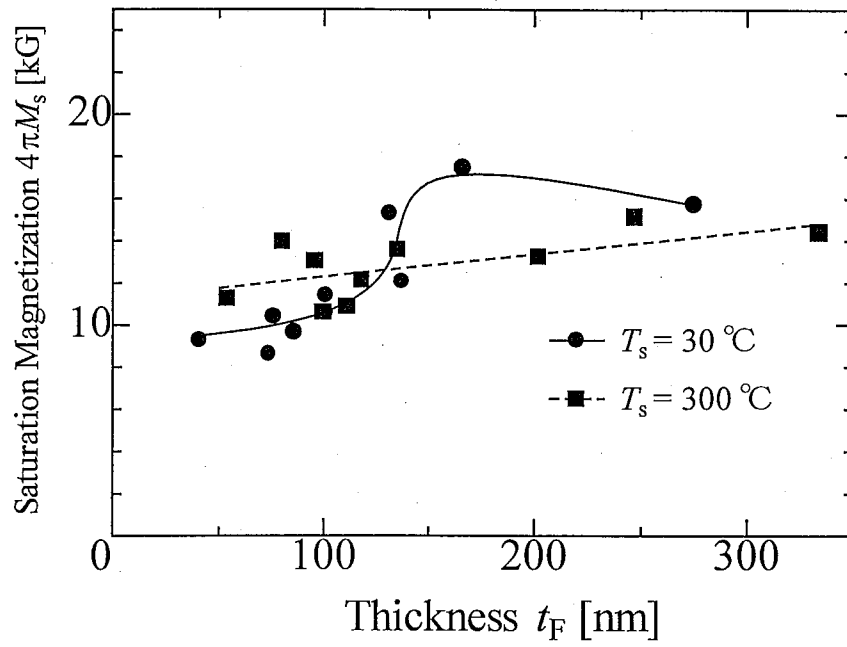


図 6-4 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の飽和磁化 $4\pi M_s$ の膜厚 t_F 依存性

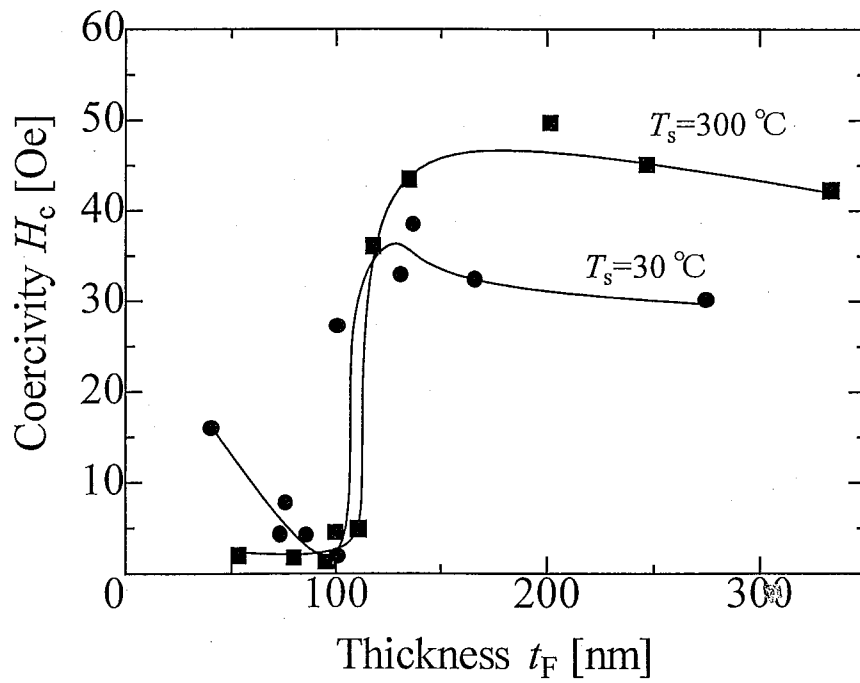


図 6-5 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の保磁力 H_c の膜厚 t_F 依存性

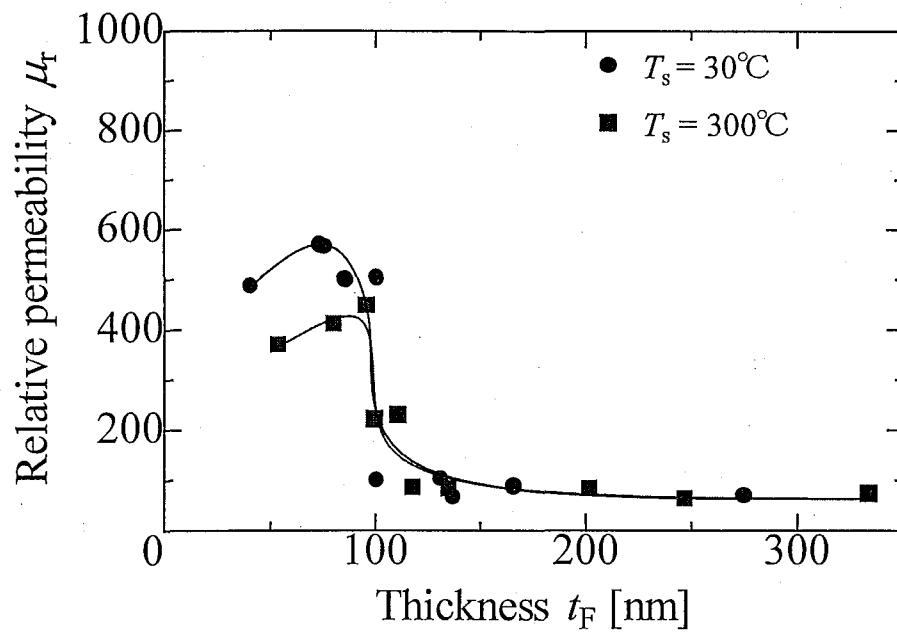


図 6-6 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の比透磁率 μ_r の膜厚 t_F 依存性

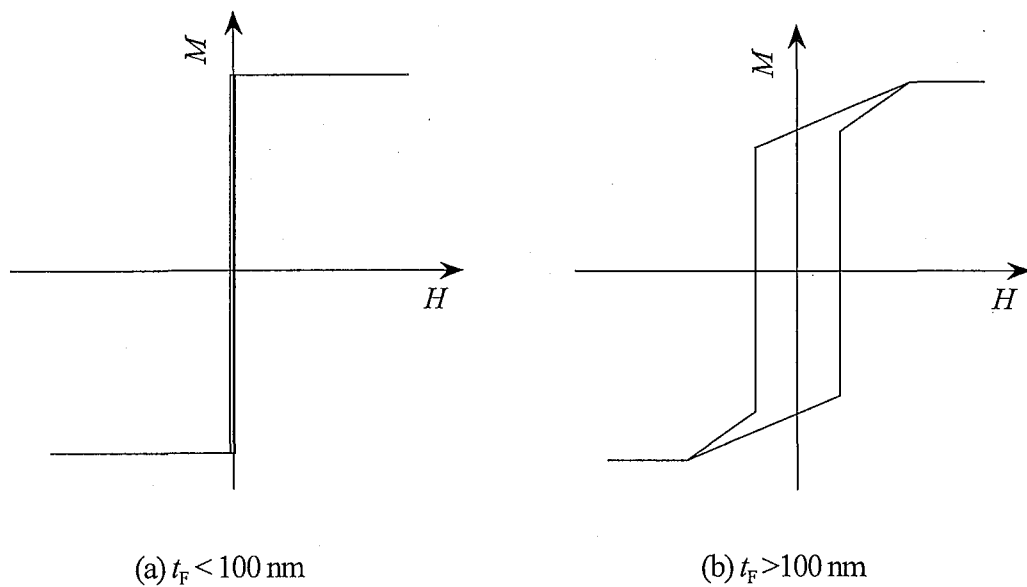


図 6-7 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜のヒステリシスループ ($T_s = 30^\circ\text{C}$)

6.3.2 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性における成膜中磁界印加の効果

次に第3章、第5章と同様、磁気異方性の制御や軟磁気特性の向上を目的として、堆積中プラズマ収束磁界に直交する方向に磁界を印加しながら Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜を作製し、そのときの磁気特性の変化について調べた。

図 6-8、図 6-9 に $T_s=30^\circ\text{C}$ で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜において成膜中プラズマ収束磁界 H_p に直交する磁界 H_{ext} (100 Oe) を印加したときの $4\pi M_s$ 、および H_c の膜厚依存性をそれぞれ示す。 H_{ext} の印加による $4\pi M_s$ 、 H_c の値の変化は見られず、膜厚が 100 nm を超えると急激に H_c が増大した。従って Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜においても面内方向への磁界印加による垂直磁気異方性の抑制の効果はなく、内在する垂直磁気異方性は薄膜の構造的な原因によるものと考えられる。

次に、図 6-10 に磁化困難軸方向の μ_r の膜厚依存性を示す。ここで、本研究で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜は H_{ext} の印加に関わらず H_p 方向に磁化容易軸を持つ磁気異方性が誘導されており、すべての膜について H_{ext} 印加方向が磁化困難軸となった。このことから、Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜においては、堆積時のスパッタ粒子の異方性に起因する誘導磁気異方性が Ni-Fe 薄膜よりも顕著に現れることがわかった。

図 6-10 より H_{ext} 印加方向の μ_r は t_f が 100 nm のとき約 3000 とかなり大きくなっていることがわかる。これは前章の $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 薄膜と同様、磁化困難軸方向への H_{ext} の印加により膜中の微細構造が変化し、軟磁気特性が向上したことによるものと考えられる。

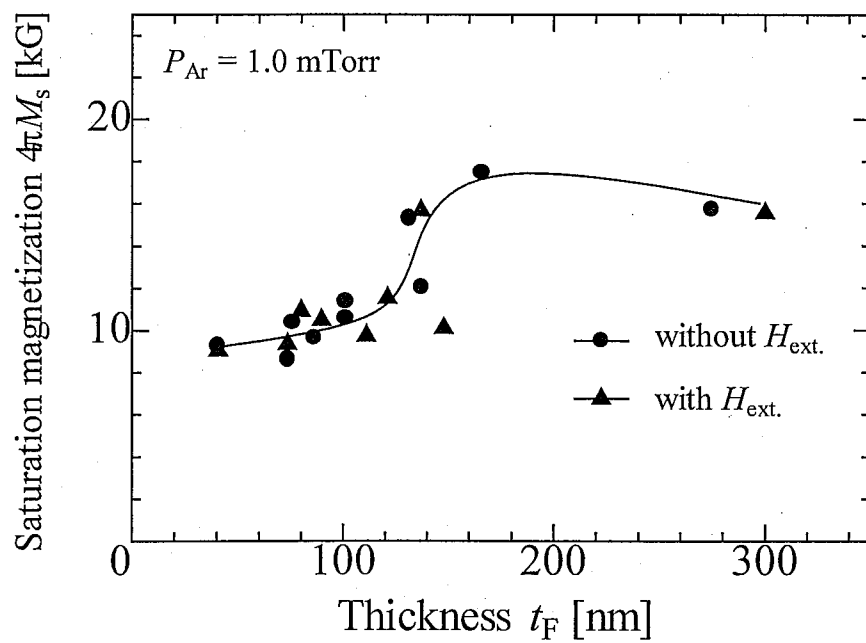


図 6-8 $H_{ext.}$ を印加した時の Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の $4\pi M_s$ の t_F 依存性

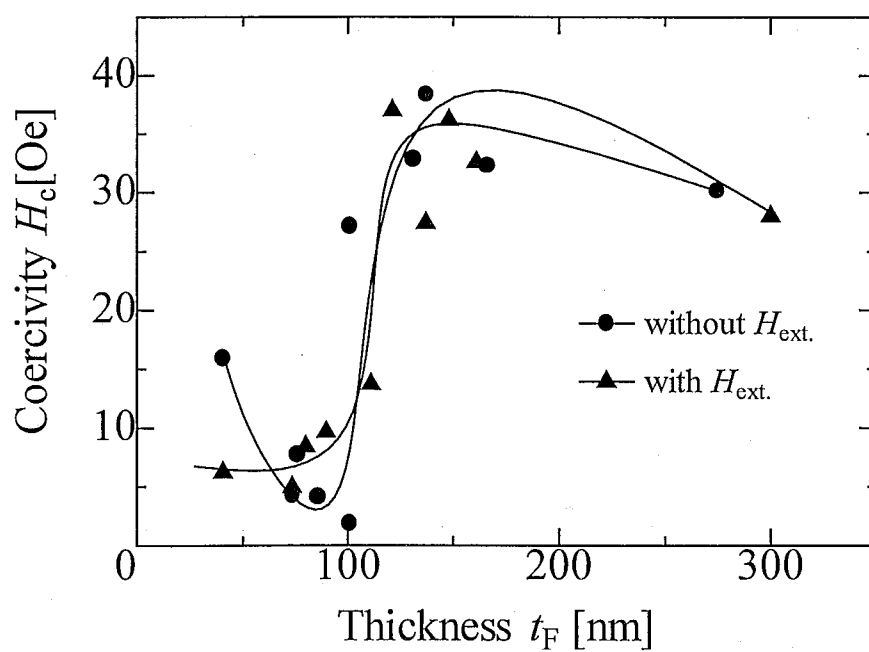


図 6-9 $H_{ext.}$ を印加した時の Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の H_c の t_F 依存性

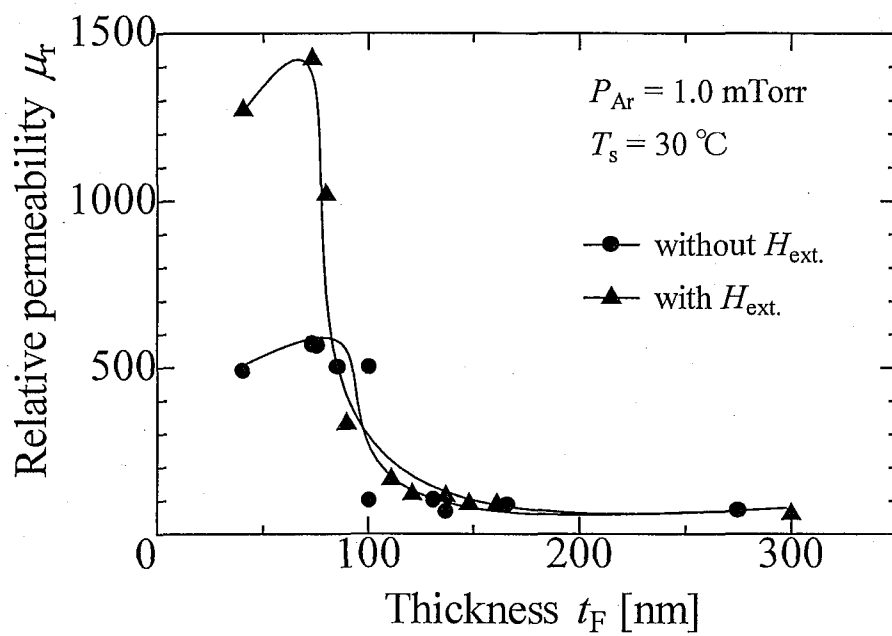


図 6-10 $H_{ext.}$ を印加した時の Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の μ_r の t_F 依存性

6.3.3 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の磁気特性におけるポストアニール処理の効果

前節までの結果により、基板温度 300 °C で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜には強い誘導磁気異方性や、縞状磁区の発生原因となる垂直磁気異方性があることがわかった。一般に軟磁性薄膜に歪み取りアニールを施すことにより、膜中の内部応力の緩和や、微細構造の変化により軟磁気特性が向上することが知られている。そこで作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜に真空中で 300 °C、2 時間のポストアニールを行い、結晶性および磁気特性の変化を調べた。通常アモルファス磁性薄膜において、薄膜磁気異方性の制御を目的として直流磁場中や、回転磁場中でのアニールが行われているが、本研究では加熱による応力緩和の効果を中心に調べるため、無磁場中アニールを行った。

まず、図 6-11 に $T_s = 30$ °C、300 °C で作製した 100 nm の Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜における、アニール温度 $T_A = 300$ °C によるポストアニール前後の X 線回折ダイアグラムを示す。いずれの基板温度で作製した薄膜においても、アニールの前後による回折ピークの形状変化は見られなかった。したがって、300 °C という比較的低い温度でのアニールでは、Fe 結晶子サイズの大幅な変化は生じないと考えられる。

次に磁気特性について、図 6-12 に $T_s = 30$ °C、300 °C で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の、アニール前後の $4\pi M_s$ の膜厚依存性の変化を示す。いずれの基板温度で作製した薄膜においても、アニール処理の前後では $4\pi M_s$ の大幅な変化は見られなかった。このことから、 $T_A = 300$ °C という比較的低温でのアニール処理では薄膜の内部構造の大幅な変化は起こらず、初期成長領域の Fe 結晶子サイズの制御という観点においては基板温度の効果の方が大きいと考えられる。一方、図 6-13、図 6-14 に $T_s = 30$ °C、300 °C で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の、アニール前後の保磁力 H_c および周波数 1 MHz における困難軸方向の比透磁率 μ_r の膜厚依存性の変化を示す。アニール処理後の単層膜において、全ての膜厚において H_c の著しい低下と μ_r の著しい増加がみられ、軟磁気特性が改善されているとともに、軟磁気特性の変化する臨界膜厚がより厚い方にシフトしていることがわかる。X 線回折パターンや $4\pi M_s$ の変化が見られないことを考慮すると、アニール処理による膜中の内部応力の緩和がその主な原因であると考えられる。特に $T_s = 30$ °C、 $t_f = 100$ nm の膜において $H_c = 1.05$ Oe、 $\mu_r = 6200$ という良好な軟磁気特性が得られ、比較的低い温度でのアニール処理でも非常に優れた軟磁気特性を有する Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜が作製できることが明らかとなった。

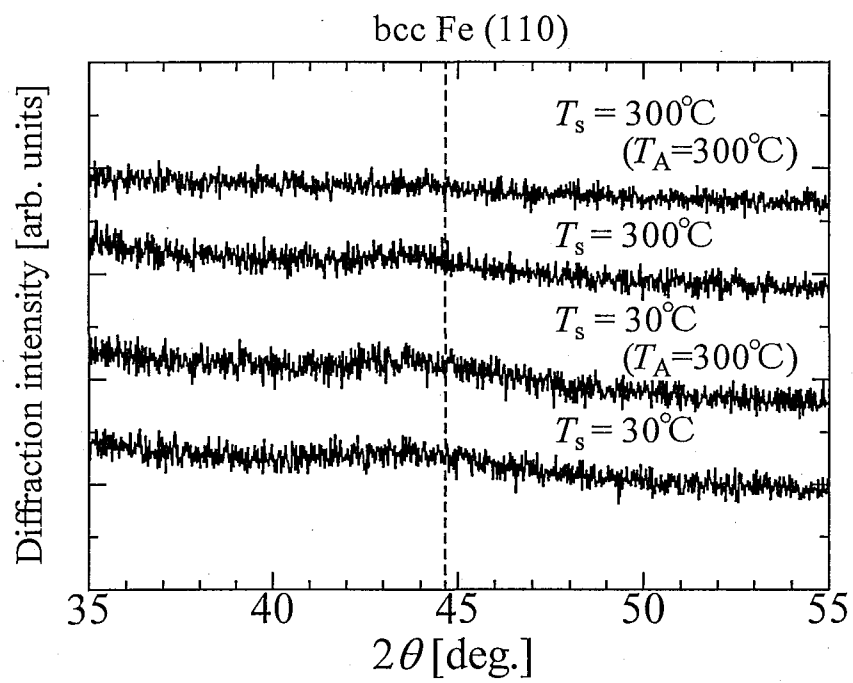
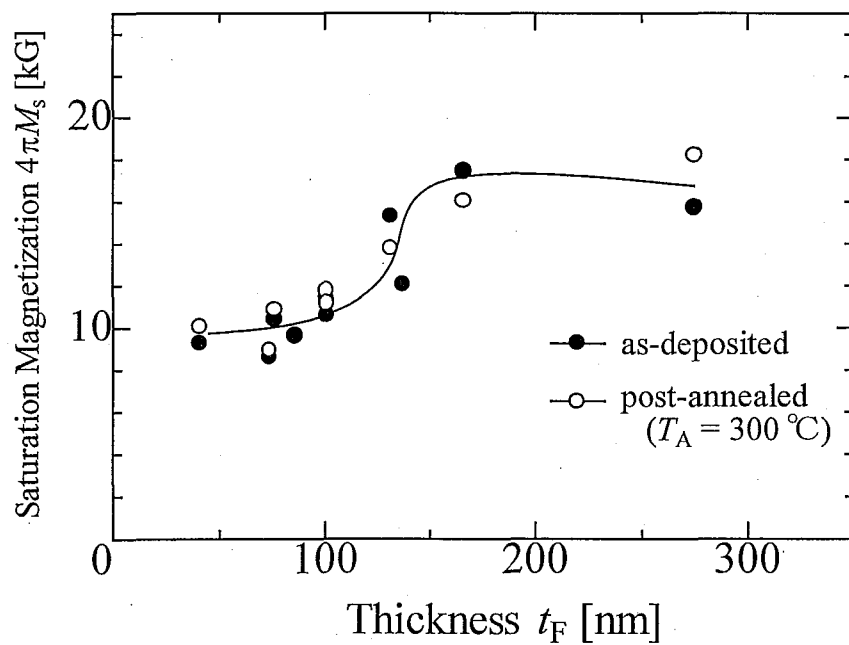
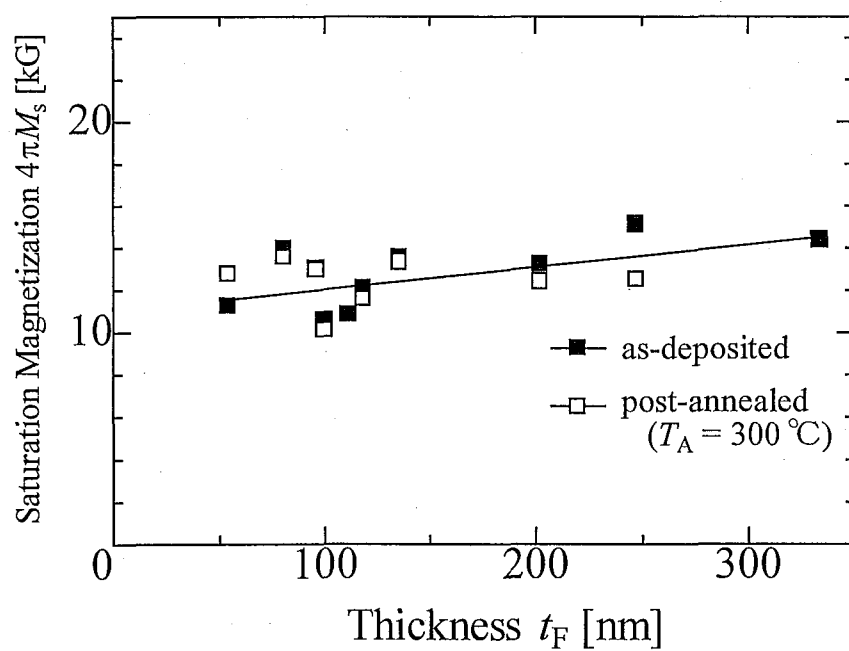


図 6-11 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜のアニール前後の X 線回折ダイアグラム

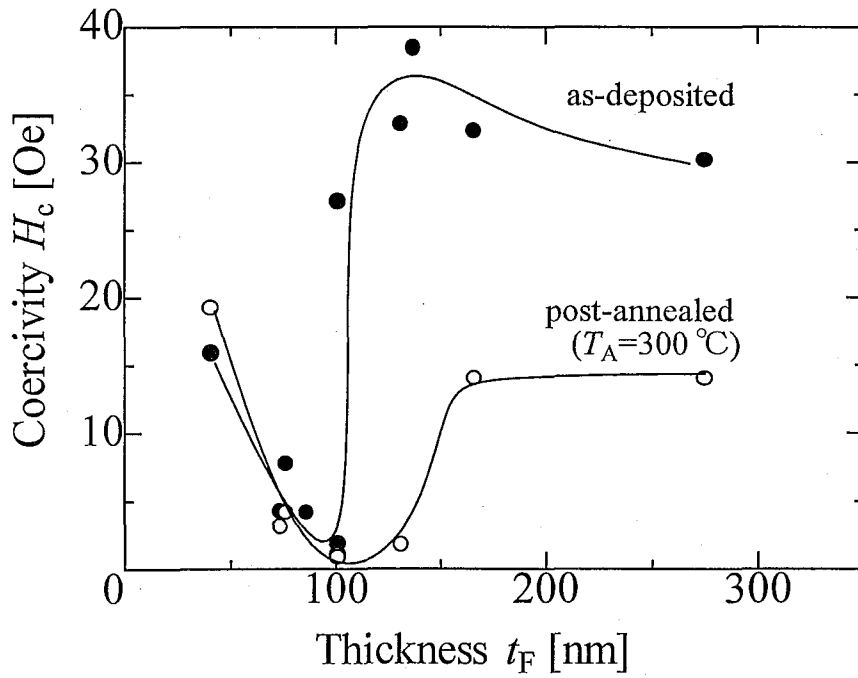


(a) $T_s = 30^\circ\text{C}$

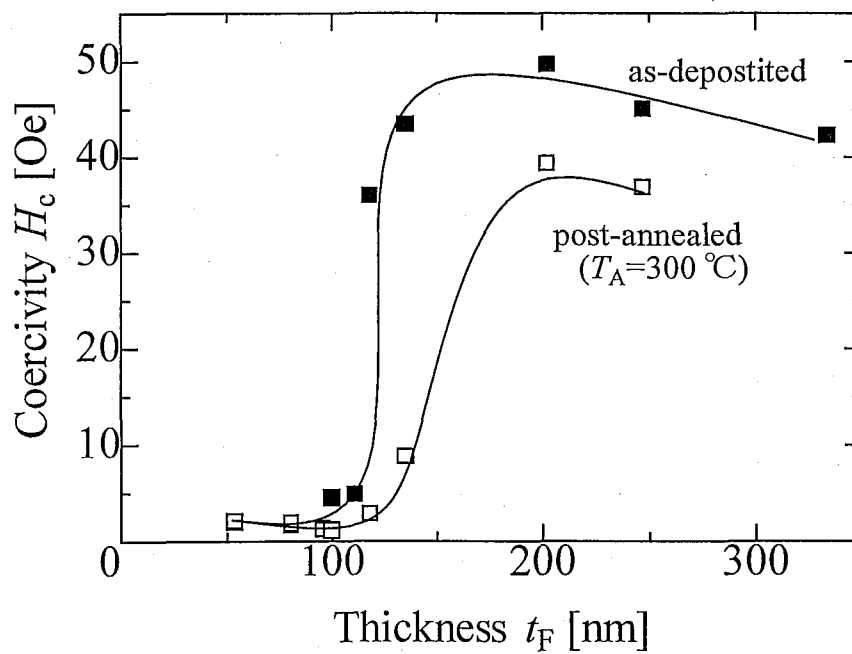


(b) $T_s = 300^\circ\text{C}$

図 6-12 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜のアニールによる $4\pi M_s$ の t_F 依存性の変化

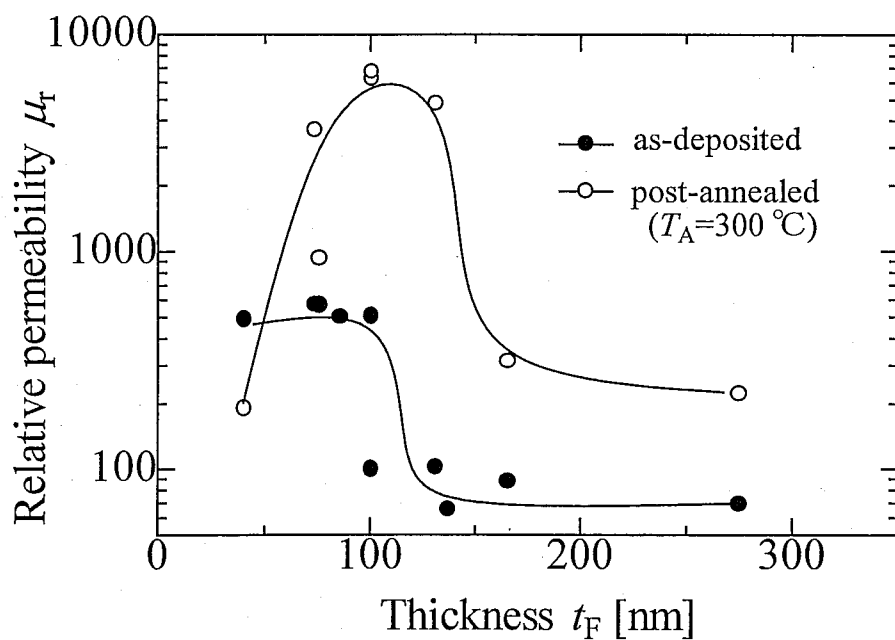


(a) $T_s = 30^\circ\text{C}$

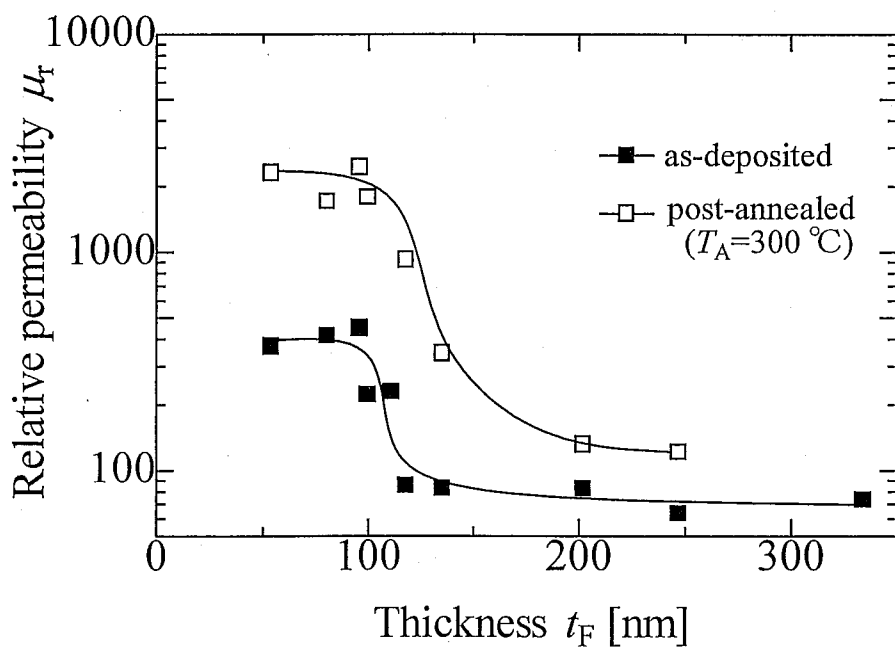


(b) $T_s = 300^\circ\text{C}$

図 6-13 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜のアニールによる H_c の t_F 依存性の変化



(a) $T_s = 30^\circ\text{C}$



(b) $T_s = 300^\circ\text{C}$

図 6-14 Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜のアニールによる μ_r の t_F 依存性の変化

6.4 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜の作製

前節で、130 nm より薄い Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜については適度なポストアニール処理により軟磁気特性を大幅に改善できることを示したが、膜厚の大きい場合の縞状磁区の発生に伴う軟磁気特性の悪化については、その臨界膜厚が厚い方にシフトはするものの、十分抑制することはできなかった。そこで第5章の Ni-Fe 薄膜と同様、常磁性 Al 中間層により Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割した多層膜を作製し、軟磁気特性の変化を調べた。さらに Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜においてもポストアニール処理を行い、アニール処理前後の磁気特性の変化について調べた。

まず、図 6-15 (a) に示すように、一層あたりの Fe-Cu-Nb-Si-B 層厚を 70 nm 一定とし、Al 中間層厚 t_{Al} を変化させて $T_s=30^\circ\text{C}$ で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜における軟磁気特性の変化を調べた。

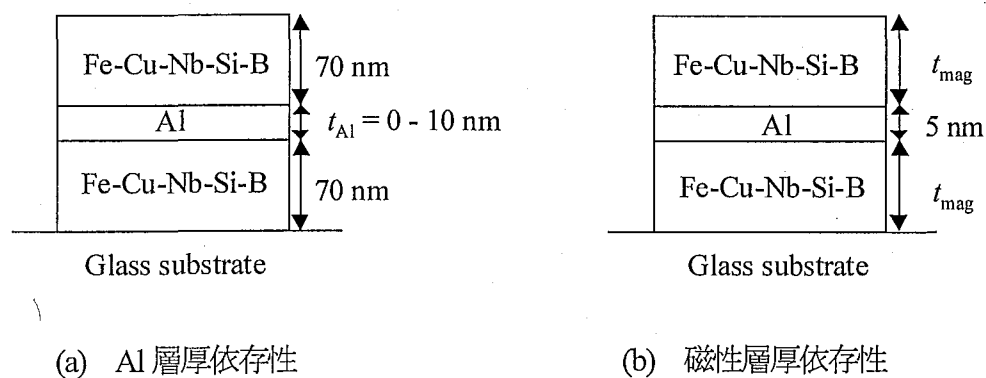


図 6-15 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜構造図

図 6-16 に Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の H_c 、 μ_r の t_{Al} 依存性を示す。アニール処理前の薄膜において、 $t_{Al} = 0$ 、すなわち 140 nm の Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜の H_c は 38 Oe とかなり大きく μ_r は非常に小さい。これはこの膜厚において縞状磁区が発生していることを示しているが、わずか 2 nm 程度の Al 中間層により Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割することによって軟磁気特性が大幅に改善されていることがわかる。

また、単層膜の場合と同様、多層膜においてもアニール処理により著しい μ_r の増加と H_c の低減が見られ、 μ_r については 70 nm の単層膜と同等の 4600 という値が得られ、 H_c については 70 nm の単層膜よりも大幅に低い 0.63 Oe という値が得られた。これはアニール処理による内部応力の緩和と、第 5 章で述べた、多層化による強磁性層間の磁壁部分での静磁氣的結合による磁壁エネルギーの低下に起因するものと考えられる。

次に図 6-15 (b) に示すように、Al 中間層厚を 5 nm に固定し、各 Fe-Cu-Nb-Si-B 層厚 t_{mag} を変化させた時の磁気特性の変化について調べた。図 6-17～図 6-20 に Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の $4\pi M_s$ 、 H_c 、 μ_r の t_{mag} 依存性をそれぞれ示す。

まず飽和磁化 $4\pi M_s$ について、 t_{mag} が 100 nm 以上の多層膜において $4\pi M_s$ は約 13 kG でほぼ一定の値となることがわかる。層厚が小さいときの $4\pi M_s$ の減少について、その詳細は不明であるが、各層の初期成長領域など、少なくとも Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜における $4\pi M_s$ の膜厚依存性と何らかの関係があるものと考えられる。

次に軟磁気特性について、アニール前の膜については単層膜の結果と同様、 t_{mag} が 100 nm 程度での H_c の増大と、 μ_r の減少が見られる。したがって Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割して軟磁気特性を改善する場合、一層あたりの層厚が臨界膜厚を超えないようにする必要があるといえる。

一方、アニール処理後の多層膜においても、単層膜と同様に著しい軟磁気特性の改善と、軟磁気特性の急変する臨界膜厚のシフトが見られることがわかる。特に各 Fe-Cu-Nb-Si-B 層厚が 100 nm の膜においては $H_c = 0.10$ Oe、 $\mu_r = 12800$ という非常に優れた軟磁気特性を有している。したがって適度な層厚で各 Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割した多層膜をアニール処理するにより比較的低温のプロセスで非常に優れた軟磁気特性を有する薄膜を作製することが可能であり、このような Fe-Cu-Nb-Si-B/Al スパッタ薄膜は、高性能磁気薄膜デバイスに十分応用できる特性を有しているといえる。

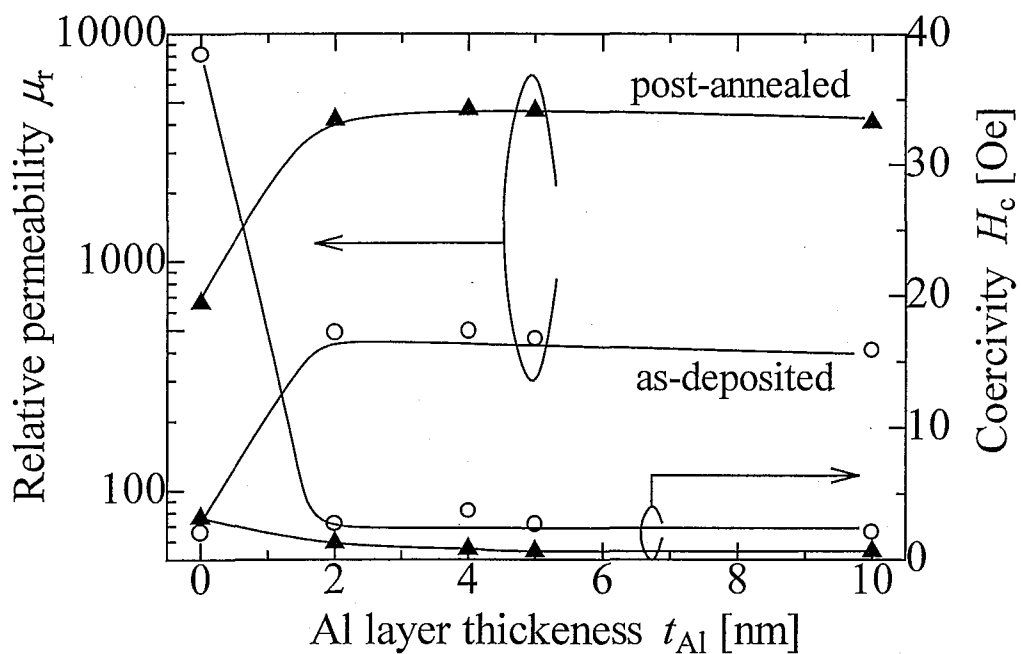


図 6-16 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の H_c 、 μ_r の t_{Al} 依存性

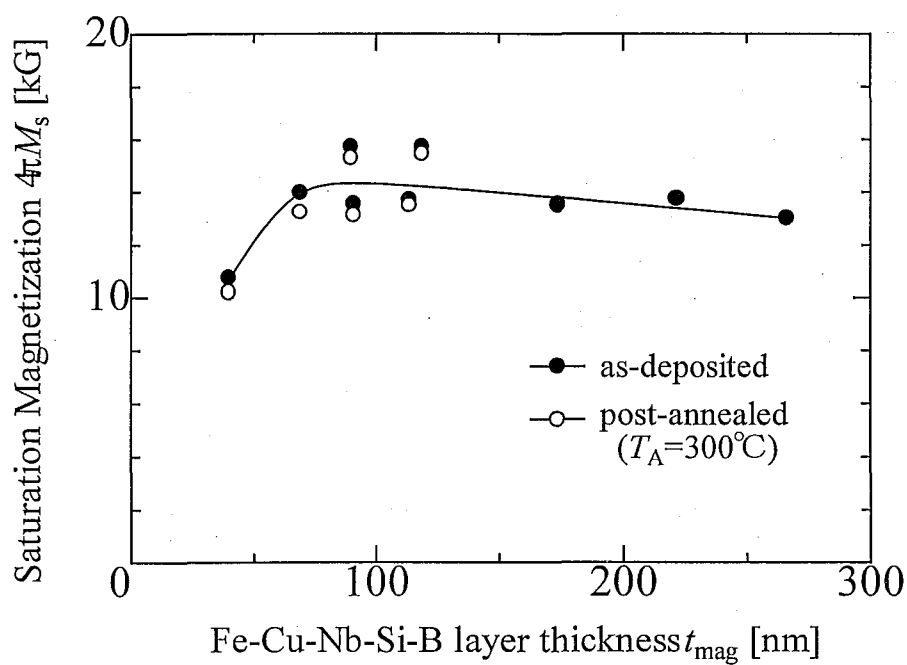


図 6-17 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の $4\pi M_s$ の t_{mag} 依存性

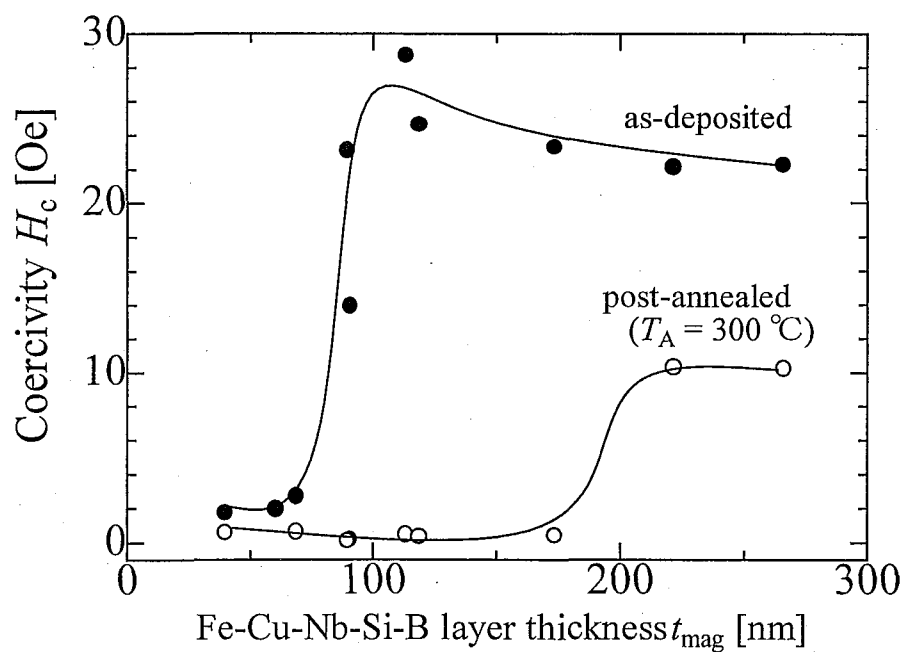


図 6-18 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の H_c の t_{mag} 依存性

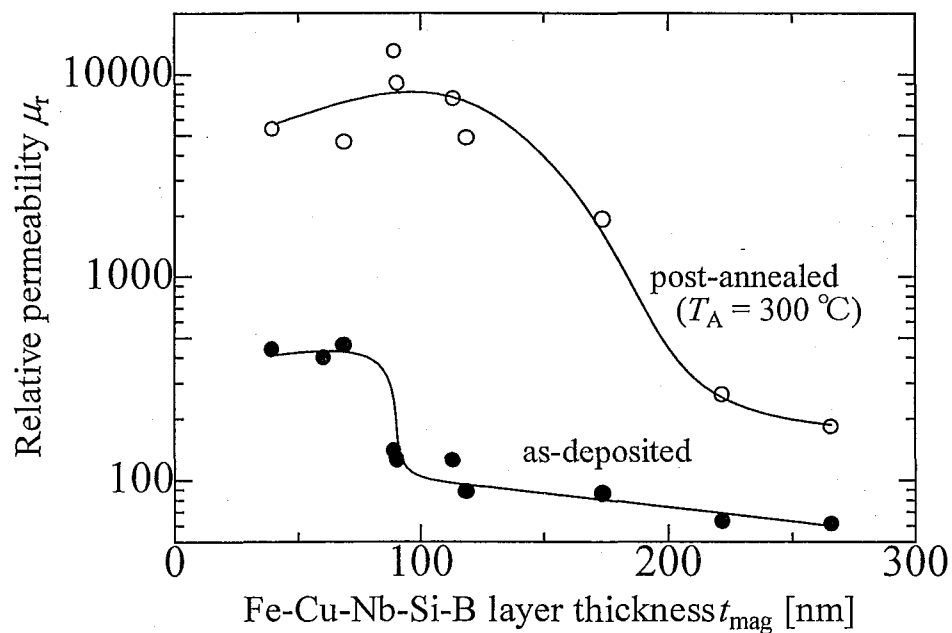


図 6-19 Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 3 層膜の μ_r の t_{mag} 依存性

6.5 まとめ

本章では、高性能磁性薄膜の磁気記録デバイスへの応用を目指し、大きな飽和磁化と優れた軟磁気特性を有するナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B に着目して対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法によりその薄膜化を試み、その作製条件の最適化を試みたところ、以下の結果と知見を得た。

- (1) 膜厚が数十 nm の薄い Fe-Cu-Nb-Si-B 単層膜において、300 °C 程度の高い基板温度で作製することにより比較的大きな飽和磁化と低保磁力が得られ、膜厚が 100 nm 程度までは良好な軟磁気特性を有していることがわかった。一方、基板温度によらず膜厚が 100 nm を越えると H_c の急激な増大と μ_r の減少が見られた。これは、内在する垂直磁気異方性の影響により縞状磁区が形成され、磁化反転が困難になることが原因と考えられる。
- (2) Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜の成膜時の基板温度によらず、300 °C という比較的低い温度での熱処理で劇的に軟磁気特性が改善できることが明らかとなり、基板温度 300 °C、膜厚 100 nm の膜において保磁力 $H_c = 1.05$ Oe、比透磁率 $\mu_r = 6200$ という良好な軟磁気特性が得られた。これはアニール処理による膜中の内部応力の緩和がその主な要因であると考えられる。
- (3) 常磁性の Al を中間層として Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割した Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜を作製した結果、2 nm 以上の Al 中間層により Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割することにより軟磁気特性が大幅に改善され、さらにポストアニール処理により著しい μ_r の増加と H_c の低減に成功した。これはアニール処理による応力緩和の効果と、多層化による強磁性層間の静磁氣的結合の効果によるものと考えられる。

以上の結果から、本研究で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B スパッタ薄膜は、高性能磁気薄膜デバイスに十分応用できる特性を有しているといえる。

参考文献

- [1] たとえば、増本健：「アモルファス金属の基礎」オーム社 (1982)
- [2] 藤森啓安：日本応用磁気学会誌, **21** (1997) 99
- [3] H. Hoffmann : J. Appl. Phys., **44** (1993) 63; IEEE Trans. Magn., **4** (1968) 1790; IEEE Trans. Magn., **9** (1973) 17
- [4] N. Kumasaka et al. : J. Appl. Phys., **55** (1984) 2238
- [5] M. Naoe et al. : IEEE Trans. Magn., **21** (1985) 1900
- [6] Y. Yoshizawa et al. : J. Appl. Phys., **64** (1988) 6044
- [7] H. Yoshino et al. : J. Appl. Phys., **55** (1984) 1751
- [8] 日立金属技報 Vol. 13 (1997) 26

第7章 将来展望

本研究では、新しい垂直磁気記録ヘッドとしてデュアルトラック相補型 (DTC) ヘッドを提案し、その再生効率の解析および DTC 薄膜ヘッドの試作を行い、さらに DTC ヘッドのヘッドコアや、垂直2層膜媒体裏打ち層に用いる軟磁性薄膜の特性改善を目的として Ni-Fe 多層膜ならびにナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜の軟磁気特性改善に関する研究を行った。その結果、DTC ヘッドが単磁極ヘッドにくらべ再生効率に優れ、漏洩磁界によるノイズを低減する効果を有していることが明らかとなり、さらに対向ターゲット式スパッタ装置を用いて低スパッタガス圧力下で磁界印加堆積法により作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜は結晶配向性に優れ、等方的に高い透磁率を有すること、Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜を非磁性中間層で分割・多層化し、ポストアニール処理を施すことにより非常に優れた軟磁気特性が得られることを明らかにした。

本章では、本研究で得られた結果を踏まえ、今後の磁気記録技術の動向を展望するとともに、垂直磁気記録システムのさらなる進展を推進するための課題について述べる。

現在達成されているハードディスク装置の面記録密度は実験室レベルでは 5 Gbit/inch^2 [1]、製品レベルでは 3.12 Gbit/inch^2 [2] であるが、今後 10 Gbit/inch^2 以上の面記録密度を達成させる上で必要な技術としては以下のように大別できる。

- (1) 媒体ノイズの低減
- (2) 記録・再生ヘッドの高性能化・狭トラック化
- (3) トラッキング精度の向上とヘッド浮上量の狭小化
- (4) 信号処理技術

(1) の媒体ノイズ低減について、長手磁気記録媒体における媒体ノイズの大きさはその記録ビット内の磁化単位（必ずしも結晶子と等しいとは限らない）の個数と相関性があることが知られている。長手記録薄膜媒体において結晶粒径が記録層厚と同じとみなせる場合、その S/N 比 (SNR) は大まかに (7.1) 式 [3] であらわされる。

$$SNR = 10 \log \frac{bW}{d^2} \quad (7.1)$$

ここで b は最小磁化遷移間隔、 W はトラック幅、 d は結晶粒径（≡記録層厚）である。仮に面記録密度 10 Gbit/inch² を実現するために $W=1 \mu\text{m}$ （トラック密度 25.4 kTPI）、8/9 符号変換方式を用いて $b=56 \text{ nm}$ （線記録密度 406 kBPI）とすると、30 dB の SNR を確保するためには $d=7.5 \text{ nm}$ である必要がある [4]。しかしながら第2章で述べたように磁性粒子の熱的安定性の問題により、あまり結晶粒径を小さくすることはできない。Co 系合金の臨界結晶粒径は約 5 nm といわれており [5]、明らかにその限界値に近づいていることがわかる。

一方垂直磁気記録媒体の場合、媒体ノイズの線記録密度依存性は長手記録方式に比べ小さく [6]、磁化遷移がシャープなため、磁化遷移領域の重ね合わせによる部分的な磁化消去（パーシャルイレージャー）や、磁化遷移境界の移動（NLTS）の影響が小さいこと [7] などが報告されている一方、直流消磁状態、または低記録密度で記録したときのビット内部に作用する強い反磁界の影響で部分的に磁化反転が起こることによって生じる熱揺らぎとノイズ（DC イレーズノイズ）が問題となっており、このノイズ強度はパラメータ

$$M_s \delta^{3/2} (1 - SQ_{\perp})^{1/2} \alpha \quad (7.2)$$

$$\alpha = \frac{4\pi M_{r\perp}}{H_{c\perp}} \quad (7.3)$$

に相関関係があることがわかっている [8]。ここで M_s は飽和磁化、 δ は膜厚、 $M_{r\perp}$ 、 $SQ_{\perp}$ 、 $H_{c\perp}$ は膜面に垂直な方向の M-H ループにおける残留磁化、角形比、保磁力である。従って $SQ_{\perp}$ が 1 に近ければ DC イレーズノイズを低減することが可能であり、一般に Co-Cr-M 合金の場合 Co 含有量を 74~72 at.% にすることでほぼ理想的な M-H ループ形状が得られ、DC イレーズノイズが減少することが実験により示されている [9][10]。これは、Cr 濃度を増加することにより非磁性の Co₂Cr 相による磁気分離が促進され、個々の純 Co 相が面内で磁氣的に孤立しているためであると考えられている [11]。ま

た、下地層によっても低ノイズ化が可能であることも示されており [12]、垂直記録媒体のナノ構造のさらなる解析も含め、その最適条件の探索は重要であるといえる。

さらに垂直2層膜媒体の場合、軟磁性裏打ち層中の磁壁移動によるノイズや記録磁化消去の問題も考慮する必要がある。本研究で開発した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜や Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜は、その優れた軟磁気特性から、垂直2層膜媒体軟磁性層として非常に有望であるが、その軟磁性ゆえ、地磁気や記録再生装置から発生する磁界による記録磁化消去の問題については避けることができず、裏打ち層の下にセミハード下地層を設ける [11] など、その磁区制御の方法についてはいまだ検討の余地がある。

(2) のヘッドの高性能化について、記録ヘッドについてはそのヘッドコア材料の磁気特性、磁区制御、加工法が重要であるといえる。上述の媒体設計において、低ノイズ化が可能な垂直記録媒体の H_c は 2500 Oe 以上であるとされている [9]。通常面内磁気記録において、十分なオーバーライト特性を示すために必要なヘッド磁界は保磁力の 2.5 倍といわれており、さらにヘッドコア中の磁界が飽和磁束密度の 50~80 % のとき磁気飽和効果が顕著になることが知られている [4] ことから、この理論を垂直記録方式に当てはめて粗く見積もっても、ヘッドコアに必要な飽和磁化 $4\pi M_s$ は最低で 10 kG~15 kG は必要であるものと考えられる。本研究で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜において、その $4\pi M_s$ は 11 kG~15 kG と、必要な飽和磁化ぎりぎりのレベルであり、その軟磁気特性は優れているものの飽和磁化の大きさとしては十分なものではない。従って記録ヘッドコア材料に Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜を応用する場合、そのヘッドコアの形状の改良により磁気飽和を極力抑制するとともに、 $4\pi M_s$ の増加と優れた軟磁気特性のバランスをとるための組成の探求が必要であろうと考えられる。

一方、MR、GMR 再生ヘッドに用いられる磁気シールド、磁気ヨーク材料としては、外来ノイズを抑制し、かつ微小な記録磁化からの磁界を効率よく検出するために高透磁率材料が望まれており、本研究で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B/Al 多層膜は非常に高い比透磁率を示しているため有望であるといえるが、300 °C というポストアニール温度は GMR ヘッド作製プロセス温度としてはまだ高く、そのアニール処理温度に関する研究も必要であると考えられる。

さらにヘッド構造について、従来の単磁極ヘッドの実用化に関する障壁 [14] のひとつであった「オープンで複雑な磁気回路」については、本研究で提案したデュアルトラック相補型ヘッドによって解決できると考えられるが、従来のヘッドと同じトラック密

度を実現するために必要な加工精度は実質2倍以上になるため、全体的な面記録密度向上のためには単磁極ヘッドで提案されたサブミクロントラック技術 [15] の応用や、エッジトリミング技術 [16] などの機械的加工技術の向上が必須である。

(3)、(4) については深く言及はしないが、現在面内磁気記録で開発されている高精度マイクロアクチュエータや低浮上型ヘッドスライダーは、垂直磁気記録にも即座に応用できるものであり、さらに単磁極ヘッド、デュアルトラック相補型ヘッドで得られる再生波形を微分することにより、面内磁気記録で得られる信号とほぼ等しくなるため、現在用いられている PRML チャンネルなどがそのまま流用できることから、これらの技術の開発および改良は垂直磁気記録の面記録密度向上にも直接寄与するものと考えられる。

以上で述べたように、垂直磁気記録の実用化には様々な要素技術の開発・改善が必要であり、本研究で得られた結果はそのごく一部に過ぎないが、この結果をもとにこれら要素技術に関する研究をさらに推し進めることにより、垂直磁気記録の一日も早い実用化に十分寄与できるものと確信している。

参考文献

- [1] C. Tsang et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2866
- [2] IBM Travelstar3GN (日本 IBM ホームページより)
- [3] J. C. Mallinson : IEEE Trans. Magn., **5** (1969) 182
- [4] M. H. Kryder et al. : J. Appl. Phys., **79** (1996) 4885
- [5] 二本正昭ほか : 日本応用磁気学会誌, **21** (1997) 950
- [6] M. Futamoto et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **18(S1)** (1994) 485
- [7] H. Muraoka et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **18(S1)** (1994) 475
- [8] 末包通信ほか : 日本応用磁気学会誌, **16** (1992) 655
- [9] 有明順ほか : 電子情報通信学会技術報告会資料, **MR97-25** (1997) 15
- [10] 池田圭宏ほか : 日本応用磁気学会誌, **21** (1997) 281
- [11] 直江正彦ほか : 第 5 回垂直磁気記録シンポジウム会議資料集 (1996) 1
- [12] 二本正昭ほか : 第 5 回垂直磁気記録シンポジウム会議資料集 (1996) 95
- [13] T. Ando et al. : IEEE Trans. Magn., **33** (1997) 2983
- [14] 押木満雅 : 第 5 回垂直磁気記録シンポジウム会議資料集 (1996) 88
- [15] Y. Nakamura et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **18(S1)** (1994) 583
- [16] K. Fukuda et al. : J. Magn. Soc. Jpn., **18(S1)** (1994) 217

第8章 結論

本研究では、次世代の超高密度記録方式として期待できる垂直磁気記録システムの高効率化を目指し、現在の単磁極ヘッドシステムの磁気回路を大幅に改善した新しい垂直磁気記録システムの提案と、その磁気回路を構成するヘッド、媒体に用いられる Ni-Fe 軟磁性薄膜の特性改善および新しいナノ結晶合金の薄膜化による垂直磁気記録システムへの応用の可能性を検討した。本研究で得られた成果と知見は以下の通りである。

- (1) 単磁極ヘッドの高い記録能力を生かしながら磁気回路を短縮化させ、高い再生効率が期待できる新しい形状の垂直磁気記録用ヘッドとして、デュアルトラック相補型(DTC)ヘッドを考案した。有限要素法を用いた DTC ヘッドの再生磁束分布の3次元解析を行った結果、単磁極ヘッドに比べ、磁極高さ方向の再生磁束の減衰がほとんどなく、さらに浮遊磁界に対しても再生出力の変動がほとんど見られなかった。したがって特にヘッドスライダー表面から離れた位置での磁束検出において、DTC ヘッドは高い再生能力と外来ノイズへの耐性を有し、高線記録密度が期待できる。またフォトリソグラフィ技術を用いてインダクティブ型 DTC 薄膜ヘッドを試作し、従来のリング型薄膜ヘッドとほぼ同様の製作プロセスにより DTC 構造を有する薄膜ヘッドを製作できることを確認した。さらに DTC ヘッドによる超高密度記録を達成させるための、ヘッドの設計についての考察を行った。特に線記録密度を重視した設計を行う場合、デュアルトラック相補型ヘッドシステムは垂直磁気記録システムとしてもっとも期待できるものの一つであると考えられる。

- (2) デュアルトラック相補型薄膜ヘッドの高透磁率層や、垂直2層膜媒体裏打ち軟磁性層に Ni-Fe スパッタ薄膜を用いる場合の諸特性の最適化を目指し、対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法で作製した Ni-Fe 薄膜の、下地層による配向度向上、常磁性中間層を用いた多層化および成膜中の磁界印加による軟磁気特性の改善および磁気異方性の制御を試みた。Ni-Fe 薄膜を、数 nm 程度の常磁性 Al、 $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$

層で分割・多層化することによって、垂直磁気異方性に起因する縞状磁区の形成を抑制し、膜厚によらず優れた軟磁気特性を示すことを明らかにし、さらに下地層、中間層に $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 層を用いることにより、Ni-Fe 層の $\langle 111 \rangle$ 軸配向度の著しい向上と磁気特性改善の両立に成功した。さらに FTS 法を用いて作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜において、成膜中装置のプラズマ収束磁界に直交する方向に磁界を印加することにより、膜面内全ての方向において 1000~5000 という高い比透磁率を有する多層膜の作製に成功し、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜においても、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$ 層を低スパッタガス圧力で堆積することにより、等方的に高い比透磁率を得られることが明らかとなった。本研究で作製した $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Al}$ 多層膜、 $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}/\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ 多層膜は DTC ヘッドシステムの高効率化をもたらすものとして大いに期待できる。

- (3) 比較的大きな飽和磁化を有すると同時に、高周波領域において優れた軟磁気特性が期待できるナノ結晶 Fe-Cu-Nb-Si-B 薄膜を対向ターゲット式スパッタ (FTS) 法により作製した。膜厚が 100 nm 程度までは良好な軟磁気特性を有する一方、基板温度によらず膜厚が 100 nm を越えると、内在する垂直磁気異方性の影響により H_c の急激な増大と μ_r の減少が見られるが、Ni-Fe 薄膜と同様、2 nm 以上の Al 中間層で Fe-Cu-Nb-Si-B 層を分割・多層化することにより軟磁気特性の大幅に改善できることを見だし、さらに薄膜作製時の基板温度によらず、300 °C という比較的低い温度でのアニール処理により劇的に軟磁気特性が改善し、最適条件において飽和磁化 $4\pi M_s = 15 \text{ kG}$ 、保磁力 $H_c = 0.1 \text{ Oe}$ 、比透磁率 $\mu_r = 12800$ という非常に良好な軟磁気特性が得ることに成功した。これはアニール処理による応力緩和の効果と、多層化による強磁性層間の静磁氣的結合の効果によるものと考えられる。したがって本研究で作製した Fe-Cu-Nb-Si-B スパッタ薄膜は、高性能磁気薄膜デバイスに十分応用できる特性を有しているといえる。

本研究で得られた成果は、今後のさらなるヘッド作製・実装技術や信号処理などの周辺技術との融合により、垂直磁気記録にとどまらず、磁気記録技術全体の一層の発展に大きく寄与できるものと確信している。

謝辞

1992 年 3 月より卒業研究の学生として東京工業大学 工学部 電子物理工学科 直江研究室 に所属し、垂直磁気記録テープ媒体裏打ち層用軟磁性薄膜に関する研究を出発点に、6 年間にわたり垂直磁気記録ヘッド、およびヘッド・媒体用軟磁性薄膜に関する研究に従事させていただきました。ここに研究の機会を与えていただき、数え切れないほどの御指導・御鞭撻を賜りました 直江 正彦 教授、中川 茂樹 助教授 に心より感謝いたします。

本論文の作成にあたり、様々な御指導、御助言をいただきました東京工業大学 工学部の 阿部 正紀 教授、森泉 豊栄 教授、小長井 誠 教授、岩本 光正 教授 に深く感謝いたします。

松下 伸広助手 には、本研究の全般に渡り的確な御助言と多くの有意義な御討論をしていただき、実験と研究発表の全てに涉って変わらぬ御助力・御支援をいただきました。深く感謝いたします。金田 久美子 助手 にも感謝いたします。

(株)日立金属 の 榊原正彦 博士 には Fe-Cu-Nb-Si-B 合金ターゲットの便宜を図っていただきました。感謝いたします。

本学 阿部 研究室、小長井・山田 研究室、松村・杉浦 研究室、浅田 研究室、小田 研究室 の皆様にはヘッド作製装置および測定装置の便宜を図っていただきました。感謝いたします。

吉田 伸也 氏 ((株)ソニー) には卒業研究の時の共同実験者として 1 年間お世話になり、その後も有意義な御討論をいただきました。感謝いたします。

韓国忠北大学校 俞 聖鈔 教授、信州大学 森迫 昭光 助教授、韓国 Kyungwon 大学 校 金 敬恒 助教授、門倉 貞夫 博士 (FTS Corp.)、平田 豊明 氏 (元(株)大阪真空機器製作所)、山城 高久 氏 (花王(株))、宋 基峯 博士 ((株)コロン)、濱口 雄彦 氏 ((株)日立製作所)、野間 賢二 博士 (富士通(株)) には折にふれ有意義な御討論をいただき、多くのことを学びました。深く感謝いたします。

直江・中川研究室事務の 鈴木 千種 さん には研究室での事務手続きおよび研究室での生活面で大変お世話になりました。感謝いたします。

学友である、宮本 泰敬 君 には6年間という長きにわたり研究面、生活面を問わず様々な場面において多大なる協力をいただき、円滑な研究の遂行と、充実した研究室生活を得ることができました。心より感謝いたします。

また、本研究は 東京工業大学 工学部 電子物理工学科 直江・中川 研究室 において修士課程の 松宮 寛昭 君、学士課程の 小川 肇 君、山内 亮 君、竹内 知生 君、清水 裕雅 君 らの多大なる協力を得て行われたものです。ここに諸氏のご協力に対して心より感謝いたします。

最後に、本論文をまとめるにあたり多大なる協力を頂いた 直江・中川 研究室 の皆様に心よりお礼申し上げます。

本研究に関する発表論文

【主著印刷発表論文】

(1) 市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「スパッタ中膜面磁界による Ni-Fe/Al 多層膜の軟磁気特性の改善」

日本応用磁気学会誌, 第 20 巻 2 号, pp. 333-336, 1996

(2) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Theory, Fabrication and Testing of Dual Track Complementary Type of Thin-film Recording Heads for Perpendicular Magnetic Recording System.”

Journal of Applied Physics, **78** [8], pp. 5910 - 5912, 1996

(3) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Improvement of the Magnetic Characteristics of Multilayered Ni-Fe Thin Films by Applying External In-plane Field during Sputtering.”

IEEE Transactions on Magnetics, **32** [5], pp. 4582 - 4584, 1996

(4) 市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「磁界印加堆積法による Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の透磁率向上」

日本応用磁気学会誌, 第 21 巻 4-2 号, pp. 485 - 488, 1997

(5) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Preparation of Very Soft Magnetic Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ Multilayers by Facing Targets Sputtering with External Magnetic Field.”

Proceedings of the 4th International Symposium on Sputtering & Plasma Process, pp. 111 - 116, 1997

(6) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Analysis of Stray Magnetic Field at the Substrate and Effect of Applying External Magnetic Field in Facing Targets Sputtering.”

Proceedings of the 4th International Symposium on Sputtering & Plasma Process, pp. 251 – 255, 1997

(7) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Improvement of Micromagnetism of Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ Multilayers for Backlayers of Perpendicular Magnetic Recording Media.”

IEEE Transactions on Magnetics, **33** [5], pp. 3004 - 3006, 1997

(8) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Analysis of Stray Magnetic Field at the Substrate and Effect of Applying External Magnetic Field in Facing Targets Sputtering.”

Vacuum, to be published in 1998

(9) Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Three-dimensional Analysis of Dual Track Complementary Type of Heads for Perpendicular Magnetic Recording.”

IEEE Transactions on Magnetics, to be published in 1998

【共著印刷発表論文】

(10) 中川茂樹, 吉田伸也, 市原貴幸, 直江正彦

「垂直磁気記録媒体用アモルファス Co-Zr-Ta 軟磁性裏打ち層」

Journal of Magnetism Society of Japan, **17** [S2], pp. 249 - 254, 1993

(11) S. Yoshida, T. Ichihara, S. Nakagawa and M. Naoe

“Two Step Sputtering Method and Its Application to Preparation of Bilayer Media.”

Transaction of the Materials Research Society of Japan, **15B**, 1994

(13) Shigeki Nakagawa, Takayuki Ichihara, Nobuhiro Matsushita, Masahiko Naoe
“Dual Track Complementary Type of Thin Film Recording Heads for Perpendicular Magnetic Recording.”

Journal of Magnetism Society of Japan, **18** [S1], pp. 213-216, 1994

(14) Shigeki Nakagawa, Takayuki Ichihara, Masahiko Naoe
“Soft Magnetic and Crystallographic Properties of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ / $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ Multilayers as Backlayers in Perpendicular Recording Media.”

IEEE Transactions on Magnetics, **30** [6], pp. 4020-4022, 1994

(15) Hiroaki Matsumiya, Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe
“Preparation of Soft Magnetic Films of Nanocrystalline Fe-Cu-Nb-Si-B Alloy for Low Noise Backlayers.”

Journal of Magnetism Society of Japan, **21** [S2], pp. 549-551, 1997

(16) Masahiko Naoe, Hiroaki Matsumiya, Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa
“Preparation of Soft Magnetic Films of Nanocrystalline Fe-Cu-Nb-Si-B Alloy by Facing Targets Sputtering.”

Journal of Applied Physics, to be published in 1998

【主著口頭発表】

(1) *市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「スパッタ中膜面磁界による Ni-Fe/Al 多層膜の軟磁気特性の改善」

第 19 回日本応用磁気学会学術講演会, 東京, 1995 年 9 月

(2) *市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「成膜中磁界印加による Ni-Fe/Al 多層膜の軟磁気特性改善」

第 4 回垂直磁気記録シンポジウム, 福島, 1995 年 10 月

(3) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Theory, Fabrication and Testing of Dual Track Complementary Type of Thin-film Recording Heads for Perpendicular Magnetic Recording System.”

40th Annual Conference Magnetism & Magnetic Materials, Philadelphia, U.S.A., November 1995

(4) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Improvement of the Magnetic Characteristics of Multilayered Ni-Fe Thin Films by Applying External In-plane Field during Sputtering.”

The 1996 IEEE International Magnetism Conference, Seattle, U.S.A., April 1996

(5) *市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「磁界印加堆積法による Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の透磁率向上」

第 20 回日本応用磁気学会学術講演会, 千葉, 1996 年 9 月

(6) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Improvement of Micromagnetism of Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ Multilayers for Backlayers of Perpendicular Magnetic Recording Media.”

The 1997 IEEE International Magnetism Conference, New Orleans, U.S.A., April 1997

(7) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Analysis of Stray Magnetic Field at the Substrate and Effect of Applying External Magnetic Field in Facing Targets Sputtering.”

The 4th International Symposium on Sputtering & Plasma Process, Kanazawa, Japan, June 1997

(8) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Preparation of Very Soft Magnetic Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ Multilayers by Facing Targets Sputtering with External Magnetic Field.”

The 4th International Symposium on Sputtering & Plasma Process, Kanazawa, Japan, June 1997

(9) *市原貴幸, 中川茂樹, 松宮寛昭, 直江正彦

FTS 法による Fe 基ナノ結晶軟磁性薄膜の作製

第 21 回日本応用磁気学会学術講演会, 名古屋, 1997 年 10 月

(10) *Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, Masahiko Naoe

“Three-dimensional Analysis of Dual Track Complementary Type of Heads for Perpendicular Magnetic Recording.”

The 7th Joint MMM- Intermag Conference, San Francisco, U.S.A., January 1998

【共著口頭発表】

(11) *吉田伸也, 市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

「アモルファス Co 基軟磁性膜の垂直磁気テープ用下地層への応用」

第 16 回日本応用磁気学会学術講演会, 名古屋, 1992 年 11 月

(12) *中川茂樹, 吉田伸也, 市原貴幸, 直江正彦

「垂直磁気記録媒体用アモルファス Co-Zr-Ta 軟磁性裏打ち層」

第 3 回垂直磁気記録シンポジウム, 東京, 1993 年

(13) *S. Yoshida, T. Ichihara, S. Nakagawa and M. Naoe

“Two Step Sputtering Method and Its Application to Preparation of Bilayer Media.”

The 3rd IUMRS International Conference on Advanced Materials, Symposium V, Tokyo, Japan,
September 1993

(14) Shigeki Nakagawa, *Takayuki Ichihara, Masahiko Naoe

“Soft Magnetic and Crystallographic Properties of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ / $\text{Co}_{67}\text{Cr}_{33}$ Multilayers as Backlayers in Perpendicular Recording Media.”

The 6th Joint MMM- Intermag Conference, Albuquerque, U.S.A., June 1994

(15) Shigeki Nakagawa, *Takayuki Ichihara, Nobuhiro Matsushita, Masahiko Naoe

“Dual Track Complementary Type of Thin Film Recording Heads for Perpendicular Magnetic Recording.”

The 3rd Perpendicular Magnetic Recording Conference, Tokyo, Japan, October 1994

(16) Hiroaki Matsumiya, Takayuki Ichihara, Shigeki Nakagawa, Masahiko Naoe

“Preparation of Soft Magnetic Films of Nanocrystalline Fe-Cu-Nb-Si-B Alloy for Low Noise Backlayers.”

The 4th Perpendicular Magnetic Recording Conference, Akita, Japan, October 1997

(17) Shigeki Nakagawa, Hiroaki Matsumiya, *Takayuki Ichihara, Masahiko Naoe

“Preparation of Soft Magnetic Films of Nanocrystalline Fe-Cu-Nb-Si-B alloy by Facing Targets Sputtering.”

The 7th joint MMM- Intermag Conference, San Francisco, U.S.A., January 1998

【研究会等】

(1) S. Nakagawa, *S. Yoshida, T. Ichihara and M. Naoe

“Some Proposals of Configuration and Preparation Methods for Co-Cr Perpendicular Magnetic Recording Media.”

電子情報通信学会技術研究報告 MR93-38, 韓国, 1993 年

(2) *市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

Ni-Fe スパッタ膜の多層化による結晶配向性の制御と軟磁気特性の向上

電子情報通信学会技術研究報告 MR95-29, 東京, 1995 年 9 月

(3) *市原貴幸, 中川茂樹, 直江正彦

対向ターゲット式スパッタ法による等方的高透磁率 Ni-Fe/Al, Ni-Fe/Co₆₇Cr₃₃ 多層膜の作製

電気学会マグネティックス研究会 MAG-96-91, 広島, 1996 年 7 月