OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| Title | 薄膜磁気ヘッドに関する研究 |
| Author(s) | 金井, 謙二 |
| Citation | 大阪大学, 1981, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/2539 |
| rights | |
| Note | |

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# 薄膜磁気ヘッドに関する研究

昭和56年４月

金 井 謙 二

# 内　　容　　梗　　概

薄膜磁気ヘッドは、磁気記録媒体に情報を記録・再生する磁気ヘッドの各素子を薄膜技術を用いて構成したものであり、１９５８年に、J.S.Kilbyによる１Ｃ技術の発明思想を端緒としている。

本研究の目的は、薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の新しい評価法の提案、薄膜磁気ヘッドの新しい構造の提案、および薄膜磁気ヘッドの実用上有効な理論的解析法の提案にあり、従来、これらに関しては報告されていなかった。

薄膜磁気ヘッド構成の基本となる異方性磁性薄膜の磁気特性評価方法として、３通りの方法を提案した。従来のリング状サンプルと異なり，膜厚の大きい短冊状試料の磁化に伴う反磁界を考慮して、①シャント・コア導入による各配向方向に於けるＢ－Ｈ曲線評価法、②シャント・コア導入による各配向方向に於ける透磁率の周波数特性評価法、③各配向方向に於ける透磁率のレベル特性評価法であり、薄膜磁気ヘッド用磁性薄膜の磁気特性を電算機と組合せた新しい評価技術を確立し、異方性磁性薄膜の特性を正確に知ることができるようになった。

薄膜磁気ヘッドの具体化として、記録ヘッドに関しては、その課題の理論的、実験的検討結果から、①共通バイアス方式と、②溝構造薄膜磁気ヘッドを提案し、薄膜磁気記録ヘッドとして良好な特性を得ることができた。また、薄膜磁気ヘッドの再生に関しては、磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドの構造と電磁変換特性について検討し、特に、面記録密度向上の可能性がある「超狭トラックＭＲヘッド」を提案し、ＭＲヘッドとしての諸特性と磁気記録システムとしての可能性を示した。また、ＭＲヘッドの線形動作を行なわせるためのバイアス法の具体的構造についても提案し、高性能なマルチ・トラックＭＲヘッドを実現した。

磁性薄膜の磁気的飽和を含む薄膜磁気記録ヘッドの特性計算を解析的に行なうために、「薄膜磁気ヘッドの飽和モデル」を提案した。従来、磁気的飽和を含む数値解析は、電算機処理でも大変な計算量となっていた。また一方、飽和を考慮しない解析手法では、薄膜磁気ヘッドの記録ヘッドとしての特性が見掛け上良好な結果になっており、実測される記録特性のクリップ現象を充分把握することができなかったが、本解析法により、薄膜磁気ヘッドを構成する各パラメータの寄与を正確に知ることができ、実験結果とよい一致性が得られた。本解析法は、磁気飽和を含む他の問題解析にも有用と考えられる。

本研究による薄膜磁気ヘッドの高素子密度の特徴を生かし、高信頼性ＰＣＭ録音機を実現したが、さらに広範囲への応用展開を願って本研究を役立てたい。

## 著者発表論文・文献

### (1) ＜本研究に関する学会誌投稿＞

| No. | 標題 | 投稿者 | 投稿先 | 巻，号，ページ(年) |
|---|---|---|---|---|
| 1－1 | 超狭トラックMRヘッド | °金井，小林，菅谷 | IEEE Trans.Mag. | MAG−11. No.5, 1212−1214(1975) |
| 1－2 | 高トラック密度薄膜テープヘッド | °金井，紙中，能智野村，広田 | IEEE Trans.Mag. | MAG−15, No.3 1130−1134(1979) |
| 1－3 | 薄膜磁気ヘッドの記録特性とその解析 | °金井 | 電子通信学会論文誌C | Vol.・63−C No.8 507−514(1980) |

### (2) ＜その他の投稿＞

| No. | 標題 | 投稿者 | 投稿先 | 巻，号，ページ(年) |
|---|---|---|---|---|
| 2－1 | 薄膜磁気ヘッド | °金井，紙中，能智野村 | NTR | 25, 5, 1006−1015(1979) |
| 2－2 | 固定ヘッド方式松下電器のPCM磁気録音装置 | °松島，〆木，木原美間，金井 | 放送技術 | 31, 10, 760−764(1978) |
| 2－3 | VTR用ホットプレスフェライトヘッドとその特性 | °金井，菅谷 | テレビジョン学会 | 22, 6, 451−458(1968) |
| 2－4 | ホットプレスフェライトによるVTR用ヘッドの設計とその特性 | °金井，菅谷 | NTR | 14, 6, 419−429(1968) |
| 2－5 | HPFダビングヘッドとその特性 | °金井，白木 | NTR | 17, 1, 64−70 (1971) |
| 2－6 | HPFによる3330型フライングヘッド | °金井，佐々木菅谷 | NTR | 19, 6, 578−585(1973) |

NTR : National Technical Report

### (3) ＜本研究に関する学会発表＞

| No. | 標題 | 発表者 | 発表先 | 巻，号 | 発表日 |
|---|---|---|---|---|---|
| 3－1 | 短冊状試料の磁化計算 | °金井，菅谷，小林 | 応用磁気学会 | 22PB−2 152−153 | 1973. 9 |
| 3－2 | 超狭トラックMRヘッド | °金井，小林，菅谷 | 電子通信学会全国大会 | S18−1 41−42 | 1974.12. 5 |
| 3－3 | 超狭トラックMRヘッド | °金井，小林，菅谷 | INTERMAG | 16−4 | 1975. 4 |
| 3－4 | 超狭トラックによる高密度記録再生 | °金井，紙中，能智野村 | テレビジョン学会全国大会 | 6−9，121−122 | 1975. 4.10 |
| 3－5 | MRヘッドにおける熱ノイズ相殺について | °紙中，金井，能智野村 | 応用磁気学会 | 4PA−4 35−36 | 1975.11. 4 |
| 3－6 | MRヘッドにおける熱ノイズ | °紙中，金井，能智野村 | 電子通信学会全国大会 | S18−1 P1−18−19 | 1975. 4 |
| 3－7 | 薄膜磁気ヘッドの許容電流 | °野村，金井，紙中能智 | 応用物理学会 | P28a | 1977. 3.28 |
| 3－8 | 電子ビーム蒸着法によるFe−O系薄膜の磁気特性 | °能智，金井，紙中野村 | 応用物理学会 | 38回 14P−E8 | 1977.10.14 |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 3－9 | 30(60)トラック／¼″薄膜磁気記録ヘッド | °野村，金井，紙中能智 | 電子通信学会総合全国大会 | P1－213 | 1978. 3. 31 |
| 3－10 | 高トラック密度薄膜テープヘッド | °金井，紙中，能智野村，広田 | INTERMAG | 12－1 | 1978. 5.10 |
| 3－11 | プロ用デジタル・オーディオ・レコーダー | °松島，金井，三浦小暮 | AES | G－7 | 1979. 3.13 |
| 3－12 | 放送用固定ヘッド方式PCM録音機 | 竹原，久万，°松島金井 | 電子通信学会 | 関西支部連合大会S9－4 | 1979. 4 |
| 3－13 | Ni Znフェライトの加工変質 | °野村，金井，紙中能智 | 電子通信学会 | 半導体・材料全国大会 | 1979.10 |
| 3－14 | PCM用薄膜磁気ヘッド | °金井，紙中，能智野村，広田 | AES | J－2 1636 | 1980. 5. 8 |

(4) ＜本研究に関する研究会発表＞

| No. | 標題 | 発表者 | 発表先 | 巻，号 | 発表日 |
|---|---|---|---|---|---|
| 4－1 | B－H曲線の一測定法 | °金井，菅谷，小林 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR73－22 | 1973.10.25 |
| 4－2 | 1975年度インターマグ・コンファレンス報告 | °金井 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR75－6 | 1975. 6.27 |
| 4－3 | 薄膜磁気記録ヘッド | °金井，紙中，能智野村 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR76－33 | 1977. 3.23 |
| 4－4 | PCM用薄膜磁気ヘッド | °紙中，金井，能智野村 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR77－41 | 1978. 2.25 |
| 4－5 | 溝構造薄膜磁気記録ヘッド | °金井，紙中，能智野村，広田 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR78－8 | 1978. 7.20 |
| 4－6 | 固定ヘッド式PCM録音機 | 松島，°〆木，木原美間，金井 | 電子通信学会 | EA－78－30 | 1978. 7.26 |

(5) ＜その他の学会・研究会発表＞

| No. | 標題 | 発表者 | 発表先 | 巻，号 | 発表日 |
|---|---|---|---|---|---|
| 5－1 | 磁気ヘッド再生能率に関する一考察 | °金井，菅谷 | 電気通信学会 | 磁気記録研究会 | 1966. 9.29 |
| 5－2 | ホットプレスフェライトを用いた磁気ヘッド | °金井，菅谷，広田千葉 | 〃 | 〃 | 1967. 3.23 |
| 5－3 | ホットプレスフェライトを用いたオーディオヘッド | °金井，菅谷，田中白木 | 電気4学会連合大会 | | 1968. 3 |
| 5－4 | フェライト模型ベッドによる飽和の検討 | °中川，金井，小林 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR71－26 | 1971.11.24 |
| 5－5 | 〃 〃 | °中川，金井，小林 | INTERMAG | | 1972. 4. |
| 5－6 | ホットプレスフェライトを用いたフライングヘッド | °佐々木，金井 | 電子通信学会 | 磁気記録研究会MR72－2 | 1972. 4.27 |
| 5－7 | 磁気ヘッド飽和の検討記録特性への影響 | °中川，金井，小林 | 電気4学会連合大会 | | 1973. 3 |
| 5－8 | デジタル記録における重ね書き変調特性 | °佐々木，金井菅谷 | 電子通信学会全国大会 | S14－8 171－172 | 1973. 4. |

# 薄膜磁気ヘッドに関する研究

## 目　　次


第 1 章　緒　　論 …… 1

1.1　緒　　言 …… 1

1.2　本研究の目的 …… 2

第 2 章　薄膜磁気ヘッド …… 5

2.1　緒　　言 …… 5

2.2　誘導型薄膜磁気ヘッド …… 5

2.3　磁気抵抗効果型薄膜磁気ヘッド …… 13

2.4　ま と め …… 17

第 3 章　異方性磁性薄膜の磁気特性 …… 18

3.1　緒　　言 …… 18

3.2　短冊試料の反磁界係数の計算 …… 18

3.3　異方性磁性膜のＢ－Ｈ曲線 …… 23

3.4　異方性磁性膜の透磁率評価 …… 33

3.5　ま と め …… 42

第 4 章　薄膜磁気記録ヘッドの構造と方法 …… 43

4.1　緒　　言 …… 43

4.2　薄膜磁気記録ヘッドの問題点 …… 43

4.3　共通バイアス方式 …… 60

4.4　溝構造薄膜磁気ヘッド …… 65

4.5　ま と め …… 70

第 5 章　薄膜磁気記録ヘッドの特性解析 …… 71

5.1　緒　　言 …… 71

5.2　理論計算 …… 71

5.3　薄膜磁気ヘッドの飽和モデル …… 82

5.4　実験結果 …… 92

5.5　ま と め …… 94

第 6 章　磁気抵抗効果型ヘッド …… 95
6.1 緒　言 …… 95
6.2 磁気抵抗効果型ヘッドのバイアス法 …… 95
6.3 磁気抵抗効果型ヘッドの構造 …… 117
6.4 マルチ・トラックＭＲヘッド …… 127
6.5 超狭トラックＭＲヘッド …… 130
6.6 ま と め …… 141

第 7 章　薄膜磁気ヘッドの応用 …… 142
7.1 緒　言 …… 142
7.2 薄膜磁気ヘッドの可能性 …… 142
7.3 薄膜磁気ヘッドによるＰＣＭ録音機 …… 148
7.4 ま と め …… 155

第 8 章　結　言 …… 156

第 9 章　付　録 …… 158
9.1 緒　言 …… 158
9.2 本文の補遺 …… 158
9.3 異なる条件下での特性解析 …… 163

参 考 文 献 …… 169

# 第 1 章　緒　　論

## 1－1　緒　　言

薄膜磁気ヘッドは磁気記録媒体に情報を記録、再生する磁気ヘッドの各素子を、薄膜技術を用いて構成したものである。巻線構造から成る薄膜磁気ヘッドに関する特許申請は、1961年に米国3M社のD.P.Greggにより始めてなされた。

薄膜磁気ヘッドの基本思想は、1948年にBell Lab.のW.Schockley の発明した接合型トランジスタ[1]の構造、及びその製造法として1958年にJ.S.Kilby によりなされたＩＣ技術の発明[2]が基になったと考えられる。

一方、これらとは独立して、1948年にＲＣＡのA.W.Friendにより、従来の巻線型磁気ヘッドの巻線部分を磁気ヘッドの磁気空隙中に導電体薄板として配置した1巻線型のバルク材料による磁気ヘッド構造の特許が申請され[3]、また1964年にはJ.C.Bartonらにより、空隙中に配置された1巻線型の磁界計算が発表されたが[8]、これらも薄膜磁気ヘッド思想発祥の1つとなったことが考えられる。

1967年にはＮＣＲのC.B.Trimbleにより、スパイラル巻線構造による薄膜磁気ヘッドの特許出願がなされている[9]。先のD.P.Greggの特許が1967年に公告されてから、1969年にＩＢＭのE.P.Valstynらが薄膜磁気ヘッドの構造的特徴から磁気空隙漏洩磁界分布が急峻になることを予言した[11]。この時点では薄膜磁気ヘッド実現の技術が伴わなかったが[11)~14)]、1970年以降関連技術の進歩と共に、薄膜磁気ヘッドに関する研究が活発になって来た[15)~28)]。

薄膜磁気ヘッドには大きく分けると、記録再生の出来る巻線型ヘッドと、再生専用の磁気抵抗効果型ヘッドがある。この磁気抵抗効果型〔Magnetoresistive以後ＭＲと略す〕ヘッドは1966 年に米国Ampex社のR.P.Huntが特許申請し[69]、1970年に特許公告公報が出された。

その後ＩＢＭが直ぐにこのＭＲヘッドに注目し、1972年R.L.AndersonがＭＲ 素子の磁化分布と分解能について数値解析した結果を発表し[71]、また英国Mallard 社のN.D.Richard が高抗磁力磁性薄膜によるＭＲ素子へのバイアス法を特許出願している[89]。1974年にはＩＢＭの R.I.Potter がＭＲヘッドの波長特性改善のためにシールド型ＭＲヘッドの解析と実測結果を発表し[72)73)]、薄膜磁気ヘッドの新しい展開の可能性が出てきた。

しかし、薄膜磁気ヘッドを構成する異方性磁性薄膜の透磁率評価法、及び薄膜磁気ヘッドの最も大きな特徴の1つである高素子密度化に伴う問題点、さらに磁性薄膜の磁気的飽和を含む実用上有用な薄膜磁気ヘッドの解析法などに関しては報告されていなかった。

以上のような背景をもとに筆者は、1973年より，反磁界が問題となる膜厚における、薄膜磁気ヘッドを構成する異方性磁性薄膜の新しい磁気特性評価法を導入し、電算機による計測化に成功した。

次に具体的な薄膜磁気ヘッドの開発に於いては、種々の構造と特性の検討を行ない、筆者の考案による新しい構造として「共通バイアス方式」および「溝構造磁性基板」を開発した。これにより単位磁気ヘッドの所要記録電流を従来の薄膜ヘッドに比べて1/5以下に低減でき、1基板当りのトラック密度をバルク材料より成る従来ヘッドの10倍以上のものを実現することができた。

さらに、薄膜磁気ヘッドの記録特性解析に於いては、薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の磁気的飽和を考慮した「飽和モデル」[95]を導入することにより、薄膜磁気ヘッドの飽和現象を含む記録効率を解析的に求めることに成功した。

また、磁気抵抗効果型ヘッドに関する構造的検討と、新しい「超狭トラックMRヘッド」の提案[77～80]とその解析、及び面記録密度について検討した。

情報化社会を背景に、情報記憶の高密度化が増々強く要望されて来ている。例えば電算機周辺装置の中で最も重要なものの1つは、磁気記録技術を応用した記憶装置であり、その記憶容量及び密度は年と共に指数関数的に増大、進歩して来ている[108]。しかし、従来のバルク材料よりなる磁気ヘッドでは、早晩この進歩の上昇カーブには限界が来ると予想されており、このような背景から電算機の部門だけに限らず、広く一般分野にまで薄膜磁気ヘッドの可能性に大きな期待が寄せられていて、その実用化は社会に大きく貢献すると考えられている。

薄膜磁気ヘッドはまだ実用に供されていない。しかし、その持っている特徴、能力からして遠からず実用化される日が来ると予想される。

筆者らは、本薄膜磁気ヘッドの高素子密度の特徴を生かし、高信頼性PCM録音機を実現したが、さらに広範囲への実用化、新しい磁気記録システムへの応用展開を願って本研究を役立てたい。

### 1－2　本研究の目的

本研究の目的は以下の3つである。

①薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の新しい評価方法の確立、②薄膜磁気ヘッドの新しい構造の導出、③それらの理論的解析法の確立である。

従来、以下の3つの点については報告がなされていなかった。

数$\mu$mの厚さを有する磁性試料の、反磁界を考慮した異方性磁性薄膜の磁気特性、特に磁気ヘッドとして実用上重要な透磁率の評価方法、及び薄膜磁気ヘッドの最も大きな特徴の1つである高素子密度化に伴う問題点と、それに適する新しい薄膜磁気ヘッドの構造、そして磁性薄膜の飽和を考慮した薄膜磁気ヘッドの実用上有効な解析法の3点である。

本研究では、膜厚の大きい異方性磁性膜の磁気特性評価法、及び高素子密度化に適する新しい薄膜磁気記録ヘッドと、磁気抵抗効果型ヘッドの構造を提案した。

さらに、薄膜磁気ヘッドの解析法に関しては、「薄膜磁気ヘッドの飽和モデル」を新たに導入し、

解析的に飽和特性を計算することを試みて実測値と定性的にも定量的にもよい一致度で記録特性を求めることが出来、本解析法の正当性を確認した。

本論文の概要を章ごとに述べると次の通りである。

・第２章

薄膜磁気ヘッドの構成概要を述べ、同時に基礎的データと共に問題点を明確にした。

・第３章

薄膜磁気ヘッド構成の基本となる異方性磁性薄膜の磁気特性評価方法、及び技術的課題を検討し、蒸着時に磁場配向された磁性薄膜の評価方法として、３通りの方法を提案し、これらの相互間の関係を明らかにした。

ここで提案した方法は、従来のリング状サンプルと異なり、各配向方向を短冊状サンプルの長手及び短手方向とした試料を使用し、膜厚の大きい短冊試料の磁化に伴う反磁界を考慮して、①シャント・コア導入による各配向方向のＢ－Ｈ曲線評価法、②シャント・コア導入による各配向方向に於ける透磁率の周波数特性評価法、③各配向方向に於ける透磁率のレベル特性評価法である。これらの評価方法により合理的に磁性薄膜の磁気特性を求めることができるようになり、電算機と組合わせた磁性薄膜の新しい評価技術を確立した。

・第４章

薄膜磁気ヘッドを記録動作に用いる薄膜磁気記録ヘッドに関して検討したものである。従来の問題点解析と実験的検証により、薄膜磁気記録ヘッドの大きな課題としては、導電体発熱、磁性薄膜の飽和、絶縁膜の絶縁耐圧、記録媒体との摺動による耐摩耗性であることがわかった。これらの結果をもとに、いろいろな構造の薄膜ヘッドとその特性を検討した結果、筆者の考案による「共通バイアス法」と「溝構造薄膜磁気ヘッド」を導入し、薄膜磁気記録ヘッドとして良好な特性を得ることができた。これらの実験データと構造に関する比較検討を行った。

・第５章

「溝構造薄膜磁気ヘッド」を例にとり、構成磁性薄膜の磁気的飽和を含む薄膜磁気記録ヘッドの特性計算を解析的に行なうために、「薄膜磁気ヘッドの飽和モデル」を提案した。従来の飽和を考慮しない解析方法では、薄膜磁気ヘッドの記録ヘッドとしての特性が見かけ上良好な結果になっており、実測される記録特性のクリップ現象を充分把握することができなかったが、本解析法により、薄膜磁気ヘッドを構成する各パラメーターの寄与を正確に知ることができ、実験結果と比較した結果、定性的傾向のみならず定量的にもよい一致度で求めることが出来て、本解析法の正当性が裏付けられた。

・第６章

薄膜磁気ヘッドの再生専用ヘッドとして、磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドに関して検討したもの

である。ＭＲヘッドとして線形動作を行なわせるためのバイアス特性、および種々なバイアス法の具体的構造と特徴を調べた。特に、多素子ＭＲヘッドを実現することに伴う問題点を検討し、新しいバイアス法を提案した。

次いでＭＲヘッド構造と波長応答特性および振幅応答などの電磁変換特性について解折し、特に面記録密度向上の可能性がある「超狭トラックＭＲヘッド」を提案した。

・第７章

薄膜磁気ヘッドの応用とその可能性について、ディスク用ヘッドとテープ用ヘッドを中心に検討し、さらにその実用化例としてＰＣＭ( Pulse Code Modulation )による超高忠実度録音機に応用した具体例を中心に概要を述べると共に、筆者の設計による薄膜磁気ヘッドの特徴について述べた。

・第８章

結言及び謝辞。

・第９章

この章は、本文中で省略した冗長な計算過程および重要関係事項のための補足のために設けた。

# 第 2 章　薄膜磁気ヘッド

## 2－1　緒　　言

薄膜磁気ヘッドは、磁気ヘッドを構成する各素子の内、磁芯となる磁性薄膜、巻線となる導電体層、及び絶縁層を蒸着、電着などの手段で平面状基板の上に被着し、写真食刻技術で所定の形状に加工する。そのため、素子の小形化、高精度化が容易になる。さらに磁芯が磁性薄膜より構成されるために、コア能率が高周波数まで良好であること、また磁気ヘッドのリーケージ磁束総量が少ないためインダクタンスが小さくなり、磁気ヘッドの自己共振周波数を高くできるために、薄膜磁気ヘッドの動作周波数の上限を大きく拡大することができる。

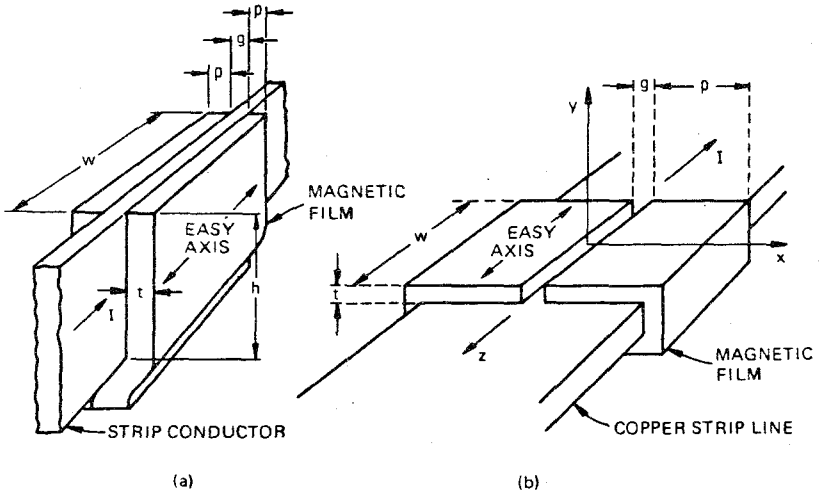
薄膜磁気ヘッドは構造上の特殊性から、磁気ヘッド導体巻線数が少ないため、記録ヘッドとしては記録電流が大きくなりすぎる問題がある。この低減化のために多巻線構成にすることが有効であり、種々な構造が発表されている[4) 9) 14) 28) 36)]。しかし、これらは薄膜磁気ヘッドとしての特徴を大きく生かせないし、プロセスが複雑になるなどの問題がある。一方、再生ヘッドとしては、Faradayの法則を用いた電磁誘導型では、出力電圧が小さい問題がある。その解決案の一つとして磁気抵抗効果を応用した磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドが発表されてから[69) 70)]、新しい展開が薄膜磁気ヘッドになされたが、具体的構成法、動作上の特性等にまだ検討の余地がある[75) 87)]。いずれも現在の処、実用化にはまだ多くの問題を残している。

本章では、主として誘導型薄膜磁気ヘッドおよび磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドの構成原理と概要、及びその基礎的特性を従来理論との比較において述べ、その問題点を明確にすると共に本論文の着目点を述べる。

## 2－2　誘導型薄膜磁気ヘッド

信号巻線を有する誘導型薄膜磁気ヘッドは、大きく分けると第２－１図に示されるように垂直型と水平型に分類される[22)]。どちらも基本構成としては信号導体を磁性薄膜で周回し、磁気空隙を介して閉磁気回路を構成し、記録ヘッドとして動作する場合は、信号導体に流した電流による起磁力が主に磁気空隙で消費され、そこからの漏れ磁界により相対的に移動する記録媒体を磁化していく。再生ヘッドとして動作する場合は、相対移動する磁化された記録媒体より、電磁誘導作用により信号巻線に再生出力電圧が得られる。

薄膜磁気ヘッドは、磁芯を構成する磁性薄膜の厚さが、磁気特性、フオトエッチング加工などの理由により通常数μm程度に選択される。このため磁気ヘッドとしての寸法は、従来のバルク材料よりなるヘッドと比べて非常に小さくなってくる。第２－１図(b)の水平型構造では、ギャップの深さｔが磁性薄膜の膜厚と同じになり、記録媒体との摺動に伴う摩耗及びスクラッチによる破損のた



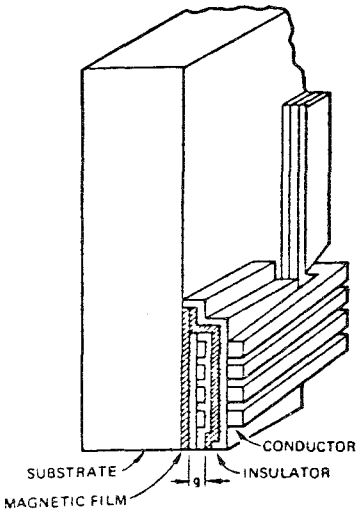

第２－１図　　薄膜磁気ヘッドの基本構成
(a) 垂直型　　(b) 水平型

め磁気ヘッド破壊の問題がある。一方同図(a)の垂直型では、ギャップの深さｈが少し大きくとれることと、薄膜被着構成基板と薄膜保護カバー材の耐摩耗性により、記録媒体摺動に伴う破損から保護され実用に耐える可能性があるため、現在ではこの垂直型が主流となっている。

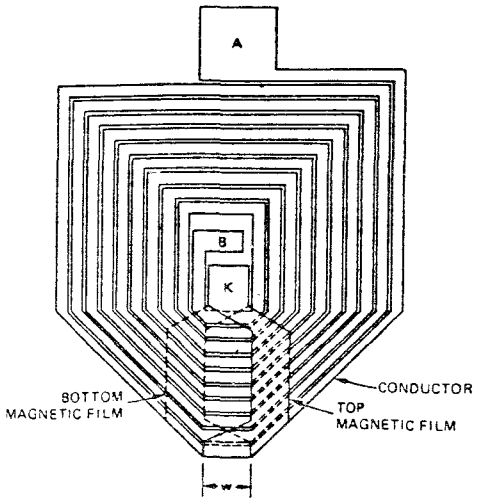
垂直型薄膜磁気ヘッドのさらに大きな特徴は、記録媒体と接する磁極の長さ、即ち磁気ヘッドとしてのポールピース厚ｐが磁性薄膜の厚さと同じであり、ギャップ長$g$との比$p/g$が従来のバルク材料よりなるヘッドに比べて極端に小さいことである。

具体的構造のアイデアとしては、1961年に３M社のD.P.Greggによる薄膜磁気ヘッドの発明がはじめてである[4]。これは第２－２図に示すように、ジグザグ型４巻線コイル導体である巻線構造を、絶縁層を介して前部に記録媒体と当接又は近接する磁気作動空隙を持つように、上下２枚の磁性薄膜でサンドイッチされた構造であり、磁芯を構成する磁性薄膜が高周波数までも高透磁率であること、小形化できること、高精度に構成できることなどの特徴がある。

さらに少し遅れて、1967年にＮＣＲのC.B.Trimbleによる１層導体よりなるスパイラル･コイル構造による薄膜磁気ヘッドの発明がなされている[9]。これは第２－３図に示すように、10巻線のスパイラル状導体巻線と磁性薄膜をコイル部分で面対向させないようにして、磁気回路効率を上げる構造も提案されている。




第２－２図　ジグザグ・コイル型
薄膜磁気ヘッド



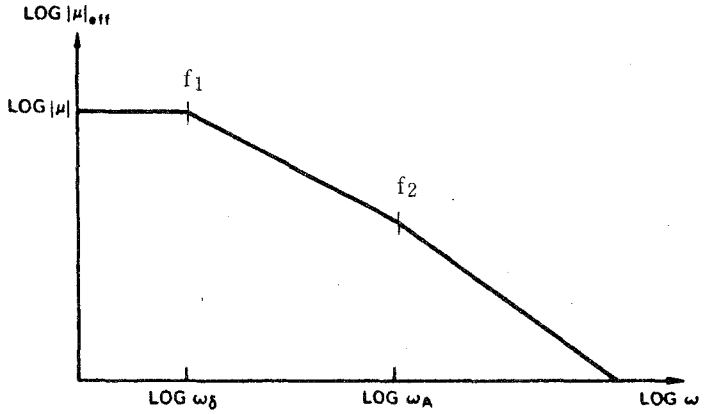

第２－３図　スパイラル・コイル型
薄膜磁気ヘッド

(1)　磁性薄膜の磁気特性に関して

先にも述べたように、薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜は数$\mu$m程度の厚さであり、従来のバルク材料より成る磁気ヘッドを構成している磁芯と比べると$10^{-3}$程度は小さくなっている。一方、磁路長に関しては、薄膜磁気ヘッドのコイル構造をどのようにするかにより異なって来るが、バルク材料よりなる磁気ヘッドの磁路長と比べると$10^{-2}$～$10^{-1}$程度小さくなっている。これは面積的にも体積的にも非常な微細化になっており、小形化という点では画期的である。しかし、磁芯厚の減少度合が磁路長の減少度合に比べて$10^{1}$～$10^{2}$程度大きいため、磁気回路的効率をよくするために磁性薄膜の透磁率$\mu$は、薄膜磁気ヘッドの性能を大きく左右する重要な要素であることが予想される。

一方、磁芯が磁性薄膜より構成されることから、磁芯中の渦流損失が少ない非常に高周波まで、特性の良好な磁気ヘッドを実現できることを意味している。通常、磁性薄膜としては高磁束密度、高透磁率材料が実現しやすい金属磁性薄膜が用いられる。例えばNi－Fe合金、Fe－Aℓ－Si合金が多く使われる。これらの透磁率の周波数特性は第２－４図に示すように、比抵抗$\rho$、低周波数での透磁率$\mu$と周波数fより決まる表皮効果により左右される。磁性薄膜の厚さtのとき、

$$f_1 = \frac{2\rho}{\pi\mu t^2}$$




第２－４図　　磁性薄膜透磁率の周波数特性

で決まる$f_1$より高い周波数では、$-1/2$・ｆの勾配で実効透磁率が低下し、さらに磁性薄膜の飽和磁化を$M_S$、交換定数をＡとしたとき、

$$f_2 = \frac{\rho M_S^2}{4\pi A \mu^2}$$

で決まる交換渦流周波数$f_2$より高い周波数では、$-3/4$・ｆの勾配で実効透磁率が低下する[105]。この$f_2$は通常の82 Ni－18 Feのパーマロイ合金では60 MHz程度と報告されている。即ち、この程度の高周波数までは、薄膜磁気ヘッドとして使用できる可能性がある。

磁気特性の良好な利用法としては、磁性薄膜の磁化が磁壁移動を行なうものよりも回転磁化の方が高透磁率が得られ、高周波特性上からも有利であり、このため磁性薄膜作成時に磁気的異方性を附加したものが使われる[22]。この結果、異方性磁性薄膜の磁気特性評価が重要な課題となる。

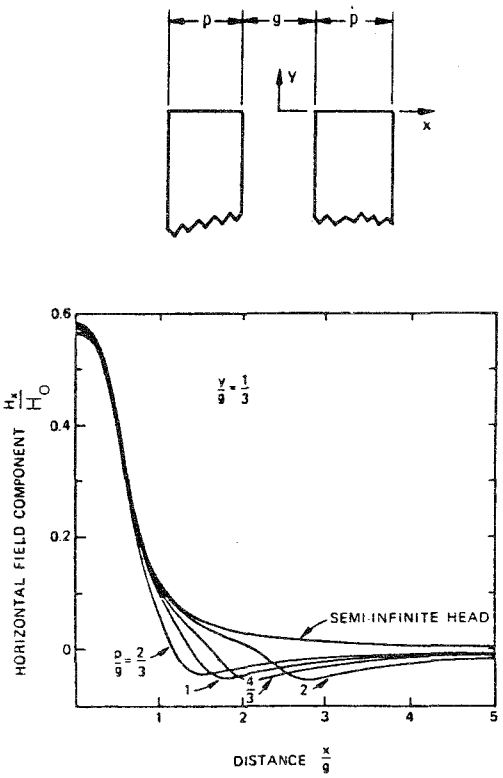
薄膜磁気ヘッドの磁芯を構成する比較的膜厚の大きい異方性磁性薄膜の評価は、サンプルの取り出し法、形状、反磁界の問題があり、工夫の余地が多いが、特に透磁率評価に関する報告はまだなされていない。膜厚が$\mu$mオーダー以上の異方性磁性薄膜の新しい評価の提案、及び検討は第３章にまとめた。

２）薄膜磁気ヘッドの特性

薄膜磁気ヘッドが従来のバルク材料よりなる磁気ヘッドと大きく異なる事項の１つとしては、先述の如く、記録媒体と接する磁芯面の媒体走行方向の長さが、垂直型薄膜磁気ヘッドでは磁性薄膜の膜厚ｐとなる。これは磁気ヘッドのギャップ長$g$と同程度に小さく、この結果$p/g$が無

限大の従来のヘッドと比べて非常に小さく、$p/g$は有限である。

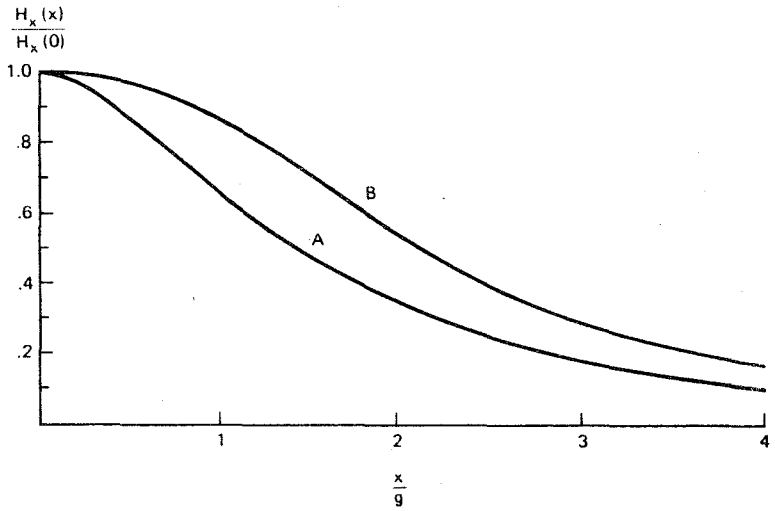
この$p/g$が有限の磁気ヘッドの空隙部漏洩磁界分布は、$p/g$が無限大の従来のバルク材料よりなる磁気ヘッドより急峻であることが、等角写像法による計算やフーリエ変換による計算結果等で報告されている[5)~7)]。x方向の距離を$g$で、媒体走行方向の磁界成分$H_X$をギャップ中磁界$H_O$でそれぞれ正規化した場合の磁界分布は、第2－5図に示すようになる。




第2－5図　　垂直型薄膜磁気ヘッドの磁界分布

一方、水平型に於いても、空隙深さが磁性層厚さと同じになり、空隙長と同程度に小さくなる。この場合も第2－6図のAに示すように、$H_X$分布が従来のバルク材よりなる磁気ヘッドのB曲線より急峻になることが報告されている[7)]。これらの結果は実験でも証明されている[11) 14)]。

これらの実験に使用された薄膜磁気ヘッドは、最も簡単な1巻線型構成である。記録ヘッドとしては大きな電流が必要であり、再生ヘッドとしては、電磁誘導型では相対速度を余程大きくしないと信号読出に充分な信号対雑音比（S/N）が得られない。例えば、普通広く用いられる磁気テープで、相対速度Vが0.1m/s、ヘッドトラック幅が1㎜、周波数が1 kHz 程度の条件下で再

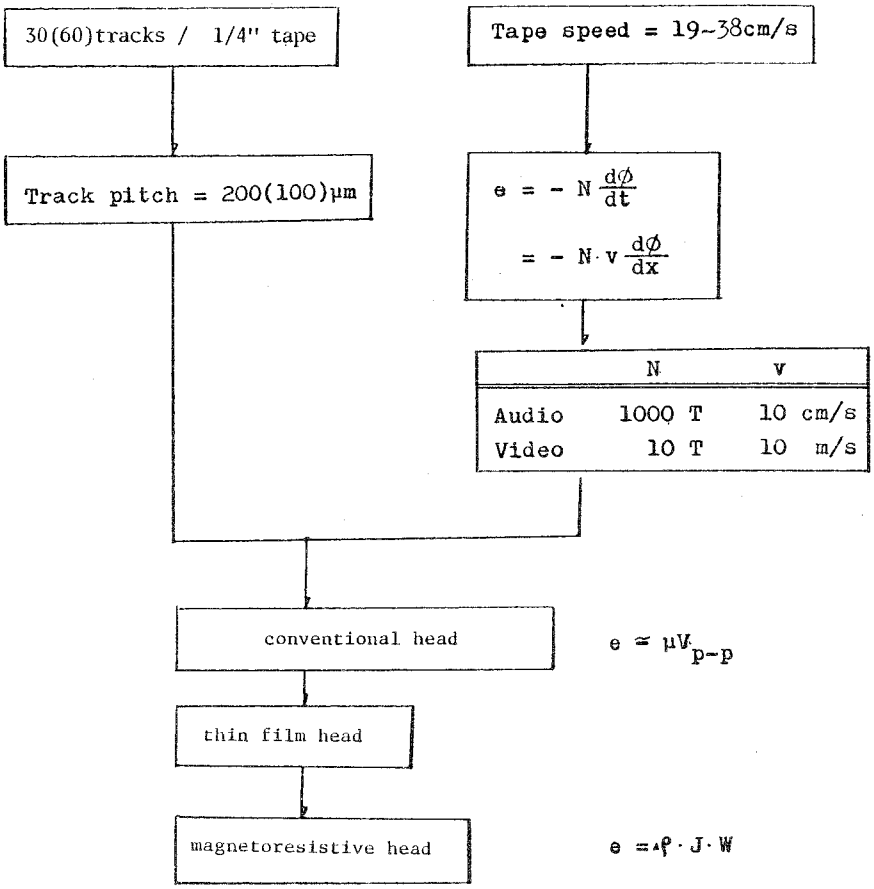



第２－６図　　水平型薄膜磁気ヘッドの磁界分布

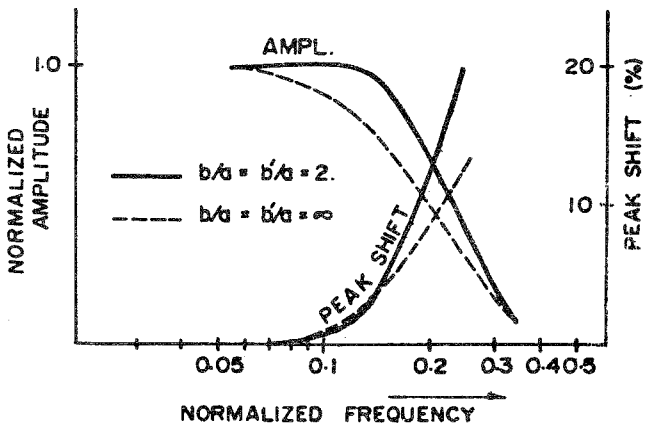
生出力電圧としてmVオーダーを得ようとすれば、コイル巻線数としては、１０００巻線程度以上は必要となる。トラック幅が狭くなり、相対速度が小さい場合に、充分な再生出力電圧を得ることが非常に難かしくなる関係を第２－７図に示している。

このような背景から、薄膜磁気ヘッドの信号コイルの多巻線化がいろいろ提案されている。例えば、積層型５巻線の薄膜磁気ヘッド[14]も開発されたが、プロセスが複雑であり、薄膜磁気ヘッドの大きな特徴の１つである微小化に対してはプロセス上の限界がある。一方、スパイラル型ヘッドの具体例も発表されたが[36]、平面状構成では磁性薄膜の磁気的飽和のため、充分な記録特性が得にくい問題があった。また、広いスパイラル・コイル面積を有する構造では、これも薄膜磁気ヘッドとしての特徴である単位磁気ヘッドの微小化を実現できないことになる。

薄膜磁気ヘッドの構造として$p/g$が有限であることから、磁界分布は急峻になり、電磁変換の分解能向上が期待できることを紹介したが、$p/g$が有限であることに起因する欠点として、記録情報のピークシフトが生ずることが報告されている[17) 33) 34)]。これはポールピースの外側で$H_x$成分が第２－５図に示すように、負の成分を持つためである。有限長ポールピースと、無限長ポールピースの分解能向上とピークシフトとの関係を、正規化された周波数で比較した結果は第２－８図に示すようになる。デジタル信号を記録、再生する場合には注意を要する事項であり、薄膜磁気ヘッドにフェライト磁性基板等を導入することも意義あることを示している。




第２－７図　　高トラック密度　低速度における磁気ヘッドの状況
$\phi$：信号磁束、N：コイル巻線数、V：相対速度
$\Delta\rho$：比抵抗変化量、W：トラック幅、J：電流密度




第２－８図　　薄膜磁気ヘッドのピークシフト特性

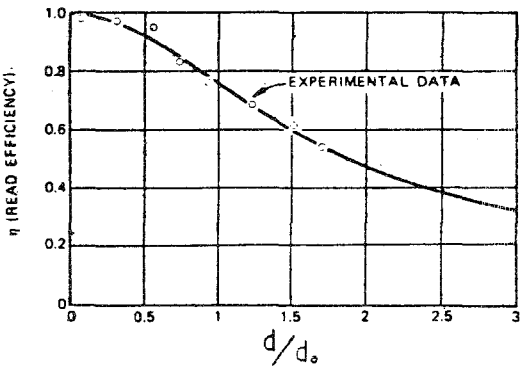
(3) 薄膜磁気ヘッドの特性解析に関して

薄膜磁気ヘッドのコア能率、即ち記録動作であれば印加起磁力に対する利用し得る記録起磁力の比率、再生動作であれば記録媒体から磁気ヘッドへの流入磁束が信号巻線と鎖交する比率に関する解析については、Maxwell の電磁方程式を用いて解析的に計算したものがあり[15]、薄膜磁気ヘッドのコア能率$\eta$と、薄膜磁気ヘッド構成パラメータとの関係を、

$$\eta = \frac{\tanh d/d_o}{d/d_o} \qquad (2-1)$$

$$d_o = \sqrt{\mu g p/2} \qquad (2-2)$$

で与えた。ここで$\mu$は磁性薄膜の透磁率、p, g, d は夫々磁性薄膜の厚さ、ギャップ長、ギャップ深さを示しており、これらの関係は第２－９図に示されるような結果となる。

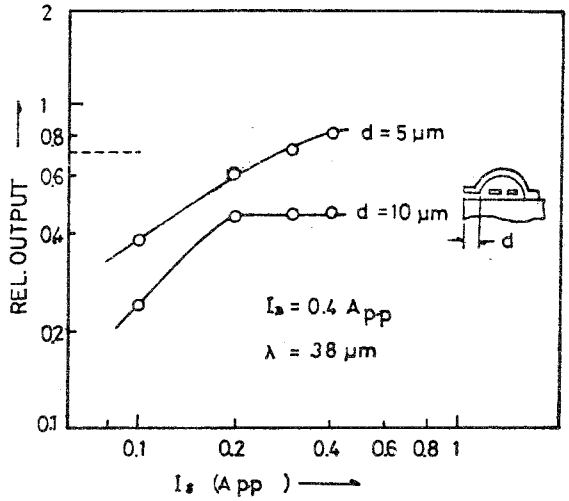



第２－９図　　薄膜磁気ヘッドの構成寸法と効率

一方、薄膜磁気ヘッドの磁気回路を分布定数回路と見なして、コア能率を計算したものも多く発表されている[23),26),37)]。しかし、これらは、磁性薄膜の磁気的飽和のない低いレベルでの記録動作、及び再生過程に於いては充分有効であるが、現実の記録動作に於いては磁性薄膜の飽和が問題となる。例えば、薄膜磁気ヘッドの電磁変換特性の一例として、第２－10図に記録電流と記録レベルの実測結果を示す。ギャップの深さ d＝10$\mu$mのとき、記録電流がある値以上になっても、記録レベルをd＝５$\mu$mの場合のように上昇できない。磁性薄膜の飽和を考えないと、この記録特性の頭打ち現象を充分に説明できない。

薄膜磁気ヘッドの記録過程では、構造に余程注意を払わないと磁性薄膜の飽和を来たすのが現状である。薄膜磁気ヘッドの最も単純な構成である１巻線型薄膜磁気ヘッドの特性が、緩和法を用いた電算機による数値計算ではじめてなされ、磁性薄膜の磁気的飽和が１９７２年に指摘さ

れた[20),33)]。その後、有限要素法を応用した数値計算も報告されている[45)]。




第２－10図　　薄膜磁気ヘッドの記録特性の１例

磁性薄膜の飽和を考慮しない解析手法では、記録ヘッドとしての特性が見掛け上良好な結果になっており、実測される記録特性のクリップ現象を充分把握することができなかった。また、磁性材料の磁気的飽和を含む従来の数値計算では各条件下での計算に多くの時間を要し、さらに構成パラメータ　の寄与を連続的に求めることは膨大な処理時間を必要としていた。薄膜磁気ヘッドの構造検討に於いては、解析的に飽和特性を求めることが出来れば非常に有意義である。

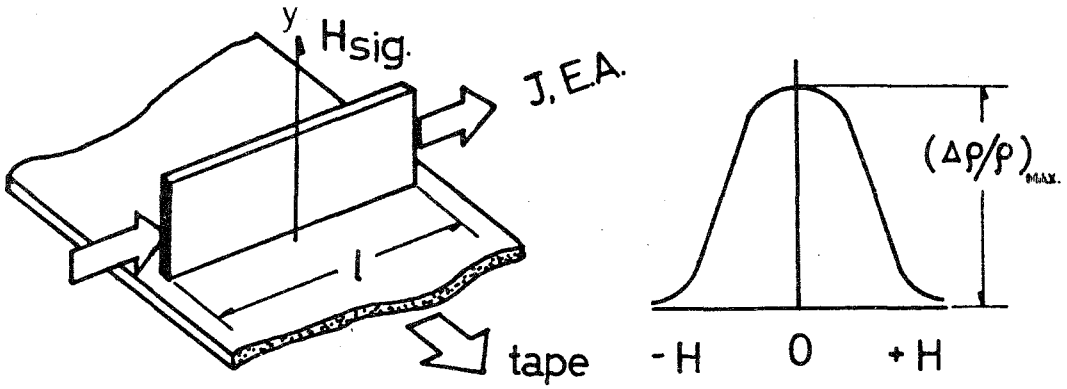
以上のような背景をもとに、構成磁性薄膜の磁気的飽和を含む薄膜磁気記録ヘッドの特性計算等を解析的に行うことを提案し、第５章にまとめた。

## ２－３　　磁気抵抗効果型薄膜磁気ヘッド

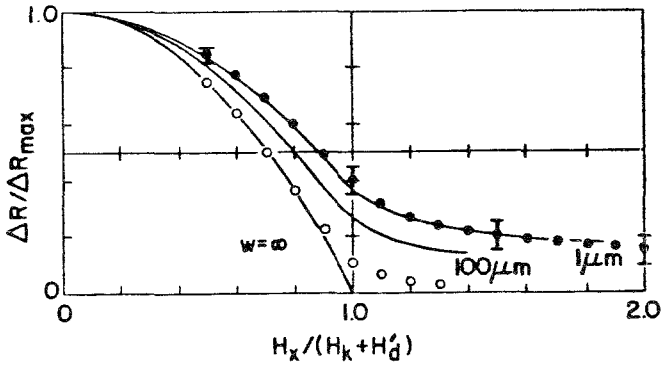
磁気抵抗効果は第２－11図(a)に示すように、素子の電気抵抗が印加磁界の極性に関係なく対称な変化を呈するものである。磁性材料に於ける磁気抵抗効果に関しては、１９６１年～１９６５年頃に１軸異方性強磁性薄膜の磁気抵抗効果の研究発表が多くなされ[50)～60)]、またその応用も多く発表された[61)～68)]。そして、磁気抵抗効果を磁気ヘッドに始めて応用した特許公告[69)]が１９７０年に出されており、それに関しての研究発表[70)]は１９７１年になされている。

(1)動作原理

原理的構成図は第２－11図(b)に示すようなものであり、強磁性薄膜の磁気抵抗効果〔ＭＲ〕素子の配向方向Ｅ Ａ.と電流Ｉとの方向を一致させ、ＭＲ素子面内で電流Ｉと直角方向に記録媒体からの信号磁界$H_s$を印加する。ＭＲ素子の比抵抗変化$\triangle\rho$と検出電圧ｅとの関係は、




(b)　　(a)




(c)

第２－11図　　磁気抵抗効果型ヘッドの概要

(a)　磁気抵抗効果素子の基本特性
(b)　磁気ヘッドへの応用概念図
(c)　磁気抵抗効果素子寸法と特性図

素子幅をw、厚さをｔ、長さを$\ell$、ＭＲ素子電流密度をＪ、ＭＲ素子中で磁化回転する磁化$M_S$と電流Ｉとのなす角を$\theta$とすると、

$$e = \Delta\rho \cdot J \cdot \ell \qquad (2-3)$$

$$\Delta\rho = \Delta\rho_m \cos^2\theta \qquad (2-4)$$

$$\theta = \sin^{-1}\frac{H_S}{H_K + H_d} \qquad (2-5)$$

で与えられる。こゝで、$\Delta\rho_m$は比抵抗変化の最大値を示している。

ＭＲ素子の電流密度Ｊ＝Ｉ／wt であり、信号磁界による素子電気抵抗の変化分に基づく出力電圧はＪに比例することから、ＭＲ素子にどの程度電流を流せるかということが、ＭＲヘッド出力電圧評価には重要な１要素となる。次にＭＲ素子の比抵抗を$\rho$とした時、$\Delta\rho_m/\rho$ は物質定数であり、$\Delta\rho_m$が大きい程出力電圧としては大きな値が得られるので、いろいろな材料と$\Delta\rho_m/\rho$の関係が調べられている[53]。しかし、ＭＲ素子と記録媒体が摺動するタイプでは 磁歪定数が充分小さくないと実用上使用が困難であり、現在82 Ni － 18 Fe 近傍のパーマロイが多く用いられている。

（２－５）式に示す$H_k$は一軸異方性ＭＲ素子の異方性磁界を示し、上述の組成を磁場中蒸着したときの値は数Oe程度である。$H_d$は短冊状ＭＲ素子の短辺方向に磁化した場合の反磁界を示しており、ＭＲ素子の飽和磁化を$M_S$としたとき、

$$H_d = 4\pi M_S \cdot \frac{t}{w} \qquad (2-6)$$

で与えられ、ＭＲヘッドの動特性を決定する重要な設計要素の１つとなる。第２－11図(c)にＭＲ素子寸法と、素子抵抗変化の関係を示す[70]。

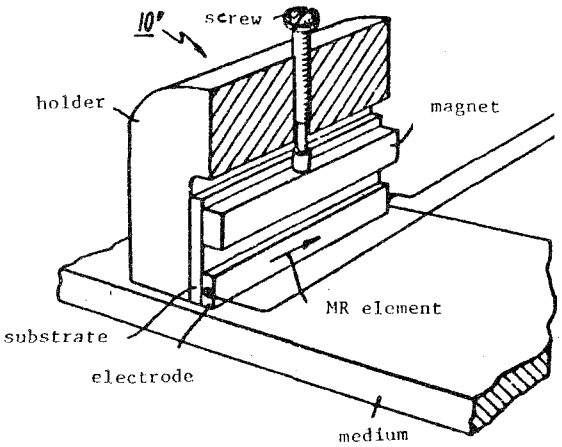
（２－３）～（２－５）式とその具体的特性例として、第２－11図(c)からもわかるように、出力電圧ｅと印加磁界との関係は非線形であり、小振幅印加磁界で両者を略線形関係とすることが実用上必要となる。このため第２－11図(b)のｙ軸方向にバイアス磁界を重畳して使用される。

(2) 磁気抵抗効果型ヘッドのバイアス方式

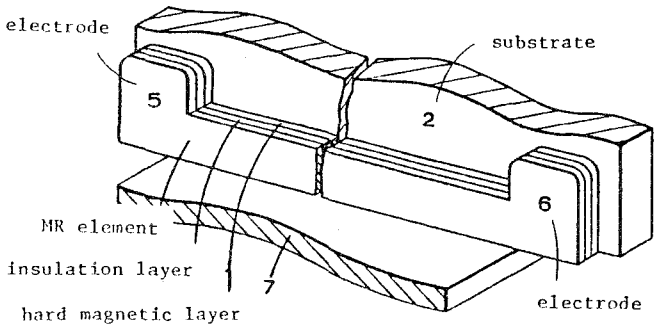
先述した如く、MR素子は第２－11図(a)に示されるように、入力信号磁界に対して非線形に抵抗値が変化し、実際に使う場合には、一般にバイアス磁界を附勢して、直線化した使用法が必要となる。このためにバイアス法としていろいろな構成法が提案されている。大きく分けると、電流線方式、永久磁石方式[69]、その他の方式となる。具体的には、導電体層とＭＲ素子を平行に配置して導体電流－磁界作用を用いたもの[85]、高抗磁力磁性薄膜[93]とＭＲ素子を磁気的、電気的絶縁層を介して平行に配置したもの[84),87),89]、ＭＲ素子に流す電流の方向を高導伝率の導体により、ＭＲ素子の磁化配向方向と略45°傾斜させた「Barber Pole」方式[86),92]などが発表されている。

各バイアス方式の具体的構成例を第２－12図に示す。これらの各方式は原理的には動作するが、実用上ではいろいろな問題が報告されている。先ず、高抗磁力磁性薄膜方式では、ＭＲ素子と高抗磁力薄膜間での磁気的結合によるＭＲ素子の$H_k$増大と、バルクハウゼン・ノイズの増大が報告されており[87]、これは今後の課題である。また、Barber Pole 方式では、ＭＲ素子全域に渡って一軸一方向に磁化がメモリ　されている必要があり、これは磁性薄膜メモリ　の困難さと類

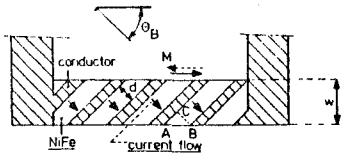
似の問題を持っている。




(a) 永久磁石ブロック方式




(b) 高抗磁力磁性薄膜方式




(c) バーバーポール方式（高導電体傾斜ストライプ）

第２－12図　　磁気抵抗効果型ヘッドのバイアス法

(3) 問題点と課題

ＭＲヘッド個有の問題として、媒体の凸部がＭＲ素子を摺動する場合に生ずる発熱、およびＭＲ素子部で発生する熱が媒体凸部を通して放熱する場合に発生する熱的パルスにより、ＭＲ素子の温度が急変し、それに伴う比抵抗の変化によるパルス状の電気ノイズ、即ち熱ノイズが発生することが報告されている[75]。その打消し法も２～３の方法が発表されている[74),81),82),90),91)]。

ＭＲヘッドの構造的な検討もいろいろ報告されている。大別すると、短波長化のための構造[72),73)]、耐摩耗性を附与した構造[78)]、熱ノイズ軽減化のための方式[74)]などが発表されている。また、ＭＲヘッドの応用も報告されている[76),91)]。しかし、薄膜磁気ヘッドの特徴の１つであるマルチ・トラック化に伴う具体的な問題点として、ＭＲヘッドのトラック間の特性バラツキ、およびアナログ的用途を目的としたＭＲヘッドの歪とダイナミックレンジなどに関する報告は今までなされていない。

本研究においては、バイアス附勢法に伴う問題と、マルチ・トラック化の問題点に関しても検討した。さらに、ＭＲヘッドの熱ノイズが問題にならない超狭トラック化の可能性についても検討した[77)～80),88)]。

## ２－４　ま　と　め

本章では、薄膜磁気ヘッドの歴史、現状を簡単に述べ、その原理と基礎的特性の概説を行った。同時に、薄膜磁気ヘッドの従来理論の概要をまとめた。

これらの結果、具体的には薄膜磁気ヘッドを構成する異方性磁性薄膜の評価法を確立する必要があり、さらに薄膜磁気ヘッドの特徴を生かすためにはヘッド信号巻線構造、磁気回路を構成する基板構造に工夫と検討が要ることを指摘した。また記録ヘッドの特性に関しては、従来の解析では記録特性の頭打ち現象を充分計算できないため、磁性薄膜の飽和を考慮した解析法の導入が必要であることも指摘した。

一方、磁気抵抗効果型ヘッドに関しては、マルチ・トラック構成を実現するためには、より具体的な構成検討が必要であることがわかった。

# 第　3　章　　異方性磁性薄膜の磁気特性

## 3－1　緒　　言

薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の磁気特性は、ヘッド特性を左右するため、その評価法の確立が重要である。磁性薄膜の透磁率に関しては、薄膜磁気ヘッドの信号磁束が通る方向の透磁率を高くするため、磁性薄膜は磁場中蒸着され、その磁化回転をする方向、即ち磁化困難方向を利用している[22]。このため、異方性を有する磁性薄膜の磁気特性評価を行う必要があり、試料形状としては非リング形状が望ましく、その具体例として、試料の作りやすさから短冊状試料を採用する。

短冊試料においては、例えば、その長手方向に磁化して磁気特性を評価する場合、試料が高透磁率材であるため、わずかの反磁界でも測定結果に影響を受けることになり、従来用いられているKerr効果による方法、試料振動型磁力計（ＶＳＭ）による方法共、反磁界補正を行う必要がある。殊に、薄膜磁気ヘッドの磁性薄膜の膜厚は数$\mu$m程度となり、この膜厚においては、複雑な磁区の発生に伴い単磁区的な挙動を呈しないため、 Kerr 効果法による場合でも、レーザースポットの当っている表面の磁化状態と試料全体の平均磁化状態とは必ずしも対応していない問題もあり、何か別の方法を導入する必要がある。

ここでは、比較的膜厚が大きい異方性磁性膜の磁気特性評価技術として、Ｂ－Ｈ特性測定法と透磁率測定法の開発を行う。

## 3－2　短冊状試料の反磁界係数の計算

### 3－2－1　計算方法

短冊状試料の磁化に伴う反磁界補正を行うため、試料寸法と反磁界係数について計算した。ここでは、種々な寸法比の短冊状試料を一様磁場中で磁化したときの反磁界係数を、セルフ・コンシステントな計算法[104]により求めた[30) 31)]。

短冊状試料の反磁界係数を計算するために、磁化モデルとしては長さ$\ell$、幅w、厚さｔの短冊状試料とし、この中心に座標の原点を置き、長さ方向にｘ軸、幅方向にｙ軸、厚さ方向にｚ軸を配し、ｙ軸方向に磁界を印加した場合を考える。

印加磁界Ｈにより試料がＭに磁化されたとき、試料内及びその表面に磁荷が分布し、体積密度磁荷$\rho_m$、および面積密度磁荷$\sigma_m$は、 $\mathbb{M}n$をＭの法線成分とすると、それぞれ

$$\rho_m = -\mathrm{div}\, M \tag{3-1}$$

$$\sigma_m = \mathbb{M}n \tag{3-2}$$

として与えられる。そして、磁化物体による磁位より反磁界$H_d$は

$$H_d = -\mathrm{grad}\left[\int_{v'}\frac{\rho m(x', y', z')}{r}dv' + \int_{s'}\frac{\sigma m(x', y', z')}{r}ds'\right] \quad (3-3)$$

から求められ、これから反磁界係数Nは、

$$N = \mu_0 H_d / M \quad (3-4)$$

により計算される。ここでは簡単にするために、x軸上の反磁界係数を計算した。

尚、試料に磁界Hを印加し、磁化Mを計算するためには、磁性材料の磁化特性を導入する必要がある。単磁区構造以外の試料の磁化過程を厳密に考えると非常に複雑になり、ここでは計算の簡単化のため、

$$M(H) = \frac{M_S}{1+s}\left[s + \frac{2}{\pi}\cdot\tan^{-1}\left(\frac{H}{H_C} - 1\right)\tan\frac{\pi}{2}s\right] \quad (3-5)$$

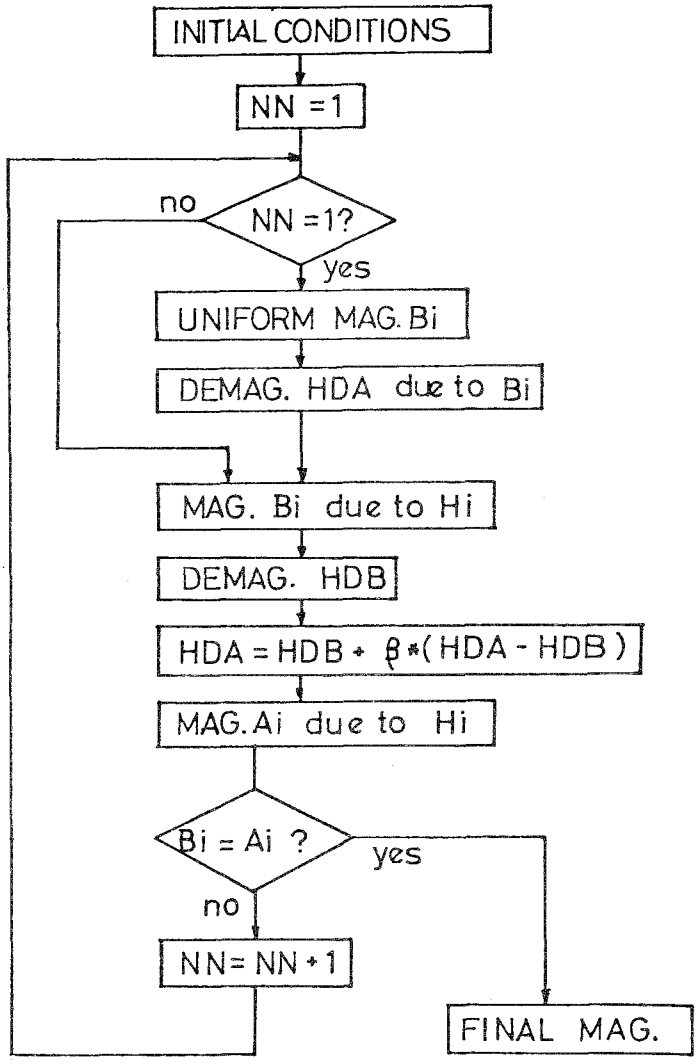
の磁化曲線で磁化が進行すると仮定して計算した。ここでsは角形比、$H_C$は抗磁力、$M_S$は飽和磁化をそれぞれ示している。

3－2－2　数値計算結果

印加磁界Hp、磁化M、反磁界$H_d$のそれぞれの相互関係の中で、自己矛盾のない状態になるまで逐次計算を行うセルフ・コンシステントな磁化計算を、電算機で数値計算した。試料が軟磁性材料のときは計算系のループゲインが非常に高くなり、セルフ・コンシステントな補正計算を進めていくときの収束係数$\beta$は極端に1に近づけないと発散してしまう。このため、計算回数をかなり多くする必要がある。試料の抗磁力$H_C$が小さい程、また飽和磁化$M_S$が大きい程セルフ・コンシステントの収束に必要な計算回数は増大していく。$H_C$に大きな値、例えば100 Oeとして、この計算が発散しない可及的に小さい$\beta$と収束するまでの必要計算回数NN、および反磁界係数との関係を調べた。

数値計算時のフローチャートは第3－1図に示すようになり、磁化計算の収束状況は第3－2図に示すように進行していく。充分収束計算が実行された状態で試料全域に亘っての平均的な反磁界係数Nと、短冊形状寸法比$t/\ell = 0.01$、$w/\ell = 0.4$の場合の計算結果を示すと第3－1表のようになる。当然のことではあるが、反磁界係数Nは試料の磁気特性には関係していないことがわかる。

第3－3図に、計算回数NNと試料の反磁界係数Nの収束状況が、試料の$H_C$によってどのように変るかを示している。反磁界係数は試料中の場所によって変化する。短冊の中央部及び端部での反磁界係数の収束状況を太線及び細線でそれぞれ示した。この結果からわかるように、短冊の中央部で反磁界係数は最小になり、逆に、端部では大きくなる傾向があり、その比は20～30%程大きくなっている。



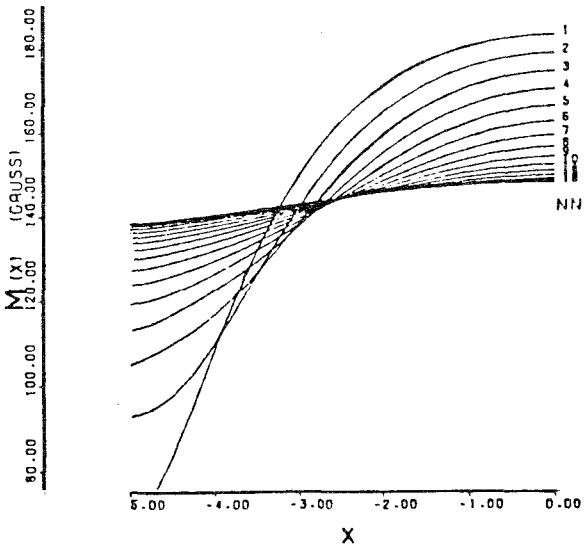

第３－１図　　短冊状試料の磁化計算フローチャート

$H_C$ が充分大きいもの程収束計算に要する時間は短くて済むために、特に磁化状態と反磁界係数が試料寸法によりどのように変化するかを計算する場合、計算回数の少ないことを考慮して $H_C = 2$（ $O_e$ ）の試料として計算した。

充分収束計算が実行された状態に於いて、反磁界係数Ｎの場所的な変化、N(x)が短冊状試料の

| Hc(oe) | Hp(oe) | β | NN app | N $t/\ell = 0.01$ $w/\ell = 0.4$ |
|---|---|---|---|---|
| 0.02 | 0.1 | 0.9999 | 4,000 | $3\sim4\times10^{-3}$ |
| 0.2 | 1.0 | 0.999 | 400 | 〃 |
| 2.0 | 10.0 | 0.99 | 40 | 〃 |
| 20.0 | 100.0 | 0.9 | <40 | 〃 |

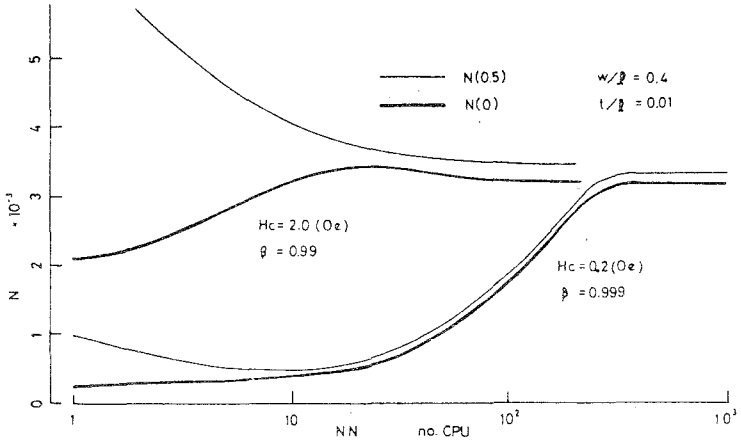
第３－１表　　磁性材料の磁気特性と磁化計算の収束特性




第３－２図　　計算の収束状況

寸法によってどのように変るかを計算した結果を第３－４図に示す。同図では短冊の長さ$\ell$が10のとき、幅w、厚さtを変えた時の計算であり、x＝0は短冊の中央部を、x＝－5.0は短冊左端部を示している。短冊寸法比$w/\ell$，$t/\ell$が小さくなる程、反磁界係数N(x)は当然小さくなるが、端部と中央部の比は大きくなっている。これは寸法比が小さくなると反磁界の絶対量は小さくなり、試料は充分に磁化され、端部の面積磁荷が体積密度磁化より大きくなり、端部での反磁界が大きくなるためと考えられる。以上のようにして計算した反磁界係数と短冊試料の寸法比との関係をまとめると、第３－５図に示すようになる。短冊中央部で反磁界係数が最小になり、端部で最大となるために、短冊中の反磁界係数は第３－５図の斜線領域内の値となる。同図中の白

丸はKoπdacobの実測値[106]を示している。尚、この測定法は、短冊状試料を開磁路状態で反転連続パルスを印加して磁化し、一方短冊試料の反磁界係数が無視できると考えられる寸法比2×$10^{-9}$の試料の磁化との差より、先の試料の反磁界係数を求めたものである。




試料の抗磁力と反磁界係数計算の収束状況
太線は短冊の中央部、細線は端部での値

第3－3図　　磁気特性と収束状況

3－2－3　　計算結果に対する考察

(1)　短冊状試料の反磁界係数を場所の関数としてセルフ・コンシステントに計算した場合、試料外周部で大きく、中央で小さいという変化をしており、さらに試料寸法比、形状が変ると変化していくことがわかった。

(2)　このために、短冊状試料の磁気特性を評価するに際して、反磁界補正を簡単に実行しながら行う、というわけにはいかない。

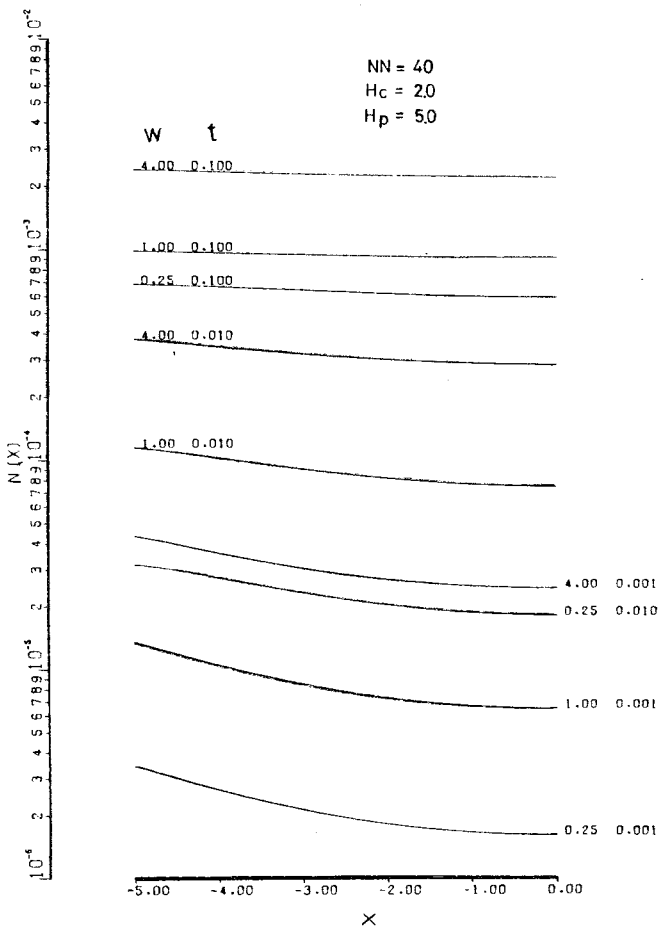
(3)　例えば、試料の飽和磁化$4\pi M_S = 10^4$〔Gauss〕、異方性磁界$H_k = 2$〔Oe〕とした場合、測定誤差を10%以内にするには少なくとも平均反磁界係数Nは

$$N \leqslant 0.1 \times \frac{2}{10^4} = 2 \times 10^{-5}$$

程度以下にする必要がある。薄膜磁気ヘッドに用いられる磁性薄膜の厚さは$\mu$m程度であるため、試料長さとしては10*cm*位にする必要がある。薄膜試料を蒸着で作り、且つ異方性を磁場中蒸着で附勢する場合、このような大きな試料を実現するのはかなり困難を伴う。

さらに評価用試料を蒸着装置の中に入れると、肝心の薄膜磁気ヘッド用基板を入れる余裕がな

くなる。



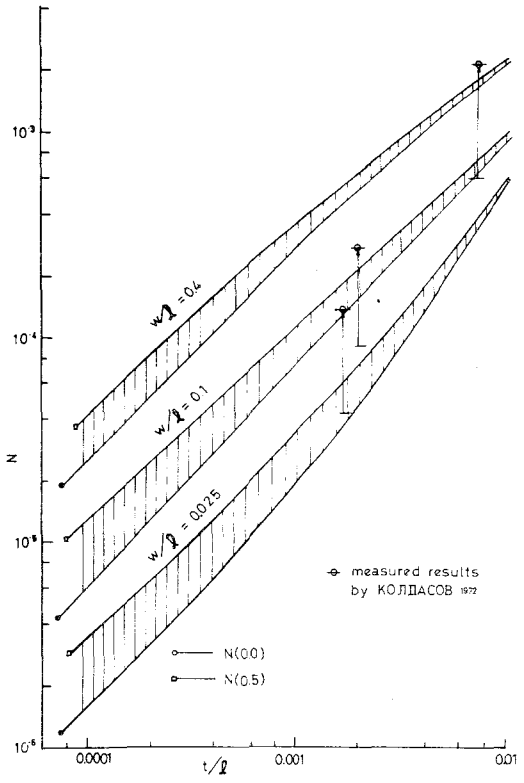

第３－４図　　反磁界係数の場所による変化

(4) 以上の結果から、異方性磁性薄膜の磁気特性評価法としては、反磁界を補正しなくてもよい方法を導入した方がよい。このため、以下に提案するようなシャント法を開発した。

### ３－３　　異方性磁性薄膜のＢ－Ｈ曲線の測定

#### ３－３－１　　測定方法の選択

異方性磁性薄膜のＢ－Ｈ曲線測定法として、広く使われている方法としてKerr 効果を用いた磁気特性測定装置がある。例えば、Ｎｉ８３－Ｆｅ１７のパーマロイが５００～１０００Å 程度の非常に薄い膜（後述する磁気抵抗効果型ヘッドに用いる磁性薄膜）の場合は、第３－６図に示すように、異方性のある状況も含め問題なく測定できる。試料は幅４㎜、長さ１４㎜のガラス基板上に、蒸着マスクを通して幅0.5 ㎜、長さ6.5 ㎜の形状とし、その長手方向に約５０Oe の磁場が印



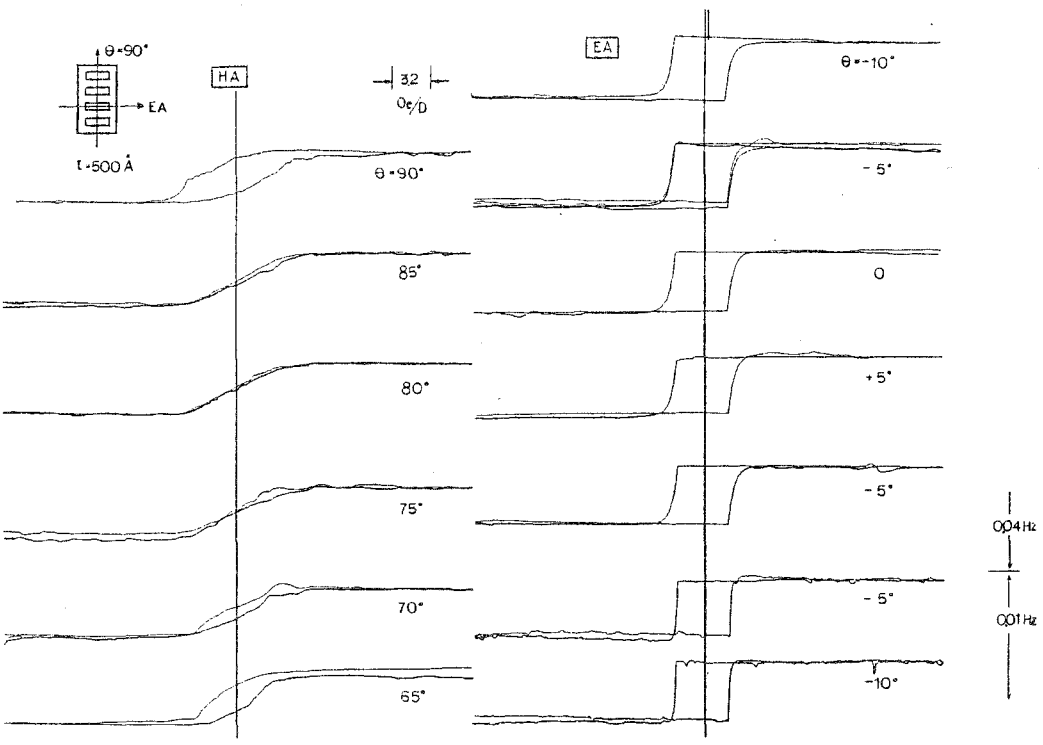

第３－５図　　寸法比と反磁界係数
計算値と実測値

加された状態で蒸着されたものである。試料の配置方向と配向方向との関係を明確に把握することができる。

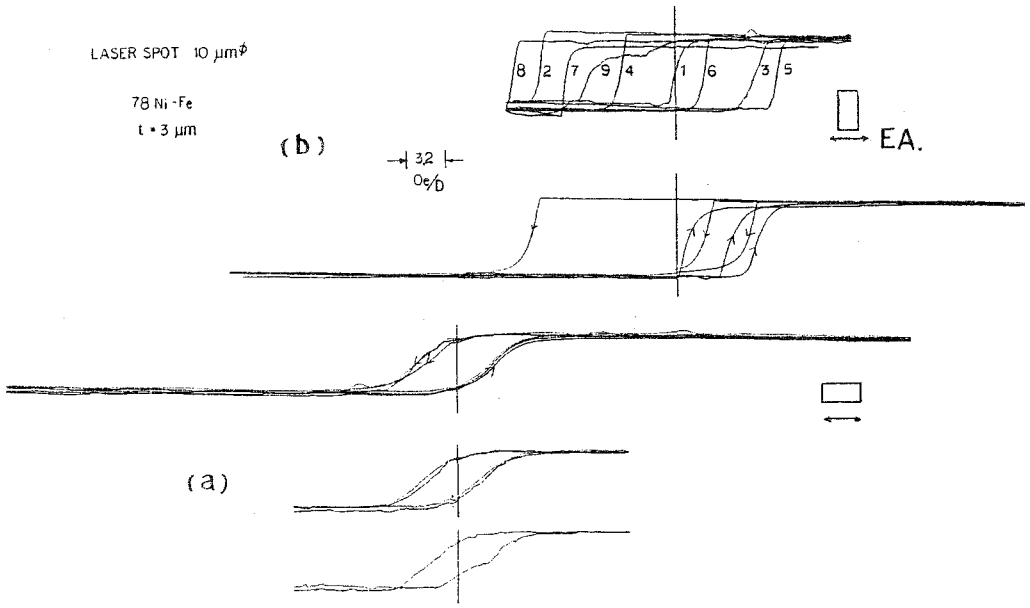
しかし、Ni 78−Fe組成で膜厚が３μm程度になるとKerr効果によるＢ－Ｈ曲線は、第３－７図(a)に示すように、磁化困難方向、即ち配向方向と直角に磁化回転モードが主体の場合は殆んど問題ないが、磁化容易方向に磁化しながらＢ－Ｈ曲線を観測すると、第３－７図(b)に示すように、Ｂ－Ｈ曲線の１サイクル毎に異なった形を呈している。このKerr効果測定時の条件は、直径150㎜φのヘルムホルツコイル 中央に試料を配置し、三角波電流で試料を磁化し、約10μmφのAr レーザー光線で測定した。測定周波数は0.01Hz ～0.04Hzの超低周波数である。
これは、数μm膜厚の磁性薄膜の磁化状態と必ずしも対応していないことを示していると考えられる。即ち、磁性膜の膜厚が大きくなればなる程、磁区は複雑な様相を呈し、レーザースポットの照射されている点の磁化状態と、試料全体の平均的な磁化状態を一致させるのは困難となる。

さらに、短冊状試料を単体でヘルムホルツコイル中で磁化した場合、第３－２節で述べたよう

に反磁界の問題を伴う。 EA.は配向方向をHA.はそれと直角な方向を夫々示している。




第３－６図　　Kerr 効果による一軸異方性磁性薄膜の磁気特性




第３－７図　　膜厚３μmの磁性薄膜の Kerr 効果による磁気特性測定
ＥＡ.：配向方向

また、試料振動型磁力計（ＶＳＭ）による測定法も考えられるが、反磁界問題は同じである。

以上のような実験及び検討結果を基に、高透磁率異方性磁性薄膜の膜厚が数$\mu$m程度ある場合のＢ－Ｈ曲線測定法として、短冊試料長手方向の磁荷を打ち消す低磁気抵抗のシャント・コアを用いた誘導方式によるＢ－Ｈ曲線測定法を導入した。

棒状試料を磁化し、磁気特性を測定する方法として、その自己減磁効果を打ち消すため、磁気抵抗の小さい磁路を通り、試料と共に閉磁路を形成し、透磁率計として用いられた例はある。しかし、被測定試料が薄膜の場合、その磁化方法及び断面積が小さいことによる漏洩磁界の補償方法などに検討すべき事項が多い。

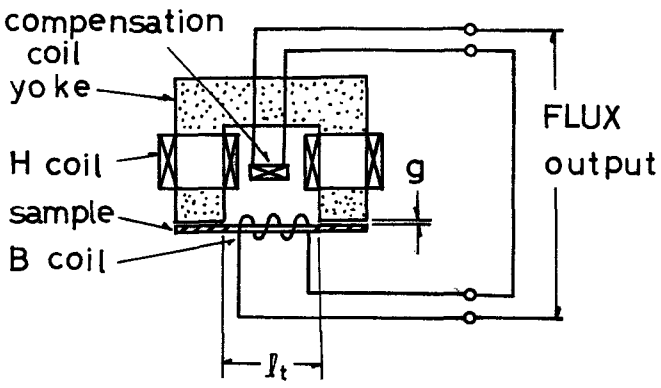
３－３－２　　測　定　装　置

短冊状試料を磁化するために、Ｕ字状ヨークに磁界印加用Ｈコイルを巻き、ヨークの脚部端面を被測定試料の両端部と磁気的に接触させ、接触を良好にするために、ヨーク脚部端面を平面に研削、研摩した状態にする。今、励磁アンペアターンをＮＩとし、ヨーク及びヨーク・試料間接合部の磁気抵抗をそれぞれ $R_y$, $R_g$ とすると、試料を通る磁束$\phi$は

$$\phi = \frac{NI}{R_y + R_g + \dfrac{\ell_t}{\mu_t \mu_o \cdot w_t t}} \qquad (3\text{—}6)$$

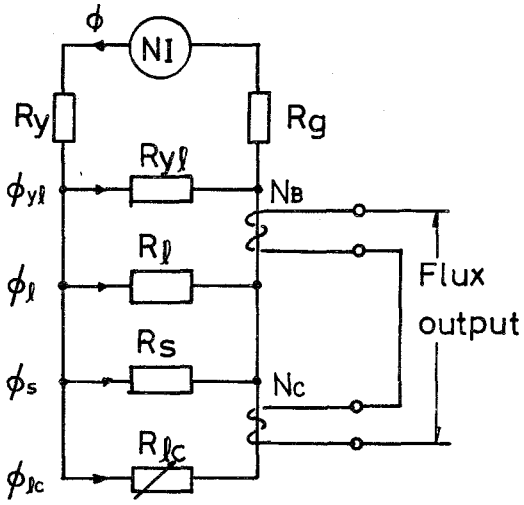
で与えられる。ここで$\ell_t$, $w_t$, $t$は被測定試料のヨーク端間長さ、幅、厚さを、$\mu_t$は比透磁率を示している。磁束密度Ｂは、試料のすぐ表面に巻き込まれた磁束検出用Ｂコイルにより測定される。しかし、被測定試料が磁性薄膜のとき、試料近くに巻かれているとはいえ、Ｂコイルに励磁ヨークからの漏洩磁束が流入する。

漏洩磁束の補償も考慮したＢ－Ｈ曲線測定の一方法として、第３－８図に原理的構成図を示す。




第３－８図　　Ｂ－Ｈ曲線測定原理図

試料に流れる磁束を検出するために、被測定試料の挿入が容易な程度で、できるだけ断面積の小さい磁束検出用Bコイルを偏平な空芯ボビンに巻き、それぞれHコイル、Bコイルを構成するように配置する。さらに漏洩補償用コイルとして、ヨーク脚間に漏洩磁束ピックアップ用コイルを配置した構成である。




第３－９図　　測定装置の磁気等価回路

この測定系の磁気等価回路は、第３－９図に示すような形で近似できる。ここで$R_\ell$はＢコイルと鎖交する漏洩磁束分$\phi_\ell$を通す磁気抵抗、$R_{\ell c}$は漏洩磁束$\phi_\ell$を補償する補償磁気回路部の磁気抵抗、$R_{y\ell}$はヨーク脚間の漏洩磁気抵抗をそれぞれ示している。この装置での被測定試料に印加される磁界$H_t$は、

$$H_t = \frac{NI}{\ell_t} \times \frac{1}{1 + (R_y + R_g)\frac{1}{R}} \qquad (3-7)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_{y\ell}} + \frac{1}{R_\ell} + \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_{\ell c}} \qquad (3-8)$$

で与えられる。被測定試料中を通る磁束$\phi_{ss}$はＢコイルを通る全磁束$\phi_s$から漏洩成分$\phi_{\ell c}$を差し引いたものであり、

$$\phi_{ss} = \phi_s - \phi_{\ell c} \qquad (3-9)$$

が被測定試料中のみの磁束となる。

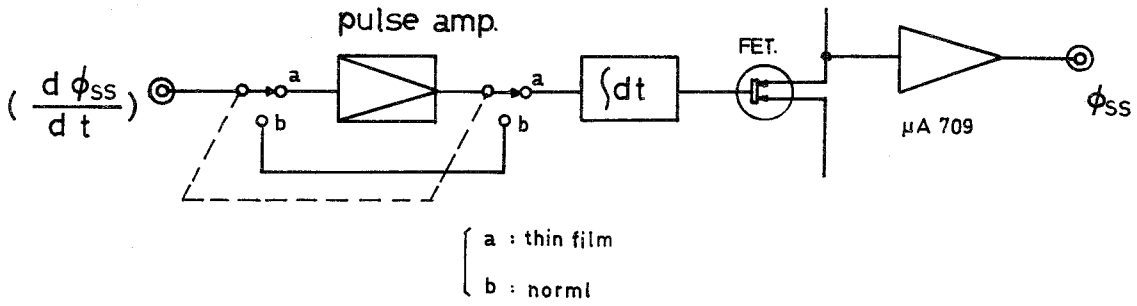
Ｂ－Ｈ曲線の観測には、商用周波数の６０Ｈｚで試料を磁化する交流法を採用した。交流測定法は渦流電流のため、一般には直流法とは異なってくるが、被測定試料が薄膜であり、渦流電流の

影響はほとんど無視できると考えて、簡便なオッシロスコープ上に試料のＢ－Ｈ曲線を描かせる方法を用いた。誘導法により、被測定磁芯に流れる磁束をＢコイルより微分波形として観測するので、$\frac{d\phi_{ss}}{dt}$ を積分して磁束を求める。

本装置での電気回路構成上の主な特徴は、

(1)積分出力を増幅するために、増幅器入力抵抗は高い程、積分条件に対して望ましいので、ＦＥＴトランジスターによる高入力抵抗型アンプとし、また位相を微調整できるようにして積分の完全性を付加した。

(2)磁性薄膜でも充分な感度とＳ／Ｎ比で磁気特性が測定できるように、積分器の前にダイナミック・レンジの広いパルスアンプを置いた。Ｂ－Ｈ曲線測定装置の電気回路の系統図は、第３－10図に示すような構成になっている。




第３－10図　　測定装置の電気回路系統図

３－３－３　　Ｂ－Ｈ曲線測定結果

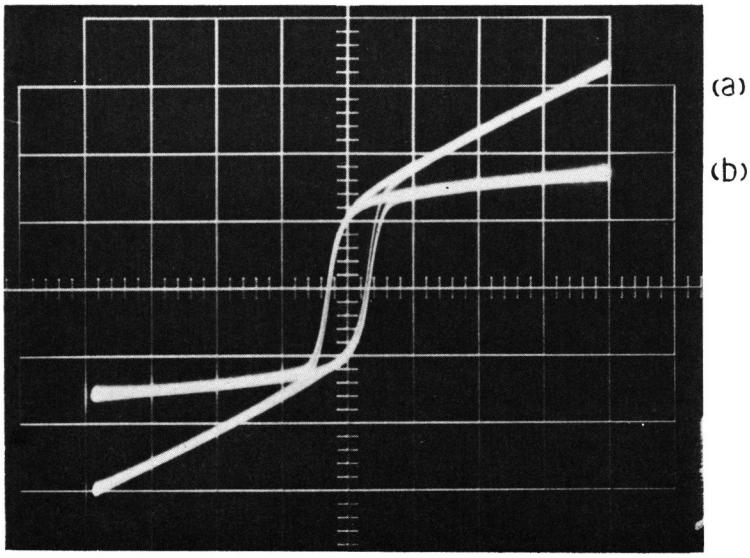
(1)　漏洩補償

接触ヨーク型による試料の磁気特性は、漏洩補償のないとき、見掛け上のＢ－Ｈ曲線は第３－11図(a)に示すように試料の磁化が飽和に近付くと、漏洩磁束量の増大のためにかなり右上りの傾向となる。この漏洩磁束の影響を補償するために、第３－８図の構成図に示すような補償巻線部でのヨーク脚間から見た磁気抵抗$R_{\ell C}$を介して、補償巻線に鎖交する磁束から誘起する電圧$E_C$と、Ｂコイル中の漏洩分で誘起する電圧$E_\ell$を逆接続して漏洩分を打ち消す構成にしている。補償量の調整は、補償巻線とヨーク間距離を変えることにより行うことができる。第３－９図の磁気等価回路にも示されるように、補償が完全に行なわれた状態では

$$(\phi_{SS}+\phi_{\ell C}+\phi_{\ell})N_B-\phi_{\ell C}N_C=\phi_S N_B \qquad (3-10)$$

$$\phi_{\ell C}(N_B - N_C) + \phi_{\ell} N_B = 0 \qquad (3-11)$$

なる関係を充している。ここで$N_B$, $N_C$はそれぞれBコイル、補償コイルの巻線数を示している。被測定試料をヨークに当接し、磁気特性を測定する時、試料の状態、種類が変ってもヨーク近傍の磁界分布がそれ程変らなければ、一度補償巻線の幾何学的位置を決定すれば測定毎に補償巻線を調整する必要はなく、試料に関係なく常に漏洩補償された状態になっている。第3－11図(b)は、漏洩補償したB－H曲線の測定結果例を示している。



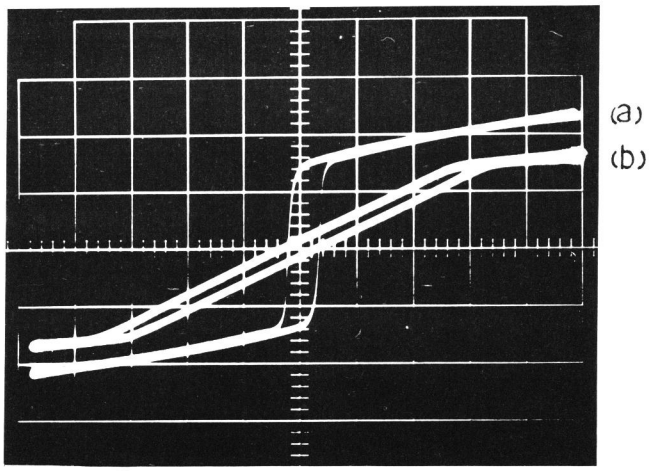

第3－11図　　漏洩磁束によるB－H曲線の歪

(2)　シャントヨーク材透磁率の影響

シャントヨークの磁気抵抗Ryは、被測定試料の磁気抵抗$R_S$に比べ充分小さいという条件を満していないと、反磁界の影響でB－H曲線は大きく右に傾斜する。本装置のヨーク材は高密度フェライトHPF－4M（登録商標）を採用しており、この初透磁率は$10^4$以上あるため、通常の磁性薄膜試料においてはシャントヨークとしての条件は充分満足しているために実際の測定上はほとんど問題ない。この装置に用いているヨーク寸法は、脚断面積Sy＝4×4㎟、ヨーク平均磁路長$\ell_y$＝35㎜、試料と接する脚間対向距離$\ell_t$＝10㎜である。

参考のために、ヨーク材の透磁率$\mu_y$が小さくなった場合、どのような影響がB－H曲線上に表われるかを実験して見た。極端な例として、$\mu_y$＝20の磁性材料で先と同一寸法のヨー

クを作り、Ｂ－Ｈ曲線を比較測定すると第３－12図(b)に示すようになり、Ｂ－Ｈ曲線は反磁界の影響で大きく傾斜している。




第３－12図　　ヨークの透磁率低下による
Ｂ－Ｈ曲線の傾斜

第３－12図における(a)，(b)のＢ－Ｈ曲線の抗磁力$H_C$の値はほとんど一致しているので、薄膜試料を磁化する起磁力効率は大差ないことを示している。

被測定試料の磁気抵抗及びその比透磁率をそれぞれ$R_S$、$\mu_S$とすると被測定試料に与える最大の反磁界係数$N_m$は略、

$$N_m = \frac{1}{\mu_S} \cdot \frac{R_S}{Ry} \qquad (3-12)$$

で与えられる。

何故ならば、Ryと$R_S$が直列接続で閉ループを構成し、起磁力Fで磁化し、Ｆ＝０として永久磁石になったと考えると、

$$F = \phi \cdot R_S + H \cdot \ell_y$$

$$Ry = \ell_y / \mu_y \mu_o \cdot S_y$$

$$\frac{H}{B} = -\frac{1}{\mu_S} \cdot \frac{R_S}{Ry} \cdot \frac{S_S}{Sy} = N_m \qquad (S_S/Sy = 1)$$

の関係となる。こゝで、$S_S$は試料の断面積を示す。

被測定試料が軟磁性材料のときは、反磁界係数Ｎが非常に小さくても反磁界の影響を受ける。

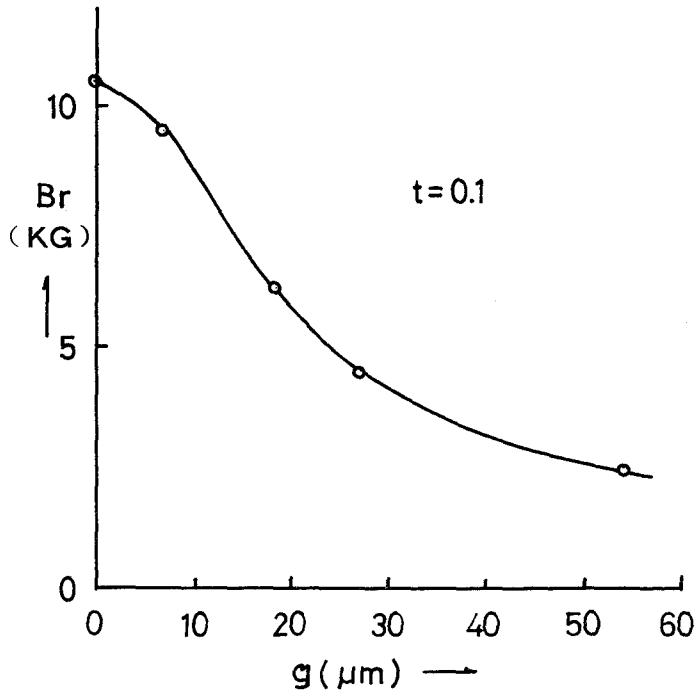
例えば、第３－12図に示すような測定例では、抗磁力$H_c$が0.01〔Oe〕のパーマロイ薄板のときは、$10^{-4}$～$10^{-5}$程度の反磁界係数でも影響を受けていることを示している。

このことから、（３－12）式より、ヨークの磁気抵抗としてどの程度以下にする必要があるかを求めることができる。

(3) ヨーク端と試料間の空隙の影響

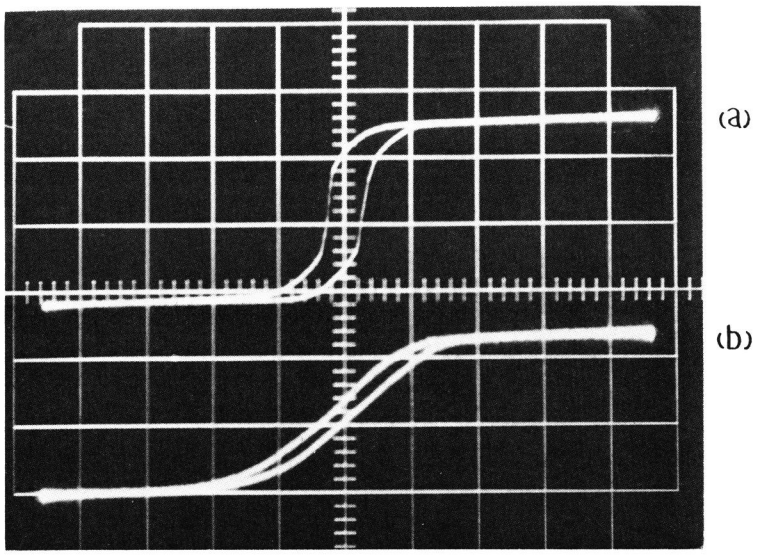
ヨーク脚端部の研削、研摩面と、被測定試料との空隙長を$g$としたとき、この部分の磁気抵抗$R_g$がヨーク磁気抵抗$R_y$に直列になると考えると、空隙$g$の介入により前項と同様で、反磁界のためにＢ－Ｈ曲線は傾斜する。

ヨーク脚端面と被測定試料との間に非磁性、非導電性材料で厚さ既知のスペーサーを介在させて、空隙によるＢ－Ｈ曲線の傾斜を残留磁化量Ｂr で表示し、実測した結果を第３－13図に示す。この結果からわかるように、ヨーク試料間のスペースは数$\mu$m以下に抑えないと正確な測定ができない。この測定法では、ヨーク材と試料との良好な磁気的接触が重要なポイントとなる。

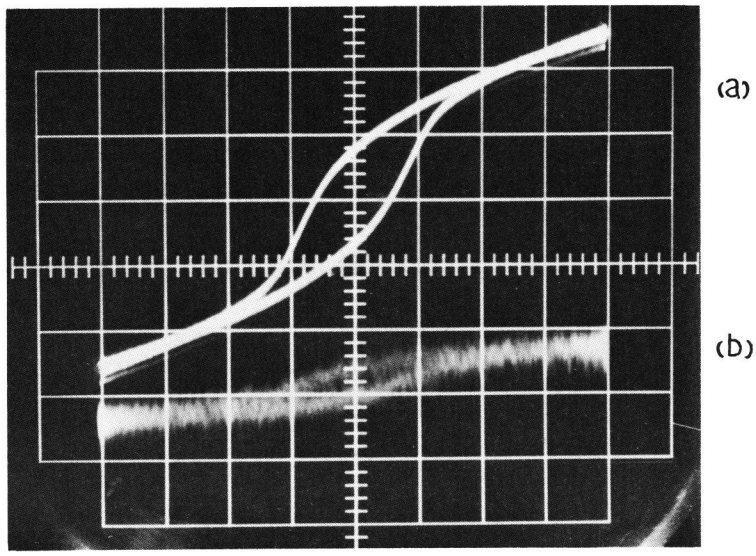



第３－13図　　ヨーク・試料間スペースによる残留磁化の変化

異方性磁性薄膜の磁化容易方向及び、磁化困難方向のＢ－Ｈ曲線の測定例を第３－14図に、磁束量の少ない試料でのパルスアンプ前置によるS/N改善例を第３－15図に示す。




第３－14図　　磁気異方性磁性薄膜の測定例
(a)　磁化容易方向
(b)　磁化困難方向




第３－15図　　磁束量の少ない試料での測定例
(a)　パルス・アンプ前置によるS/N改善
(b)　改善前のＢ－Ｈ曲線

3－3－4　　B－H曲線測定装置まとめ

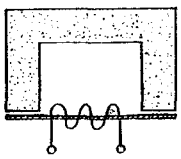
抗磁力の小さい軟磁性薄板の磁気特性、特に磁気異方性を有している場合のB－H曲線の測定・評価は反磁界の影響のために、意外に難しい問題であることが実験と計算より示された。厚さ数μm程度の短冊状軟磁性薄板でも、開磁路状態では反磁界補正する必要がある。Kerr 効果による測定も磁区の問題があるため、簡便に磁気特性を評価できる接触ヨーク型によるB－H曲線測定装置を構成し、良好な結果を得ることができた。

## 3－4　　異方性磁性薄膜の透磁率測定

3－4－1　　測定方法

薄膜磁気ヘッドの信号磁束通過方向を、異方性磁性薄膜の磁化困難方向とし、磁化回転による高透磁率性と高周波特性の良好な方向を利用している。磁場中蒸着膜の配向性を検査するためにも、短冊形状の長手方向に磁化容易方向とした試料と、長手方向に磁化困難方向とした試料の透磁率を測定することが課題となる。短冊試料の反磁界対策として、第3－2節、第3－3節で述べてきたことと同じ理由により、シャント・コア法を採用した。

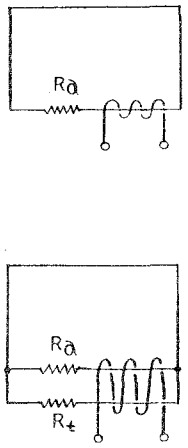
構成としては、第3－16図に示すように、短冊状試料の両端を、U字状の両脚部端の面積を充分大きくして研摩した高透磁率フエライト・コアよりなるヨークでシャントして、端面磁荷を打ち消し、試料の周囲に磁束検出用コイルを巻いている。



第3－16図　　シャント・コア法による透磁率測定構成図

磁性薄膜は非磁性基板として厚さ1㎜程度のガラスよりなる短冊状基板に蒸着されるため、磁性材料のみの断面積は、その短冊基板が挿入されるコイルの断面積に比べ約$10^{-3}$～$10^{-2}$と非常に小さい。磁性薄膜の透磁率が約$10^{3}$程度としても、コイル空芯の磁気抵抗と磁性薄膜の磁気抵抗が同程度であり、このため磁性薄膜の透磁率評価においては空芯補正をする必要がある。

試料端面磁極を打ち消すシャント・コアを定位置に配置した状態で、試料を励磁する巻線部と鎖交する無試料状態での磁気抵抗を$R_a$、試料を入れたときの同磁気抵抗をR、試料のみのシャント・コア脚間の磁気抵抗を$R_t$とすると、磁気等価回路的には第3－17図に示すようになり、これらの間には近似的に次の関係式が成り立つ。




第３－17図　　測定装置の磁気等価回路
(a)　試料のない場合
(b)　試料のある場合

$$\frac{1}{R_t} = \frac{1}{R} - \frac{1}{R_a} \tag{3-13}$$

一方、測定される空芯時のインピーダンスを$\dot{Z}_a$、位相角を$\theta_a$、同様に、被測定試料をコイル中に入れたときのインピーダンスを$\dot{Z}$、位相角を$\theta$としたとき、それぞれをインピーダンス計等で測定することが出来る。試料のシャント・コア脚間長さを$\ell_t$、試料の幅をw、厚さをt、比透磁率を$\mu$とすると

$$R_t = \frac{\ell_t}{\mu \mu_o wt} \tag{3-14}$$

となる。電気的測定と（３－13）式から、

$$\frac{N^2}{R_t} = |\dot{Z}|\sin\theta - |\dot{Z}_a|\sin\theta_a \tag{3-15}$$

なる関係式が得られ、（３－14）式より、試料の比透磁率$\mu$は、

$$\mu = \frac{\ell}{\mu_o wt} \cdot \frac{1}{2\pi f N^2} \cdot [\,|\dot{Z}|\sin\theta - |\dot{Z}_a|\sin\theta_a\,] \tag{3-16}$$

で与えられる。ここでfは測定周波数、Nは巻線数を示している。

磁性材料の磁化特性は一般に非直線性を有しているため、透磁率測定に於いては測定磁界を規制する必要がある場合もあり、さらに透磁率のレベル特性を測定するときは印加磁界を変えられ

ることが必要となる。透磁率測定をインピーダンス測定により行う場合、測定機は一般に定電圧印加方法が採用されているが、具体的測定方法としては次の2方法が考えられる。

(1) 定電圧方式

定電圧方式は第3－18図(a)に示すような電気的等価回路となり、起電力$V_O$、内部抵抗$R_O$、直列抵抗をr、$\dot{Z}$両端電圧を$\dot{V}_1$、r両端電圧を$\dot{V}_2$としたとき、$\dot{Z}$と位相角$\theta$、及び試料への電流Iは次式で与えられる。$r \ll |\dot{Z}|$として、

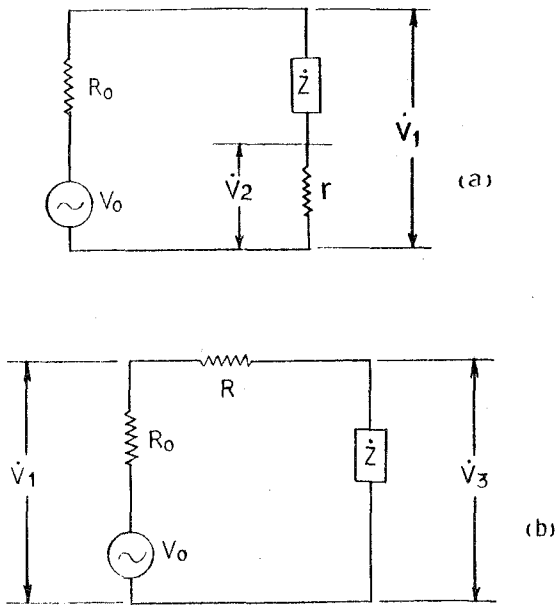
$$\dot{Z} = r \cdot \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_2} \tag{3-17}$$

$$\theta = \arg \dot{V}_1 - \arg \dot{V}_2 \tag{3-18}$$

$$\dot{I} = \dot{V}_2 / r = V_O/(R_O + r + \dot{Z}) \tag{3-19}$$

となる。

この方式の特徴は、かなり高周波数で$|\dot{Z}|$が大きくなってもS/N比のよい測定ができることである




第3－18図　測定系の電気等価回路

(a) 定電圧方式

(b) 定電流方式

が、測定電流が周波数と共に変るため、磁性材料の測定には本質的には不向きである。しかし一般には、初透磁率は測定磁界に対する変化が少ないとして、この方式が多く使われている。

(2) 定電流方式

定電流方式は第3－18図(b)に示すような電気的等価回路となり、被測定インピーダンス $|\dot{Z}|$ より充分大きい直列抵抗Rを介して、測定電圧を印加する。( $R+\dot{Z}$ )両端電圧を $\dot{V}_1$、$|\dot{Z}|$ 両端電圧を $\dot{V}_2$、試料に流す電流をI、$\dot{V}_1$ と $\dot{V}_2$ との位相角差を $\theta$ とすると、

$$I = \dot{V}_1/(R+\dot{Z}) \cong \dot{V}_1/R \qquad (3-20)$$

$$Z = R \cdot \frac{\dot{V}_2}{\dot{V}_1} \qquad (3-21)$$

$$\theta = \arg \dot{V}_1 - \arg \dot{V}_2 \qquad (3-22)$$

となり、試料への印加磁界Hは次式で与えられる。

$$H = \frac{\dot{V}_1}{R} \cdot \frac{1}{N\ell_t} = \frac{V_O}{R_O+R} \cdot \frac{1}{N\ell_t} \qquad (3-23)$$

この方式は、一般の定電圧発振器と組合せて、測定周波数を変えても、$R \gg |\dot{Z}|$ を満たしている間は一定印加磁界での測定が行え、特に透磁率の周波数特性測定に適している。

欠点としては、高周波数まで $R \gg |\dot{Z}|$ を満たすためにはかなり巻線数を減らす必要があり、低周波数での測定誤差を来たす可能性があるので条件選択に注意する必要がある。

3－4－2　測定装置

従来、磁気特性のうち透磁率の測定は、インピーダンス・メータで定電圧方式による $|\dot{Z}|$ 測定、$\theta$ 測定を行い、各周波数毎に計算で求め図形にプロットしていた。今回ここで新たに開発した方式は、シンセサイザとネットワーク・アナライザを用いて定電流方式、定電圧方式の切り換えができるインピーダンス測定方式を組み上げたものである。この方式の特徴は、

(1) 測定周波数に応じたフィルタリング測定 → 広範囲に亘って測定系のS／N比の向上可能。

(2) 印加電圧が設定できる → 測定磁界を設定できる。

(3) 定電流で周波数設定できる → 定磁界レベルでの周波数特性が測定できる。

(4) 定周波数で電圧設定可変 → 透磁率のレベル特性測定ができる。

などである。さらに、これらの測定機群は、電算機による制御が可能であり、また測定結果を数

値の列挙ではなく、図形処理されたものが得られることが大きな特徴である。

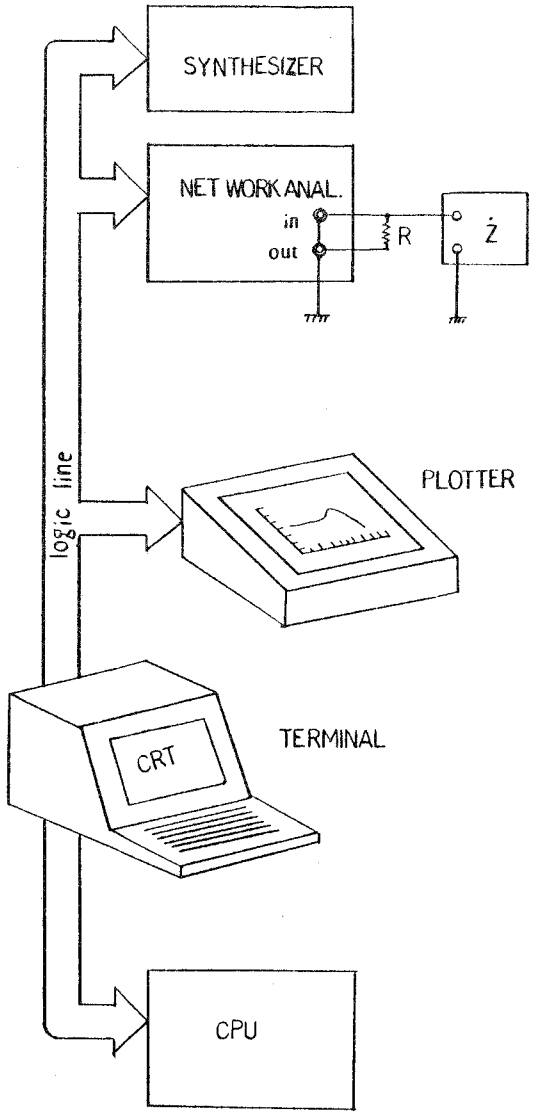
測定項目としては、

(1) 透磁率の周波数特性

（任意測定磁界の設定可能）

(2) 透磁率のレベル特性

（任意測定周波数の設定可能）



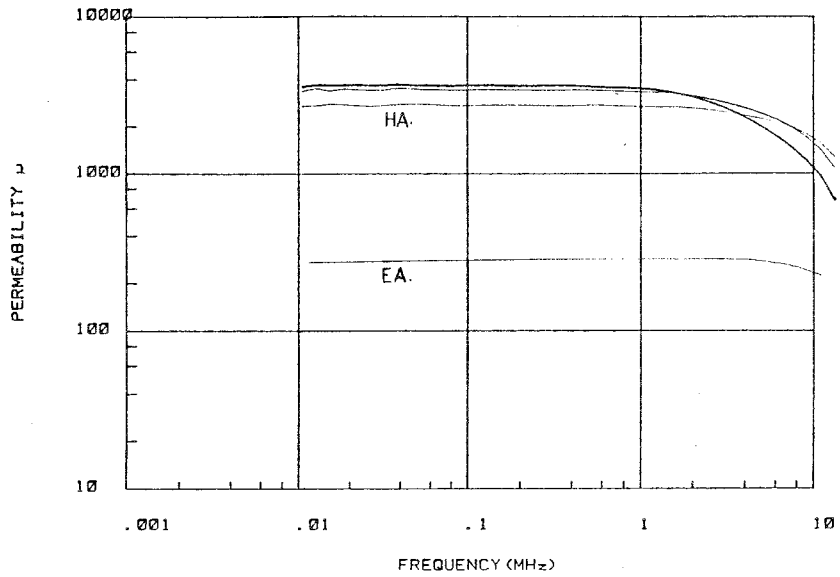

第３－19図　　磁気特性測定システム構成図

であるが、測定範囲はプログラムで自由に変えられる。このシステムの構成図を第３－19図に示す。電算機制御は会話型キーボードで、測定結果はプロッターでグラフ化される。

３－４－３　　測定結果

(1)　透磁率の周波数特性

異方性磁性薄膜の透磁率$\mu$の周波数特性実測結果を第３－20図に示す。




第３－20図　　磁性薄膜透磁率の周波数特性図

試料の寸法は、幅４㎜、厚さ３$\mu$m、長さは１７㎜であるが、測定長さ10㎜は一定である。

磁化困難方向の透磁率$\mu_{\perp}$　　≅　３０００

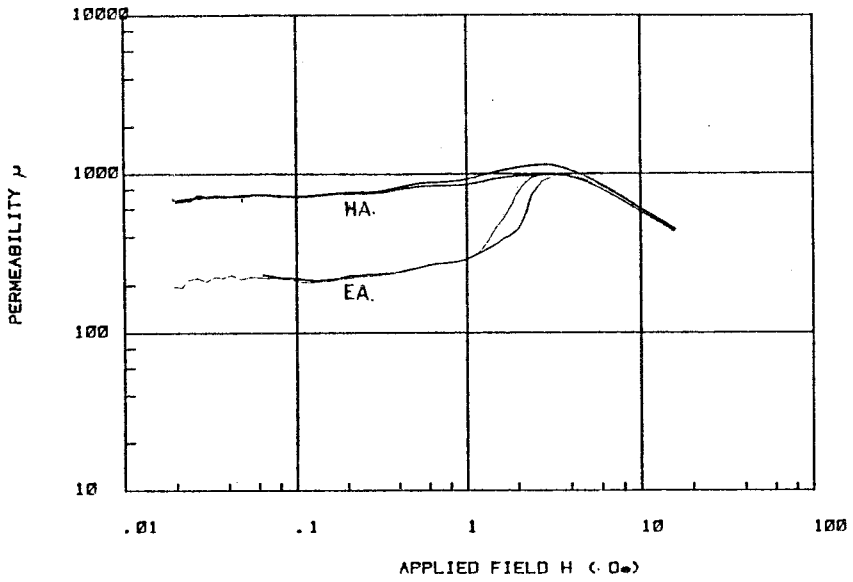
磁化容易方向の透磁率$\mu_{//}$　　≅　　２００

となり、数MHz 以下では磁性層が一層構成でも透磁率の変化はほとんどない。磁化困難方向の透磁率が、磁化容易方向の透磁率より約10倍高いことがわかる。蒸着中に磁場を印加しない等方的な磁性薄膜の透磁率は６００程度となり、異方性を附加し、その磁化回転を利用することが極めて有利であることが、この結果からもうかがえる。

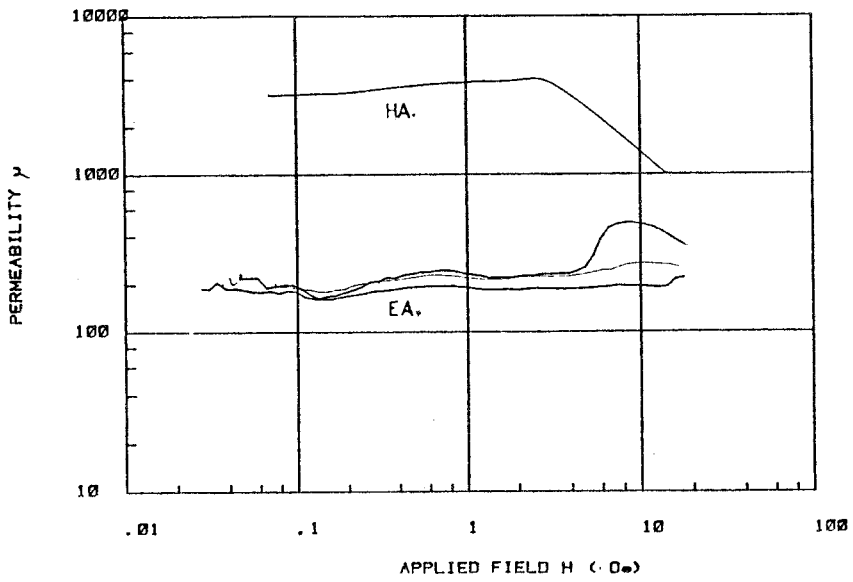
(2)　透磁率のレベル特性

異方性磁性薄膜の透磁率の測定磁界による変化、即ち$\mu$のレベル特性の実測結果は第３－21図に示すようになる。磁化困難方向の$\mu$は、磁性薄膜の異方性磁界$H_k$まではほとんど一定である。それ以上の磁界に対しては、全透磁率としては低下していく。一方、磁化容易方向の$\mu$は、$H_k$ 近傍で急激に増加し、また低下していく。これらは、Ｂ－Ｈ特性とよく対比している。透磁率の低い試

料の$H_k$は、第３－２２図に示すように、測定磁界8Oe 以上で透磁率が大きくなり、初透磁率の大きい試料の$H_k$より増大している結果も出ている。




第３－21図　　測定磁界による透磁率の変化(1)




第３－22図　　測定磁界による透磁率の変化(2)

3－4－4　　測定誤差に関する検討

被測定薄膜試料の断面積が、コイル断面積に比べて$10^{-2}$程度小さいため、$\mu$，tの小さい場合は空芯補正時の誤差が大きくなると予想される。（3－16）式に示される$\mu$の式より、各測定項目に対する誤差としてインピーダンスに関しては$\triangle Z$、$\triangle Z_a$、位相角に対しては$\triangle\theta$、$\triangle\theta_a$が与えられる。（3－16）式の両辺の対数をとり、それぞれの変数で微分すると、

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\Delta\mu}{\mu} &= \frac{\sin\theta}{Z\cdot\sin\theta - Z_a\cdot\sin\theta_a}\cdot\Delta Z \\
\frac{\Delta\mu}{\mu} &= \frac{Z\cos\theta}{Z\cdot\sin\theta - Z_a\cdot\sin\theta_a}\cdot\Delta\theta \\
\frac{\Delta\mu}{\mu} &= \frac{-\sin\theta_a}{Z\cdot\sin\theta - Z_a\cdot\sin\theta_a}\cdot\Delta Z_a \\
\frac{\Delta\mu}{\mu} &= \frac{-Z_a\cos\theta_a}{Z\cdot\sin\theta - Z_a\cdot\sin\theta_a}\cdot\Delta\theta_a
\end{aligned}\right\} \quad (3-24)$$

で、各測定項目誤差に対する$\mu$の算出誤差$\triangle\mu$が得られる。これらの式から$\mu$測定誤差の最大値は次式で与えられる。

$$\left|\frac{\Delta\mu}{\mu}\right|_{max} = \frac{|\sin\theta\cdot\Delta Z| + |Z\cos\theta\cdot\Delta\theta| + |\sin\theta_a\cdot Z_a| + |Z_a\cdot\cos\theta_a\cdot\Delta\theta_a|}{|Z\cdot\sin\theta - Z_a\cdot\sin\theta_a|} \quad (3-25)$$

試料のw，t，$\mu$および測定周波数fが小さくなると、分母が小さくなり、大きな丸め誤差が入ることがわかる。

測定周波数fと誤差に注目すると、$Z_a$は、

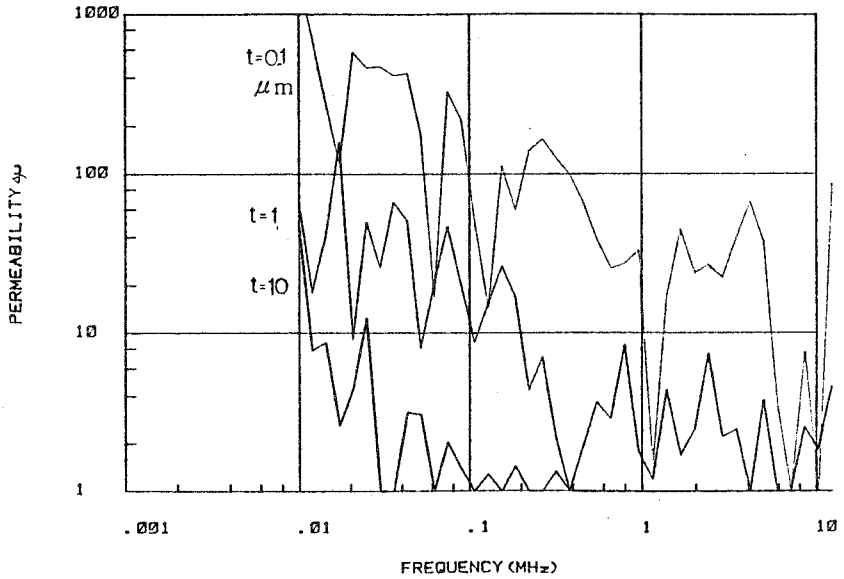
$$Z_a = R_a + j\omega L_a$$
$$= Nr_{oa} + j\omega N^2 L_{oa}$$

ここで、$R_a$、$L_a$は$Z_a$の等価抵抗分とインダクタンス分であり、$r_{oa}$、$L_{oa}$はそれぞれの単位巻線当りの抵抗分とインダクタンス分である。等価抵抗分が等価インダクタンスより大きくなり始める周波数から、被測定物の$\mu$の寄与が小さくなるため、誤差は大きくなる。即ち、

$$fc \leqslant \frac{r_{oa}}{2\pi N L_{oa}} \quad (3-26)$$

で与えられる周波数以下で、誤差が大きくなる。同一線材を使う時は、巻数に逆比例して$f_c$を低減できる。但し、Nを大きくすると自己共振周波数により測定上限が決められるため、広帯域測定のためにはNをあまり大きくしない方がよい。

周波数に対する誤差は第３－23図に示すように、0.07$\phi$の銅線を1.5×4.5㎜のコイル断面に70$^{T}$巻いた場合、１００kHz以下で誤差が増大していく様子がよくわかる。




第３－23図　　周波数、試料厚と測定誤差の程度

また、被測定試料の厚さｔと実測$\mu$の誤差の程度も同図に示すように、ｔが小さくなると$\triangle\mu$が大きくなる。例えば、ｗ＝４㎜の試料において、ｆ＝１００kHzの場合には、

①　ｔ＝0.1 $\mu$m　のとき　　$\triangle\mu$＝２００

②　ｔ＝　１ $\mu$m　のとき　　$\triangle\mu$＝　２０

③　ｔ＝１０ $\mu$m　のとき　　$\triangle\mu$＝　　２

となり、各厚さで上記程度の誤差が入ることになる。

３－４－５　　異方性磁性薄膜の透磁率測定のまとめ

薄膜磁気ヘッドの磁性膜は高透磁率なものが要求される。異方性磁性薄膜の透磁率評価法として、反磁界の影響の入らないシャント・ヨーク法を導入して測定できるようになり、磁化容易方向と磁化困難方向の透磁率の差を明確に見出すことができた。

薄膜磁気ヘッドに用いる磁性膜の厚さは数$\mu$m程度であり、本測定方法における透磁率測定誤差$\triangle\mu$は10前後であることがわかった。

また、本測定方法は従来のインピーダンス法と異なり、シンセサイザとネットワーク・アナライザを、電算機による制御とデータ処理、及び図形処理をすることにより、非常に高能率に評価できるようになった。

## 3－5　ま　と　め

異方性磁性薄膜の磁気特性評価のために、従来のリング状サンプルと異なり、異方性試料の各配向方向を短冊状サンプルの長手および短手方向とした試料を導入した。短冊試料の磁化計算として、電算機を用いたセルフ・コンシステント条件を満すような計算により、反磁界係数と寸法比、および場所による変化を求めた。この結果、磁気測定に伴う反磁界補正を正確に実現することが困難であることがわかった。その対策としては、異方性短冊試料の評価のためにシャント・ヨーク法を導入した各配向試料のＢ－Ｈ曲線測定法を実現した。また各配向方向における透磁率の周波数特性測定、および透磁率のレベル特性測定のために、電算機と組み合せた新しい評価技術を確立することができた。

この技術を生かして、薄膜磁気ヘッド開発の一要素技術として、以下の開発を進めた。

# 第 4 章　薄膜磁気記録ヘッドの構造と方法

## 4－1　緒　言

薄膜磁気ヘッドは、その構造上の特徴として巻線数が少なく、磁芯断面積が小さい。このため、記録ヘッドとして動作させる場合には特有な問題が発生してくる。

先ず、ギャップ先端に必要な記録磁界を得るには、巻線数が少ないため、記録電流が大きくなり、導電体層の発熱が問題となる。さらに、実際の使用では、発熱による素子の破壊を来たす。また、磁性薄膜のため、磁気的飽和が問題となり、磁芯の飽和により記録媒体の磁化不足となり、デジタル用途に於いては重ね書き変調（Over Write Modulation）の劣化を来たす。

これらの問題を解決するために、発熱に関しては、導電体層の許容電流と安全係数について検討する。さらに飽和に関しては、薄膜磁気ヘッドにおける飽和の実験と検討を行ない、薄膜磁気ヘッドの構造と電磁変換特性の関係を調べる。これらの結果を基にして、新しい構造の薄膜磁気記録ヘッドとして「共通バイアス方式」および「溝構造磁性基板」の提案を行う。

## 4－2　薄膜磁気記録ヘッドの問題点

薄膜磁気ヘッドは本質的に平面状構造であるという特殊性から、従来のバルク材料よりなる磁気ヘッドと比べて、次の二点で大きく異なり、またそれに伴う磁気ヘッドとしての問題が発生してくる。第一は電気的な事項として、巻線数が従来のヘッドの$10^{-2}$以下になること、第二は磁気的な事項として、磁芯断面積と磁芯間距離が$10^{-2}$～$10^{-1}$程度になることであり、これに伴って生じてくる問題を解決する必要がある。

### 4－2－1　記録電流の問題

(1) 導電体層の許容電流と安全率

薄膜磁気ヘッドの巻線数が少ないため、記録電流値は従来のヘッドの記録電流値の$10^{2}$倍以上必要となり、薄膜磁気ヘッドの巻線が導電体薄膜で構成されているために、導電体層の電流密度は非常に大きくなる。この大電流密度による導電体層の発熱が、素子を破壊したり、薄膜磁気ヘッドを構成する磁性材料の特性を劣化させる恐れがある。

導電体薄膜の許容電流は、薄膜磁気ヘッド設計上の基本的な1要素となる。そこでこの許容電流を調べるために、熱平衡状態に於いて、かつ素子は十分長いものとして実験を行なった。その結果、導電体層の電流の方向に垂直な素子断面積に対する、溶断による破断電流密度、すなわち最大許容電流密度$J_{max}$は、素子断面積に逆比例することがわかった[39) 40)]。この最大許容電流密度$J_{max}$の値は構成する導電体層の元素によって異なり、比抵抗$\rho$の小さいもの程発熱が小さくなるため、$J_{max}$は大きくなる。最大電流$I_{max}$は例えば断面積をS（$\mu m^2$）とすると

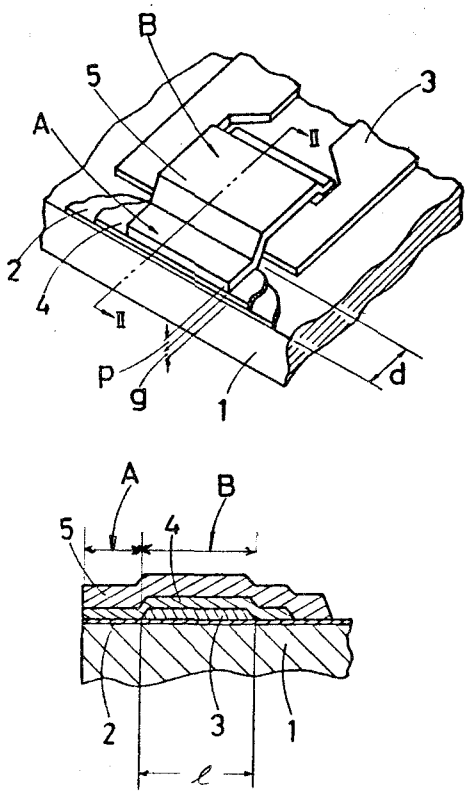
Cuの場合　　$I_{max} = 82\sqrt{S}$　〔mA〕

Au／Crの場合　　$I_{max} = 80\sqrt{S}$　〔mA〕

Ni80−Fe20の場合　$I_{max} = 26\sqrt{S}$　〔mA〕

程度である[39]。

導電体層発熱に伴う問題の一例としては、フエライト磁性基板上の導電体巻線の発熱による磁気特性の劣化である。第4－1図に示すような1巻線タイプの薄膜磁気ヘッドの記録特性として、




第4－1図　薄膜磁気ヘッドの構造

斜視図(上)とII－II断面図(下)

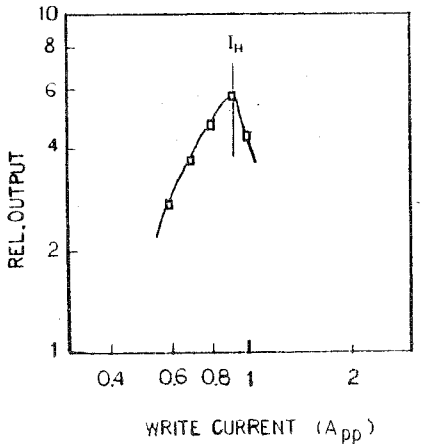
1：磁性基板、　d：ギャップ深さ、

2，4：絶縁層、　ℓ：導電体層幅、

3：導電体層　A：ギヤップ部、

5：磁性薄膜　B：導電体部、

記録電流と記録レベル特性を見ると第４－２図に示すようになり、記録電流$I_R$が小さい間は記録電流増大と共に記録レベルが増大していくことがわかる。しかし$I_R$が、$I_H$のある電流値以上になると、記録レベルが急激に低下することが認められる。




第４－２図　　記録電流と記録レベルの１例

$I_R = I_H$では薄膜磁気ヘッド全体の温度としては５０℃程度であるが、導電体層巻線のある局部ではフエライト基板のキユリー温度Tc以上に温度上昇し、磁性基板の磁気特性低下に伴なう記録特性劣化を生じたものと考えられる。

実験条件は、塗布厚５$\mu$mの$\gamma - Fe_2O_3$のテープ上に、記録波長$\lambda = 38\mu$mの正弦波を記録し、ギヤップ長$g = 1\mu$mの標準再生ヘッドで記録レベルを測定した。

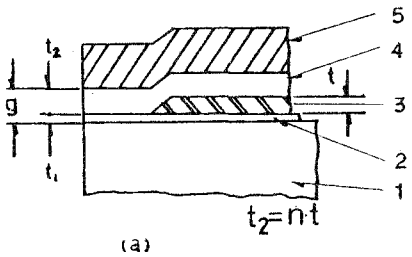
以上のような基礎的な実験結果から、導電体層の電流値が、許容電流値に対してどの程度であるかを示す安全率ＳＦを導入し、検討した。

この安全率ＳＦを求める方法として、例えば第４－３図に示すような薄膜磁気ヘッドのギヤップ構造の場合を考えてみる。

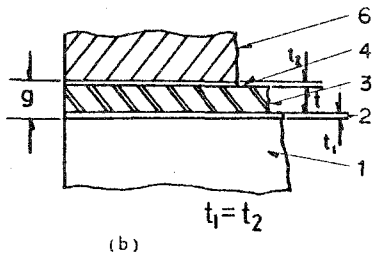
同図(a)は、上部磁性薄膜がパーマロイで構成される例であり、ＰＡタイプと名付けた。これは、磁性基板の上に絶縁層１を被着し、その上に所定形状に形成された導電体層３を被着し、絶縁層２を介して磁性薄膜が被着形成されて、磁気ヘッドギヤップ部が構成されている。絶縁層１、導電体層３、絶縁層２のそれぞれの厚さは図示されている様に、$t_1$、t、$t_2$とする。導電体層段差部分での絶縁層２の電気的リークを防止するために、絶縁層２の厚さ$t_2$は導電体層の厚さｔのｎ倍に設定し、（$t_1 + t_2$）がギヤップ長$g$となるヘッドギヤップ先端部が構成される。

一方、同図(b)は、上部磁性体がフエライトで構成される例であり、ＦＣタイプと名付けた。導電体層３までは(a)と同じ構成であるが、その上に薄い絶縁層２を介して上部磁性体が配置され、

( $t_1+t_2+t$ )がギャップ長$g$となるヘッドギャップ先端部が構成される。




PAタイプ




FCタイプ

第４－３図　薄膜磁気ヘッドのギャップ構造

１：磁性基板　２,４：絶縁層

３：導電体層　５：磁性薄膜

６：磁性体

それぞれのタイプのギャップ長は、導電体層の厚さと関連していることがわかる。

記録に必要なギャップ中磁界を$Hg$、コア能率を$\eta$、導電体層の幅を$\ell$とすると、必要記録電流$I_R$および電流密度Ｊの間には

$$I_R = Hg \cdot g/\eta \qquad (4-1)$$

$$J = I_R/\ell \cdot t \qquad (4-2)$$

の関係がある。

一方、導電体層の最大許容電流密度$J_{max}$は、導電体の断面積に逆比例するため、この比例定数をＫとすると、

$$J_{max} = K/\sqrt{\ell \cdot t} \qquad (4-3)$$

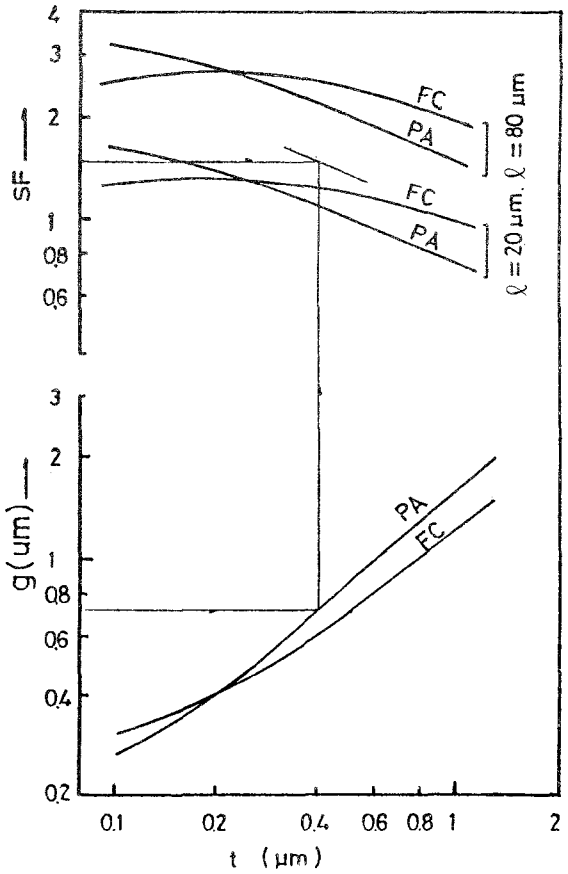
で表わされる。従って導電体層の安全率ＳＦは、ＰＡタイプ、ＦＣタイプに於いてそれぞれ、

$$SF_{PA} = \frac{\eta \cdot K}{Hg\sqrt{\ell}} \cdot \frac{\sqrt{t}}{t_1 + nt} \qquad (4-4)$$

$$SF_{FC} = \frac{\eta \cdot K}{Hg\sqrt{\ell}} \cdot \frac{\sqrt{t}}{2t_1 + t} \qquad (4-5)$$

と表わすことができる。

導電体層としてAuを用いた場合は、先述の如くK＝80〔mA／$\mu$m²〕である。Hg＝3×10³〔Oe〕、n＝1.5、$\eta$＝1としたときのギャップ長gと安全率S·Fの計算結果は、第4－4図に示すようになる。tを大きくするとSFは小さくなり、$\ell$を大きくすることによりSFを大きくすることができる。但し、$\ell$を大きくすることは、（2－1）式のd＝$\ell$とした関係式からコア能率$\eta$を小さくする方向になる。

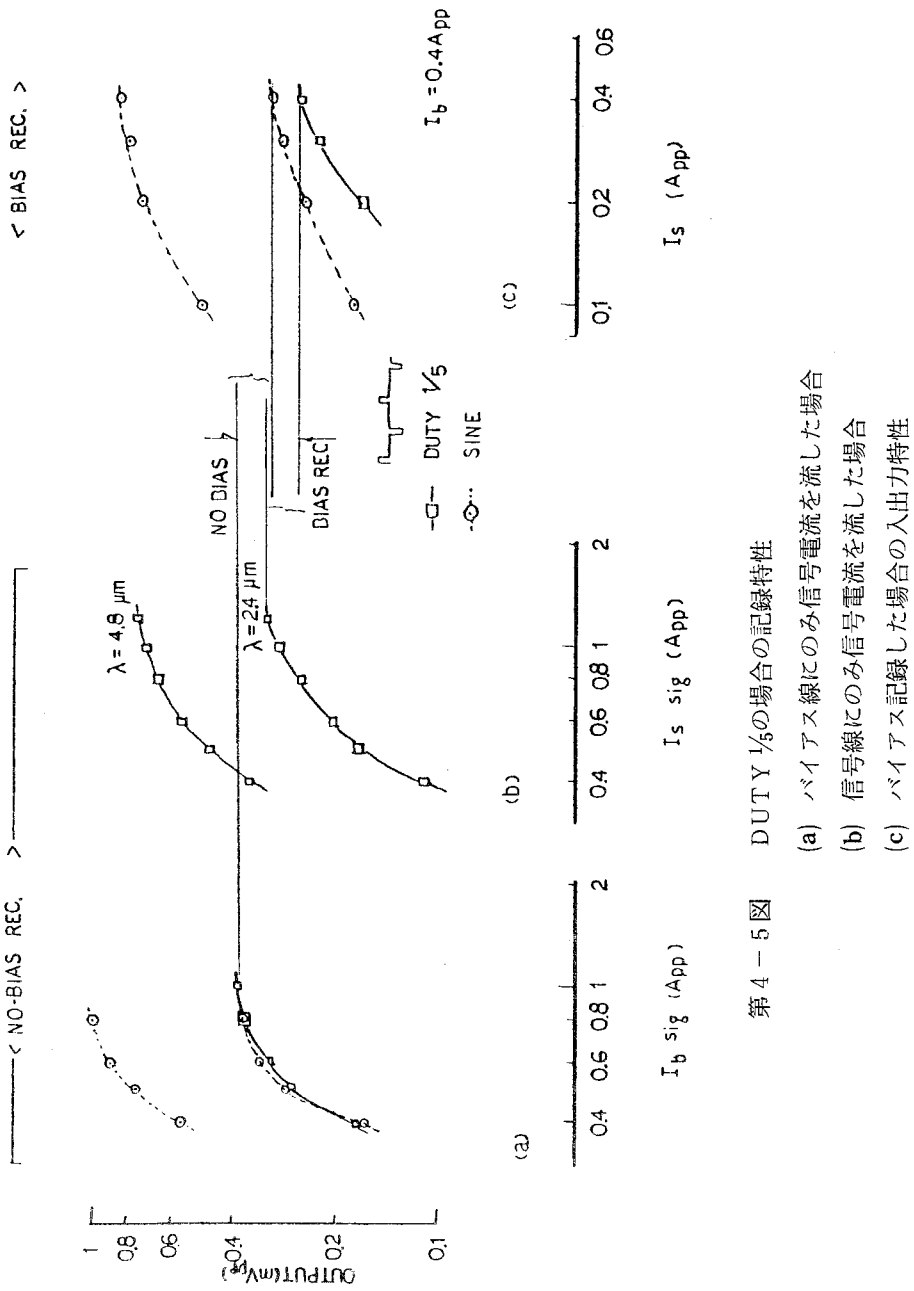



第4－4図　導電体厚、ギャップ長と許容電流に対する安全率

さらに後述する磁性薄膜の飽和現象とも関係してくる。いずれにしても、1巻線構成では$\ell = 30$ $\mu$m程度以下ではＳＦが小さくなり、$g$を大きくできない[40]。

(2) 記録電流波形の問題

1巻線構成の記録ヘッドでは、大電流を流さないと充分な起磁力が得られない。しかし、導電体層に大電流を流すと発熱のため溶断の可能性がある。導電体層での消費電力を低減するために、記録電流の波形を変えることは有効である。




第4－5図　ＤＵＴＹ 1/5の場合の記録特性

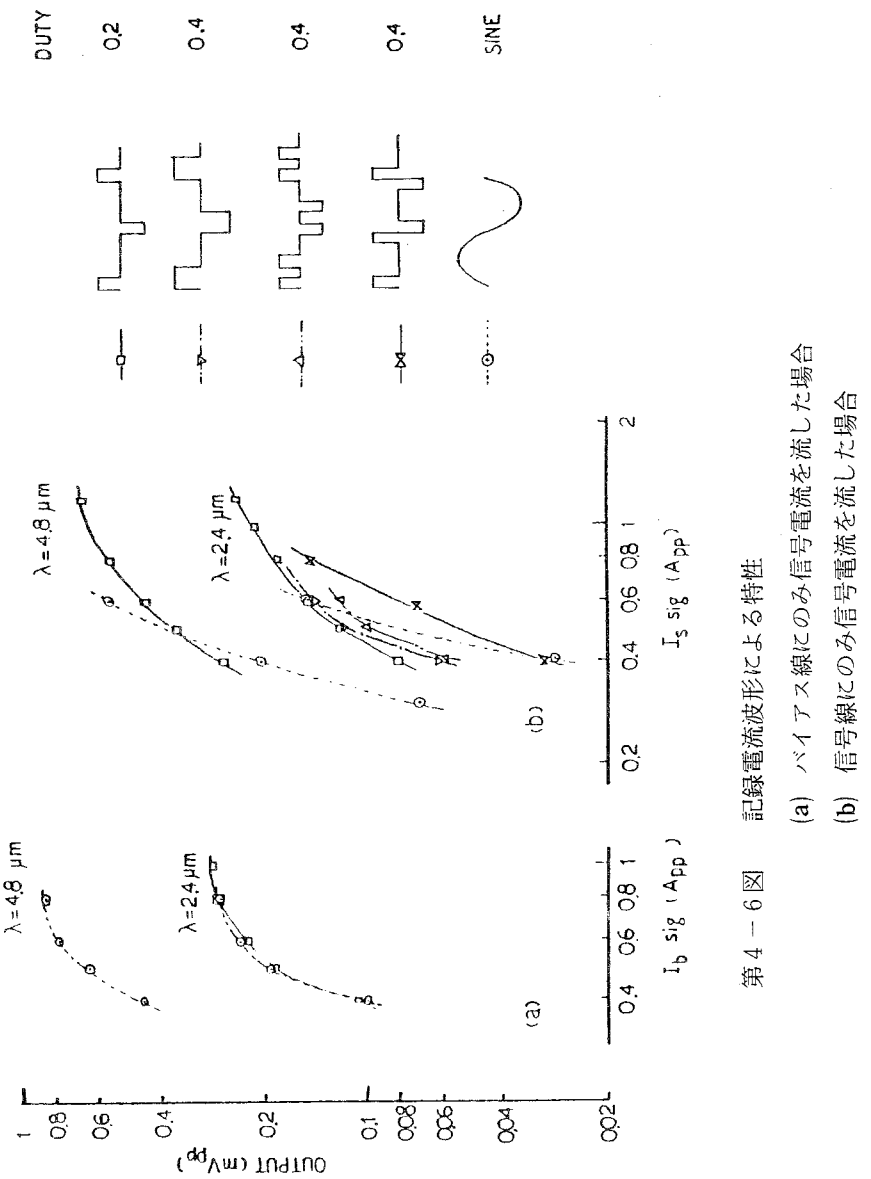
(a) バイアス線にのみ信号電流を流した場合

(b) 信号線にのみ信号電流を流した場合

(c) バイアス記録した場合の入出力特性

例えば、第４－５図に示すように、ピーク値を変えずに周期に対する通電時間の割合、即ちデューティ（ Duty ）を小さくしたパルス電流を流すことを検討した。

デジタル信号でオール“1”の信号を無バイアスで記録した結果、信号電流波形として①正弦波形、②デューティを変えた場合のパルス波形、および③パルス組み合せ波形の、各記録電流に対する入出力特性は第４－６図に示すようになった。




第４－６図　記録電流波形による特性

(a) バイアス線にのみ信号電流を流した場合

(b) 信号線にのみ信号電流を流した場合

パルス組み合せ波形以外は、記録レベルに関してはほとんど同じであり、デューティを小さくして記録する可能性はあるように見える。しかし実際のデジタル記録では、データが"0"と"1"が組み合さった複合信号であり、このため再生波形からのデータ復調が困難になって来る。この様子を調べるために、テープ媒体中の磁化パターン、及びそれから得られる再生波形の差を検討した結果を、第4－7図に示した。即ち、

i) NRZ方式で記録し、デューティ50%のときの記録磁化パターン、及び再生波形は第4－7図(A)に示されているようになり、データの復調が可能である。
尚、再生波形は、磁化媒体からの磁界、そのピーク検出とリミッター動作により、データを復調した。

ii) NRZ方式で記録し、デューティ20%のときの記録磁化パターン、及び再生波形は第4－7図(B)(C)に示すようになり、記録レベルによって変ることがわかる。即ち、記録電流の大きいときは(B)に示すように、略復調されるが、記録電流の小さいときは(C)に示すように、元のデータに復調されない問題を有している。

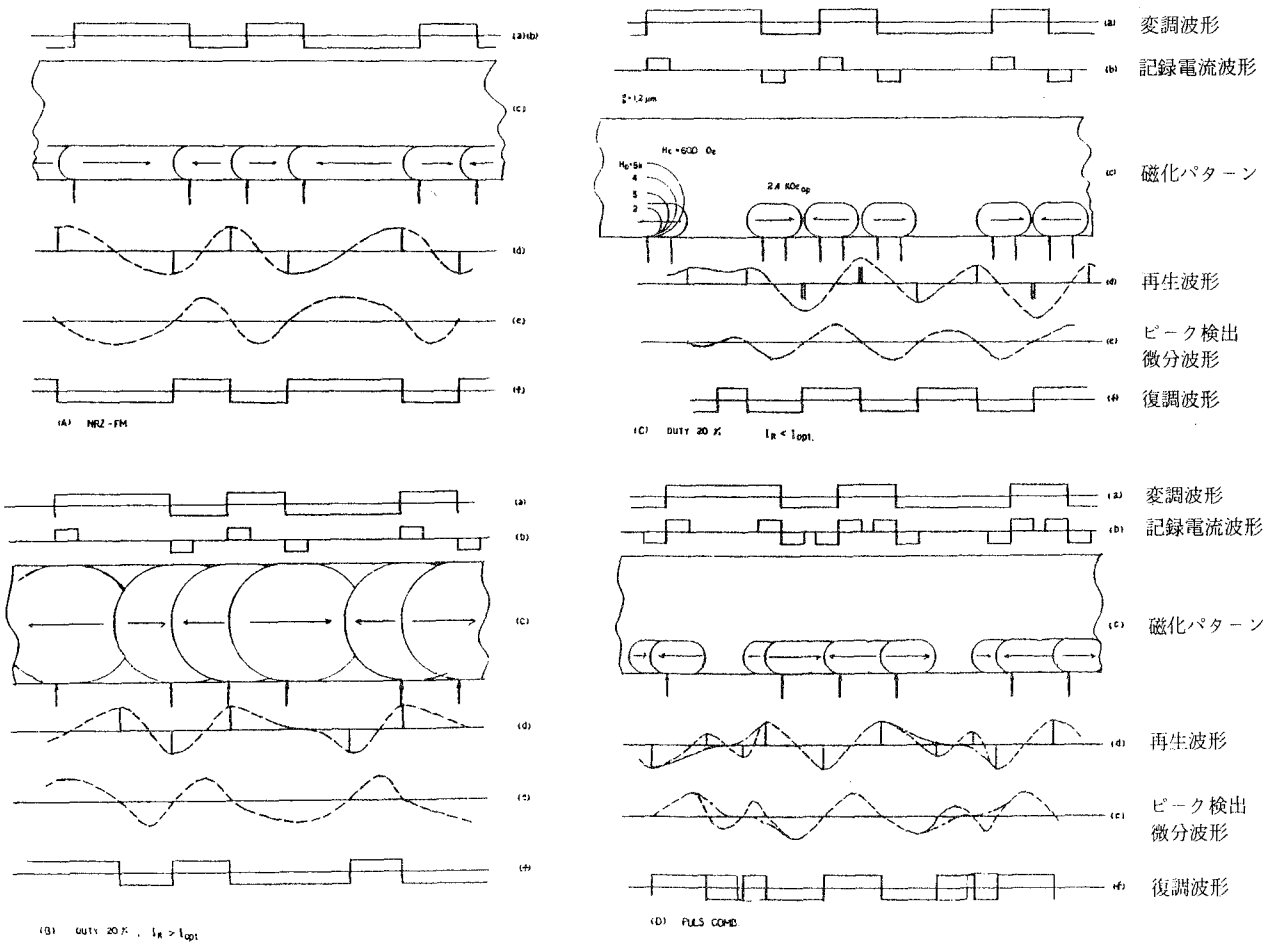
iii) パルス組み合せの記録波形で、NRZ方式によりデータを記録したときの磁化パターン、及び再生図形は第4－7図(D)に示すようになり、記録レベルは他の記録電流波形のものより小さくなるが、データ復調が正しく行われる場合もあり、又、誤まれる場合もあることがわかった。

これらの結果から、パルス幅の狭い記録電流波形では、複合信号を正しく記録できないことがわかった。パルス幅の狭い記録電流で記録することができないため、導電体部での実効電流値が大きくなり、電力損失の低減が困難である。この解決策として、「マルチターン構成」か、後述する「共通バイアス方式」のような、何か新しい手法、構成を導入する必要のあることがわかる。

(3) 記録電流の低減化とマルチ・ターン構成

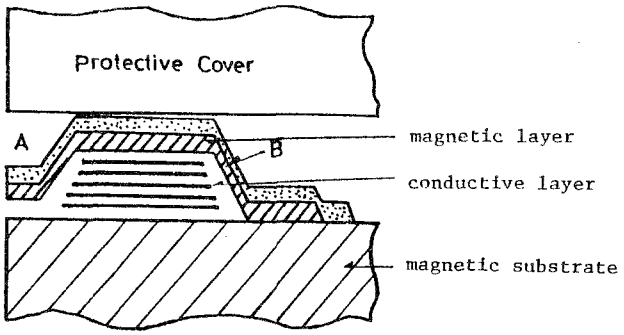
記録磁界は磁気ヘッドへの起磁力（ＡＴ）に比例するので、記録電流値を小さくするには、巻線数Ｎを出来るだけ多くするマルチ・ターン構成にするのも一方法である。マルチ・ターン構成として第2－2図、第2－3図に示すような巻線領域が広がる場合は、第4－1図で$\ell$が増大していくのと等価であり、平面構造コイルとなる結果、コア能率の低下を来たす。このような構成ではトラック幅方向にも巻線領域が広がり、薄膜磁気ヘッドの大きな特徴の一つであるマルチ・トラック構成にする場合にはトラックピッチが大きくなり、トラック数増設に問題があった。

一方、マルチ・ターンを構成するもう一つの方法として第4－8図に示すように、導電体層を絶縁層と交互に多層積層にする構成が提案されている[14)]。これはステップ構造と称されており、導体部分が山高になっているためこの部分での磁束伝達効率はよいが、問題点としては①ステップ・アップとダウンの斜めの部分で磁性層の厚さが薄くなり、特に後部ギャップＢ側で磁性薄膜




第４－７図　　記録条件と再生復調波形との関係

が飽和する傾向がある。②薄膜素子保護カバー材を接着する比較的軟らかい低融点ガラス、エポキシ樹脂などでの接着層が大きくなり、記録媒体などとの摺動によりギャップ部の摩耗、破壊を来たすことから、磁気ヘッドとしての信頼性に問題がある。③多層構成となるため、プロセスが複雑すぎることによる工程歩留りが低下するなどの問題点が挙げられる。



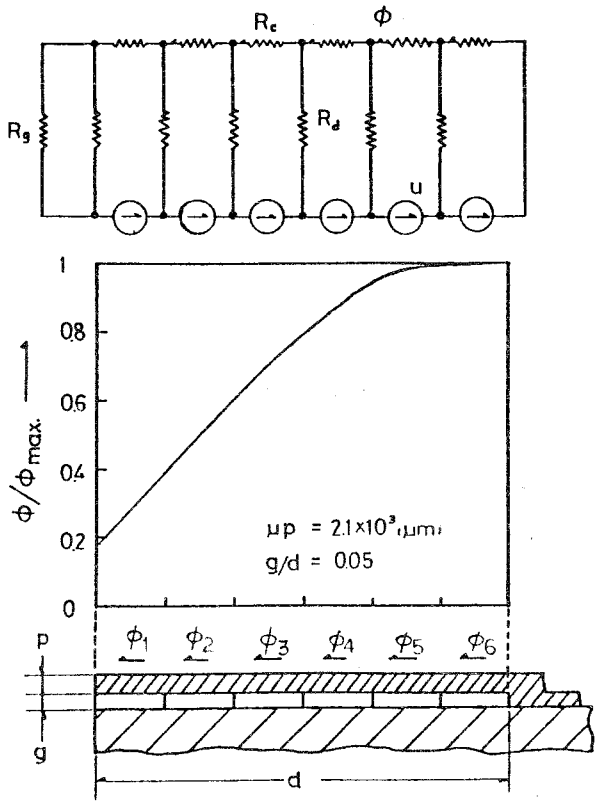

第４－８図　　多層薄膜磁気ヘッドの断面図

４－２－２　　磁気ヘッドコア飽和の問題

磁気ヘッドコアが磁性薄膜で構成されている場合、磁路の漏洩パーミアンス分により磁束進行方向の磁気抵抗成分が無視できない。このような状況下で、コア飽和がない場合のコア能率は（２－１）式に示される。このヘッドを再生ヘッドとして考える場合も（２－１）式でコア能率が表わされるが、記録ヘッドとして動作させる場合には、媒体を磁化するのに媒体面と接する先端の磁性薄膜が、どの程度まで記録電流によって磁化されるかを問題にしなければならない。

記録電流が導電体層に面分布して流れている状態に於ける各部分の磁束分布を調べるため、第４－９図に示すように、未飽和時の各部分の磁束密度分布をヘッドの空隙深さ方向に分割し、起磁力分布時の磁性薄膜中の磁束分布として、重畳法により求めた。第４－９図の上部の磁気等価回路に従って各部の磁束を計算した。$R_C$ は１区分当りの磁性薄膜の磁気抵抗、$R_g$ はギャップ部先端の終端磁気抵抗を、またｕは一区分当りの起磁力、$\phi$ は磁性薄膜中の磁束を示している。重畳計算の区分毎にその区分にのみ起磁力があるとして計算した。即ち、ギャップ先端近くの磁性薄膜中の磁束$\phi_1$から順に、後部ギャップ部近くでの磁束$\phi_6$までは第４－１表に示すような計算結果が得られる。

この計算法による数値結果の一具体例として、ギャップ深さｄ＝２０$\mu$m、磁性薄膜の厚さｐ＝３$\mu$m、ギャップ深さ$g$＝１$\mu$m、比透磁率$\mu$＝７００のときの磁束密度または磁束分布は、第４－９




第４－９図　　単導電体層 構造薄膜磁気ヘッドの磁束分布

図の通り後部空隙部に近い位置での磁束密度が他に比べて大きくなり[40]、先端近くでは後縁部の1/5程度になる。このヘッド構成における最大磁束密度$B_{max}$と記録電流$I_R$との間には略

$$B_{max} = \frac{\mu_0 \times 10^{-6}}{3g_p} \cdot I_R \qquad (4-6)$$

の関係が得られ、この関係はｄのある範囲でおおむね保たれる。ｄが大きくなると媒体側のコア磁束と後縁近くのコア磁束との比は急激に小さくなる。（４－６）式で$B_{max}$が磁性薄膜の飽和磁束密度$B_S$となる記録電流までは記録電流の増大と共に媒体磁化レベルは上っていくが、$B_{max} = B_S$となる$I_R$で、$B_{max}$部分がリミッタとして動作するため先端部磁束の増大が抑制される。これが磁性薄膜の磁気的飽和による記録効率の低下をもたらす。このことは、第４－２節－１で導電体層の電流密度を下げるため導電体層幅$\ell$を大きくした場合、磁性薄膜が飽和して記録ヘッドとして充分動作しないことを意味している。

４－２－３　　磁気ヘッドギャップ長の検討

(1)　ギャップ長と記録電流

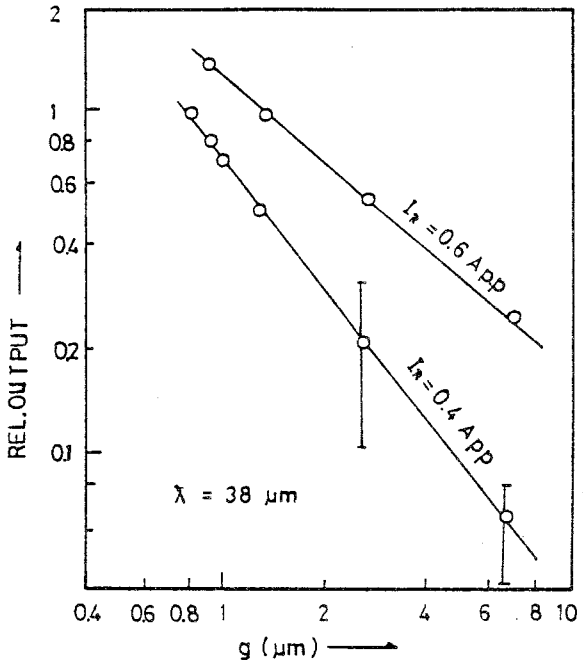
記録電流値をできるだけ小さくするためにギャップ長$g$の寄与を調べる。ヘッド表面からｙ離れた所の空隙中心線上の磁界成分$H_x(y)$と記録電流$I_R$との関係は[40]、

| | $u\left(\frac{1}{Rg}+\frac{1}{R_d}\right)\times$ | $u\frac{1}{R_d}\times$ | $\alpha=\frac{R_c}{R_d}$ | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $\phi_1$ | $1$ | $+\left[\frac{1}{1+5\alpha}\right.$ | $+\frac{1}{\frac{1}{2}+4\alpha}\cdot\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{\frac{1}{3}+3\alpha}\cdot\frac{1}{3}$ | $\left.+\frac{1}{\frac{1}{4}+2\alpha}\cdot\frac{1}{4}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{1}{5}\right]$ |
| $\phi_2$ | $\frac{1}{1+5\alpha}$ | $+\left[\frac{1}{1+5\alpha}\right.$ | $+\frac{1}{\frac{1}{2}+4\alpha}\cdot\frac{1}{2}$ | $+\frac{1}{\frac{1}{3}+3\alpha}\cdot\frac{1}{3}$ | $\left.+\frac{1}{\frac{1}{4}+2\alpha}\cdot\frac{1}{4}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{1}{5}\right]$ |
| $\phi_3$ | $\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)}$ | $+\left[\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)}\right.$ | $+\frac{1}{\frac{1}{2}+4\alpha}\cdot\frac{2}{2}$ | $+\frac{1}{\frac{1}{3}+3\alpha}\cdot\frac{2}{3}$ | $\left.+\frac{1}{\frac{1}{4}+2\alpha}\cdot\frac{2}{4}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{2}{5}\right]$ |
| $\phi_4$ | $\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)}$ | $+\left[\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)}\right.$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{2}+4\alpha)(1+3\alpha)}$ | $+\frac{1}{\frac{1}{3}+3\alpha}\cdot\frac{3}{3}$ | $\left.+\frac{1}{\frac{1}{4}+2\alpha}\cdot\frac{3}{4}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{3}{5}\right]$ |
| $\phi_5$ | $\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)}$ | $+\left[\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)}\right.$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{2}+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)}$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{3}+3\alpha)(1+2\alpha)}$ | $\left.+\frac{1}{\frac{1}{4}+2\alpha}\cdot\frac{4}{4}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{4}{5}\right]$ |
| $\phi_6$ | $\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)(1+\alpha)}$ | $+\left[\frac{1}{(1+5\alpha)(1+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)(1+\alpha)}\right.$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{2}+4\alpha)(1+3\alpha)(1+2\alpha)(1+\alpha)}$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{3}+3\alpha)(1+2\alpha)(1+\alpha)}$ | $+\frac{1}{(\frac{1}{4}+2\alpha)(1+\alpha)}+\frac{1}{\frac{1}{5}+\alpha}\cdot\frac{5}{5}\left.\right]$ |

第４－１表　　磁束分布の区分計算

$$H_X(y) = \eta \cdot \frac{I_R}{g} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \cot^{-1} \frac{2y}{g} \qquad (4-7)$$

で与えられる。この変化は第４－10図に示すように、$g$が小さい程、小さい$I_R$で充分な記録レベルが得られる。



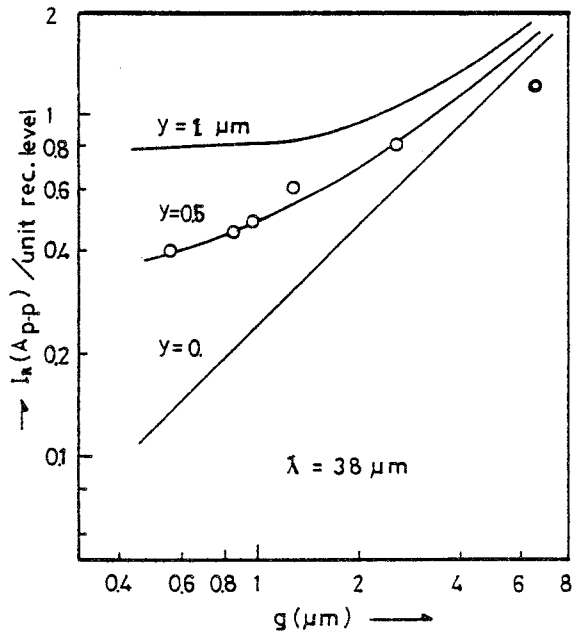

第４－10図　　記録電流一定時のギャップ長と記録レベル

磁化浸透の深さがどの程度必要かにより最適な$g$が求められる。媒体表面層が大きく寄与する短波長では$g$が小さい方が有利である。

ギャップ長に対する一定記録電流に於ける記録レベル、及び一定記録レベルを得るに必要な記録電流に関して実験より傾向を調べた。実験試料としては、ギャップ長に対する特性変化をヘッドコアの飽和による記録特性変化と分離するために、以下のようにした。即ち、Ni－Zn系フェライト基板上に絶縁層、導電体層等を被着成形した導電体パターンの上に後部空隙シャント磁性層を介し、対向ヘッドコアとしてバルク材料フェライトコアを配置した第４－３図(b)に示すＦＣタイプの磁気ヘッドを用いた。

記録条件としては、媒体の塗布厚内深部にも充分磁化されるように、記録波長としては比較的長波長である　$\lambda = 38\,\mu$mの正弦波信号を、塗布厚５$\mu$mの$\gamma - Fe_2O_3$テープに無バイアス記録した。

記録電流 $I_R$ をパラメータ　として、ギャップ長 $g$ と相対記録レベルとの関係は第 4 －10図に示すようになり、ギャップ長が小さい程相対記録レベルの高いものが得られ、記録電流が小さい程その傾向は顕著であることがわかる。次に、記録レベルの飽和値に近い一定レベルを得るための記録電流とギャップ長との関係は第 4 －11図に示すようになり、この実測結果では（ 4 － 7 ）式の曲線群に於いて y ＝ 0.5 $\mu$m の曲線によく乗っていることがわかる。




$$\frac{I_R}{Hx(y)} = \frac{1}{\eta}\frac{\pi}{2} \Big/ \cot^{-1}\frac{2y}{g}$$

第 4 －11図　　一定記録レベルを得るための記録電流とギャップ長との関係

記録レベルのみに注目すれば、記録電流を小さくするには空隙長はできるだけ小さい方が記録レベルの高いものが得られることが、理論式からも実験結果からも明らかであるが、$g < 1$ $\mu$m にしても記録電流低減にはあまり寄与しないことがわかる。

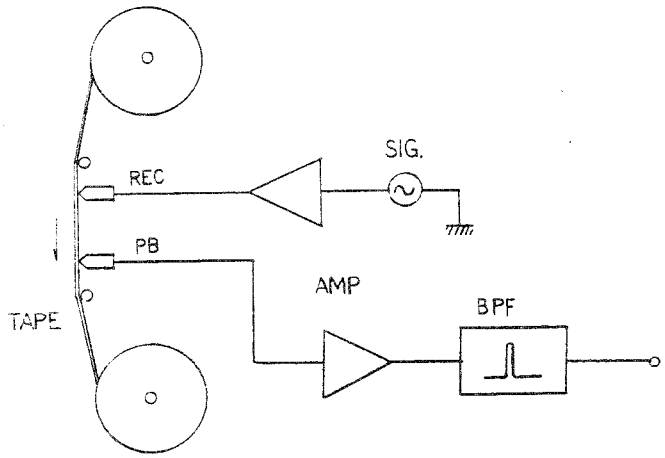
(2)　ギャップ長と分解能

磁気記録により情報を記録する場合、例えばデジタル信号を具体的に記録する手法として "0" 情報に対しては 1 F、 "1" 情報に対しては 2 F を記録する方法が広く用いられている。

この方法は F M、又は M F M 方式とよばれ、 2 F は記録波長が短かく 1 F はその倍の記録波長に

なっている。２Ｆと１Ｆの信号を再生したときの出力電圧$E_{2F}$と$E_{1F}$の比、$E_{2F}/E_{1F}$は分解能と定義されており、記録系の良さを示す一要素となっている。

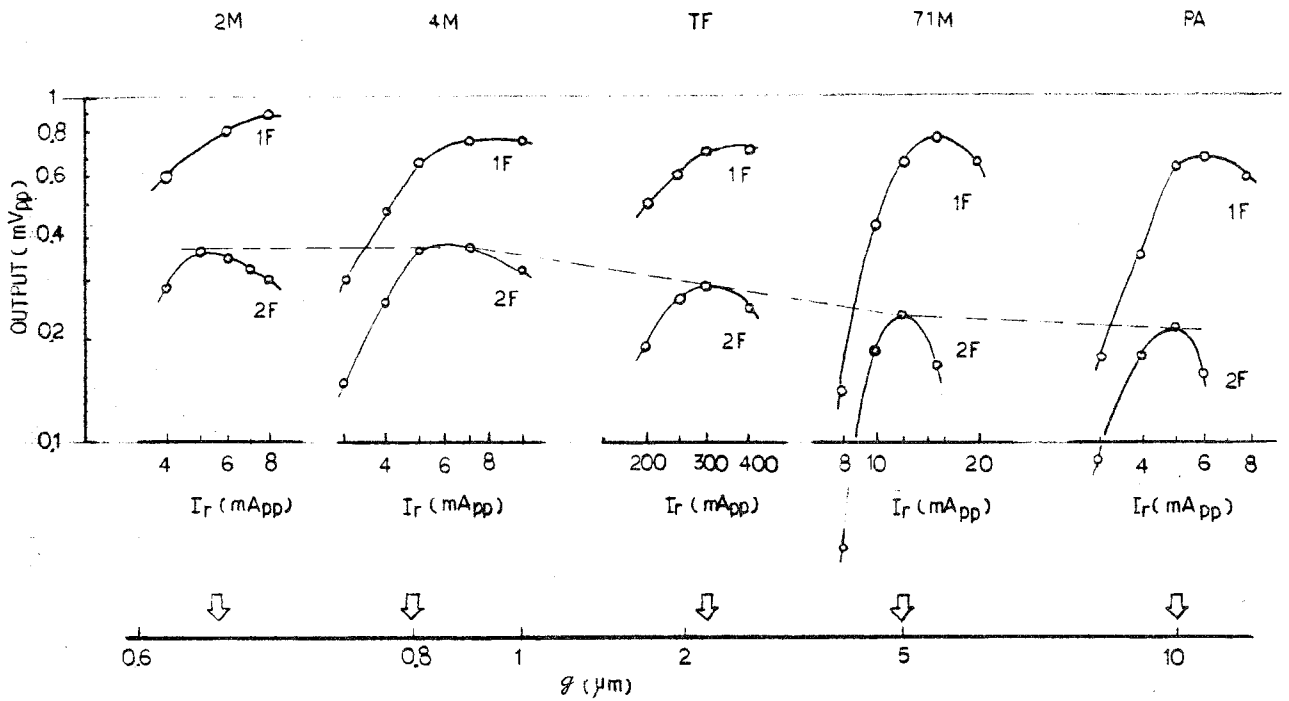
ここでは、２Ｆの信号に対する記録波長$\lambda_{2F}$は2.5$\mu$m、１Ｆに対する記録波長$\lambda_{1F}$は5.0$\mu$mとして、第４－12図に示すような特性評価系統図に従ってギャップ長と分解能との関係を調べた。




第４－12図　　記録ヘッド諸特性評価構成系統図

ギャップ長$g$をパラメータとして、記録電流$I_R$と１Ｆ、２Ｆのそれぞれの信号に対する記録レベルを実測した結果は第４－13図に示すようになる。２Ｆの記録信号を再生した電圧が最大となる最適記録電流を$I_{opt.}$とした場合、$g$が小さい記録ヘッドに於いては、記録電流$I_R$が$I_{opt.}$以上になったときの減衰はゆるやかである。一方、$g$が大きい記録ヘッドに於いては、$I_R > I_{opt.}$となる$I_R$に対して再生電圧の減衰は急である。これは、$g$が大きい程媒体中の奥深くまで磁界を充分印加でき、媒体中の磁化環流成分を増大させるからと考えられる[104)]。

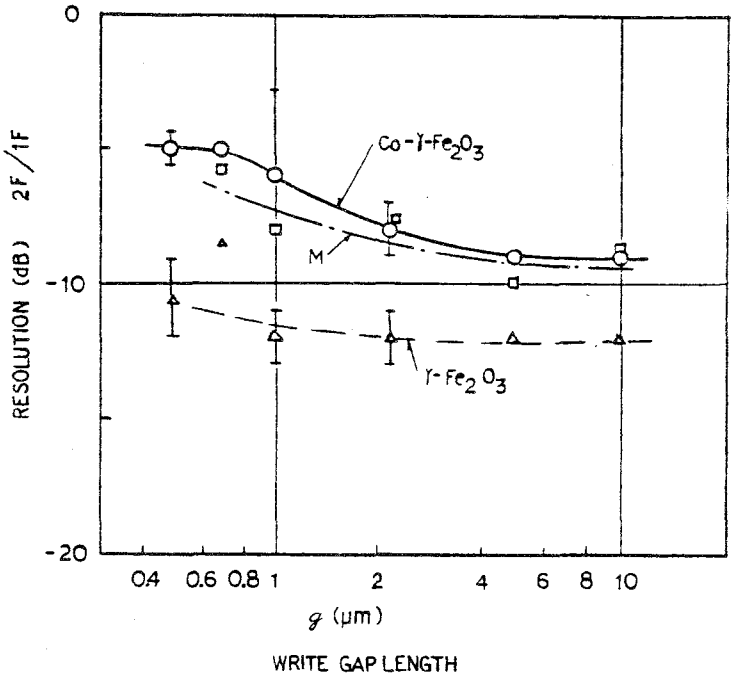
$g$が大きい程、$I_R$と再生電圧レベル変化は急峻となり、最適記録電流$I_{opt.}$の設定が困難になる。この設定誤差は２Ｆ記録レベル低下につながる。さらに記録波長$\lambda$に対しては、記録ヘッドのギャップ長が大きいと記録減磁を伴う。$\lambda$が5$\mu$mと2.5$\mu$mの信号に対して、$\lambda$＝2.5$\mu$m　の最適記録と$g$との関係は、第４－14図に示すようになる。$g \geqq 1\mu$mになると分解能低下が著しいことがわかる。使用テープは抗磁力Hc＝650(Oe)のビデオテープである。Hc=300(Oe)のオーディオ用テープではテープ表面性が悪いため、2.5$\mu$m記録再生時の減衰が大きく、$g$の寄与は明瞭でない。Hc=1050(Oe)のメタル・テープではHcが高く、$g$が小さい場合磁気ヘッドの飽和のため充分磁化できない。




第４－13図　　記録ヘッド・ギャップ長と入出力特性

テープ：Co－$\gamma Fe_2O_3$　Hc＝６５０(Oe)

このため、記録状態が不安定となり $\lambda=2.5\,\mu m$ では分解能向上が見出せない。




第４－14図　　記録ヘッド・ギヤップ長と分解能との関係

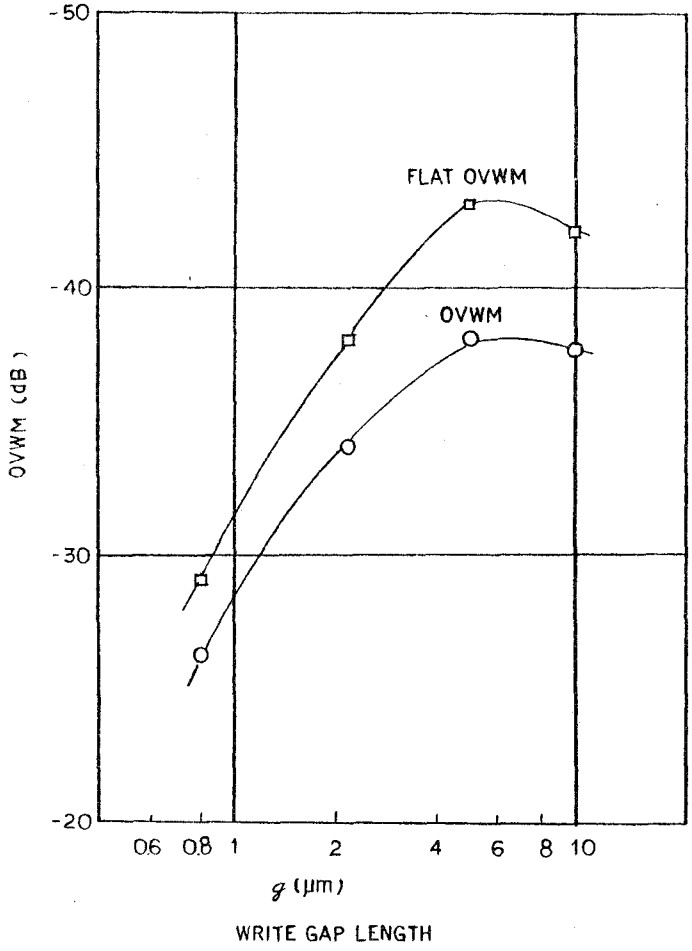
(3)　ギヤップ長と重ね書き変調（ OVWM ）

デジタル信号の記録に於ける問題の１つとして重ね書き変調〔ＯＶＷＭ（ Over Write Modulation ）〕がある。これは媒体に記録信号１Ｆを先に記録し、その信号を消去手段を用いることなくその上に記録信号２Ｆを記録する。２Ｆ信号中の１Ｆ信号の残留信号成分比がＯＶＷＭとよばれる不用雑音成分となり、OVWMは少ない程よい。先述したように、１Ｆ信号は記録波長 $5\,\mu m$、２Ｆ信号に対しては $2.5\,\mu m$ であり、両信号の再生レベルの比、即ち分解能が良い程実用上のOVWM特性は良好になる。またOVWMは磁性媒体中の磁化浸透深さと関係すると考えられる（後述）ため、記録ヘッドのギヤップ長とOVWM特性との関係を調べた。

２Ｆ信号中の１Ｆ信号をスペクトル・アナライザで読みとった比（ OVWM ）から分解能を差し引いた値をフラットOVWMとした。これは１Ｆの２Ｆによる消去率を示している。実測結果は第４－15図に示すようになり、ギヤップ長 $g$ が大きい程、OVWM、フラットOVWMとも良好になることがわかる。

これらの結果は、記録ヘッドのギヤップ長には最適値の選択範囲があることを示している。記録電流の低減化、分解能の向上のためには $g$ は小さい程よいが、実際にデジタル用として使うと

きは、OVWM特性には$g$は大きい程よいことがわかった。




第４－15図　　記録ギャップ長と重ね書変調（ OVWM ）

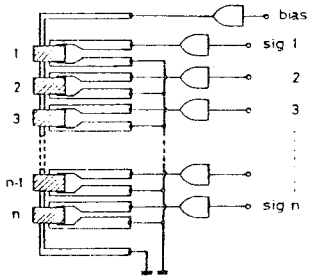
## ４－３　　共通バイアス方式

薄膜磁気ヘッドの巻線領域を最小にすることができる１ターン信号巻線構造に於いては、必要記録電流は最大となるが、高トラック密度を実現でき、薄膜磁気ヘッドとしての大きな特徴が期待で

きる。１ターン構成でマルチ・トラック記録ヘッドを全トラック同時駆動しても、この記録電流を低減でき、記録増幅器の容量が妥当な規模となる『共通バイアス方式』による薄膜磁気記録ヘッドを提案する[40]。

４－３－１　　基本構成

共通バイアス方式の原理的な構成を、第４－16図に示す。１ターンの信号巻線を有する単位磁気ヘッドがｎ個配列され、それぞれの単位磁気ヘッドのコアと鎖交して、直列に共通バイアス線が設けられている。またバイアス記録を行なわせるために、共通バイアス線に高周波バイアス電流が供給され、各単位磁気ヘッドの必要信号電流を低減する構成になっている。



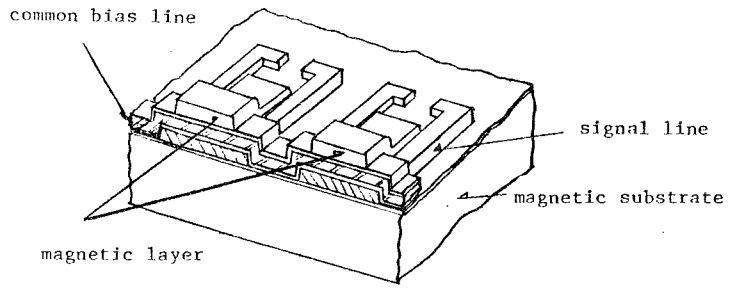

第４－16図　　共通バイアス方式構成原理図

このような共通バイアス方式を用いることにより、記録媒体を磁化反転させるエネルギーの大半をバイアスラインに受けもたせて、信号巻線に流す信号電流を少なくすることができるとともに、各信号巻線を駆動する電気回路の容量を小さくすることが可能となる。並列ビット信号処理をする記録装置では、同時に全トラック駆動することが必要となるので、共通バイアス方式の効果は非常に大きい。

４－３－２　　共通バイアス方式薄膜磁気ヘッドの具体例

この具体例は、次のような構成である。即ち、多素子磁気ヘッド内の各単位磁気ヘッドに第１の導電体をバイアス線とし、第２の導電体を信号線とする独立２線方式の磁気ヘッドに於いて、バイアス線である第１の導電体だけを各単位磁気ヘッドに関して直列接続している。

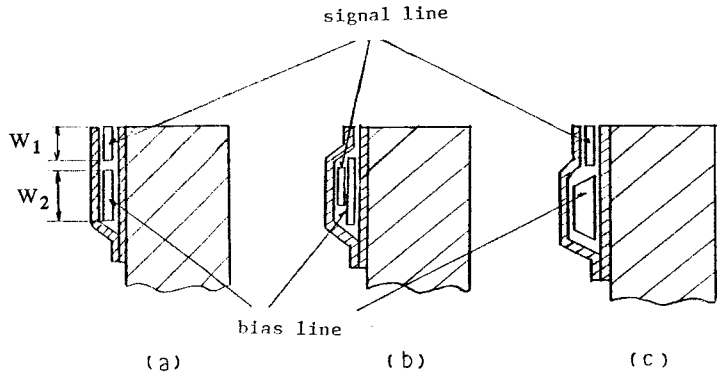
第４－17図に示すように、単位磁気ヘッドが基板上に一列に配列され、第１の導電体が媒体面と当接する面に平行に配置され、各単位磁気ヘッドに関して直列に接続され、第２の導電体層の端子部が後方に延長されている。これらの導電体は、第１の磁性層と第２の磁性層により磁気作動空隙部を介して周回された構造となっている。




第４－17図　　共通バイアス方式薄膜磁気ヘッド構造斜視図

構成基板としてはガラス、シリコン等の非磁性基板に、パーマロイ（ Ni 82−Fe 18 ） などの磁性材料を蒸着した磁性薄膜を乗せ、さらにその上の必要な部分にSiO，又は$SiO_2$ 等を被着したものでもよいし、フェライト等の磁性基板でもよい。比抵抗の充分大きい磁性基板の時は直接、基板上に第１、第２の導電体層を被着、形成後、絶縁層を介して磁性薄膜を形成する構造でもよい。

電気的に分離された２導電体の一方にバイアス電流を、他方に信号電流を流すバイアス記録方式に於いては、バイアス電流は信号電流より一般に大きいので、導電体の電流容量がそれだけ大きなものが要求される。このため、第１の導電体と第２の導電体の断面積に差異をもたせ、断面積の大きい方をバイアス線とする。その具体例を第４－18図に示す。




第４－18図　　共通バイアス方式薄膜磁気ヘッド断面図

導電体断面積を変えるためには(a)に示すような、導電体層厚は同じで導電体層幅$w_1$,$w_2$ を変えて同一平面上に配置する方法、(b)導電体幅を変えて２段積層にする方法、(c)に示すように導電体幅、

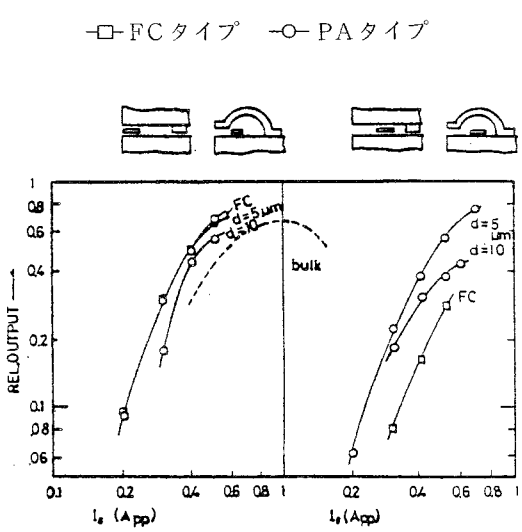
厚み双方共を変えて同一平面内に配置する方法などがある。

4－3－3　　共通バイアス方式の記録特性

共通バイアス方式の磁気ヘッドとして、磁性薄膜コアによるＰＡタイプと、コア飽和の問題のないＦＣタイプよりなる２種類（参照第４－３図、$g = 1\ \mu m$）の記録ヘッドの電磁変換特性を実測した。両タイプに於ける導電体層のパターンは第４－18図(a)に示す同一平面型と同じである。実験条件は、塗布厚５$\mu$mの$\gamma - Fe_2O_3$テープを使用し、記録波長はコア飽和および記録特性を見易いように比較的長波長の$\lambda = 38\ \mu m$を選んだ。

(1)　無バイアス記録特性

導電体層が媒体側にある場合の、正弦波記録電流による無バイアス記録に於ける記録特性を第４－19図(a)に示す。同様に、媒体側から離れた後縁側に位置した導電体層に、正弦波記録電流を流した無バイアス記録時の記録特性を同図(b)に示す。尚、これらの記録特性は、標準再生ヘッドの出力電圧の相対値を示したものである。




(a)　媒体側導電体層　　(b)　後縁側導電体層

第４－19図　　共通バイアス構造ヘッドの無バイアス記録特性

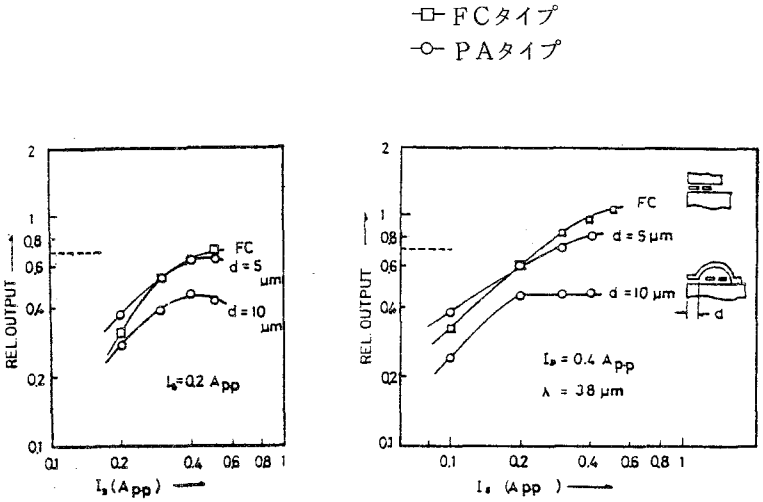
第４－19図中の点線は、ギャップ長１$\mu$mの従来バルク材料構造のフエライトヘッドによる記録特性を示している。相対的に比較するため、バルク材料ヘッドの記録電流軸はこの図には示しておらず、印加起磁力による記録レベル変化の様子、及び最高レベルを表示している。

これらの結果から、薄膜導電体層の位置によるコア効率の差が明瞭に出ている。媒体側にある導電体層に記録電流を流す構成では、0.5ATpp程度の起磁力でバルク材料ヘッドの記録レベル

まで記録されているが、空隙部から離れた位置にある導電体層では、バルク材ヘッドの記録レベルまではこの電流の範囲では達していない。これらは、磁性薄膜よりなるＰＡタイプでは磁極間漏洩のため導電体位置によるコア能率の差を示し、フェライトコアよりなるＦＣタイプでは後部空隙による起磁力ロスおよび磁極間漏洩によるコア能率の差を示している。

(2)　バイアス記録特性

媒体側にある導電体層をバイアス電流線として使い、そして後部空隙側にある導電体層を信号電流線として使った場合のバイアス記録特性を第４－20図に示す。同図(a)は信号電流として $I_S$＝0.2Appが一定のときのバイアス特性を示し、同図(b)はバイアス特性で最大記録レベルを与えるバイアス電流として、$I_B$＝0.4Appが一定のときの入出力特性を示している。




(a)　バイアス特性　　(b)　入出力特性

第４－20図　　共通バイアス方式薄膜磁気ヘッドの記録特性

第４－20図(a)のバイアス特性に於いて、ＰＡタイプの空隙深さｄ＝１０$\mu$mのヘッドでは、$I_B$＞0.4Appで記録レベルが急に低下する傾向を示している。これは磁性薄膜コア後縁部が飽和を呈し、後縁部側にある信号線からギャップ先端への信号磁束伝達が急に低下しはじめるためと考えられる。第４－20図(b)の入出力特性に示されるように、磁性薄膜で構成されるＰＡタイプでは、コア飽和の影響が明らかに記録特性に表われている。ｄ＝１０$\mu$mの場合にはコア飽和のため、バルク材料ヘッドの記録レベルに達していない。ｄ＝５$\mu$mにすればコア能率が上がるため、コア飽和が起きる前に充分な記録レベルが得られている。

第４－８図に示すステップ構造では、空隙深さｄの寄与が非常に大きい。ｄを大きくしても充

分な記録レベルを得るためには、磁性薄膜の厚味をかなり大きくする必要があることがこの実測結果からもわかる。

一方ＦＣタイプでは後部空隙が介在しているため、後縁側導電体層のコア能率が悪く、各導電体層単独ではあまり良好な特性とはいえない。しかし、バイアス記録した場合、コア飽和が問題とならないために大きな記録レベルが得られている。

この『共通バイアス方式』で検討しておくべき事項として、トラック間クロストークが考えられるが、実測の結果電気的、磁気的にもクロストークは問題ないことが判明したので、ここでは特に検討しなかった。

### ４－４　溝構造薄膜磁気ヘッド

薄膜磁気ヘッドのコア能率を良くするためには、できる限り磁極間距離を大きくし、また磁極間漏洩を少なくする必要がある。一方、薄膜プロセスを簡単化するためには、段差の少ない平坦化構造が望ましい。一部の素子中の膜厚方向の距離を大きくすることと平坦化することは相矛盾する。この２つの矛盾する要求を充すために磁性基板中に溝を設け、磁気的には対向距離を増大し、物理的には平坦基板を提供する『溝構造薄膜磁気ヘッド』を提案する[43)48)49)]。

#### ４－４－１　基本構成

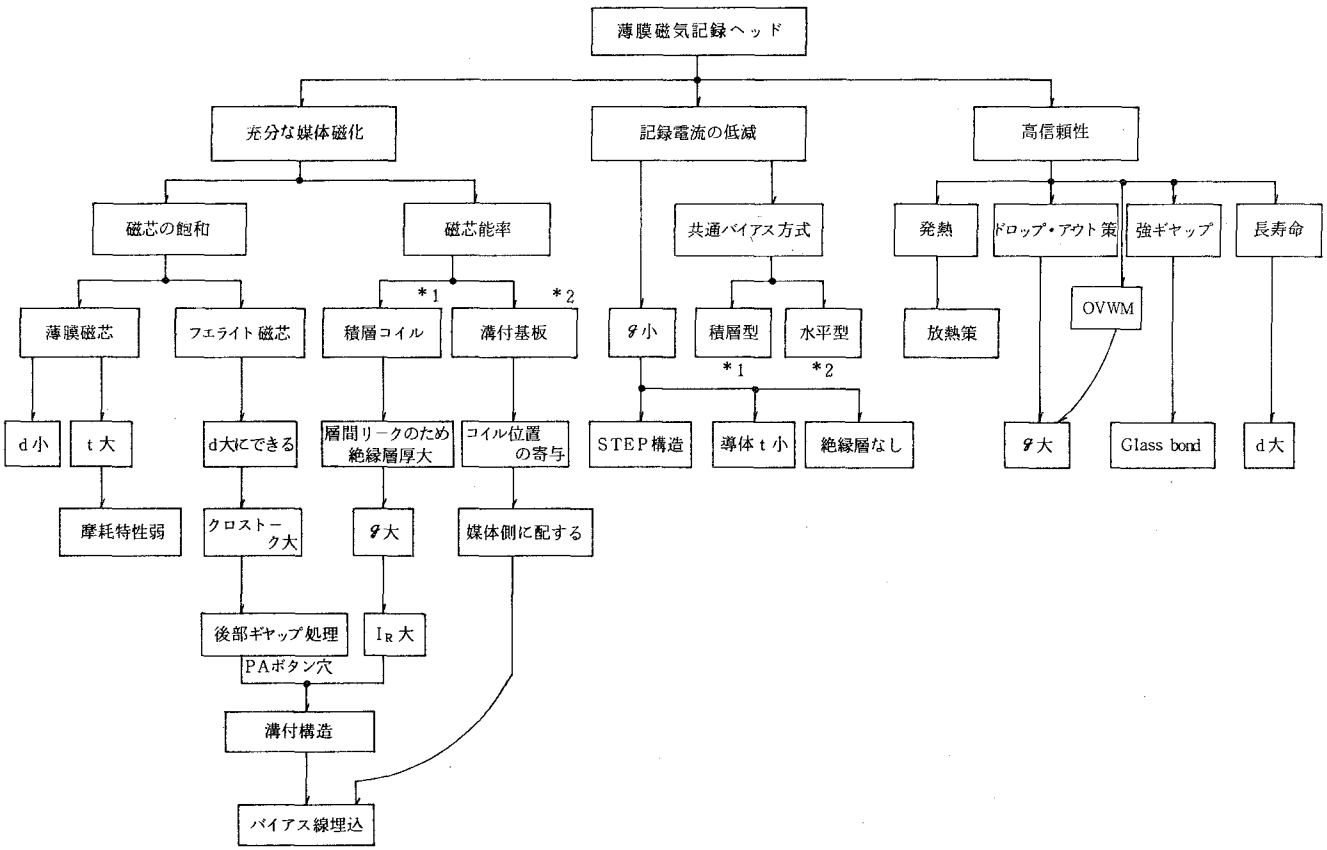
第４－３節に記した共通バイアス方式を実現する方法として、第４－18図に示すように大きく分けると２種類の構成方法が考えられる。即ち、信号線とバイアス線を同一導電体層で１層構造にする方法と、２層構造にする方法である。

絶縁層を介して信号線とバイアス線を重ねた２層構造はステップ構造になり、コア能率を良くするためにはギャップ深さを小さくする必要がある。またこの構造では、フロントギャップの段差部に保護カバー材の接着層が介在し、フロントギャップの耐摩耗性が得にくい。さらに蒸着プロセスで磁性薄膜を被着する場合、後部ギャップの段差部で磁性層が薄くなり、磁性薄膜の飽和が問題になる。

一方、１層構造はフラットな構造にでき、これらの問題を解決できるとともに、薄膜構造が簡単なために製法上からは有利である。さらに有利な点として、導電体層の最大許容電流密度 $J_{max}$ が素子断面積の平方根に逆比例する[39)]ため、導電体領域の広い１層構造は最大電流が大きくとれ、発熱に対する余裕度が大きくなる。しかし、平面状の一層構造では巻線領域が後方に広がるため、コア能率が悪くなる。この問題を解決するために、第４－21図に示すような検討結果を基に溝構造薄膜磁気ヘッドを新たに導入した。

#### ４－４－２　具体的構造

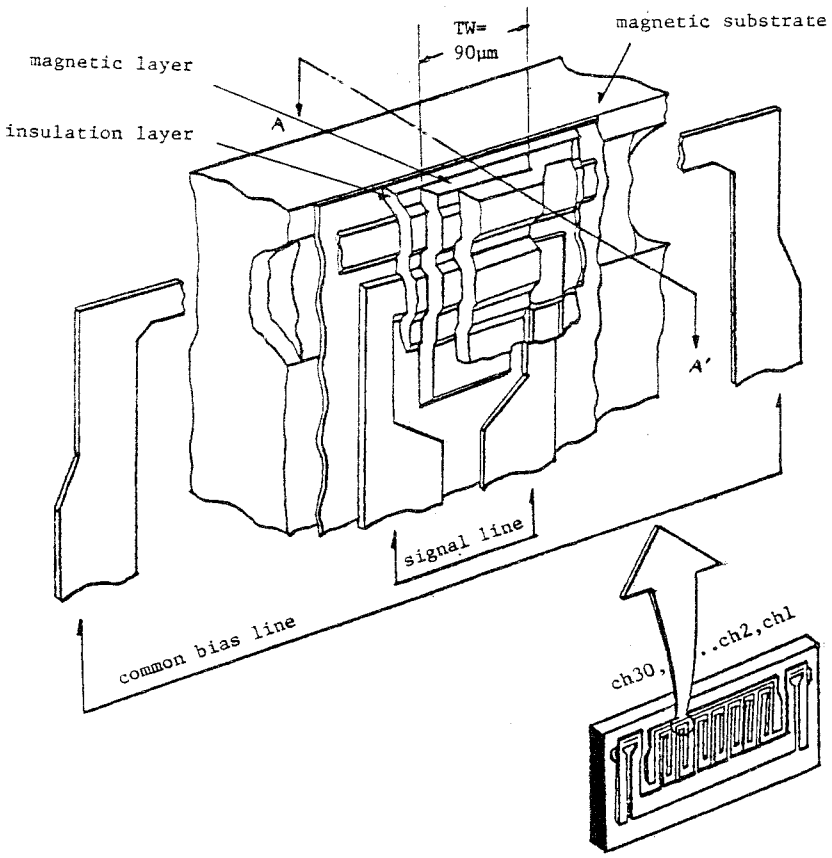
溝構造薄膜磁気ヘッドによる多素子ヘッドを具体的に構成する方法の一つは、以下の通りである。磁性基板としてＮｉ－Ｚｎ、または、Ｍｎ－Ｚｎフエライトを用いる。多素子磁気ヘッドを構成する単位磁気ヘッドの配列方向に沿ってフエライト面に溝を設け、磁気的には凹状に形成し、物理的に




第4－21図　　薄膜磁気記録ヘッドの課題

はその溝中に非磁性材を充填した後、平面に仕上げた新しい基板の上に薄膜プロセスを実行していく。その構成プロセスは次の順序に示すようなものである。

①フェライト基板の研摩、②電解研摩によるレジスト窓を通しての溝加工形成、③溝中へのガラスモールド、④平面状に再度研削、研摩、⑤絶縁層（$SiO_2$）を蒸着後、導電体層（Au／Cr）を蒸着⑥導電体をコイル形状にフオトエッチング、⑦ギャップ材および絶縁層（両方ともSiO）を、端子部となる領域を除いて蒸着、⑧磁性薄膜（82Ni－18Fe）を蒸着後、磁気ヘッドコア形状にフオトエッチング、⑨保護絶縁層を蒸着して薄膜プロセスを完了する。



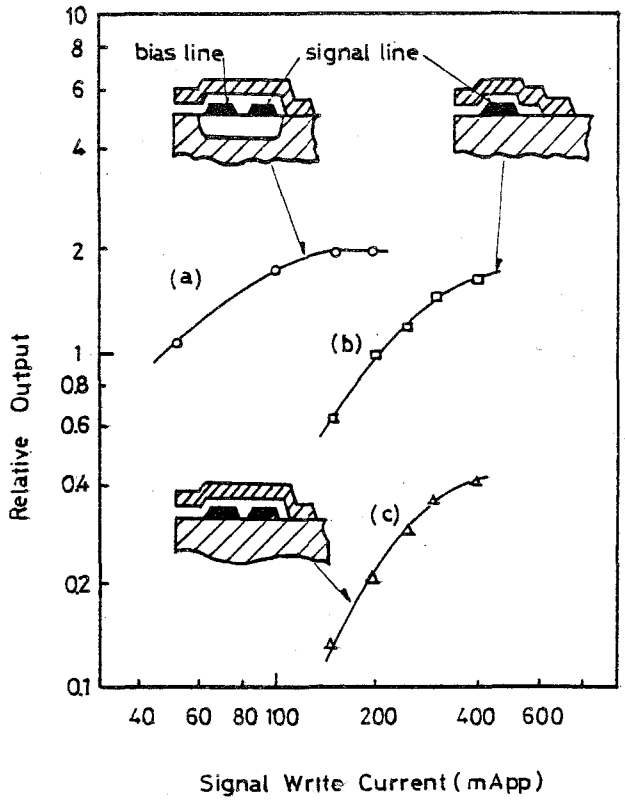

第４－22図　　溝構造薄膜磁気ヘッドの構造斜視図

この溝構造薄膜磁気ヘッドをマルチ・トラック構成にした場合の具体例として、¼インチテープの幅に１ヘッド基板当り30トラック形成したものの斜視図と、その内の１トラック分の部分拡大図を第４－22図に示す。これはスタガ構成にすることにより、¼インチ幅に60トラックの記録が可能

になる。

4－4－3　　実験結果

実験条件としては、$\gamma - Fe_2O_3$ テープ上に記録密度133磁束変化／mm（FCPM）の信号を記録し、標準再生ヘッドで記録レベルを比較した。




第4－23図　　溝構造・共通バイアス方式と従来の薄膜磁気ヘッドとの記録特性比較

(1)　構造による記録特性の差異

実験に用いた薄膜磁気ヘッドの種類としては、後出の第4－23図に示すような3種類の断面構造の異なる薄膜磁気ヘッドを準備した。これらのヘッドは、いずれもギャップ長$g = 1\ \mu m$、磁性薄膜の厚さ $p = 3\ \mu m$、ギャップ深さ $d = 10\ \mu m$である。サンプルとしては次のヘッドを用いた。

(a)　溝構造共通バイアス式薄膜ヘッド

幅$\ell = 120\ \mu m$、深さ $h = 50\ \mu m$の溝を有する溝構造基板上に、バイアス線が前部空隙側に、信号巻線が中央部にそれぞれ配置されたヘッド。

(b) 磁気的平坦基板上１ターン薄膜ヘッド

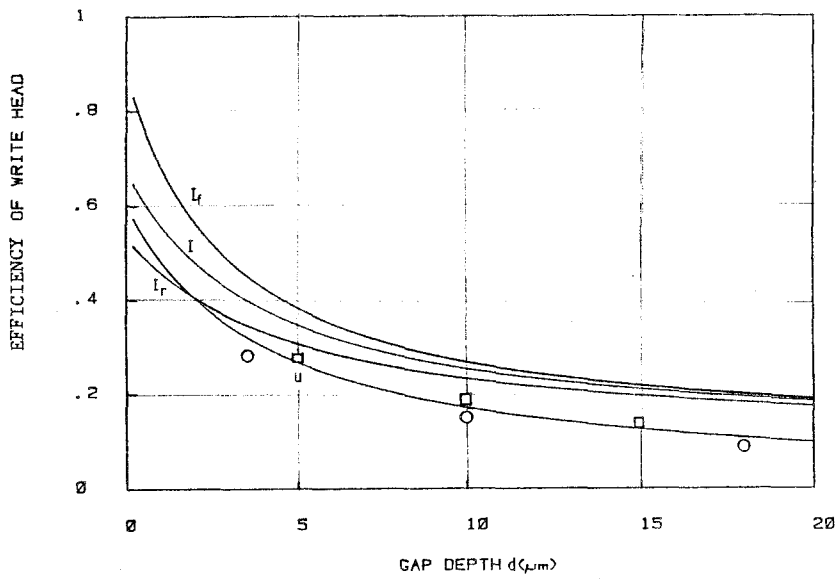
幅２０$\mu$mの導電体層により、磁気的に平坦な基板上に巻線が構成された、従来構造の１ターンタイプで、磁性薄膜と基板間距離が２$\mu$mのヘッド。

(c) 磁気的平坦基板上共通バイアス方式薄膜磁気ヘッド。

(a)と同一の導電体層パターンが、磁気的に平担な基板上に構成された磁気ヘッド。

(a),(c)のヘッドについては、バイアス周波数１MHz、４００mAppのバイアス電流を共通バイアス線に流したバイアス記録を行い、(b)のヘッドについては直接記録を行った。各ヘッドの記録レベルの相対比較を第４－23図に示す。

(a)のヘッドは溝構造によりバイアス記録が効果的に行なえており、(b)の構造に比べて所要記録電流が1/5程度に低減されている。溝構造基板上に構成されていない(b),(c)の場合には磁性薄膜の飽和のために記録レベルが低く、殊に(c)ではバイアス記録が充分行われない。

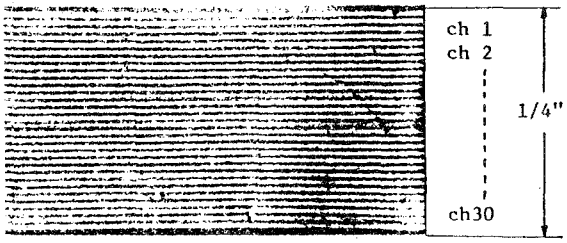



第４－24図　　ギャップ深さｄと記録特性との関係

(a)の構造で、バイアス電流４００mApp、信号電流２００mAppを一定として、空隙深さｄを変化させた場合の記録レベルの相対値をプロットすると、第４－24図に示すようになる。ｄが大きくなるとコア能率が悪くなり、記録レベルが低下する傾向がわかる。実線は次章で求めた計算値である。

この溝構造薄膜磁気記録ヘッドを使用して、$\gamma-Fe_2O_3$ テープ上に、３０トラックを同時に記録した軌跡をビッター現像法で描出した結果を第４－25図に示す。これをスタガ構成にす

ることにより、¼インチテープ幅に60トラック記録できるヘッドを実現できる。




第4－25図　¼″テープ幅に30トラック記録した軌跡
ビッター現像図

溝構造薄膜磁気ヘッドはコア能率が良好なため、信号導電体層がヘッド・ギャップから離れていても共通バイアス方式を効率よく実現できる。このことは、本構造が多巻線構成にも適していることを意味している。

## 4－5　ま　と　め

薄膜磁気ヘッドを記録特性の見地から検討した。記録電流低減化のために、薄膜磁気ヘッドの構造と特性、導電体層の許容電流と安全率、および磁性薄膜の磁気的飽和の問題を調べ、それぞれの実験データを明示した。新しい構造として、マルチ・トラック記録ヘッドに於いて、全トラックを同時記録する場合の問題を解決できる「共通バイアス方式」による薄膜磁気ヘッド構成法を提案し、実測値で実証した。

また、薄膜磁気ヘッドの巻線領域での磁束伝達効率を向上させるために「溝構造薄膜磁気ヘッド」を提案した。これにより信号巻線導電体層がヘッド・キャップ部から離れてもコア能率がよいため、一層構造の導電体層による共通バイアス方式を効率よく実現できることも実証できた。

この構造の薄膜磁気ヘッドは、さらにトラック密度を上げられる可能性を有しており、この多トラック性を生かした新しい磁気記録システムへの利用展開が期待できる。

# 第 5 章　薄膜磁気記録ヘッドの解析

## 5－1　緒　　言

薄膜磁気記録ヘッドの特性を実測した結果、磁気ヘッドの構造が適切でないと磁性薄膜の磁気的飽和を来たし、記録ヘッドとして充分な特性が得られないことを前章で述べた。

磁性材料の磁気的飽和を含む従来の緩和法による数値計算は、電算機を用いても長時間の計算時間を必要とし、また薄膜磁気ヘッド構成パラメータの寄与を連続的に求めることは膨大な処理時間を必要とする[33),46)]。

一方、今までに薄膜磁気ヘッドの磁気回路を分布定数回路と見なして、コア能率が計算されている[23),36),37),47),83)]。しかし、これらは磁性薄膜の磁気的飽和のない低レベルでの記録動作および再生動作の解析には有効であるが、現実の記録特性の頭打ち現象を充分に説明できない。また、従来のどの解析法も実際の薄膜磁気ヘッド設計には実用的でなかった。

このような背景から、磁性薄膜の磁気的飽和を含む薄膜磁気記録ヘッドの特性計算を解析的に行うために、「薄膜磁気ヘッドの飽和モデル」を提案し、実験結果と比較する[95)]。

## 5－2　理　論　計　算

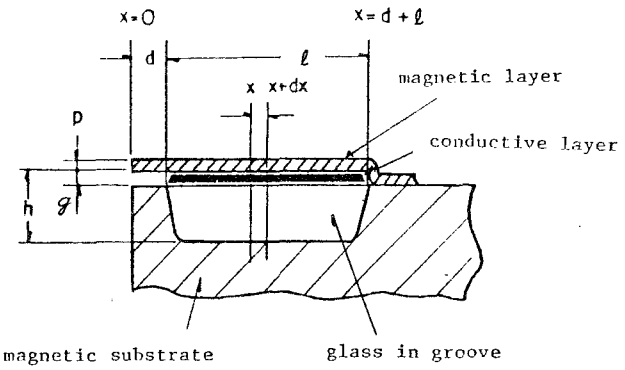
薄膜磁気ヘッドを分布定数回路網と考えて解析する場合に、対象とする領域に起磁力源がある場合と無い場合に分けた。領域内に起磁力が無い場合は、通常の分布定数回路網における微分方程式から得られ、一般に広く用いられている伝送線方程式となる。一方、領域内に起磁力源がある場合分布定数回路網としての微分方程式は通常の形とは異なり、これを解くためにはMaxwell 方程式を用いる方法か、通常の伝送線方程式をさらに重畳積分する方法が考えられる。

### 5－2－1　解析モデル

前章で提案した溝構造薄膜磁気ヘッドを具体例として、薄膜磁気ヘッドを解析し、構造パラメータと記録ヘッドとしての諸特性との関係を調べた。勿論、この解析手法は一般の薄膜磁気ヘッドのみならず、磁束分布が問題となる磁気回路解析にも応用できる。

溝構造薄膜磁気ヘッドの特性を解析するために、第5－1図に示すような断面図を解析モデルとした。溝幅 $\ell$ 全域にわたって導電体層が設けられ、ギャップ幅 $g$、ギャップ深さ d の空隙部領域には導電体層がないとした。

ここでは計算を簡単にするために、トラック幅Wは十分大きく、溝を形成する磁性基板の透磁率および比抵抗も充分大きく、溝部には透磁率 $\mu_0$ の非磁性絶縁物が充填されているとし、磁性基板を基準磁位とした。また座標系としては、記録媒体と接する磁気ヘッド面を $x = 0$ とし、後部空隙側を正の x 軸とした。




第５－１図　　溝構造薄膜磁気ヘッド断面図
と解析モデル

(1)　解析事項

磁性薄膜中の起磁力をｕ、磁束を$\phi$、導電体中の電流密度をＪ、印加電流をＩとし、ｕ、$\phi$に関して解析計算を行った。第５－１図に示すモデルでは、磁性薄膜の厚さをｐ、溝深さをｈ、磁性薄膜の透磁率を$\mu$として表わした。

(2)　境界条件

境界条件の１つとして、記録媒体と接するギャップ先端に於いて、磁性薄膜の厚さ分の面積が空隙長を隔てた（５－１）式に示す$Z_t$の集中磁気抵抗で終端される。　また、後部ギャップの起磁力を０、後部磁性薄膜中の磁束を$\phi_r$とした。即ち、

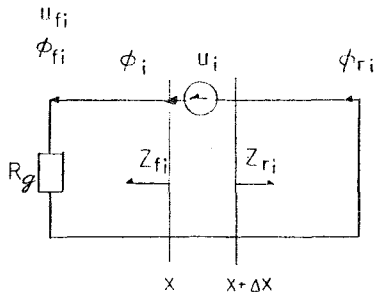
$$\begin{cases} u(x) = 0 & \text{at} \quad x = \ell + d \\ \phi(x) = \phi_r & \text{at} \quad x = \ell + d \\ u(x) = Z_t \cdot \phi(x) & \text{at} \quad x = 0 \\ Z_t = g/\mu_0 pW \end{cases} \qquad (5-1)$$

で表示される。

５－２－２　　重畳積分法による解析

導電体層のある、$d \leqq x \leqq d + \ell$の領域で、ｘでの微小領域△ｘでの微小起磁力を考え、これ以外の部分には起磁力源がないと考えると、通常の伝送方程式で解析できる。第５－２図に示すように、微小起磁力$u_i$により決まるｘ＝ｄに於ける起磁力と磁束をそれぞれ$u_{fi}, \phi_{fi}$とし、$x = d + \ell$に於ける磁束を$\phi_{ri}$とする。ｘ＝ｄからｘ＝０方向を見た磁気抵抗　を$Z_1$，ｘでの 磁束を$\phi_i$と

すると、$\phi_i$と印加電流Iとの関係は、（第9章参照）




第5－2図　　微小領域に起磁力源がある
場合の等価回路図

$$\phi_{fi} = \frac{\phi_i}{\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x} \tag{5-2}$$

$$\phi_{ri} = \frac{\phi_i}{\cosh\gamma(\ell - x)} \tag{5-3}$$

$$\phi_i = \frac{I}{Z_O} \cdot \frac{\Delta x}{\ell} \cdot \frac{\cosh\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell + \alpha\cosh\gamma\ell} \cdot (\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x) \cdot$$

$$(\cosh\gamma x - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x) \tag{5-4}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{\mu ph}$$

$$Z_O = \sqrt{\frac{h}{\mu p}} \cdot \frac{1}{\mu_O W}$$

$$\alpha = Z_1/Z_0 \tag{5-5}$$

で与えられる。

（5－2），（5－4）式より、導電体層のある起磁力源からx＝dより左側のギャップ部に供給される磁束$\phi(d)$は、

$$\phi(d) = \Sigma\,\phi_{fi} = \Sigma\,\frac{\phi_i}{\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x}$$

$$= \frac{I}{Z_0\ell} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \int_0^{\ell} (\cosh\gamma x - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x)\,dx$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \frac{\tanh\gamma\ell}{\gamma\ell} \tag{5-6}$$

で与えられる。一方、後部磁性層での磁束$\phi$（ d + $\ell$ ）は（ 5 − 3 ），（ 5 − 4 ）式より、

$$\phi(d+\ell) = \Sigma\phi_{ri} = \Sigma \frac{\phi_i}{\cosh\gamma(\ell - x)}$$

$$= \frac{I}{Z_0 \ell} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \frac{1}{\cosh\gamma\ell} \int_0^{\ell} (\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x)\, dx$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\gamma\ell} \cdot \frac{\tanh\gamma\ell + \alpha\left(1 - \frac{1}{\cosh\gamma\ell}\right)}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \qquad (5-7)$$

で与えられる。（ 5 − 6 ），（ 5 − 7 ）式より、起磁力源からギャップ部に伝達できる磁束伝達効率$\eta\phi_c$は、

$$\eta_{\phi c} = \phi(d)/\phi(d+\ell)$$

$$= \frac{1}{1 + \alpha \cdot \tanh\left(\frac{\gamma\ell}{2}\right)} \qquad (5-8)$$

で与えられる。

次に、実際の記録動作に寄与するギャップ先端での磁束$\phi(0)$、起磁力u(0)と、先の解析結果の関係を求める。

ギャップ部では起磁力源がないため、x = d に供給される磁束$\phi(d)$、起磁力u(d)が先端部に伝達される関係式は、通常の伝送線方程式がそのまま適応でき、

$$\phi(o) = \phi(d) \cdot \cosh\gamma_1 d - \frac{u(d)}{Z_{01}} \cdot \sinh\gamma_1 d \qquad (5-9)$$

$$u(o) = u(d) \cdot \cosh\gamma_1 d - Z_{01} \cdot \phi(d) \cdot \sinh\gamma_1 d \qquad (5-10)$$

$$\gamma_1 = 1/\sqrt{\mu p g}$$

$$Z_{01} = \sqrt{\frac{g}{\mu p}} \cdot \frac{1}{\mu_0 w} \qquad (5-11)$$

で与えられる。さらに、境界条件として（ 5 − 1 ）式の関係があるため、

$$\alpha_1 = \frac{Z_1}{Z_{01}} = \frac{\alpha_2 + \tanh\gamma_1 d}{1 + \alpha_2 \cdot \tanh\gamma_1 d}$$

$$\alpha_2 = \frac{Zt}{Z_1} = \sqrt{\frac{\mu g}{p}}$$

$$\alpha = \frac{Z_1}{Z_0} = \frac{Z_1}{Z_{01}} \cdot \frac{Z_{01}}{Z_0} = \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot \alpha_1 \qquad (5-12)$$

が得られる。

ここで薄膜磁気ヘッドの磁気回路効率として、磁束伝達効率 $\eta_\phi$ と起磁力伝達効率 $\eta_u$ を、

$$\eta_\phi = \frac{\phi(o)}{\phi(d+\ell)} \qquad (5-13)$$

$$\eta_u = \frac{u(o)}{I} \qquad (5-14)$$

で定義しておく。

即ち、（５－13）式は磁束伝達効率として、磁性薄膜中の最大磁束（後述）とギャップ先端に導き得る磁束との比を示している。

（５－14）式は起磁力伝達効率として印加起磁力となる印加電流Ｉと、ギャップ先端に導き得る起磁力との比を示している。（５－９），（５－10）式より導体のない領域の磁束伝達効率 $\eta_{\phi g}$ は次式で与えられる。

$$\eta_{\phi g} = \frac{\phi(o)}{\phi(d)} = \frac{1}{\cosh \gamma_1 d - \alpha_1 \cdot \sinh \gamma_1 d} \qquad (5-15)$$

故に、$\eta_\phi$ は

$$\eta_\phi = \frac{\phi(o)}{d(d+\ell)} = \eta_{\phi c} \cdot \eta_{\phi g}$$

$$= \frac{1}{\alpha + \tanh\left(\frac{\gamma\ell}{2}\right)} \cdot \frac{1}{\cosh \gamma_1 d - \alpha_1 \cdot \sinh \gamma_1 d} \qquad (5-16)$$

で与えられる。

同様に、導体のない領域の起磁力伝達効率 $\eta_{ug}$ は、

$$\eta_{ug} = \frac{u(o)}{u(d)} = \cosh \gamma_1 d - \frac{1}{\alpha_1} \cdot \sinh \gamma_1 d \qquad (5-17)$$

で与えられ、全体の起磁力伝達効率 $\eta_u$ は、

$$\eta_u = \sqrt{\frac{h}{g}} \cdot (\cosh \gamma_1 d - \frac{1}{\alpha_1} \sinh \gamma_1 d) \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha + \tanh \gamma \ell} \cdot \frac{\tanh \gamma \ell}{\gamma \ell} \qquad (5-18)$$

で与えられる。しかしこれらには後述する如く、磁性薄膜の飽和がないとしての仮定が入っている。

5－2－3　Maxwell 方程式を用いた解析

第5－1図の解析モデルで、導電体層のある領域 $d \leqq x \leqq d + \ell$ に於いて、微小領域に注目した場合の微分方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial x} = Jh - \frac{1}{\mu \mu_0 pW} \phi \qquad (5-19)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\mu_0 W}{h} u \qquad (5-20)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = \mu_0 \sigma \frac{\partial H}{\partial t} \qquad (5-21)$$

で与えられる。ここで $\sigma$ は導電体領域の導電率、t は時間を示している。また計算を簡単にするために、磁界変化は、

$$H = H_a \cdot e^{j\omega t} \qquad (5-22)$$

で表示されるように角速度 $\omega$ で変化するとした。

（5－1）式に示す境界条件に於いて、（5－19）～（5－21）式を解くと、

$$\frac{\phi(d)}{(\frac{I}{Z_1})} = \frac{1}{\beta + \frac{k\ell}{\tanh k\ell} - j\omega\mu_0\sigma (\frac{\mu\ell}{k} \cdot \frac{1}{\tanh k\ell} - \frac{1}{k^2})} \qquad (5-23)$$

$$\frac{\phi(d+\ell)}{(\frac{I}{R_C})} = 1 - \frac{\frac{k\ell}{\sinh k\ell} - j\omega\mu_0\sigma (\frac{\mu\ell}{k} \cdot \frac{1}{\sinh k\ell} - \frac{1}{k^2})}{\beta + \frac{k\ell}{\tanh k\ell} - j\omega\mu_0\sigma (\frac{\mu\ell}{k} \cdot \frac{1}{\tanh k\ell} - \frac{1}{k^2})} \qquad (5-24)$$

$$k^2 = \gamma^2 + j\omega\mu_0\sigma \qquad (5-25)$$

$$R_C = \frac{\ell}{\mu \mu_0 pW} \qquad (5-26)$$

$$\beta = \frac{R_C}{Z_1} = \frac{\gamma\ell}{\alpha} \qquad (5-27)$$

の関係が得られる。ここで、薄膜磁気ヘッドの構成寸法が小さく、渦流損失が問題にならないと仮定して、（５－２３）～（５－２５）式に於いて$\omega \to 0$とすると、ｘに於ける磁束$\phi(x)$および起磁力$u(x)$は、

$$\frac{u(x)}{I} = \frac{1}{\frac{\gamma\ell}{\alpha} + \frac{\gamma\ell}{\tanh x\ell}} \cdot \frac{\sinh(\ell + d - x)}{\sinh\gamma\ell} \qquad (5-28)$$

$$\frac{\phi(x)}{\phi(d+\ell)} = \frac{1 + \alpha\left[\frac{1}{\tanh\gamma\ell} - \frac{\cosh\gamma(\ell + d - x)}{\sinh\gamma\ell}\right]}{1 + \alpha \cdot \tanh\left(\frac{\gamma\ell}{2}\right)} \qquad (5-29)$$

の関係が導出できる。これらの結果より磁性薄膜中の磁束分布および起磁力分布を求めることができる。

導電体層のない$0 \leqq x \leqq d$の領域では微分方程式は一般によく表示される

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\mu\mu_0 pW}\phi \qquad (5-30)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\mu_0 W}{g} u \qquad (5-31)$$

で与えられて、（５－１）式の境界条件より$u(x)$，$\phi(x)$は、

$$\frac{u(x)}{u(d)} = \cosh\gamma_1(d - x) - \frac{1}{\alpha_1}\sinh\gamma_1(d - x) \qquad (5-32)$$

$$\frac{\phi(x)}{\phi(d)} = \cosh\gamma_1(d - x) - \alpha_1 \cdot \sinh\gamma_1(d - x) \qquad (5-33)$$

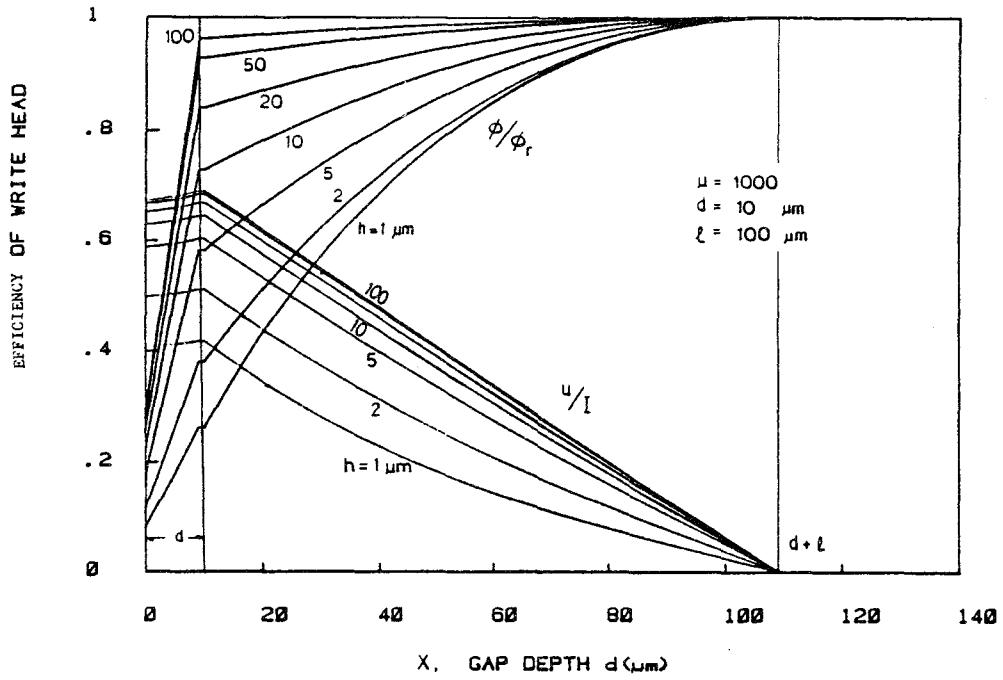
で与えられる。（５－３２）、（５－３３）式より、ギャップ領域での磁界分布および 磁束分布を知ることができる。

これらの解法で共通な定数として、$\gamma$、$\gamma_1$は溝部、空隙部の伝播定数をそれぞれ示しており、$\alpha$、$\alpha_1$、$\alpha_2$はギャップ突合せ部（ｘ＝ｄ）、ギャップ部、ギャップ先端部（ｘ＝０）での負荷率をそれぞれ示している。（５－２８）式に於いてｘ＝ｄとすると、当然重畳積分法で求めた（５－８）式と一致する。しかし、磁性薄膜中の分布状態を調べるには、このMaxwellの方程式を用いた微分方程式による解法の方が便利である。

５－２－４　　飽和を考慮しない場合の数値計算結果

前項の解析結果をもとに、具体例に於ける薄膜磁気ヘッドの特性を数値計算した。溝構造薄膜磁気ヘッドの代表的な数値として$g = 1\mu m$，$d = 10\mu m$，$h = 50\mu m$，$\ell = 100\mu m$，$\mu = 1000$

とした。そして、各構成パラメータがヘッド特性にどのように寄与するかを知るために、具体的数値を解析結果に代入し、計算した。磁性薄膜中の磁束$\phi$と起磁力uの分布は、それぞれ後部空隙部での最大磁束$\phi_r$、および全電流Iで正規化して求めた。



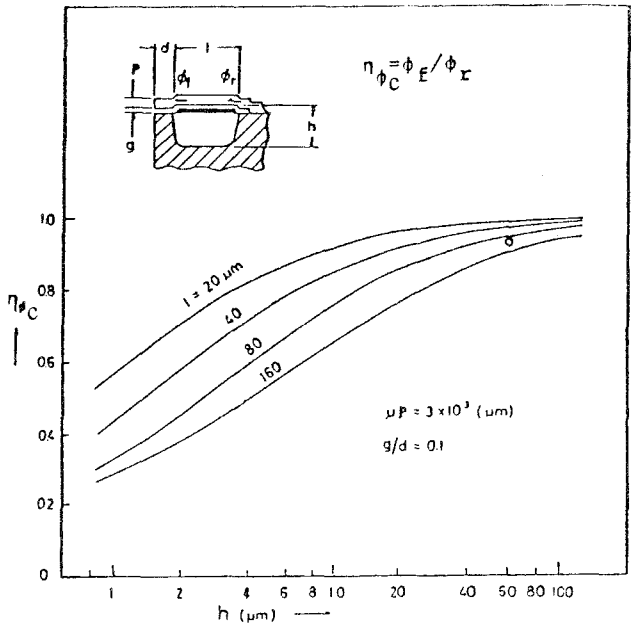

第５－３図　　薄膜磁気ヘッド磁性薄膜中の磁束および磁位の分布

(1)　溝深さの寄与

溝深さhを変えたときの$\phi$、uの分布は第５－３図に示すようにhにより大きく変化している。このことは溝構造が非常に効果があることを示しており、h≧５０$\mu$m程度あれば十分であるが、h≦１０$\mu$mになるとコア能率の低下が著しいことを示す。また、$\phi(0)/\phi_r$が小さい場合には、磁束利用率が悪くなり、後部磁性薄膜での飽和が問題になる。

(2)　溝領域の磁束伝達効率

x＝dでのギャップ突合せ部における磁性薄膜中の磁束を$\phi_f$、後部空隙部での磁束を$\phi_r$とし、$\phi_f/\phi_r$を磁束伝達効率$\eta\phi_c$とすると、溝幅$\ell$をパラメータとして溝領域での$\eta\phi_c$は、溝深さhに対して第５－４図に示すように変化する。

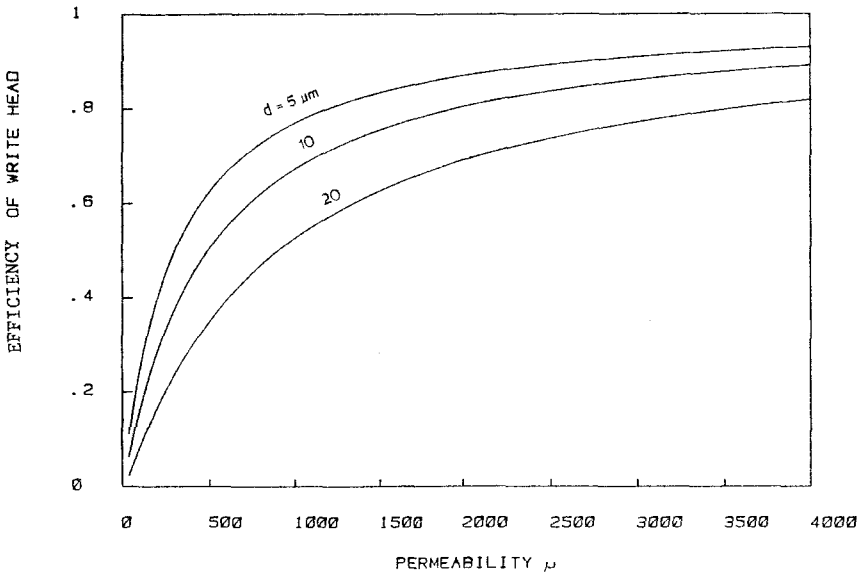



第５－４図　　溝深さと磁束伝達効率との関係

溝幅を大きくしても、ギャップ部に伝達し得る磁束効率はｈ≧５０μｍで８０％以上が期待できる。

なお、図中の○印はサンプルヘッドの溝深さを示している。

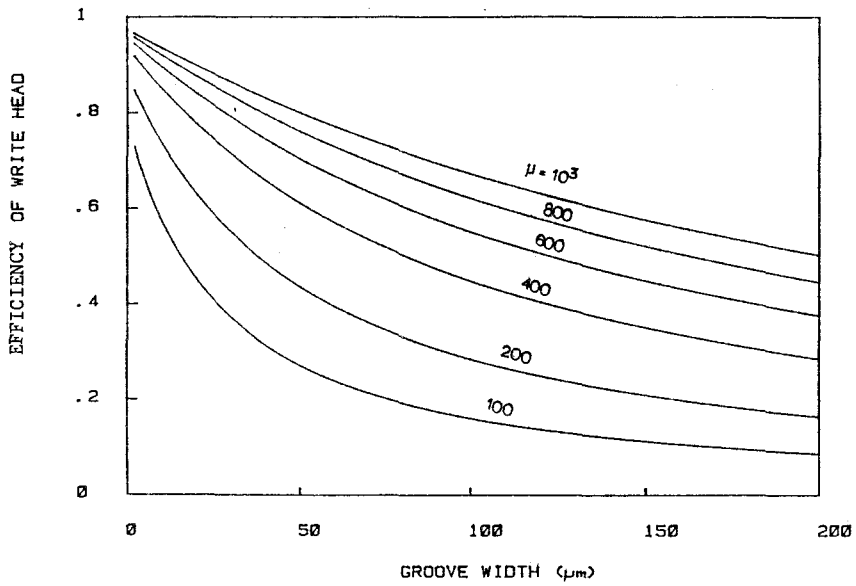
(3)　磁性薄膜透磁率μの寄与




第５－５図　　磁性薄膜透磁率と効率との関係

ギャップ深さｄをパラメータにして、薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の透磁率$\mu$とコア能率との関係をプロットすると、第５－５図に示すようになる。充分高いコア能率を得るためには、$\mu$は1,000～2,000位必要であることがわかる。ｄが大きくなれば、より大きな$\mu$が要求される結果を示している。ｄ＝１０$\mu$m、$\mu$＝1,000での効率は約７０％得られる。

(4) 溝幅の寄与




第５－６図　　溝幅と記録効率との関係

透磁率をパラメータにして、溝幅$\ell$とコア能率との関係をプロットすると第５－６図に示すようになる。$\mu$が数百以下のときは、溝幅をかなり小さくしないとコア能率が悪くなり、$\mu \geqq 1{,}000$になると、溝幅に対するコア能率との関係はゆるやかになり、コイル領域を大きくとれることを示している。

(5) ギャップ幅$g$の寄与

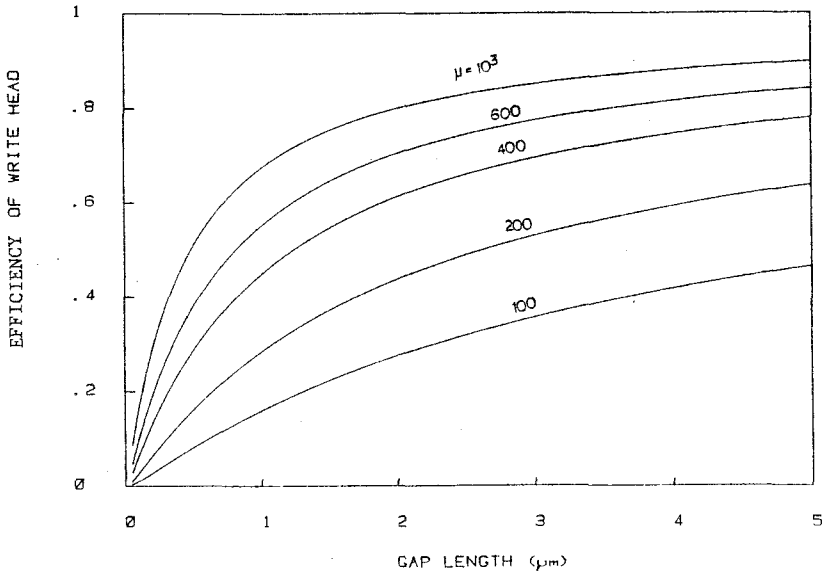
記録ギャップ幅の選択は、記録電流値および記録特性に影響を与えるため、選択の自由度は広くない。ギャップ幅$g$とコア能率との関係をプロットすると第５－７図に示すようになり、$g \leqq 1\ \mu$mになるとコア能率は著しく悪くなることがわかる。

しかし、コア能率をよくするために$g$を大きくすると、記録電流が大きくなり薄膜ヘッドとしては不向きである。

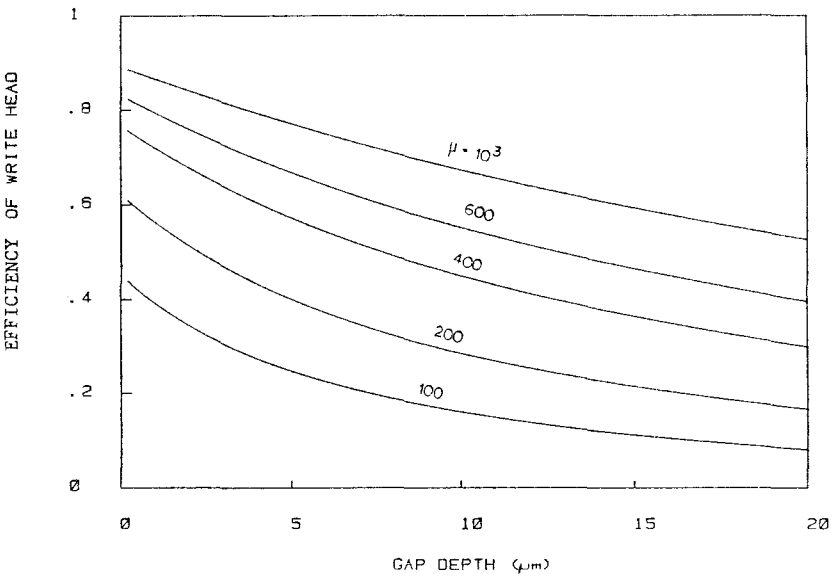
(6) ギャップ深さｄとの関係

透磁率$\mu$をパラメータに、ギャップ深さｄとコア能率との関係を見ると、第５－８図に示す

ようになる。$\mu$を変えても曲線部はほとんど平行であり、薄膜磁気ヘッドの特性にはｄの寄与が大きいことを示している。



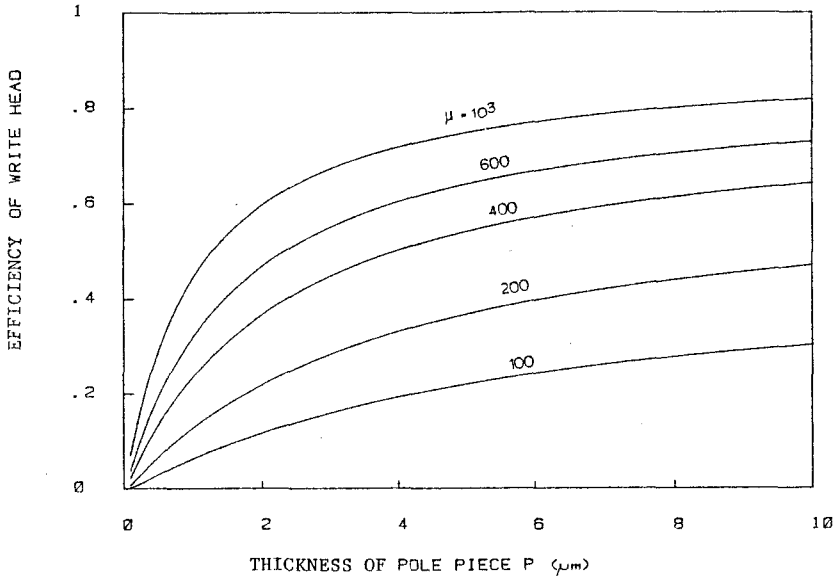

第５－７図　　ギャップ幅と記録効率との関係




第５－８図　　ギャップ深さと記録効率との関係

テープ用ヘッドとした場合、耐摩耗特性との関係でｄをあまり小さくできないという実用上の問題があり、現在ｄ＝１０$\mu$m位に選択している。

(7)　ポールピース厚ｐとの関係




第５－９図　　磁性薄膜厚さと記録効率との関係

ヘッドコア幅が一定のとき、ポールピース幅ｐが大きい程、あらゆる$\mu$に対して有利であり、磁性薄膜が一層構成のとき、ｐ≧３$\mu$mが有利となる。第５－９図に、$\mu$をパラメータにした場合のポールピース厚とコア能率との関係をプロットした結果を示す。

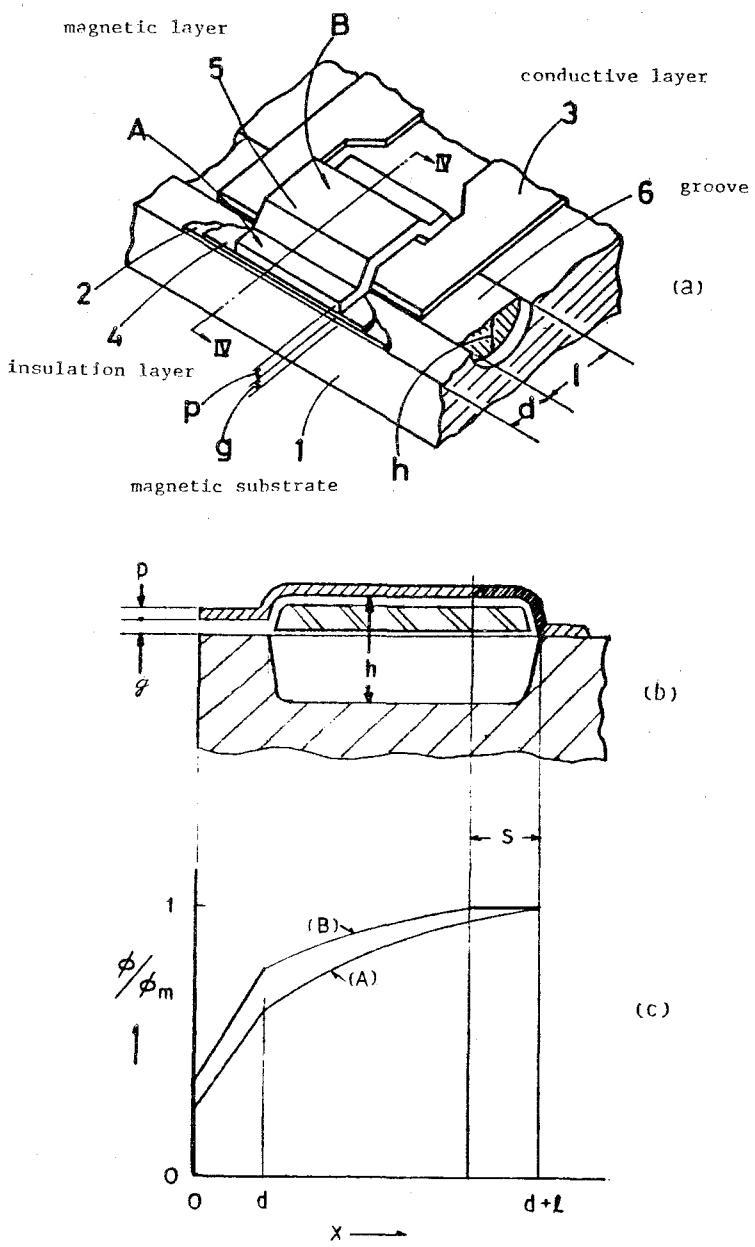
## ５－３　　薄膜磁気記録ヘッドの飽和モデル

薄膜磁気ヘッドの記録特性を解析するに於いて、磁性薄膜の飽和を考慮しない解析手法[15) 36) 83)]では見掛け上良好な記録特性を示し、実測の傾向とは対応していなかった。このため、ここでは薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の磁気的飽和を考慮した「飽和モデル」を導入し、薄膜磁気ヘッドの記録効率を解析的に計算し、各構成パラメータの寄与と特性を求め、実験結果と比較した[95)]。

### ５－３－１　　薄膜磁気ヘッドの飽和モデル

磁性薄膜の飽和を含む薄膜磁気ヘッドの特性を解析するモデルは、第５－10図に示されるようなものである。即ち、第５－10図(a)の斜視図および(b)の断面図に示すように、磁性基板中に溝を設け非磁性材を充填した後、平面に仕上げ薄膜磁気ヘッド用基板とする。基板面上に信号線となる導電体層を、溝幅$\ell$全域にわたって被着形成し、その上に絶縁膜を介して磁気コアとなる磁性薄膜を被

着形成した溝構造薄膜磁気ヘッドである。




第５－10図　　薄膜磁気ヘッドの構造と飽和モデル

（５－２９）、（５－３３）式より、磁性薄膜中の磁束分布は第５－10図(c)の曲線(A)に示されるような傾向となる。即ち、後部接合部側で最大となり、記録電流Ｉを増大させていくと、後部接合部ｘ＝ｄ＋ℓ附近の磁性薄膜が飽和を起す。ここで、磁性薄膜中の磁束密度Ｂは$\phi_m$／ｐＷで与えられる。こゝで、$\phi_m$は後部接合部での磁性薄膜中の磁束を示す。

このＢが磁性薄膜の飽和磁束密度$B_S$になる電流が、飽和開始記録電流$I_S$となる。記録電流Ｉが飽和開始電流$I_S$以上に印加される場合、第５－10図(c)の曲線(B)に示されるように磁性薄膜中の磁気的飽和領域ｓ、即ち$\phi/\phi_m=1$の領域は前部ギャップ側に近付いていく。

飽和領域の比透磁率をどの程度に見積もるか[32),33),109)]により、飽和領域幅の評価に差異が生ずるが、ここでは$\mu_0$と仮定した。また飽和領域幅ｓは、磁性薄膜厚ｐより充分小さいと仮定すると、ＩとｓのＩ関係は、

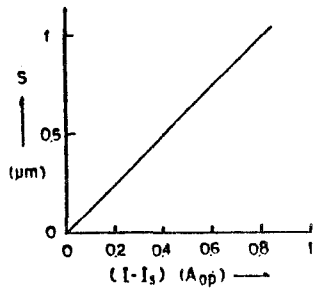
$$Z_S = \frac{s}{\mu_0 pW} \tag{5-34}$$

$$I - I_S = Z_S \cdot \phi_m \tag{5-35}$$

$$s = \frac{\mu_0 pW}{\phi_m} \cdot (I - I_S)$$

$$= \frac{\mu_0}{B_S} \cdot (I - I_S) \tag{5-36}$$

となる。例えば、$I - I_S = 0.3$〔Aop〕、$B_S = 1$〔Wb／m²〕とすると、（５－３６）式よりｓ＝0.4$\mu$mとなり、非常に小さな値である。$\phi/\phi_m=1$の領域がギャップ先端に0.4$\mu$m近付いても第５－３図の計算結果にも示されるように、実際にギャップ先端部の磁界$H_e$が増大する割合は非常に少ない。印加起磁力である記録電流Ｉと飽和領域の幅ｓは（Ｉ－$I_S$）の変化に対して第５－１１図に示すような関係になる。




第５－11図　飽和記録電流以上での電流と飽和領域との関係

第５－10図、および第５－11図に示す構成を『薄膜磁気ヘッドの飽和モデル』とした。このモデルで、ｓ＜ｐの条件を満している場合には、飽和後の起磁力はほとんどこの飽和領域で消費される。飽和後の飽和領域の磁気抵抗 $Z_S$ をいかに評価するかにより、大きく誤差が入ることが予想される。しかし、現実の印加記録電流による動作範囲および構造寸法に於いては、先述した如くｓ＜ｐを満している。この条件下では、$Z_S$ が（５－３４）式で近似されることは妥当であると考えられる。

５－３－２　飽和現象を含む解析

磁性材料の磁気的飽和を含む数値解析は、一般に、電算機処理でも大きな計算量となる。磁気ヘッド構成各パラメータの寄与を離散的に求めるのでなく、解析的手段によりパラメータを連続的に変化させ、各パラメータ　が磁気ヘッド特性へどのように寄与するかを把握する。

第５－10図および第５－11図に示す薄膜磁気ヘッド構造およびその飽和モデルを用いて解析した。薄膜磁気ヘッド前部ギャップ先端での磁界 $H_e$ と、印加起磁力Ｉとの関係は、
（５－２８），（５－３２）式より、

$$H_e = \frac{I}{g} \cdot \frac{1}{\frac{\gamma\ell}{\alpha} + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} \cdot \left(\cosh\gamma_1 d - \frac{1}{\alpha_1}\sinh\gamma_1 d\right) \qquad (5-37)$$

で与えられる。磁性薄膜が磁気的飽和を起すまでは、第５－２節で求めた結果に従い $H_e$ はＩに比例する。しかし、Ｉを増大していくと、ある値で磁性薄膜中の磁束が磁気的飽和に達し、その飽和電流 $I_S$ は（５－２４）式より

$$I_S = \frac{B_S}{\mu\mu_0} \cdot \ell \cdot \frac{\sinh\gamma\ell + \alpha\cdot\cosh\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell + \alpha\cdot(\cosh\gamma\ell - 1)} \qquad (5-38)$$

で与えられる。（５－３７）、（５－３８）式より、ギャップ先端での磁界の最大値 $H_{e\,max}$ は、

$$H_{e_{max}} = \frac{B_S}{\mu\mu_0} \cdot \frac{\ell}{g} \cdot \left(\cosh\gamma_1 d - \frac{1}{\alpha_1}\sinh\gamma_1 d\right) \cdot \frac{1}{\frac{\gamma\ell}{\alpha} + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} \cdot \frac{\sinh\gamma\ell + \alpha\cosh\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell + \alpha(\cosh\gamma\ell - 1)} \qquad (5-39)$$

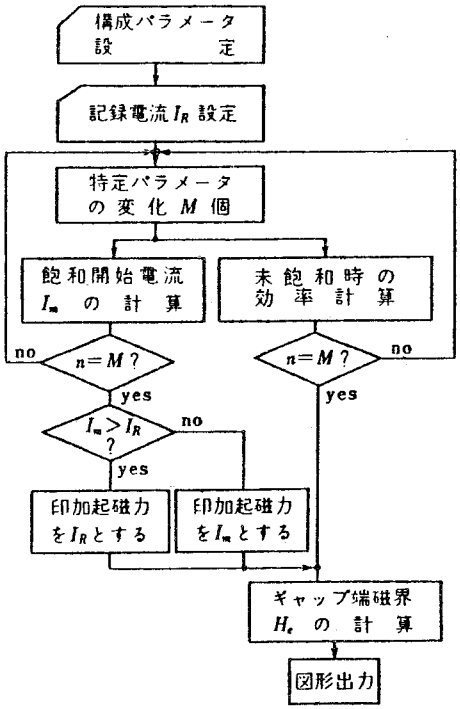
で与えられる。（５－３９）式中、双曲線関数群の第１項はギャップ深さ中での起磁力損失を、第２項は導体領域の起磁力効率を、第３項は磁性薄膜の飽和度合をそれぞれ示している。

解析手段を生かして、各構成パラメータの変化に対し、薄膜磁気ヘッドの特性がどのように変化するかを調べるために、次のような計算手順を採用した。

① 印加起磁力が（５－38）式の飽和電流に達するまでは、（５－37）式に従って先端磁界は印加起磁力Ｉに比例して増大し、（５－39）式の最大値で飽和する。

② 各構成パラメータの特性への寄与傾向は次のようにして求めた。即ち、印加起磁力である記録電流をある値Ｉに設定し、注目している構成定数項を変化させたとき、Ｉが（５－38）式の$I_S$と一致するまでは（５－37）式に従って、注目構成定数項の傾向に基いて先端磁界が変化する。$I \geqq I_S$の印加起磁力に対しては（５－39）式の最大値で飽和する。

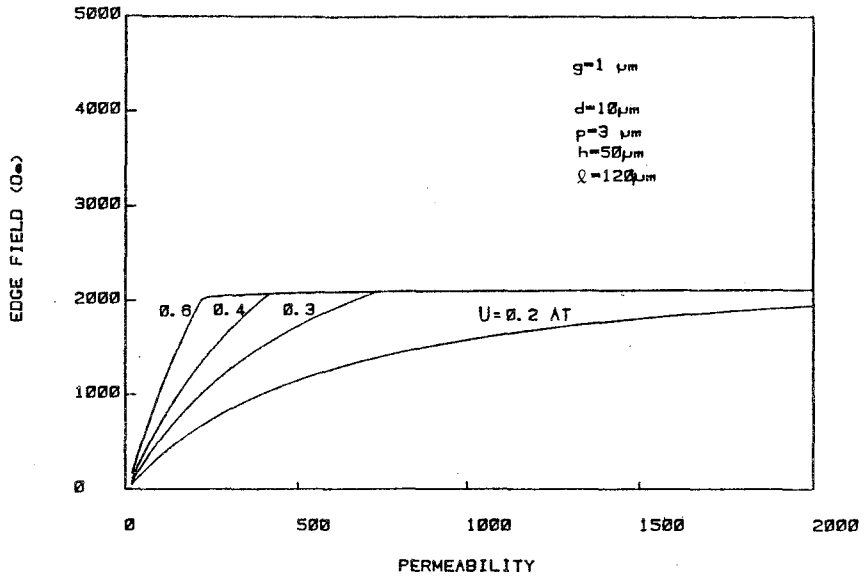
以上の計算解析をフローチャートで示すと第５－12図に示すようになる。




第５－12図　　記録ヘッド特性解析流れ図

溝構造薄膜磁気ヘッドに於ける主要な構成定数項目としては、ギヤップ幅$g$、ギヤップ深さｄ、磁性薄膜厚ｐ、溝幅$\ell$、溝深さｈ、磁性薄膜の透磁率$\mu$を前節と同様に選び、記録磁界との関係を検討した。標準条件として前回と同様、$g = 1\,\mu m$、$d = 10\,\mu m$、$p = 3\,\mu m$、$\ell = 120\,\mu m$、$h = 50\,\mu m$、$\mu = 1000$とした場合の各構成定数項目に対するギヤップ先端磁界$H_e$の変化を計算により求めた。

(1) 磁性薄膜の透磁率$\mu$の寄与



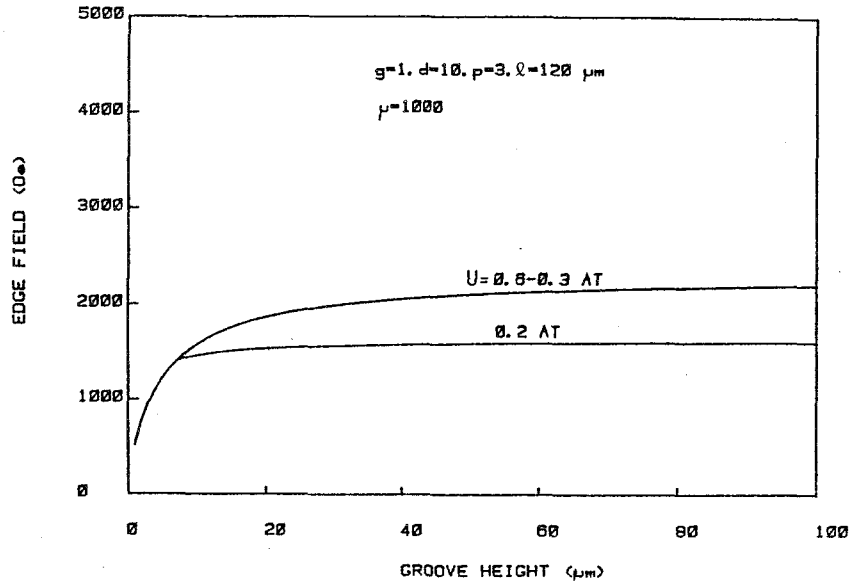

第５－１３図　　磁性薄膜透磁率とギャップ端磁界との関係

印加起磁力Uとなる記録電流Ｉの零－ピーク値をパラメータとして、ギャップ先端磁界$H_e$と磁性薄膜の透磁率$\mu$との関係は第５－13図に示すような傾向となる。Ｉ＝0.2ATopのとき、まだ飽和条件に達していないため$\mu$が大きい程ギャップ先端磁界は大きくなり、$\mu$としては2000程度ある方が望ましい。しかし、Ｉ＝0.3ATopになると$\mu \geqq 700$で磁性材料が飽和域に達し、Ｉが大きくなる程小さい$\mu$でも飽和してしまう。この構成寸法では$H_e$の最大値は２１００〔Oe〕程度であり、従来の飽和を考慮しない解析では、少なくとも記録特性の理解には不充分であったことがわかる。

(2) 溝深さｈの寄与

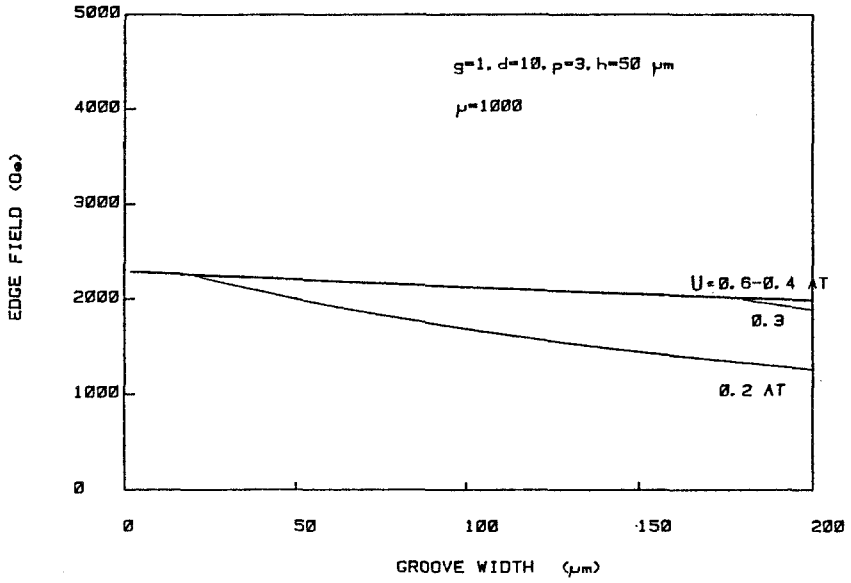
薄膜磁気ヘッドの基板として溝構造を導入することにより、磁極間漏洩を少なくすることができ、ヘッドコア能率を高めることができる。同様に印加起磁力をパラメータとして、ギャップ先端磁界$H_e$と溝深さｈとの関係を計算した結果を第５－１４図に示す。

Ｉ＝0.2ATopのとき、ｈが７$\mu$m程度より小さくなると磁性薄膜が飽和しはじめる。ただし、このときは印加起磁力が小さいため、$H_e$は１５００〔Oe〕程度しか得られない。Ｉ≧0.3ATopになると磁性薄膜の飽和は溝深さｈの増大だけでは回避できないが、少なくともｈ≧４０$\mu$m 程度ある方が望ましいことがわかる。これも従来の飽和を考慮をしない解析とは大きく異なる項目の１つである。




第５－14図　　溝深さとギャップ端磁界との関係

(3)　溝幅 $\ell$ の寄与

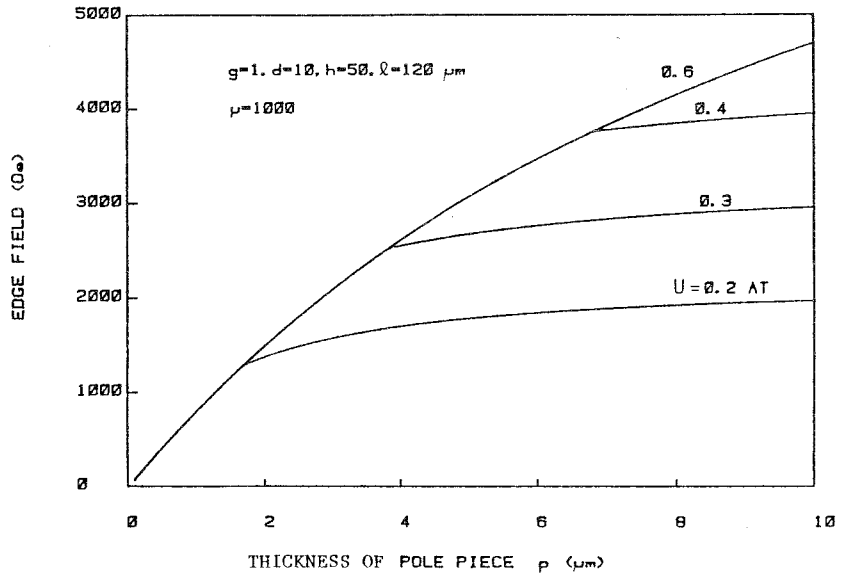



第５－15図　　溝幅とギャップ端磁界との関係

溝構造薄膜磁気ヘッドの溝寸法検討の１つとして、同様に、印加起磁力をパラメータとしてギャップ先端磁界 $H_e$ と溝幅 $\ell$ との関係を計算した結果を第５－15図に示す。

I ＝ 0.2ATop 以下の未飽和領域では、$\ell$ は小さい程効率がよいが、溝深さ h が５０$\mu$m と深く、ここでの標準状態では $\ell$ の寄与はそれ程大きくない。I ≧ 0.3ATop になると、磁性薄膜の飽和領域となり、$\ell$ の寄与はさらに小さくなる。磁性薄膜の未飽和領域では、$\ell$ の変化に対し $H_e$ の変化はより大きいが、この場合でも $\ell$ ＝５０$\mu$m と $\ell$ ＝１２０$\mu$m では、$H_e$ の構造寸法による差異は１５％程度となり、この $H_e$ の少ない変化は溝構造の特徴の１つを表わしている。

(4) 磁性薄膜厚 p の寄与



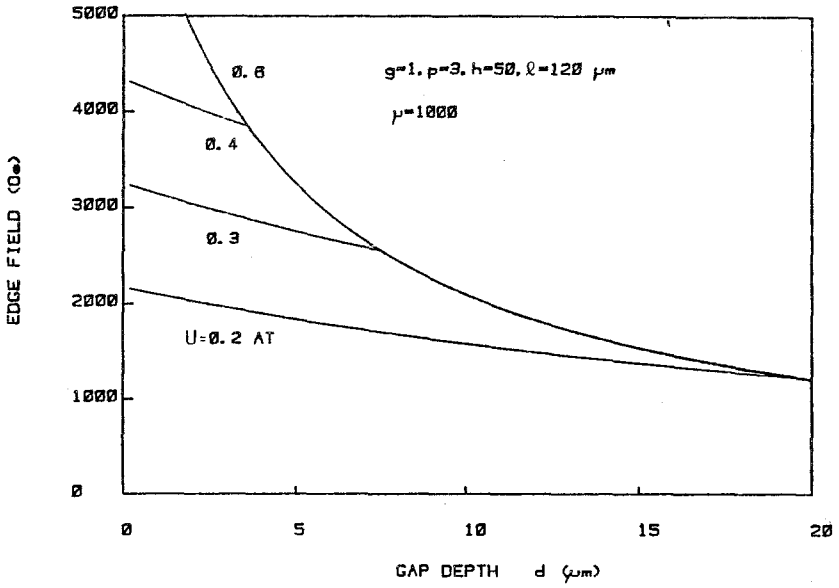

第５－16図　　磁性層厚とギャップ端磁界との関係

薄膜磁気ヘッドを構成する厚さ p の磁芯を通り、起磁力源から前部ギャップ部に信号磁束が導かれるために、p の大きさは記録特性への寄与が大きい。印加起磁力である記録電流をパラメータとしたときのギャップ先端磁界 $H_e$ と p との関係を計算した結果を第５－16図に示す。p の増大と共に磁性薄膜の飽和する記録電流 I は増大していき、それに伴って記録媒体に供給できる磁界も増大していく。印加起磁力として 0.2ATop 以下なら、p は 1.7 $\mu$m 程度あれば磁性薄膜の飽和は生じないが、$H_e$ は１３００〔Oe〕以下となる。例えば、I ≒ 0.4ATop 印加するときは、p としては６$\mu$m 以上にしないと磁気的飽和を来たす。この場合、$H_e$ ≒３６００〔Oe〕程度得られる。塗布厚の大きいテープ記録媒体を用いた場合でも、充分な記録特性を得るためには６$\mu$m 程度の p が必要である。

(5) ギャップ深さ d の寄与

薄膜磁気ヘッドのギャップ深さ d をあまり大きくするとギャップでのシャント磁気抵抗を

無視できなくなる。一方、テープ記録媒体と組み合せて使用する場合、ヘッドとテープとの摺動による摩耗が問題となる。



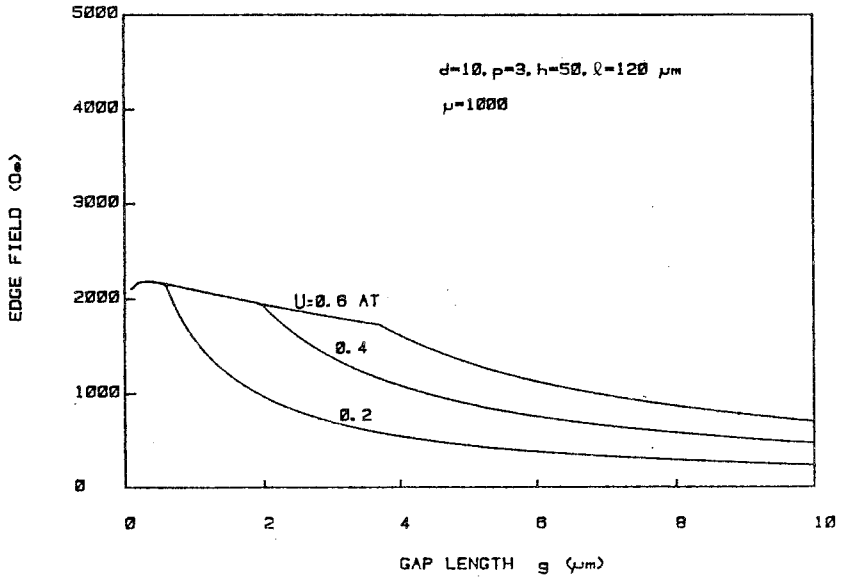

第５－17図　　ギャップ深さとギャップ端磁界との関係

このため、ｄの選定に際しては、ヘッドの寿命とヘッド特性との兼ね合い点を見出す必要がある。第５－17図に、印加起磁力をパラメータとしたときのギャップ先端磁界$H_e$と、ギャップ深さｄとの関係を計算した結果を示す。Ｉ＝0.2ATop以下で、磁性薄膜が飽和領域に達していないときはｄの寄与は大きくない。Ｉ＞0.3ATopで磁性薄膜が飽和領域に達すると、ｄ＝１０$\mu$m以下では特にｄの寄与が大きくなり、ｄ＝５$\mu$m程度にすればＩ＝0.3ATop程度でHe＝３０００〔Oe〕以上得られることがわかる。

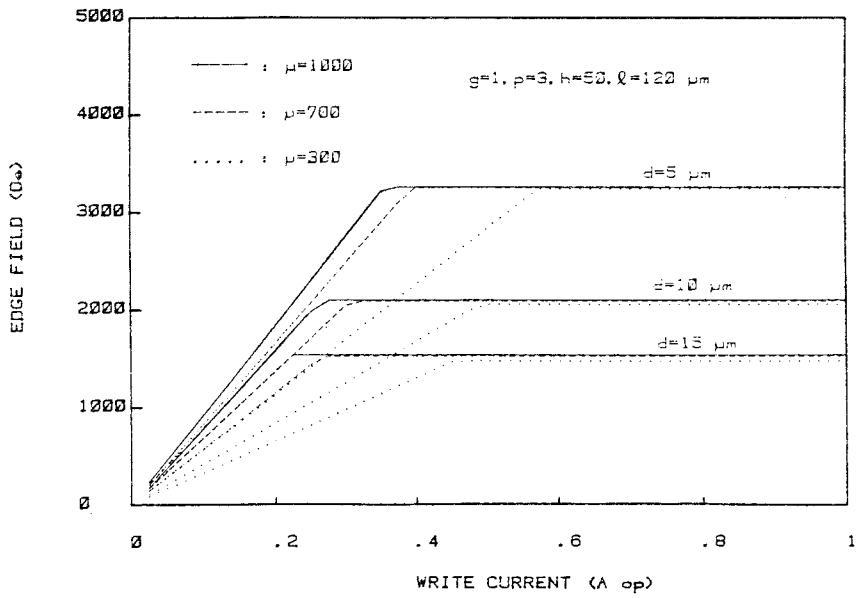
飽和した場合にｄの寄与が大きくなるのは、ギャップ深さ部での磁束シャント効果の割合いが大きくなるためである。小さいｄではテープヘッド用としては前述した如く、摩耗による寿命の問題があるが、電算機用ディスク・メモリに用いられるフライング・ヘッドのように記録媒体面上を浮上動作している場合は問題ない。

(6)　ギャップ長$g$の寄与

記録ヘッドのギャップ長$g$は、記録すべき最短波長特性およびデジタル用途の場合では、重ね書き変調特性（ Over Write Modulation ）を満す条件で主に決定される。しかし、薄膜磁気ヘッドに於いては、記録時の必要記録電流をできるだけ小さくする必要がある。記録電流Ｉをパラメータにして、ギャップ先端磁界$H_e$とギャップ長$g$との関係は、第５－18図に示すような計算結果になる。$g$＝２$\mu$mのとき、Ｉ＝0.4ATopで磁性薄膜は飽和しはじめ、$g$＝0.5$\mu$m のとき




第５－１８図　　ギャップ長とギャップ端磁界との関係




第５－19図　　印加起磁力とギャップ端磁界との関係

はＩ＝0.2ATopで飽和する。それぞれの飽和時の最大磁界は$g$の増大と共に徐々に小さくなっている。これは溝部での漏洩比率が増大してくるためである。

(7)　印加起磁力Ｕとギャップ先端磁界との関係

薄膜磁気ヘッドの飽和現象を最も明確に示すことを目的として、電流と磁界との関係を調べた。

印加起磁力、即ち記録電流I（ATop）とギャップ先端磁界He（Oe）との関係を、ギャップ深さdをパラメータ　として計算した結果を第5－19図に示す。印加起磁力の増大と共に$H_e$は増加するが、磁性薄膜の飽和により$H_e$の飽和特性が明瞭に示されている。

同図中、実線は標準条件として選択した透磁率$\mu$が1000の場合の計算結果である。d＝10$\mu$mの場合、$H_e$の飽和する起磁力は0.25ATopである。d＝5$\mu$mでは同様に、起磁力として0.35ATopで飽和を呈している。また同図で長点線は$\mu$＝700の場合の、短点線は$\mu$＝300の場合の計算結果をそれぞれ示している。$\mu$が小さくなる程、飽和記録電流が増大していくが、その時の最大磁界はほとんど変っていない。

磁性薄膜が凹凸のある面上に、または単純な外形を持たないで形成された場合、一般にそれぞれ極所的に個有な磁区構造を持つ。このような状況下での$\mu$の評価は難しかった。しかし、本方法を用いることにより、薄膜磁気ヘッドの構成寸法と飽和電流値がわかれば、薄膜磁気ヘッドを構成する導電体層や絶縁層の上にある段差構造を含む磁性薄膜の実効透磁率を、この計算結果より求めることができる。

## 5－4　実験結果

以上の解析計算結果の妥当性を検討するために、構成寸法を変えた薄膜磁気ヘッドを用いて、様々な実験条件下での実測値と計算値とを比較した。

### 5－4－1　実験条件

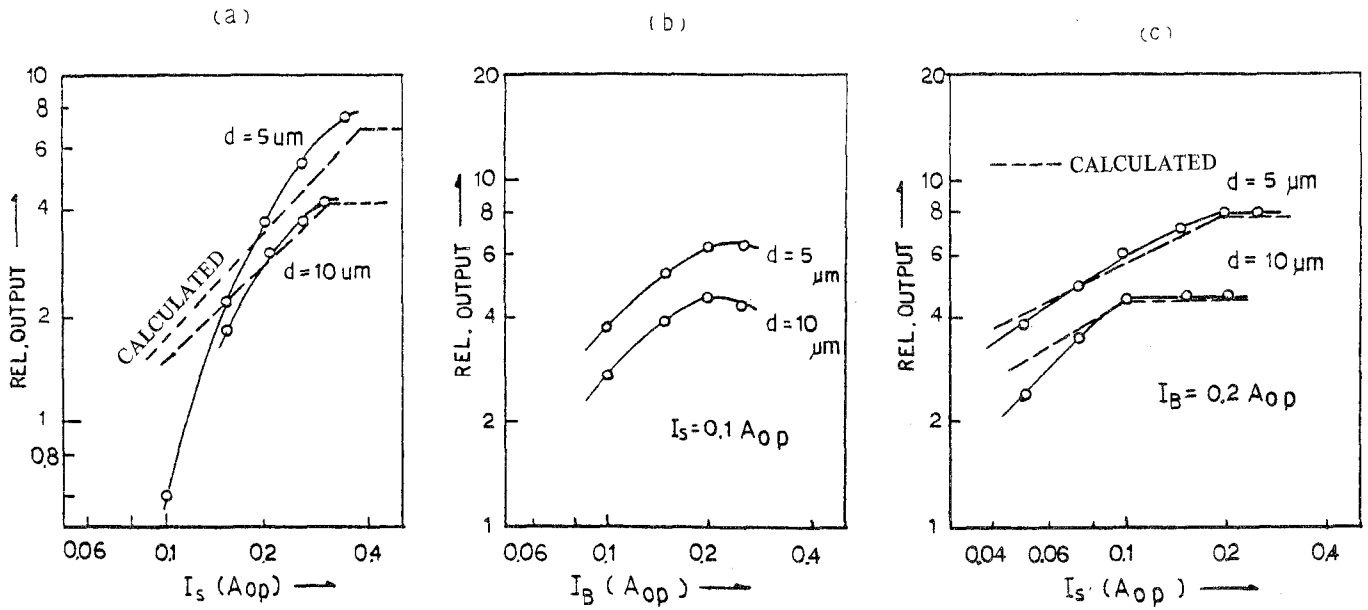
薄膜磁気ヘッドのギャップ先端磁界$H_e$の評価を実験的に行なうために、薄膜磁気ヘッドの記録特性を調べた。記録特性を求めるに於いて、磁気記録媒体として例えば磁気テープを用いる場合、塗布磁性体材料の大きな非直線性を介した特性評価となる。このため、記録方法としては、無バイアス記録と、バイアス記録の両方法による特性を求めた。

実験条件として、塗布厚5$\mu$m、$H_c$＝650（Oe）のCo－$\gamma$－$Fe_2O_3$テープを、19cm／sの定速度走行させる測定装置を用いた。記録波長は、コア飽和特性および記録特性を観測しやすいように比較的長波長を採用した。テープ上に記録密度として66Flux change per mm（FCPM）の正弦波信号を記録し、標準再生ヘッドで記録レベルを比較測定した。

実験に用いた薄膜磁気ヘッドは、ギャップ長$g$＝1$\mu$m、磁性薄膜厚p＝3$\mu$m、トラック幅W＝90$\mu$m、溝幅$\ell$＝120$\mu$m、溝深さh＝50$\mu$mの溝構造薄膜磁気ヘッドであり、この溝領域中にバイアス線が前部ギャップ側に、信号線が中央部にそれぞれ配置されている。ギャップ深さdが10$\mu$mと5$\mu$mの2種類の実験試料で記録特性を調べた。

### 5－4－2　実測結果との比較

信号線に周波数12.5kHzの正弦波記録電流$I_S$のみを流した無バイアス記録を行なった。このときの記録電流と相対記録レベルとの関係は第5－20図(a)に示すようになる。記録レベルはギャップ




第５－20図　　薄膜磁気ヘッド記録特性の実測結果

(a)　無バイアス記録での入出力特性

(b)　バイアス記録でのバイアス特性

(c)　バイアス記録での入出力特性

深さdにより大きく変り、$I_S = 0.35$(Aop)の起磁力での記録に於いて、$d = 10\,\mu m$と$d = 5\,\mu m$とで約5 dBの記録レベルの差を生じている。

バイアス線にバイアス電流として周波数1 MHzの正弦波を、信号線に信号電流として周波数125 kHzの正弦波を流して、バイアス記録した場合の実測結果を第5－20図(b), (c)に示す。信号電流$I_S = 0.1$ Aop一定のときのバイアス特性、即ちバイアス電流$I_B$と記録レベルとの関係を同図(b)に示す。同バイアス特性で最大記録レベルを与えるバイアス電流$I_B = 0.2$ Aop一定のときの入出力特性、即ち信号電流$I_S$と記録レベルとの関係を同図(c)に示す。

第5－20図(c)の入出力特性に示されているように、コア飽和の影響が明らかに記録特性に表われている。即ち、$d = 10\,\mu m$の場合はコア飽和のため、相対記録レベルに明確な頭打ち飽和特性を呈している。$d = 5\,\mu m$の場合には記録レベルが無バイアスのときと同様、5 dB程度上昇している。この差は第5－17図のギャップ深さdの寄与計算結果に於いて、飽和領域に入っている場合、$d = 10\,\mu m$と$d = 5\,\mu m$で4.2 dBの差異を示している結果ともよく対応している。

バイアス記録による入出力特性では、媒体の非直線性が軽減された状態で記録特性を観測することができる。バイアス記録に於いては、$I_S$と$I_B$との和の最大値$|I_S + I_B|_{max}$が飽和特性と関係すると考えられる[29]。

$d = 10\,\mu m$では$|I_S + I_B|_{max} = 0.3$(Aop)で、$d = 5\,\mu m$では同最大値が0.4 Aopで明瞭な飽和特性を示している。これは第5－19図の印加起磁力である記録電流Iと、ギャップ先端磁界$H_e$との関係の計算結果と比較すると、$\mu = 700$の特性曲線とよく対応している。実験に使用した磁性薄膜の透磁率としては、この値は妥当と考えられる。

第5－20図中の点線で示した計算結果は、$d = 10\,\mu m$の飽和記録レベルを基準として比較した。

以上に示したように、実測値と計算値はかなりよく対応しており、特に飽和特性の傾向は、この飽和モデルによる解析結果と非常によく一致していることがわかる。

## 5－5　ま　と　め

薄膜磁気ヘッドを構成する磁性薄膜の磁気的飽和を考慮した飽和モデルを導入し、記録ヘッドの効率を解析的に計算する方法を提案した。従来の飽和を考慮しない解析手法では、実際の状況とは一致しない記録効率の良い結果になっていたが、本解析法により、薄膜磁気ヘッドの飽和特性も含めて、各構成パラメータの寄与を正確に知ることができた。実験値と比較検討した結果、より実際の特性に近い、記録上限の頭打ち特性を、定性的傾向のみならず定量的にもよい一致度で求めることができた。

従来のバルク材料より構成される磁気ヘッドに対する薄膜磁気ヘッドの優位性が、今まで種々論じられてきているが、実用化に向けてまだ検討の余地が多い。ディスク用およびテープ用薄膜磁気ヘッドの実用に即した開発のために、本解析手法が役立つであろう。

# 第 6 章　　磁気抵抗効果型ヘッド

## 6－1　緒　　言

記録媒体に記録された信号を、素子数の多いマルチ・トラックヘッドにより読み出す過程に於いて、記録媒体と磁気ヘッドの相対速度が小さい場合は次のような問題点があった。先ず、充分な出力電圧を得るための巻線スペースを確保することが難しい。そして、隣接トラック間の磁気的結合によるクロストーク量が多く、外部からの誘導ノイズも多い。このような理由から、従来の誘導型磁気ヘッドに代るものとして、磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドが注目されてきている。

このＭＲ素子は、第２－11図(a)に示したように、入力信号磁界に対して抵抗値が非線形に変化するため、実際に使う場合には、一般にバイアス磁界を附勢して直線化する必要がある。このバイアス附勢とＭＲヘッド特有の歪の問題、およびマルチ・トラック化に伴う問題を解析し、併せて新しいバイアス方式を提案する。

また、高密度記録再生用ＭＲヘッドを実現するために、以下のことを検討する。先ず、記録媒体に記録された信号を高能率、高分解能に読み出せるＭＲヘッドの構造とその波長応答特性、およびＭＲヘッドのダイナミック・レンジに関する解析を行う。さらに、ＭＲヘッドの新しい構造として、トラック幅が１～２ $\mu$m程度の超狭トラック幅を構成することが可能なＭＲヘッドを提案し、その特徴、特性を明確にする。

## 6－2　磁気抵抗効果型ヘッドのバイアス法

### 6－2－1　磁気抵抗効果の動作

ＭＲヘッドには第２章で示されるような一軸異方性の強磁性薄膜が用いられる。この磁性薄膜を単磁区モデルと考えて、磁化容易方向（または配向方向、以下ＥＡ．と略記する）と抵抗値観測方向、および信号磁界印加方向の３者と電気抵抗変化の関係を調べた。さらにＭＲヘッドの構造と特性との関係、および信号磁界と抵抗変化の直線性を改善するバイアス磁界印加法に関する検討を行った。

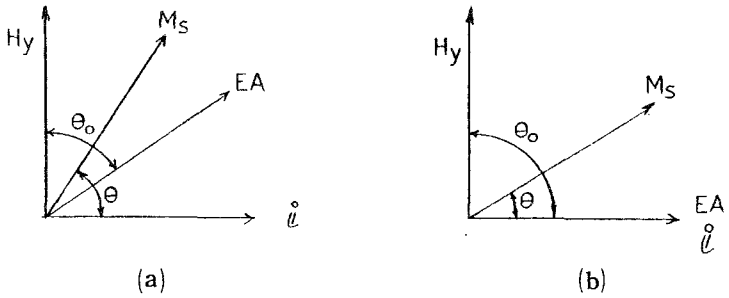
ＭＲ素子の異方性エネルギーを$K_u$、飽和磁化を$M_S$、ＭＲ観測用電流 $i$ と$M_S$ との間の角度を$\theta$、EA.方向と印加磁界Hy との間の角度を$\theta_0$、磁化回転に伴うエネルギーをＥとする。

(1)　$\theta_0 = \pi/2$、および $i$ とＥＡ.を一致させた場合、（第２－11図(a)、第６－１図(b)）

磁化$M_S$ がEA．から$\theta$回転した場合のＥは、

$$E = -K_u \cos^2\theta - M_S H_y \sin\theta \qquad (6-1)$$

となり、エネルギー最小の位置に落着くため$\theta$は次式に示される位置になる。




第６－１図　単磁区モデルにおける素子への
電流と印加磁界との関係を示す図

(a)　ＥＡ.と i をずらせた場合

(b)　ＥＡ.と i を一致させ、磁化回転のみの場合

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = -2K_u \sin\theta \cdot \cos\theta + M_s H_y \cos\theta = 0 \qquad (6-2)$$

$$\theta = \sin^{-1} \frac{Hy}{(\frac{2Ku}{Ms})} \qquad (6-3)$$

ここで（ $2K_u/M_s$ ）はＭＲ素子の動作磁界 $H_D$ を示しており、これはＭＲ素子を構成する磁性薄膜の異方性磁界 $H_k$ とＭＲ素子幅方向の反磁界 $H_d$ との和であり[69]、これらの関係は $M_s$ の y 方向成分を My とすると、

$$\frac{2K_u}{M_s} = H_k + H_d$$

$$H_D = H_k + N \cdot My \qquad (6-4)$$

で与えられる。このときの Hy とＭＲ特性は第２－11図(a)に示されるようになる。この結果を（２－４）式と組合せると、抵抗変化分△ρは、

$$\Delta\rho = \Delta\rho_m \left\{ 1 - (\frac{Hy}{H_D})^2 \right\} \qquad (6-5)$$

となる。直線性のある動作を行なわせるために、$\theta = \pi/4$ の位置を動作点となるようにバイアス磁界 $H_B$、信号磁界 $H_S$ を印加すると（６－３）式は、

$$\theta = \sin^{-1} \frac{H_B + H_S}{H_D} \qquad (6-6)$$

となり、$H_S = 0$ で $\theta = \pi/4$ となるためには、$H_B$ は、

$$\frac{H_B}{H_D} = \sin\frac{\pi}{4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (6\text{–}7)$$

となるため、信号磁界と抵抗変化は（ 6 － 5 ）と（ 6 － 7 ）式より

$$\Delta\rho = \Delta\rho_m \left(\frac{1}{2} - \sqrt{2}\cdot\frac{H_S}{H_D}\right) \qquad (6\text{–}8)$$

の関係式で与えられる。

(2)　$\theta_0 = \pi/4$ の場合（第6 － 1図(a)）

バイアス磁界$H_B$を印加せずに直線性動作を行わせることを検討するために、EA．方向を $i$ とずらせて設定することを考える。例えば$\theta_0 = \pi/4$の場合について第6 － 1図を参考にすると、

$$E = -K_u \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right) - M_S H_y \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \qquad (6\text{–}9)$$

となる。同様にエネルギー最少の $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$ より$\theta$を求めると、

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = -2K_u \cos\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right)\cdot\sin\left(\frac{\pi}{4} - \theta\right) + M_S H_y \cos\theta$$

$$\cos^2\theta - \frac{Is}{2K_u}\cdot Hy\cdot\cos\theta + \frac{1}{2} = 0$$

$$\theta = \cos^{-1}\frac{1}{2}\left\{\frac{Hy}{H_D} \pm \sqrt{\left(\frac{Hy}{H_D}\right)^2 - 2}\right\} \qquad (6\text{–}10)$$

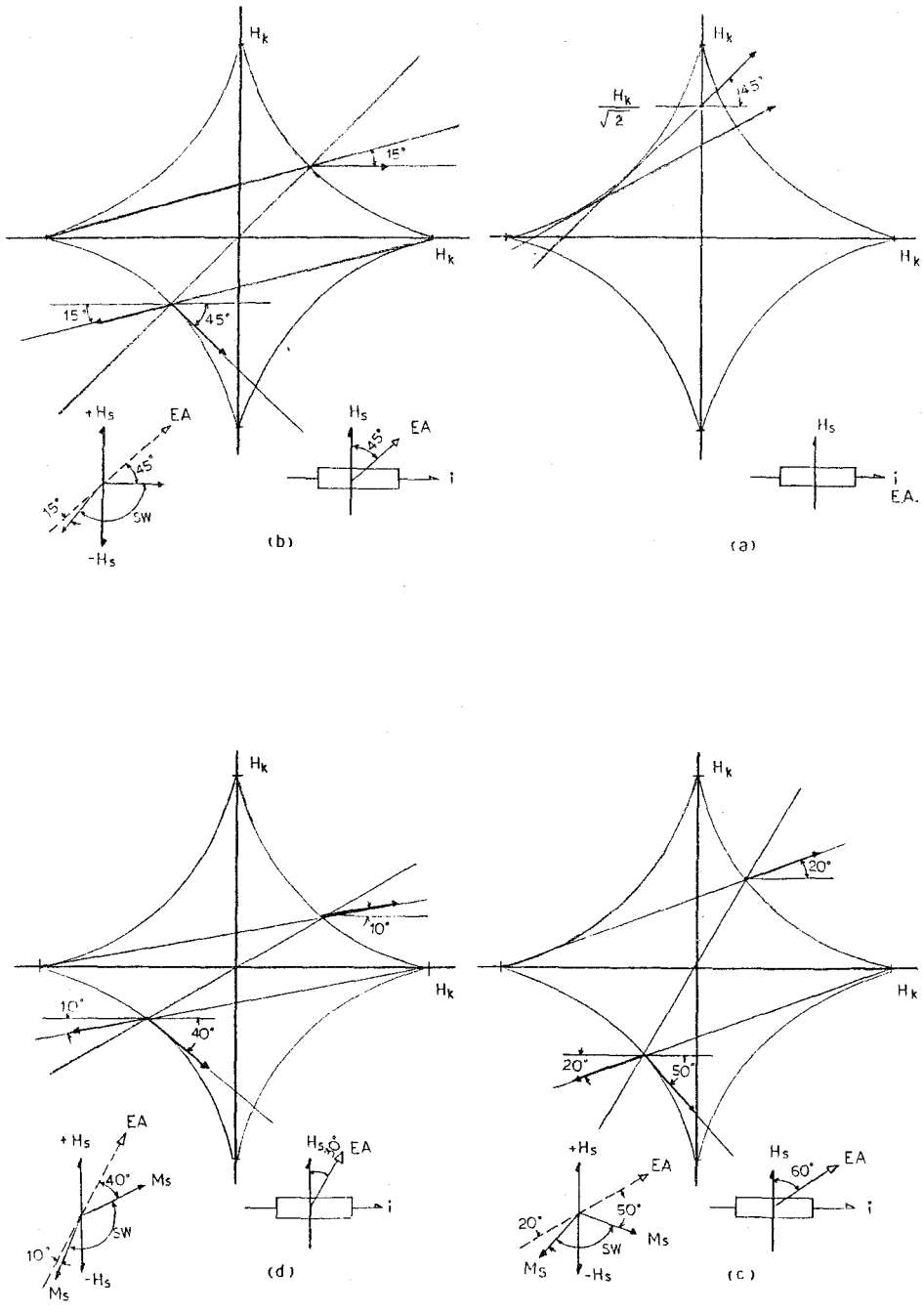
の関係が得られる。

$\theta_0 = 30°, 45°, 60°$のときの、アステロイド曲線上の動作点を第6 － 2図に、またそれぞれに対応するＭＲ特性を第6 － 3図に示す。いずれも$\theta_0 = 0$以外はＭＲ特性の直線性の 得られる範囲は狭く、印加磁界がある反転磁界$H_r$以上の振幅になるとＭＲ特性にジャンプ現象が入り安定した動作をしない。しかし、配向方向の向きの安定領域内に限られる小振幅信号には簡単な使用法となる。

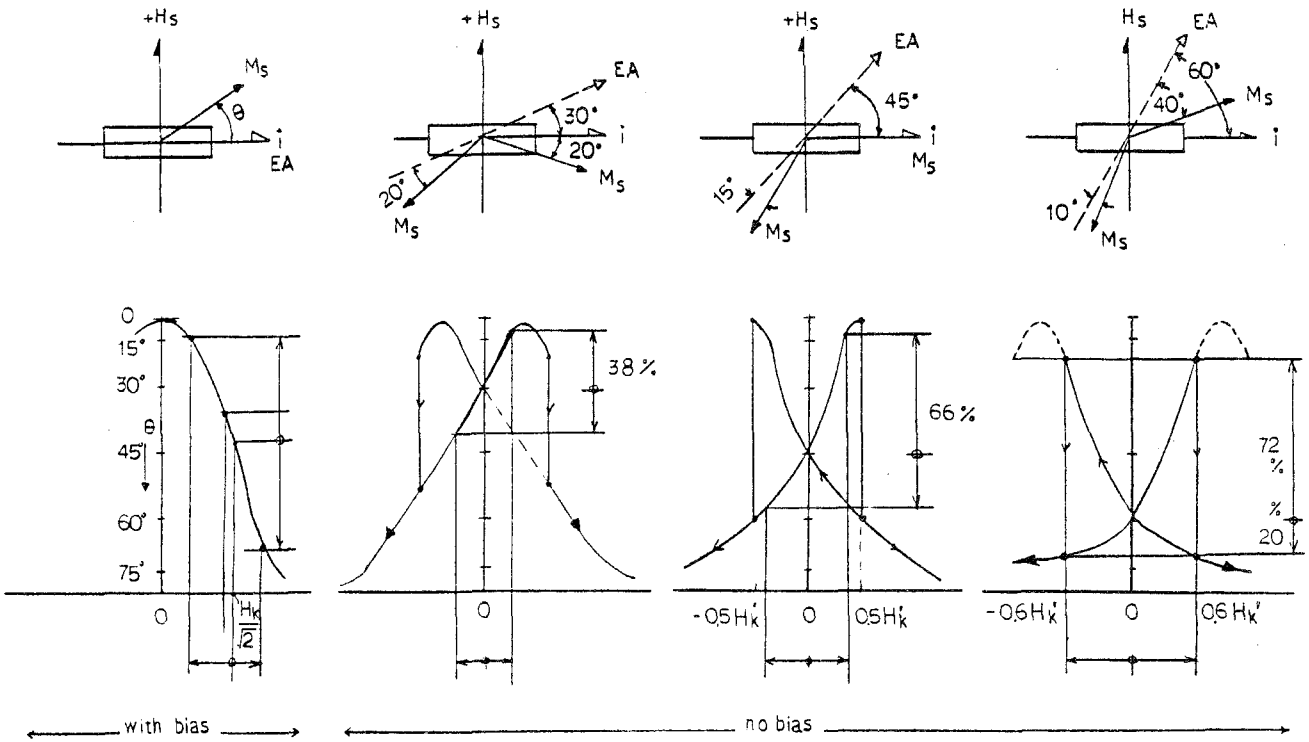
6 － 2 － 2　　バイアス磁界と信号振幅と歪との関係

(1)　最適バイアスからのずれと歪との関係

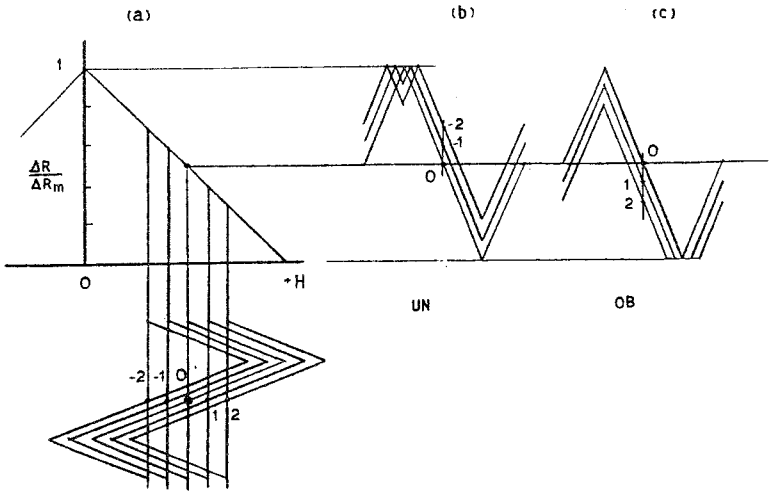
ＭＲ素子動作磁界$H_D$と信号磁界のピーク磁界$H_S$の2倍が一致している場合は、第6 － 4図に示されるモデルを考えると、バイアス磁界$H_B$を正確に$H_D/2$に設定することにより、ＭＲ特性へのクリッピング歪は発生しない。即ち、入力波形と対応したＭＲ変化が得られる。ところが、$H_B$が$H_D/2$より小さくなるとＭＲ素子への磁界Hyが0を通過するとき折り曲り波形となり、アンダーバイアスとなる。（同図(b)）




第６－２図　　ＭＲ素子配向方向と磁化方向の関係を
アステロイド曲線で示す図




第６－３図　　ＭＲ素子配向方向と抵抗変化の様子




第６－４図　　ＭＲ素子動作点のバイアス磁界による変化と信号磁界による抵抗変化

(a)　簡略化されたＭＲ特性

(b)　バイアス磁界不足（ under bias ）時の動作

(c)　バイアス磁界過大（ over bias ）時の動作

一方、$H_B$が$H_D/2$より大きくなるとHyが$H_D$より大きくなる点でクリップされ、同図(c)に示されるようにオーバーバイアスとなる。

ＭＲ変化の歪は主に第２高調波（ 2 nd ）歪が問題となる。正弦波入力信号磁界に対する最適バイアス$H_{B\,opt.}$からのずれを$\triangle H_B$として、そのずれ率$\delta$と第２高調波歪との関係を調べる。

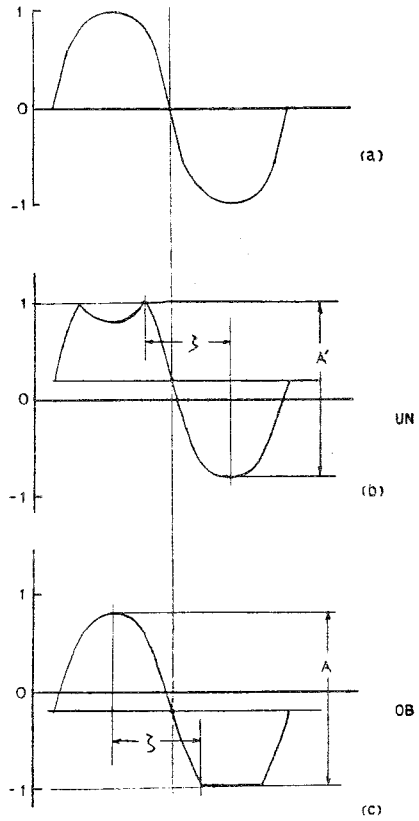
$$\delta = \frac{\Delta H_B}{H_{B\ opt.}}$$

$$\zeta = \frac{\pi}{2} + \sin^{-1}(1-\delta) \qquad (6\text{–}11)$$

として、

ｉ）$\delta < 0$ アンダーバイアスのとき、第６－５図(b)

$$\begin{cases} |\varphi| < \zeta \text{ のとき} & f(\varphi) = A' \cdot \dfrac{\cos\varphi - \cos\zeta}{1 - \cos\zeta} \\ \zeta < |\varphi| < \pi \text{ のとき} & f(\varphi) = -A' \cdot \dfrac{\cos\varphi - \cos\zeta}{1 - \cos\zeta} \end{cases}$$




第６－５図　　ＭＲ素子バイアス状態と正弦波入力に対する波形歪
(a)最適バイアス，(b)アンダーバイアス
(c)オーバーバイアス

高調波成分 $a_n$ は

$$a_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\zeta} \frac{\cos\varphi - \cos\zeta}{1-\cos\zeta} \cos n\varphi d\varphi - \frac{2}{\pi}\int_{\zeta}^{\pi} \frac{\cos\varphi - \cos\varphi}{1-\cos\varphi} \cos n\varphi d\varphi \quad (6-12)$$

より、基本波成分 $a_1$ と第２高調波成分 $a_2$ は

$$a_1 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\frac{\zeta}{2} - \frac{\pi}{4} - \frac{1}{4}\sin 2\zeta}{1-\cos\zeta}$$

$$a_2 = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{-\frac{1}{12}\sin 3\zeta + \frac{1}{4}\sin\zeta}{1-\cos\zeta}$$

となり、これらより第2高調波歪率〔$a_2/a_1$〕$_{UN}$は

$$\left[\frac{a_2}{a_1}\right]_{UN} = \frac{-\frac{1}{3}\sin 3\zeta - \sin\zeta}{2\zeta - \pi - \sin 2\zeta} \qquad (6\text{–}13)$$

で与えられる。

ii) $\delta > 0$：オーバーバイアスのとき、第6－5図(c)

$|\varphi| < \zeta$のとき、　　$f(\varphi) = A \cdot \dfrac{\cos\varphi - \cos\zeta}{1 - \cos\zeta}$

$\zeta < |\varphi| < \pi$のとき　　$f(\varphi) = 0$

同様の計算により、第2高調波歪率〔$a_2/a_1$〕$_{OB}$は、

$$\left[\frac{a_2}{a_1}\right]_{OB} = \frac{\sin\zeta - \frac{1}{3}\sin 3\zeta}{2\zeta - \sin 2\zeta} \qquad (6\text{–}14)$$

で与えられる。

以上の計算結果を基に、最適バイアス磁界$H_{B\,opt.}$からのずれ率$\delta$と第2高調波歪との関係をプロットすると、第6－6図に示されるような谷形特性を示す。アンダーバイアス側$\delta < 0$での、第2高調波歪の$\delta$に対する変化がオーバーバイアス側$\delta > 0$でのそれより急峻であり、この傾向は第6－7図の実測結果と一致している。

(2) 入力信号磁界と歪との関係

$H_B = H_{B\,opt.}$に設定されているときは、入力信号磁界が$H_S > H_D/2$となっても

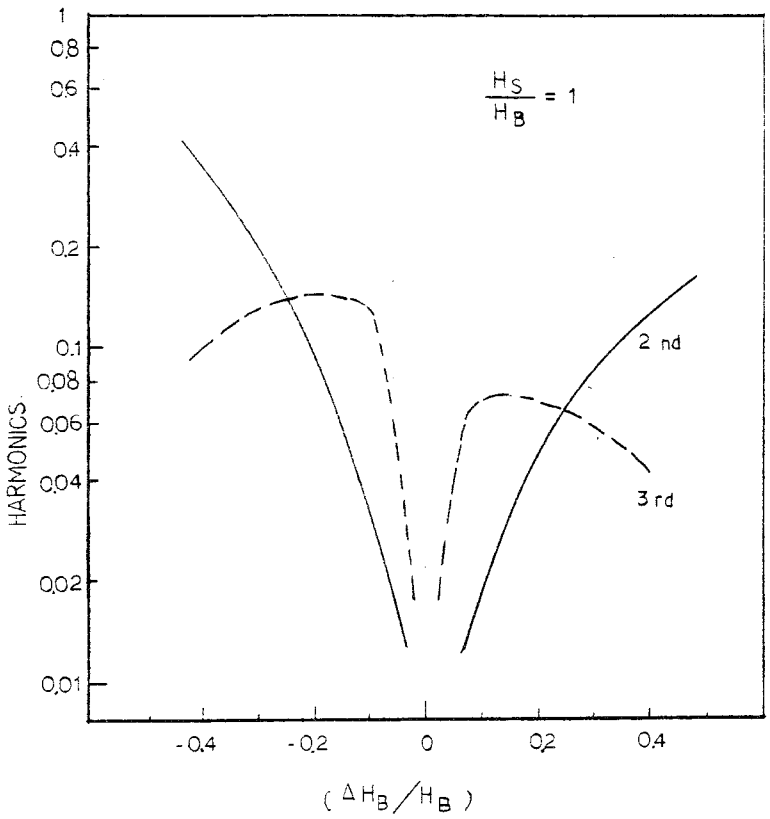
$$\left[\frac{a_2}{a_1}\right]_{UN} \cong \left[\frac{a_2}{a_1}\right]_{OB}$$

を満している間は第2高調波歪の増大はほとんどない。しかし、実際には$H_B = H_{B\,opt.}$に常に設定しておくことは、素子寸法および磁気特性のばらつきから困難である。

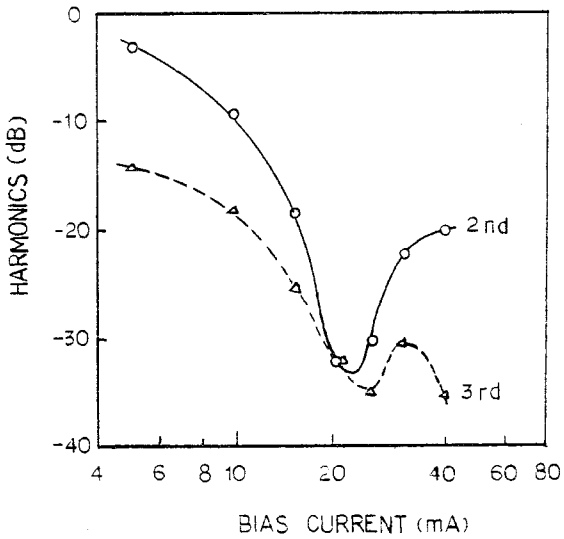
$$H_B = H_{B\ opt.}(1 \pm \delta')$$

に変動する可能性がある場合には、第2高調波歪を充分小さくするためには、入力信号磁界は、

$$\frac{H_S}{H_{B\ opt.}} < (1 - \delta') \qquad (6\text{–}15)$$




第６－６図　　最適バイアス磁界からのずれと高調波歪の計算例
$H_S/H_B = 1$における第２高調波と第３高調波




第６－７図　　バイアス電流とＭＲ素子からの高調波歪の実測値

に設定する必要がある。即ち、ＭＲ素子のダイナミック・レンジは$2H_{B}$opt.であるが、実際上は$2 \cdot H_{B}$opt.$(1-\delta')$程度と見なした方がよい。

6－2－3　　バイアス法と問題点

ＭＲ素子の有している非直線性は、抵抗変化の歪の問題だけでなく、Hy＝0近傍ではＭＲ変化率が非常に小さいため感度を低下させる。このため、先述のようなバイアス磁界、または$i$と$M_S$の方向を傾斜させて直線化することが試みられている。この直線化をバイアス法と呼ぶと、

ⅰ）電流方式

ⅱ）永久磁石方式
- a．バルク磁石方式
- b．硬磁性薄膜方式

ⅲ）傾斜方式
- a．ＥＡ．方向傾斜方式（磁化配向方式）
- b．Barber Pole形傾斜方式（電流配向方式）
- c．ストレス傾斜方式（逆磁歪方式）

の３方式が考えられる。

(1)　電流方式

第6－8図(a)に示されるような導電体断面、即ち幅2a、厚さ2b、長さ無限大とみなせる場合、導体外部の点（x，y）のx方向成分の磁界$H_X$は、電流密度をＪとすると、

$$H_X = -\frac{1}{2\pi} \cdot J \int_{-a}^{a} \int_{-b}^{b} \frac{(y-\zeta)}{(x-\xi)^2+(y-\zeta)^2} d\xi d\zeta \qquad (6\text{–}16)$$

で算出できる。薄膜導体のときはb≫aのため、第6－8図(b)に示される$\theta_1$、$\theta_2$を導入すると、

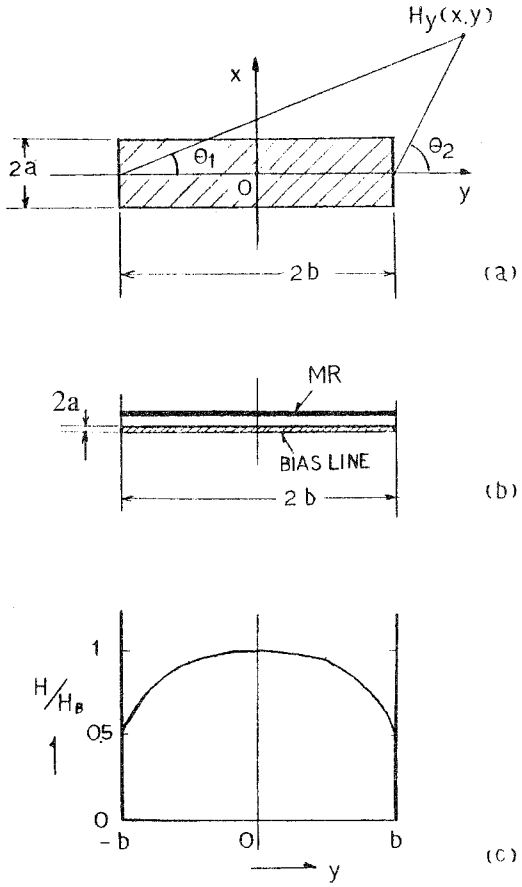
$$H_X = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I}{b} (\theta_1 - \theta_2) \qquad (6\text{–}17)$$

で与えられる。導体幅方向の磁界分布は第6－8図(c)に示されるようになり、中央部で一番大きく、両端で半分になる。

電流方式によりバイアス磁界を発生させる場合、開磁路状態では磁気回路能率が悪いため、大きな電流が必要となる。この電流による発熱により、ＭＲ素子への熱の問題が出て来る。波長特性を改善するために導入されたＭＲ素子の両面を、高透磁率材で挟持されたシールド型ＭＲと組み合せる場合は、バイアスの磁気回路能率が改善される。

電流方式バイアス法のもう１つの問題点は、ＭＲ素子とバイアス用導電体層が近接して配設されるため、テープなどの記録媒体を摺動することにより、一般に軟かい導体層が流れ現象を起すことである。このため、ＭＲ素子とバイアス線との電気的ショートが問題となる場合があり、電

気的に両者を分離しない方式の方が良好である。




第６－８図　　電流線からのバイアス磁界

(a)　無限長導体からの磁界

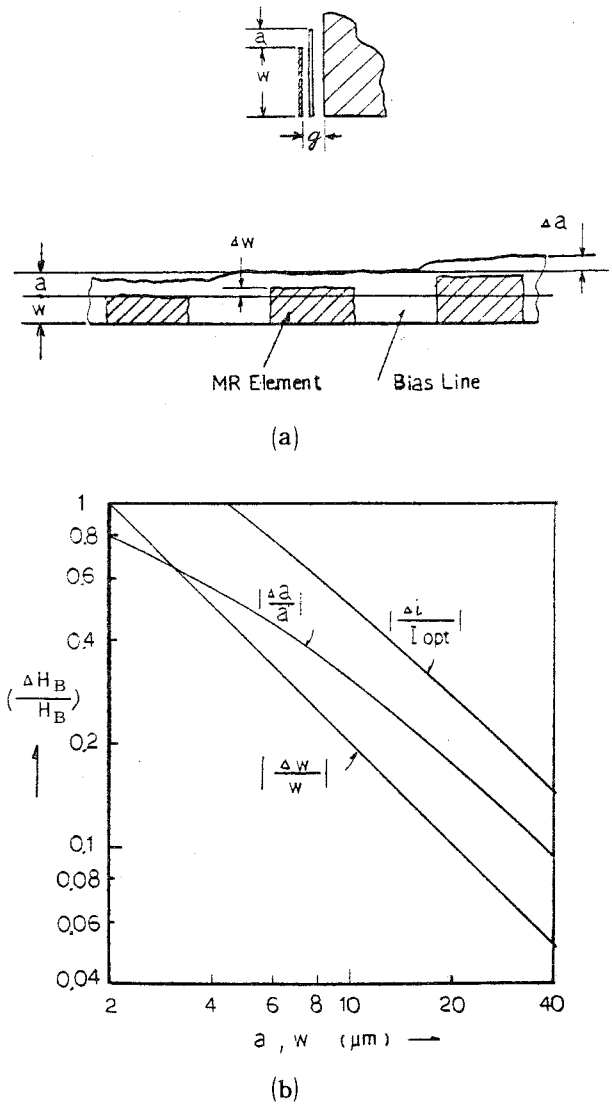
(b)　電流導体層によるＭＲ素子へのバイアス

(c)　バイアス磁界分布

＜マルチ・トラックヘッドの場合の問題点＞

ＭＲ素子幅とバイアス線幅との間には、寸法の一致だけでなく、位置の一致度がマルチ・トラック素子の各々に於いて得られていないと、素子間のバイアスばらつき、即ち特性ばらつきを生ずる可能性がある。

◎電流素子とＭＲ素子間の位置のずれによる特性ばらつき。




第６－９図　　ＭＲ素子・電流バイアス線間ずれと
バイアス磁界の変化率との関係

第６－９図(a)にその構成を示す。即ち、磁性材よりなる基板上にバイアス導電体層が配設され、その上に絶縁層を介してＭＲ素子が紙面に垂直方向に平行に配置されている。ＭＲ素子と磁性基板間距離を$g$、ＭＲ素子幅をｗ、厚さをｔ、ＭＲ素子幅と導電体層幅とのずれ量をａとし、バイアス磁束は、主にＭＲ素子、ギャップ層、磁性基板間を周回すると考え、バイアス磁界$H_B$とｉとの関係を磁気回路的に近似計算する。ギャップ層の磁界を$H_a$、磁気抵抗を$R_a$、ＭＲ素子に加わる磁界

を$H_B$、磁気抵抗を$R_m$、磁束広がり率をq、トラック幅をWとすると、

$$R_a = \frac{a + 2g}{\mu_O \, qtW}$$

$$R_m = \frac{w}{\mu\mu_O \, tW}$$

$$\frac{Ha}{H_B} = \frac{Ra}{Rc} = \frac{\mu(a + 2g)}{qw}$$

$$i = w \cdot H_B + (a + 2g)^2 \cdot \frac{\mu}{qw} \cdot H_B$$

$$\cong \frac{\mu}{q} \cdot (a + 2g)^2 \cdot \frac{1}{w} \cdot H_B \qquad (6-18)$$

なる関係が得られる。上式より、バイアス線とMR素子間ずれ率（△a／a）とバイアス電流ずれ率（△i／i）は、

$$\left|\frac{\Delta i}{i}\right| = \frac{2}{1 + (\frac{2g}{a})} \cdot \left|\frac{\Delta a}{a}\right| + \left|\frac{\Delta w}{w}\right| \qquad (6-19)$$

で与えられる。MR素子幅をw、バイアス線とMR素子間ずれaを変数とし、それぞれの加工誤差を△w＝±2 $\mu$m、△a＝±2 $\mu$mとした場合、最適バイアス電流のずれ率△i／Iopt. は第6－9図(b)に示されるようになる。wおよびaを小さくすると、最適バイアス $I_B$opt. のばらつきが非常に大きくなることを示している。例えば、w＝10 $\mu$m、a＝10 $\mu$mの場合、最適バイアス $I_B$opt. のずれ率（△i／Iopt. ）は0.6程度生ずることを示している。

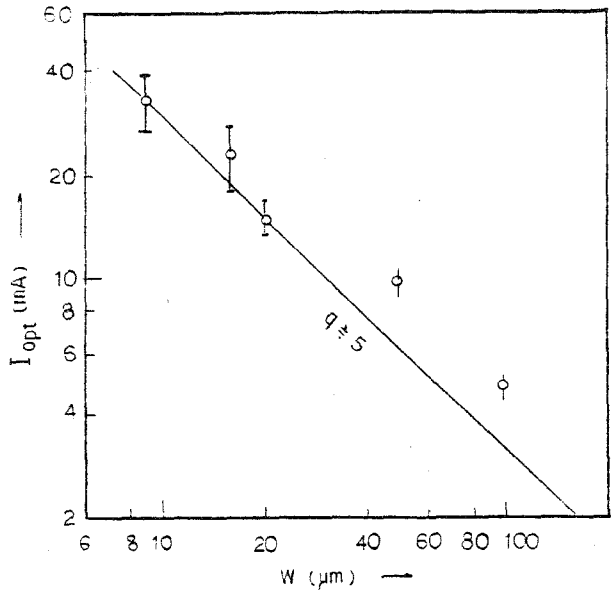
一方、電流バイアス方式MRヘッドに於けるMR素子幅と最適バイアスの実測結果は第6－10図に示されるようになり、この実測結果から（6－18）式の磁束広がり率qは約5程度であることがわかる。

MR素子幅wが10 $\mu$m程度である30素子からなるマルチ・トラックMRヘッドサンプルの、各トラックに於けるバイアス電流 $I_B$ と第2高調波歪との関係をプロットすると、第6－11図に示すようになる。各トラックに於ける最適バイアス電流 $I_B$opt. は28±13 mA$_{DC}$ の間にばらついており、

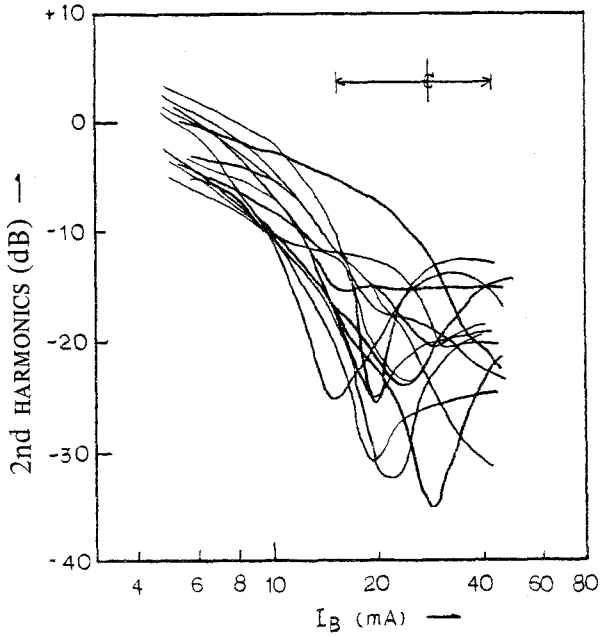
$$\frac{\Delta i}{Iopt.} \cong 0.5$$

程度になっている。これは、先に示された第6－9図(b)のグラフより、（△i／Iopt. ）＝0.6程度生ずるという予測結果とオーダー的によく一致している。この方式に於いては、各素子の寸法を正

確に、かつ均一に作ることが重要であることがわかる。



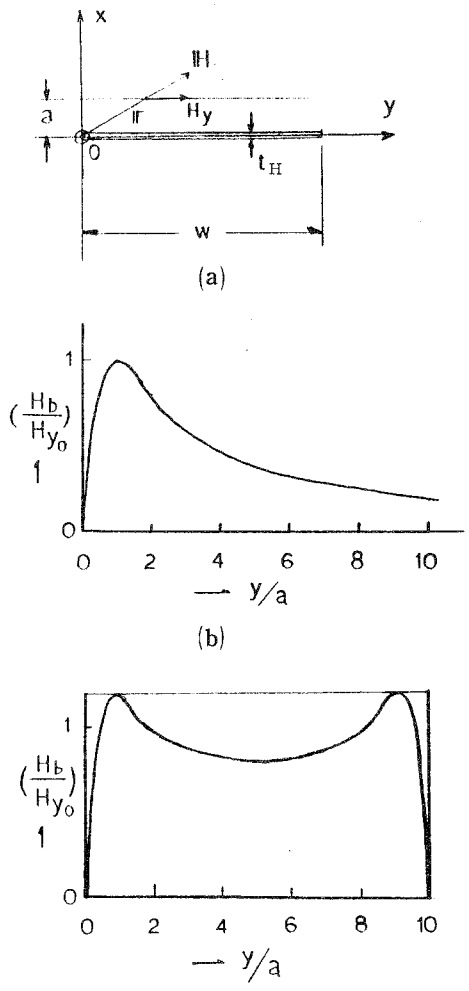

第６－10図　　ＭＲ素子幅ｗと最適バイアス電流との関係




第６－11図　　多素子ＭＲヘッドにおけるバイアス電流と
第２高調波歪との関係、バラツキの大きい１例

(2) 硬磁性薄膜によるバイアス方式

第２－12図(c)に示されるように、永久磁石薄膜でＭＲ素子にバイアス磁界を印加する方式を考える。バイアス磁界を、第６－12図(a)に示されるような座標系で計算する。磁極端面磁荷を$\sigma$、薄膜厚を$t_H$とすると、薄膜から距離ａ離れた点の磁界Hy（ y，a ）は、




第６－12図　　硬磁性薄膜によるＭＲ素子へのバイアス磁界印加

(a) 計算モデル

(b) 硬磁性薄膜からの磁界

(c) 硬磁性膜着磁方向両端からの磁界

$$Hy(y,a) = -[\mathrm{grad}\,(\int \frac{\sigma}{r} ds)]_y$$

$$= \sigma \frac{t_H}{a} \cdot \frac{2\frac{y}{a}}{1+(\frac{y}{a})^2} \qquad (6-20)$$

で与えられる。但し、ここでは簡単にするために磁石幅wはaに比べて充分大きいとした。

これらの計算結果をプロットすると第6－12図(b)に示されるようになり、磁石磁極の両端部でMR素子に大きなバイアス磁界を与える。これはMR素子の両端での磁化回転が起りにくいことをよく補ってくれる可能性はある。

この方式に於いて磁石薄膜に要求される事項としては、

ⅰ）記録媒体からの信号磁界で消磁されないことが先ず第1条件である。即ち、磁石薄膜の抗磁力$H_{CH}$は、媒体の抗磁力$H_C$より大きい硬磁性薄膜が要求される。

ⅱ）MR素子と磁気的にクローズ・カップルしてバイアス磁界を充分与えられるようにする必要がある。このために、MRの飽和磁束密度を$B_{MR}$、厚さを$t_{MR}$、硬磁性薄膜の残留磁束密度を$B_{rH}$、厚さを$t_H$としたとき、（6－8）式より、

$$B_{MR} \cdot t_{MR} \cong B_{rH} \cdot t_H/\sqrt{2} \qquad (6-21)$$

程度の残留磁束が要求される。この硬磁性薄膜が記録媒体と当接、または近接するため、逆に硬磁性薄膜の先端磁界が媒体上の信号磁化を消磁しない条件も必要となる。

同様な計算手法で、硬磁性薄膜の単位長当りの磁束量$B_{rH} \cdot t_H$とその先端からの距離yより、消去磁界$H_E(y)$は（6－20）式で、a＝0として、

$$H_E(y) = \sigma \cdot \frac{2t_H}{y} = \frac{B_{rH}}{2\pi} \cdot \frac{t_H}{y} \qquad (6-22)$$

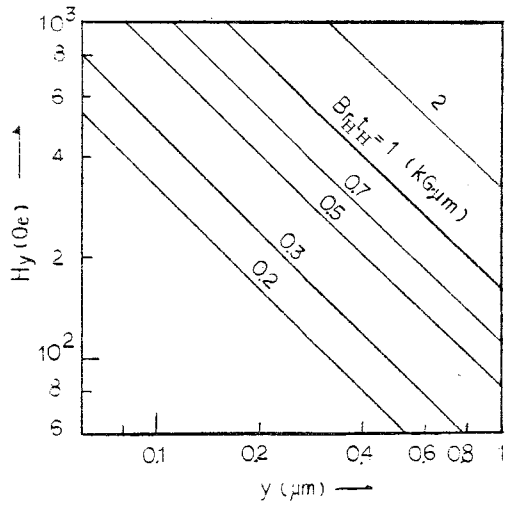
で与えられる。

計算結果をプロットすると第6－13図に示すようになる。

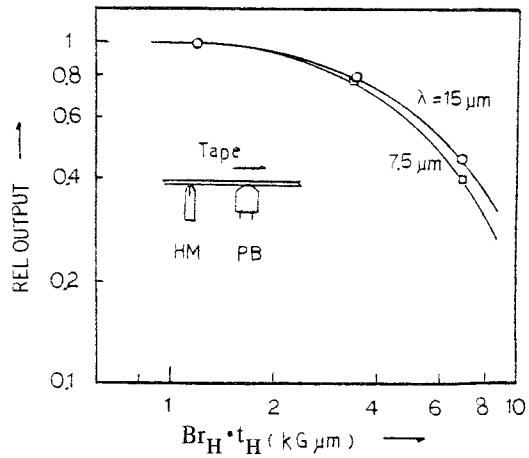
これらを実験的に確かめるために、$H_C$＝300(Oe)の$\gamma-Fe_2O_3$テープにあらかじめ、記録波長$\lambda$＝7.5$\mu$mの正弦波信号を記録しておき、$B_{rH} \cdot t_H$の異なる試料をその記録済みテープに当て、信号の消去量を実測した。第6－14図にその結果を示す。即ち、横軸に$B_{rH} \cdot t_H$を、縦軸に$\lambda$＝7.5$\mu$mの再生信号値をプロットした。この結果、$B_{rH} \cdot t_H \geqq 2.2$〔kG$\mu$m〕で、$H_C$＝300（Oe）のテープが消去されることを示している。これは、ヘッド・テープ間のスペースsを0.2$\mu$mとしたときの計算結果とよく対応している。

＜マルチ・トラック ヘッドでの問題点＞

MR素子後端部と硬磁性薄膜の後端とが一致しないときには、実効バイアス磁界が変化する。




第６－13図　　硬磁性膜端からの距離と磁界との関係




第６－14図　　硬磁性膜の $B_{rH} \cdot t_H$ と磁化媒体信号の消磁
$\gamma - Fe_2O_3$ テープの実測値（相対比較）

このため、マルチ・トラックヘッドを構成している場合、および素子毎のずれ量が一定でない場合は、トラック間の特性ばらつきとなる。

硬磁性薄膜によりＭＲ素子にバイアス磁界を印加する場合、硬磁性薄膜とＭＲ素子を数百Åの絶縁層を介して異質な磁性薄膜が近接結合するため、ＭＲ素子薄膜は硬磁性薄膜により $H_C$ が高められる[87]。他方、硬磁性薄膜とＭＲ素子を組み合せた状態では、相互カップリングの影響で磁気的に不安定な要素がある。このため、マルチ・トラックヘッドを構成した場合、トラック間の特性ば

らつきを生じるので、その解消は今後の課題である。

(3) 永久磁石片によるバイアス方式

永久磁石片でバイアス磁界をＭＲ素子に印加する方式に於いては、ＭＲヘッドを構成する薄膜プロセス数を非常に少なくできる。このため、ＭＲ素子の特性劣化を少なくすることが出来、また薄膜中の段差部も少なくできて、歩留り向上への寄与は大きい。また、第２－12図(a)に示すような構成に於いては、磁石片が記録媒体から離れているため媒体への消磁の心配がない。

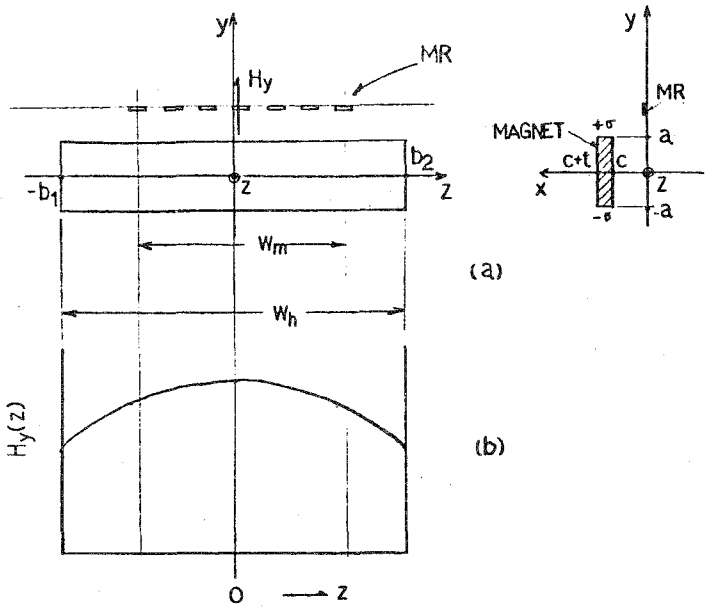
＜マルチ・トラック ヘッドでの問題＞

有限長短冊状磁石片の短辺方向に着磁した磁石を第６－15図(a)に示されるような座標系に置いた場合、外部磁界Hy（ x，y，z ）は同様に、

$$
\begin{aligned}
Hy(x,y,z) = \sigma_m \int_c^{c+t} \int_{-b_1}^{b_2} & \left[ \frac{(y-a)}{\{(x-x')^2+(y-a)^2+(z-z')^2\}^{3/2}} \right. \\
& \left. + \frac{y+a}{\{(x-x')^2+(y+a)^2+(z-z')^2\}^{3/2}} \right] dx'dy' \\
= \sigma_m & \left[ \frac{z-b_2}{\{(x-c-t)^2+(y-a)^2+(z-b_2)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c-t}{y-a} \right. \\
& \left. - \frac{z-b_2}{\{(x-c)^2+(y-a)^2+(z-b_2)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c}{y-a} \right] \\
- \sigma_m & \left[ \frac{z+b_1}{\{(x-c-t)^2+(y-a)^2+(z+b_1)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c-t}{y-a} \right. \\
& \left. - \frac{z+b_1}{\{(x-c)^2+(y-a)^2+(z+b_1)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c}{y-a} \right] \\
- \sigma_m & \left[ \frac{z-b_2}{\{(x-c-t)^2+(y+a)^2+(z-b_2)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c-t}{y+a} \right. \\
& \left. - \frac{z-b_2}{\{(x-c)^2+(y+a)^2+(z-b_2)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c}{y+a} \right] \\
+ \sigma_m & \left[ \frac{z+b_1}{\{(x-c-t)^2+(y+a)^2+(z+b_1)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c-t}{y+a} \right. \\
& \left. - \frac{z+b_1}{\{x-c)^2+(y+a)^2+(z+b_1)^2\}^{1/2}} \cdot \tan^{-1} \frac{x-c}{y+a} \right]
\end{aligned}
\qquad (6\text{--}23)
$$

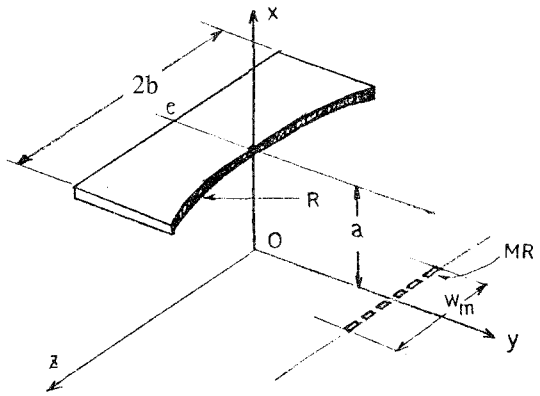
で与えられる。この短冊状磁石片の前に、ＭＲ素子が第６－15図(a)に示されるように配置されているとすると、（ ６－23 ）式のバイアス磁界分布は第６－15図(b)に示されるようになる。中央部でHB

が最大、両端部で$H_B$が小さくなるため、バイアス磁界に均一なものが得られない。




第６－15図　　多素子ＭＲヘッドへのバイアス法(1)
均等幅永久磁石と磁界分布

この結果、マルチ・トラックの各ＭＲ素子に最適バイアスが与えられない問題があった。




第６－16図　　多素子ＭＲヘッドへのバイアス法(2)
半円弧状永久磁石によるバイアス磁界印加

この問題を解決するために、第６－16図に示されるような半円弧状を有する永久磁石片を導入した。同図に示されるような座標系で磁界分布を計算する。磁石半径をＲ、同長さを２ｂ、同厚さを

t、同幅の最小幅を（c－R）とすると、観測点（a,y,z）における磁界のy成分Hy(x,y,z)は、

$$Hy(a,y,z) = -\left[\mathrm{grad}\int \frac{\sigma}{r}ds\right]_y$$

$$= \frac{\sigma t}{2}\int_o^b \left[\frac{\sqrt{R^2-z'^2}-y}{\{(z'-z)^2+(\sqrt{R^2-z'^2}-y)^2+a^2\}^{3/2}}\right.$$

$$+\frac{\sqrt{R^2-z'^2}-y}{\{(z'+z)^2+(\sqrt{R^2-z'^2}-y)^2+a^2\}^{3/2}}$$

$$\left.+\frac{c-y}{\{(z'-z)^2+(c-y)^2+a^2\}^{3/2}}+\frac{c-y}{\{(z'+z)^2+(c-y)^2+a^2\}^{3/2}}\right]dz' \quad (6\text{–}24)$$

で与えられる。上の式を計算機で計算し、MR素子が配列される領域で磁界分布が均一に近くなる条件を求めた。

観測点を（a,e,z）とし、計算上のパラメータである（R－e）、a、cに注目し、次の順序で計算し、計算結果のプロッタ図形から最適条件を選択していった。

i） a＝0.5㎜、R－e＝1㎜、c－R＝2㎜、

$B_{rH}\cdot t_H = 4\times0.5$（kG・㎜）の場合の計算結果は、対称性を考慮してz＞0の半分のみ表示すると、第6－17図(a)に示されるようになる。MR素子がz＝－3からz＝＋3（㎜）の間に配列されているとすれば、Rが20～1000（㎜）の間でも均一磁界分布は得られない。

ii） a＝0.5㎜、R－e＝2㎜、c－R＝2㎜、

$B_{rH}\cdot t_H = 4\times0.5$（kG・㎜）の場合は、第6－17図(b)に示されるようになる。磁石を離す方向によい傾向が見られる。R＝40～50㎜の間でかなり均一磁界分布が得られるが、z＝2㎜位で減少している。

iii） a＝0.5㎜、R－e＝4㎜、c－R＝3㎜、

$B_{rH}\cdot t_H = 4\times0.5$（kG・㎜）の場合は、第6－17図(c)に示されるようになる。

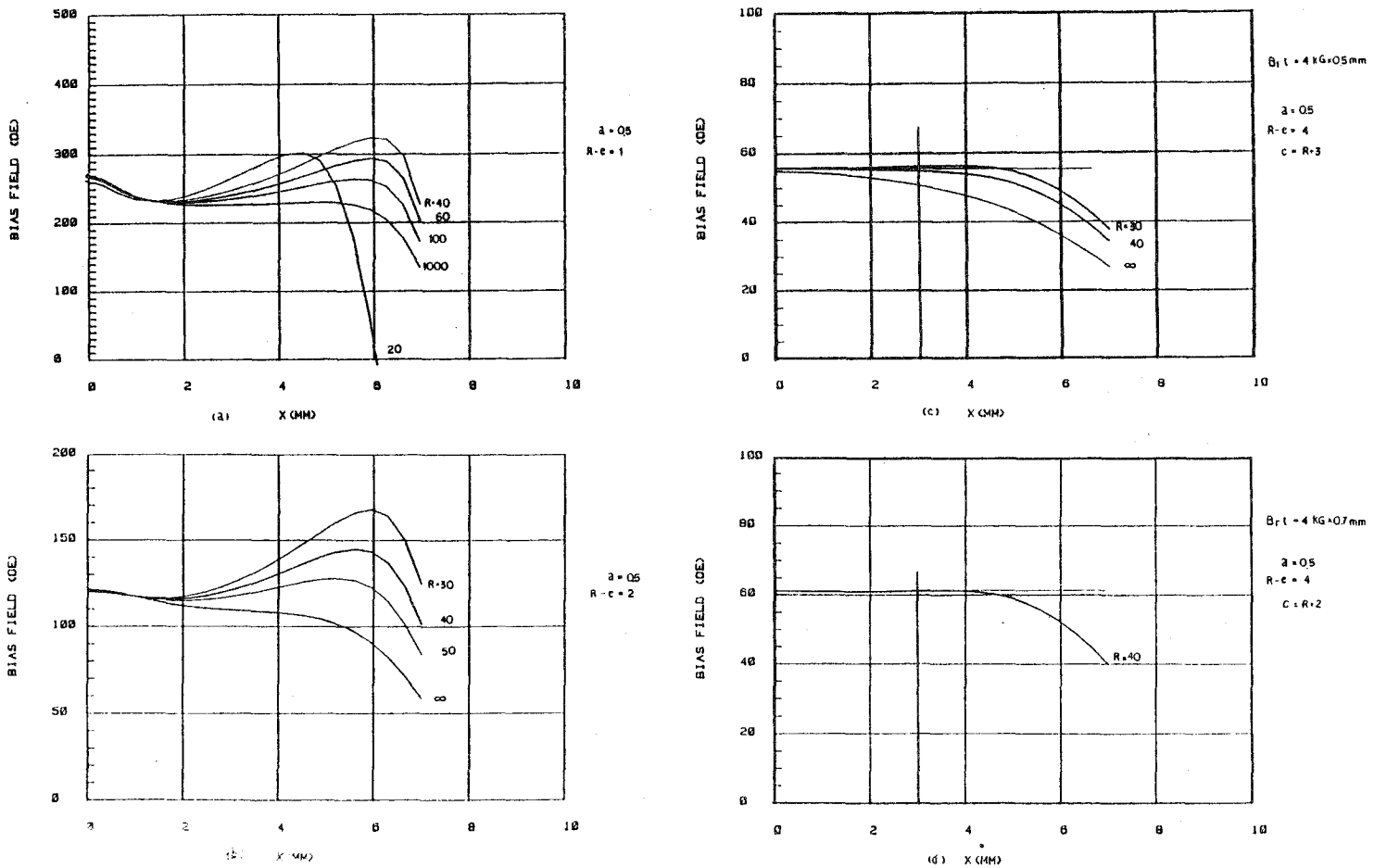
R＝30～40㎜の間で、ほとんど均一磁界分布が得られることがわかる。

iv） a＝0.5㎜、R－e＝4㎜、c－R＝2㎜、

$B_{rH}\cdot t_H = 4\times0.7$（kG・㎜）の場合は、第6－17図(d)に示されるようになる。バイアス磁界を少し増大させるために磁石厚$t_H$を少し大きくし、R＝40㎜で良好な均一性が得られている。

(4) ストレス傾斜バイアス方式

MR素子を構成するNi－Fe合金系においては、記録媒体であるテープとMR素子が摺動することによるストレスで、逆磁歪ノイズを発生しないようにするために、磁歪定数$\lambda_S$が最も小さい81～82％Ni～Fe組成のパーマロイが実用特性上最も良好である。しかし、この組成に於い



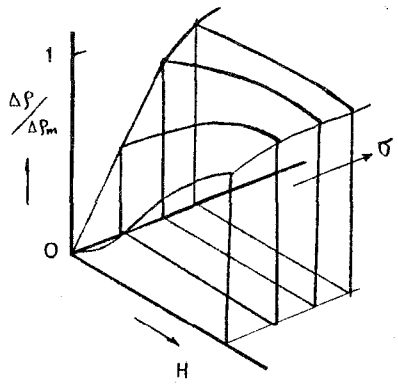

第６－17図　　各条件における半円弧状永久磁石からの磁界分布

ても $\lambda_S$ は完全には0でない。磁化$M_S$とストレス$\sigma$の印加方向とがなす角度を$\theta$とする。磁界Hを$\sigma$の方向と同一方向に印加すると、ストレス・エネルギー$E_S$と磁界エネルルギー$E_F$はそれぞれ、

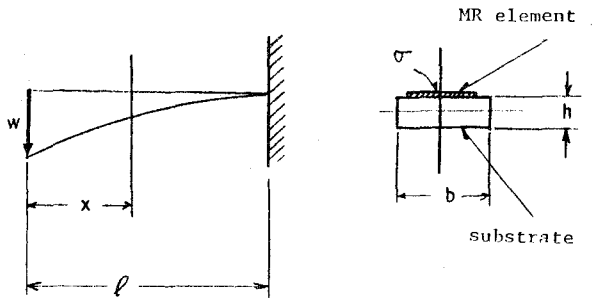
$$E_S = \frac{3}{2}\lambda_S \sigma \sin^2\theta \qquad (6-25)$$

$$E_F = -H \cdot M_S \cos\theta \qquad (6-26)$$

で与えられている。$E_S$と$E_F$の寄与により、MR変化$\triangle\rho/\rho$は第6－18図に示されるようになる。$\sigma$でも$M_S$を変化させ得るので、$\sigma$の方向とMR測定電流 i との角度を45°に配置すれば、バイアス効果が得られることを示している。即ち、ストレス傾斜による逆磁歪バイアス法となる。




第6－18図　　磁界と応力による強磁性体の抵抗変化




第6－19図　　片持ちはりへの荷重と応力分布

第6－19図に示されるような片持ちはりの表面に於けるストレスは、

$$\sigma = 6W \cdot \frac{x}{b \cdot h^2} \qquad (6-27)$$

で与えられる。幅b＝3.5㎜、厚さh＝0.7㎜、長さℓ＝5㎜の基板に、荷重W＝100gr を印加したときの、σは1.7kg/㎟程度になる。W＞100gr では基板破壊の恐れがあり、この程度のσでMR素子反磁界Hd に打ち勝つ条件に設定すればよい。

（6－25）、（6－26）式よりバイアス条件としては、$\theta = \pi/4$とすると、

$$\lambda_s\sigma = \frac{2}{3} H_d \cdot M_s \cdot \frac{\cos\theta}{\sin^2\theta}$$

$$= \frac{2\sqrt{2}}{3} H_d \cdot M_s \qquad (6-28)$$

となり、必要$\lambda_s\sigma$を求めることができる。

＜マルチ・トラックヘッドでの問題＞

ストレス傾斜バイアス方式に於いては、MR素子電流方向i、即ち素子長手方向とストレス印加方向を$\theta$＝45°で傾斜させる必要がある。トラックが配置されている位置全域に渡ってストレスを均一に分布させることは、境界条件との関係でかなり検討の余地があり、これも今後の課題の1つとなるであろう。

## 6－3　磁気抵抗効果型ヘッドの構造

### 6－3－1　磁気抵抗効果型ヘッドの分類

MRヘッドを大きく分けると、記録媒体からの信号磁界を直接MR素子に導く直接型、および信号磁界をギャップを有する磁束収束回路により間接的にMR素子に導く間接型に大別される。さらに具体的に分けると、直接型にはMR素子単独型、MR素子片側シールド型、MR素子両側シールド型に分けられ、間接型はバルク磁性材料と組み合せた立体型と、全て薄膜で構成される平面型に分けられる。即ち、

(1) 直接型
- i）単独型
- ii）片側シールド型
- iii）両側シールド型

(2) 間接型
- i）立体型
- ii）平面型

となる。上記の各構造に於けるMRヘッドの特性、特に波長応答特性と動作磁界について以下に検討していく。

### 6－3－2　磁気抵抗効果型ヘッドの構造と特性

(1) 直接・単独型MRヘッド

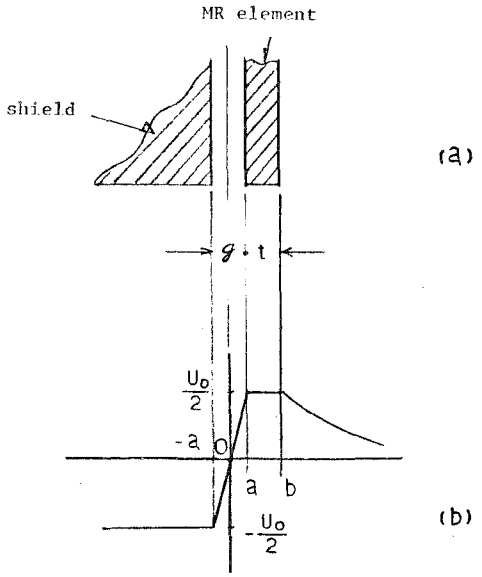
第2－11図(b)に示されるように、MRストライプのみが直接記録媒体に接する構成であり、動

作磁界は（２－６）式に示される反磁界で略決定されるものである。また、波長応答はギャップ構造でないため、ギャップ損失はなく、ストライプ幅に基づく分離損失が入る[70]。

(2) 直接・片側シールド型ＭＲヘッド

ｉ）波長応答

直接・片側シールド型ＭＲヘッドは、第６－20図(a)に示されるように、ＭＲ素子と非磁性層厚$g$を隔てて高透磁率磁性体を配置したヘッドである。ＭＲ素子の片側のみにシールド材を設けたＭＲヘッドの波長応答を検討する。




第６－20図　　片側シールド型ＭＲヘッドの磁位分布

ヘッド表面のポテンシャルを波数$k=2\pi/\lambda$でFourier 変換することにより、ヘッド形状に固有な波長応答特性を求めることができる[34]。

片側シールドのポテンシャルを$-U_o/2$、ＭＲ素子表面のポテンシャルを$U_o/2$とすると、ギャップ中のポテンシャルは直線状に$-U_o/2$から$+U_o/2$に変化する。シールド側は半無限長とし、ＭＲ素子の外側は$e^{-x/c}$でポテンシャルが減衰する第６－20図(b)に示されるようなモデルを考える。ギャップ長２ａ、ＭＲ素子厚（ｂ－ａ）とすると、波長応答特性$G_1(k)$は、

$$G_1(k) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{jkx} \frac{\partial U}{\partial x} dx$$

$$= \int_{-a}^{a} e^{jkx} \cdot \frac{U_o}{a} dx + \int_{b}^{\infty} e^{jkx} \cdot \frac{-U_o}{c} \cdot e^{-x/c} dx$$

$$= 2U_o \cdot \frac{\sin\frac{\pi g}{\lambda}}{\frac{\pi g}{\lambda}} - U_o \cdot e^{-\frac{b}{c}} \cdot \left[\frac{e^{jkb}}{1-jkc}\right] \qquad (6-29)$$

$$ReG_1(k) = 2U_o \cdot \frac{\sin\frac{\pi g}{\lambda}}{\frac{\pi g}{\lambda}} - \frac{coskb - kc\ sinkb}{1 + (kc)^2} \cdot U_o \qquad (6-30)$$

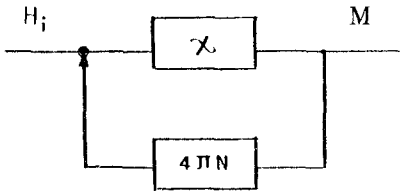
$$I_mG_1(k) = \frac{(sinkb + kc\ coskb)}{1 + (kc)^2} \cdot U_o \qquad (6-31)$$

で与えられる。波長応答は実数部$R_eG_1(k)$と虚数部$I_mG_1(k)$を持つ。有限長ポールピースにより構成される空隙部での、形状共鳴に起因する振動成分が発生してくることが（6－29）～（6－31）式からわかる。

実数部と虚数部を持つことは、波長応答に位相歪を伴うことを意味している。正弦波信号磁界以外の、例えばデジタル信号の再生に於いては非対称再生波形が生ずることを示しており、用途によっては好ましくない。

ⅱ）動作磁界

シールド型ＭＲヘッドに於いては、ＭＲ素子側面が高透磁率磁性体で絶縁層を介してシヤットされている。このため、MR素子の見掛け上の反磁界係数はかなり小さくなっているはずである。磁化率$\chi$の磁性材料を反磁界係数がＮの状態で磁化する場合、印加磁界$H_i$と磁化Ｍとの間には第６－21図に示されるようなフィード・バックループを構成している。実効磁化率$\chi_{eff}$は同図から、




第６－21図　　磁性体の磁化に伴うフィードバック・ループ

$$\chi_{eff} = \frac{M}{H_i} = \frac{\chi}{1 + 4\pi N\chi} \qquad (6-32)$$

の関係が成り立つ。ＭＲ素子の幅方向に均一磁界が加わるように配置したときの、見掛け上の

磁気抵抗$R_i$は（ 6 － 32 ）式より、

$$R_i = \frac{H_i \cdot w}{t \cdot W \cdot 4\pi M} = \frac{w}{tW}\left(\frac{1}{4\pi\chi} + N\right) \qquad (6\text{–}33)$$

で与えられる。ここでwはＭＲ素子幅、ｔは同厚さ、Ｗは同長さを示している。（ 6 － 33 ）式より、

$$N = R_i \frac{t \cdot W}{w} - \frac{1}{4\pi\chi} \qquad (6\text{–}34)$$

の関係が得られ、見掛け上の反磁界係数を求めることができる。

一方、片側シールド型ＭＲ素子の信号磁界入力端から見た磁気回路は、終端開放の分布定数回路と見なせる。この入力磁気抵抗$Z_i$は、

$$z_i = z_o \cdot \coth\left(\frac{w}{w_o}\right)$$

$$z_o = \sqrt{\frac{g}{\mu t}} \cdot \frac{1}{W} \qquad (6\text{–}35)$$

$$w_o = \sqrt{\mu t g}$$

より求められる。（ 6 － 34 ）及び（ 6 － 35 ）式より、片側シールド型ＭＲヘッドの反磁界係数$N_{d1}$は、$R_i = Z_i$として、

$$N_{d1} = \frac{1}{\mu}\left(\frac{w_o}{w}\right)\coth\left(\frac{w}{w_o}\right) - \frac{1}{4\pi\chi}$$

$$= \frac{1}{\mu}\left\{\left(\frac{w_o}{w} \cdot \coth\left(\frac{w}{w_o}\right) - 1\right\}\right. \qquad (6\text{–}36)$$

で与えられる。Ｗ＝10$\mu$m、$\mu$＝500とし、ｔを変数にして$H_{d1}/2$、即ちフル・ダイナミックレンジでの最適バイアス磁界をプロットすると、第６－22図の点線で示されるようになる。これは、同図の実測値と非常によく傾向が一致している。この結果が示すように、反磁界係数は単独型の1/4位に低下している。

(3) 直接・両側シールド型ＭＲヘッド

ｉ）波長応答

直接・両側シールド型ＭＲヘッドは、第６－23図(a)に示されるように、厚さｔ＝２ａのＭＲ素子を非磁性層$g$＝ｂ－ａを介して、ＭＲ素子の両側から高透磁率磁性材料で挟持した構造である。このタイプの波長応答を同様なFourier 変換で求める。

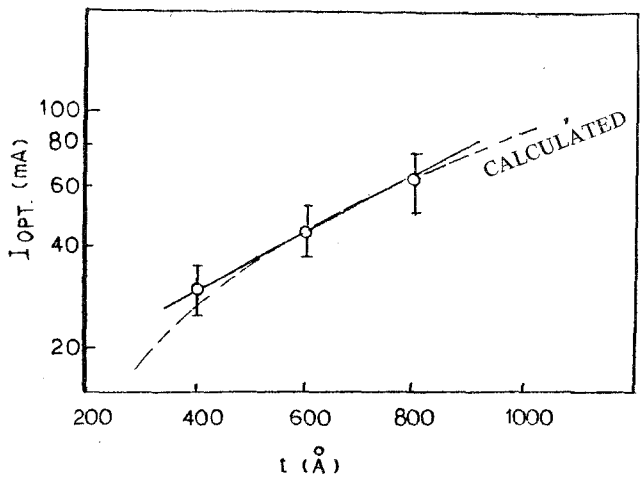
両側シールドのポテンシャルを－Uo／2、ＭＲ素子先端部のポテンシャルを＋Uo／2、とする。ギャップ中のポテンシャルは、直線状に変化する第６－23図(b)に示されるようなモデルを考え

る。この波長応答関数$G_2(k)$は、

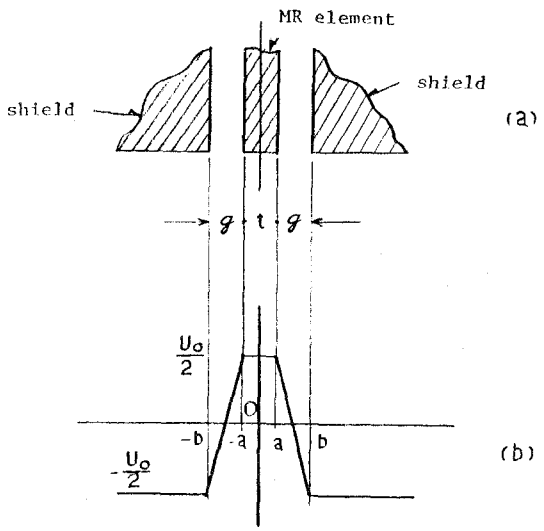
$$G_2(k) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{jkx} \frac{\partial U}{\partial x} dx$$

$$= \int_{-b}^{-a} e^{jkx} \cdot \frac{U_o}{b-a} dx + \int_{a}^{b} e^{jkx} \cdot \frac{U_o}{b-a} dx$$

$$= 2U_o \cdot \sin \frac{\pi(g+t)}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{\pi g}{\lambda}\right) / \left(\frac{\pi g}{\lambda}\right) \qquad (6\text{–}37)$$




第６－22図　　ＭＲ素子厚と最適バイアス電流の関係
素子幅 w＝10 $\mu$m




第６－23図　　両側シールド型ＭＲヘッドの磁位分布

で与えられる。これは実数部のみであるので波長によって変化する位相歪はない。$t \ll g$と考えれば、従来のギャップ損失の式の2乗に成ている。このため、ギャップ幅を小さくすれば短波長再生が可能になる。

ii）動作磁界

両側シールド型に於ける反磁界係数は、（6－35）式に於いて$w_0 = \sqrt{\mu t g/2}$としたものと同じになる。即ち、tが半分になった場合と等価になる。

iii）両側シールド型MR素子中の磁束分布

両側シールド型MRヘッドの構造に於いて、第6－23図(a)に示されるように、y＝0で素子に信号磁束$\phi_0$が注入されたとすると、素子中yでの磁束$\phi$は、

$$\phi(y) = \frac{\phi_0}{\sinh\left(\frac{w}{w_0}\right)} \cdot \sinh\left(\frac{w-y}{w_0}\right) \qquad (6\text{–}38)$$

なる関係で、素子中の磁束が減衰していく。ここで$w_0$は特性長であり、MR素子の透磁率を$\mu$とすると、$w_0 = \sqrt{\mu g t/2}$

となり、素子幅wと磁束分布$\phi$(y)との関係は次の2つの場合に分けられる。

① $w/w_0 < 0.5$のとき

$$\phi(y) = \phi_0 \left\{ 1 - \left(\frac{y}{w_0}\right) \right\}$$

② $w/w_0 > 2$のとき

$$\phi(y) = \phi_0 \cdot e^{-(y/w_0)}$$

MR素子先端の磁束$\phi_0$は、素子の飽和磁束$\phi_s$で最大となる。このため、磁束分布の一番良好な①の条件でも利用率は½であり、それ以外の利用率$\eta_1$は、

$$\eta_1 = \frac{1}{\phi_0 w} \int_0^w \phi(y)dy$$

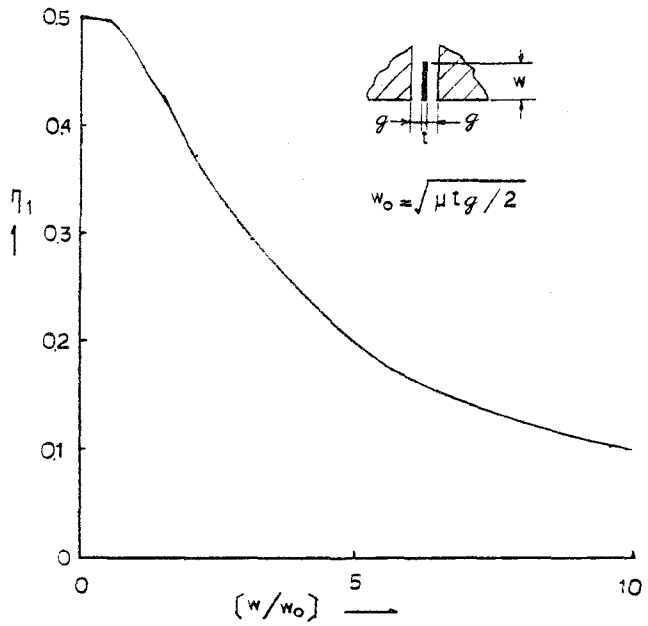
$$= \frac{w_0}{w} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{w}{w_0}\right) - 1}{\sinh\left(\frac{w}{w_0}\right)} \qquad (6\text{–}39)$$

となり、第6－24図に示すような低い利用率になっている。

(4) 間接型MRヘッド

前項までのMRヘッドは、MR素子が直接記録媒体と当接または近接し、テープ磁界を直接感知していた。しかし、このタイプは媒体との摺動に伴う熱ノイズ、素子の摩耗による特性変化な

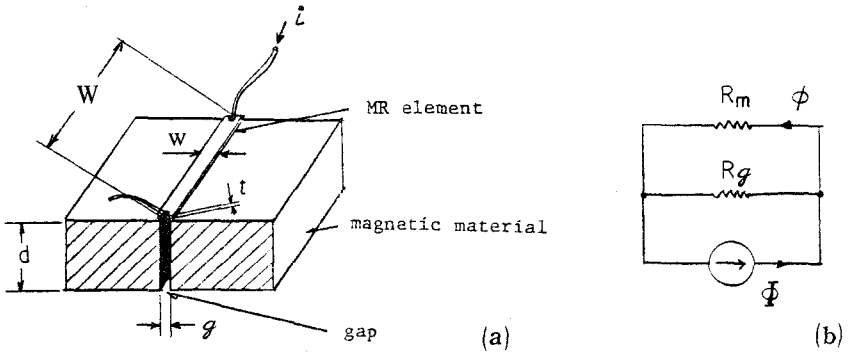
どの問題がある。一方、間接型ＭＲヘッドは、ＭＲ素子を直接記録媒体に接触させずに、ギャップ部を持つ磁束収束コアで信号磁束を集め、ＭＲ素子に間接的に導く構造に関するものである。




第６－24図　　ＭＲヘッド素子幅と抵抗変化利用率

ｉ）磁気回路的検討

磁束収束コアをフエライトのような高透磁率、絶縁性磁性材で構成し、空隙幅$g$を持つ立体型構造とした場合を考える。ＭＲ素子を磁束収束コアに磁気的に接触させ、媒体からの磁束をＭＲ素子に導く方法として、第６－25図(a)に示される構成ではその磁気等価回路は同図(b)のように表わせる。




第６－25図　　間接型ＭＲヘッドの構造と磁気等価回路

MR素子、及び空隙部のレラクタンスをそれぞれ$R_m$、$R_g$、空隙幅および空隙深さをそれぞれ$g$, d, MR素子幅、厚み、長さをそれぞれw, t, Wとする。媒体からの磁束を$\Phi$、MR素子へ流れる磁束を$\phi$、MR素子へ流入する効率を$\eta_m$とすると、

$$\eta_m = \frac{\phi}{\Phi} = \frac{1}{1+\frac{R_m}{R_g}}$$

$$= \frac{1}{1+\frac{wd}{\mu g t}} \cong \frac{\mu g t}{wd} \qquad (6\text{–}40)$$

で表わせる。

MR素子中の磁束密度$B_m$は、媒体の残留磁束密度を$B_r$、磁化厚さを$\delta$とすると

$$B_m = B_r \cdot \frac{\delta}{t} \cdot \eta \cong \frac{\mu g \delta}{wd} \cdot B_r \qquad (6\text{–}41)$$

で与えられる。例えば、$g \simeq W$、$d = 30\,\mu m$、$\delta = 5\,\mu m$、$\mu = 10^3$、$t = 0.05\,\mu m$、$B_r = 800$〔G〕とすると、

$$B_m \cong \frac{10^3 \cdot 5}{30} \cdot 800 = 1.3 \times 10^4 \ [G]$$

となり、MR素子を充分飽和させることができる。尚、この$B_m$はMR素子厚tには寄与しないので、高出力を得るためには、tを小さくしMR素子電流密度を上げることが有効である。

ここでは素子長さとトラック幅Wとを一致させているが、ジグザグ電流路をもつ磁束収束コア型ではいろいろなMR素子パターンが考えられる。このタイプのヘッドではマルチ・トラック構成が難しく、薄膜ヘッドとしての特徴を発揮できない。しかし、摩耗と熱ノイズの問題がほとんどないMRヘッドを実現できる。

ii) 波長応答

磁束に対する波長応答関数$G_3(k)$は単ギャップ構成のため、無限長ポールピースに対しては従来と同じく、

$$G_3(k) = \frac{\sin\left(\frac{\pi g}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi g}{\lambda}\right)} \qquad (6\text{–}42)$$

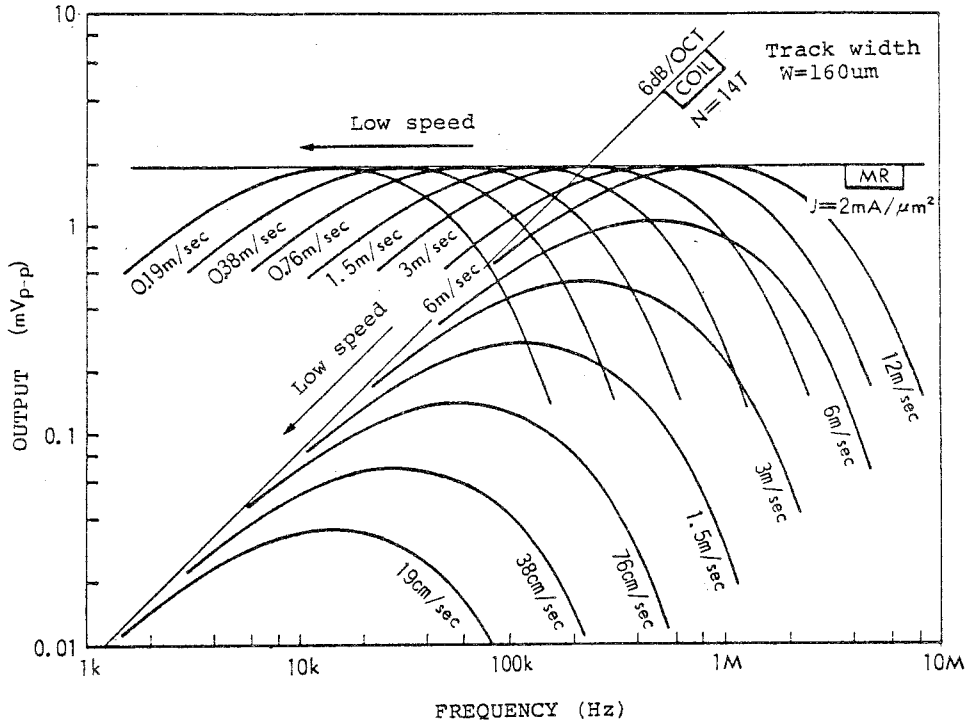
となる。

### 6－3－3　磁気抵抗効果型ヘッドの特徴

以上検討してきたMRヘッドの構造と、それらの波長特性をまとめると以下のようになる。

MRヘッドの特徴は、Faradayの電磁誘導の法則によらない再生出力電圧が得られ、記録媒体と

ヘッド間の相対速度に依存しない。特に媒体速度の遅い場合には、第６－26図に示されるように従来のコイル型ヘッドにくらべて大きな出力電圧となる。




第６－26図　　ＭＲヘッドと誘導型ヘッドの出力電圧の速度依存比較図

即ち、磁気ヘッドの周波数特性に注目したとき、コイル型の場合は相対速度の 低速化と共に－6dB／oct の包絡線に沿って出力電圧が低下する。これに対し、直接・両側シールド型ＭＲヘッドでは、出力電圧は相対速度の変化に対して関係なく、記録媒体上の波長依存特性のみで決まる。普通の音声信号記録領域では、例えばコイル巻線数14巻回とＭＲ素子の電流密度Ｊ＝２mA／$\mu m^2$の場合を比較すると、両者の出力電圧差は40dB以上にもなることがわかる。

ＭＲヘッド構造と記録媒体上の波長$\lambda$とは密接な関係がある。記録媒体が最大値Mmで正弦波状に磁化され、且つ媒体厚$\delta$方向に一様に磁化されていると仮定する。媒体走行方向をｘ軸、それに垂直にｙ軸、原点を媒体表面においた場合、媒体表面からｙの距離での外部磁界のｙ成分Hyは、

$$H_y = -2\pi M_m \cdot e^{-\frac{2\pi}{\lambda}y} \cdot (1-e^{-\frac{2\pi}{\lambda}\delta}) \cdot \cos\frac{2\pi}{\lambda}x \qquad (6-43)$$

で与えられる。

第２－11図(b)に示されるような配置関係で、ＭＲヘッドが媒体表面からｓだけ離れてこのような磁界中に配置されているとする。この場合の波長応答は、従来式[70]を変形して、

$$E_H(\lambda) = K_H \cdot \frac{1 - \exp(-\frac{2\pi}{\lambda} w)}{\frac{2\pi}{\lambda} w} \cdot \exp(-\frac{2\pi}{\lambda} s) \cdot [1-\exp(-\frac{2\pi}{\lambda}\delta)] \qquad (6-44)$$

で与えられる。ここで$K_H$は比例定数である。（６－４４）式に示されるように、このタイプの短波長特性は、第３項は従来形ヘッドと同じ分離損失であり、第２項が固有の損失となる。即ち、ＭＲ素子巾ｗが大きい程短波長での損失が増大し、分解能が悪くなる。

このタイプのＭＲヘッドの波長応答特性を改善するために、第６－23図(a)に示されるように、ＭＲ素子の両側を磁気的絶縁層$g$を介して高透磁率材で挟持したシールド形ＭＲヘッドが導入された。この波長応答特性は、（６－37）式より、

$$E_S(\lambda) = K_S \cdot g \cdot [\frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}g}{\frac{\pi}{\lambda}g} \cdot \frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}(g+t)}{\frac{\pi}{\lambda}g}] \cdot \exp(-\frac{2\pi}{\lambda} s) \cdot [1-\exp(-\frac{2\pi}{\lambda}\delta)] \qquad (6-45)$$

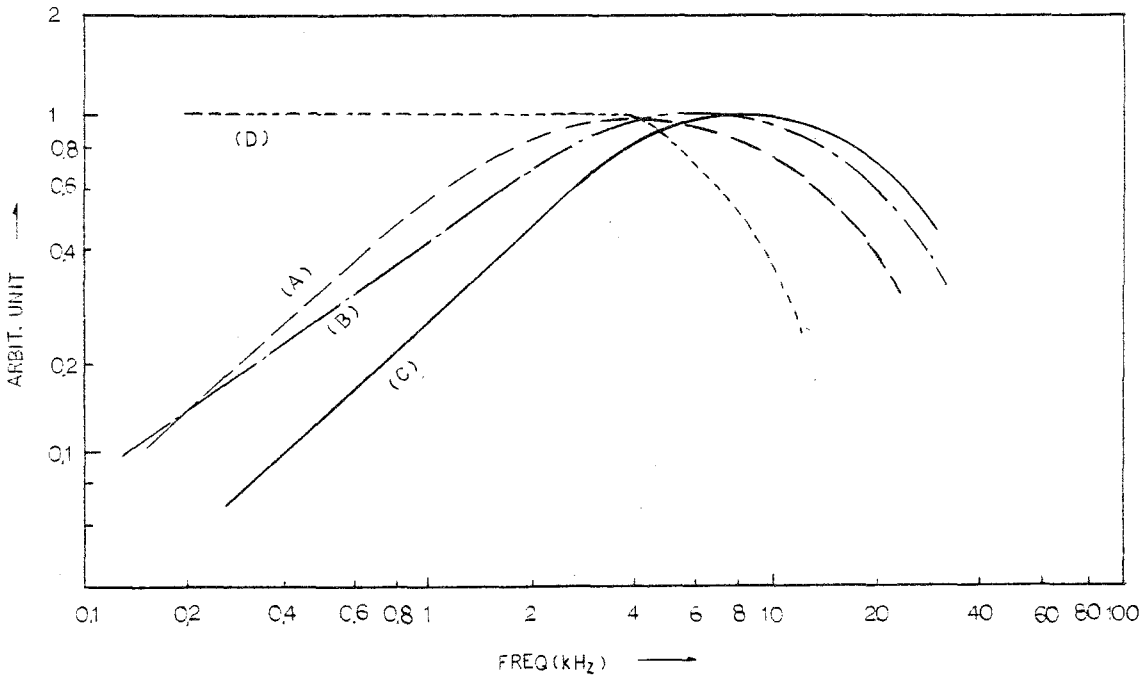
で与えられる。ここでKsは比例定数である。ＭＲ素子の厚さｔは一般に$g$よりかなり小さいため、このタイプの短波長特性は、第３項の分離損失の他に、第２項に示されるような従来の空隙損失の略２乗の形になっている。これは空隙長$g$を小さくすれば、高密度再生の可能性があることを示している。

これらは全てＭＲ素子が直接、記録媒体と当接または近接して動作する例を示している。一方、従来の単ギャップ磁気コアが信号磁束をＭＲ素子またはホール素子に導くタイプがある。例えば、第６－25図に示されるようなＭＲヘッドの波長応答は、

$$E_F(\lambda) = K_F \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\sin\frac{\pi g}{\lambda}}{\frac{\pi}{\lambda}g} \cdot \exp(-\frac{2\pi}{\lambda} s) \cdot [1-\exp(-\frac{2\pi}{\lambda}\delta)] \qquad (6-46)$$

で与えられる。（６－46）式に示されるように、このタイプは従来の巻線型リングヘッドと同じ波長特性に（$\lambda/2\pi$）を乗じた形になっている。これは長波長領域で平担な特性となるが、短波長領域での減衰度合が急激であることを示している。

以上に示したように直接型ＭＲヘッドは、従来の磁束感応型のように記録媒体の表面磁界を積分しないため、短波長特性を良好ならしめている。波長応答のこれらの関数を、ＭＲヘッドの周波数特性としてまとめると、第６－27図に示されるようになる。




第６－27図　　ＭＲヘッドの構造と周波数特性、Ｖ＝１９*cm*／s

(A) ＭＲ素子単独型，(B) 片側シールド型

(C) 両側シールド型，(D) 間接型ＭＲヘッド

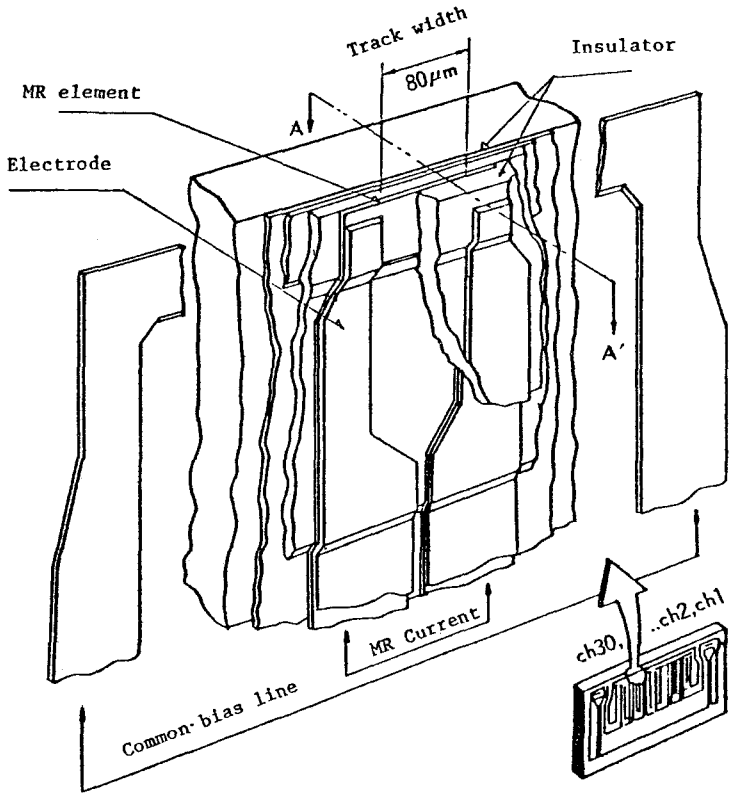
## ６－４　　マルチ・トラックMRヘッド

### ６－４－１　　マルチ・トラックＭＲヘッドの構造

マルチ・トラックＭＲヘッドの具体例を第６－28図の斜視図に示す。これは¼インチ（ 6.3 ㎜ ）テープ幅に３０トラックを構成し、線密度として10kBPI（ Killo Bit per Inch ）程度までの使用に適したヘッドである。

このヘッドは次のように構成される。非磁性基板として、例えばガラス基板上に①バイアス層を形成し、②絶縁層としてSiOまたは$SiO_2$で覆い、③ＭＲ素子となるパーマロイ薄膜を蒸着する。④所定のパターンにエッチングした後、⑤Au／Ｃｒ２層導電体層で端子部を形成し、⑥SiO等の保護層を蒸着、⑦ガラス保護板を接着、そしてヘッドチップが完成する。

バイアス層としては、電流バイアス方式の場合にはAu／Ｃｒ、Ａℓ、Ｔｉ等の導電材料を選択する。硬磁性薄膜方式の場合には、例えば$Fe_3O_4$ 薄膜を用いればよい。また、永久磁石片を用いる場合にはこのバイアス層は不用となり、第６－１６図に示すような半円弧状磁石を採用してもよい。




第６－28図　　磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドの構造斜視図

パーマロイ薄膜は83Ni－17Fe組成を磁場中蒸着することにより得られる。ＭＲ素子はこのパーマロイ薄膜をトラック幅方向（磁化容易方向）に140μm、素子幅50μmの矩形状にエッチングされ、30トラック分形成される。素子厚は媒体からの信号磁界の大きさによって変えられるが、膜の安定性から４００Å以上に選定される。

６－４－２　　代表的な再生特性

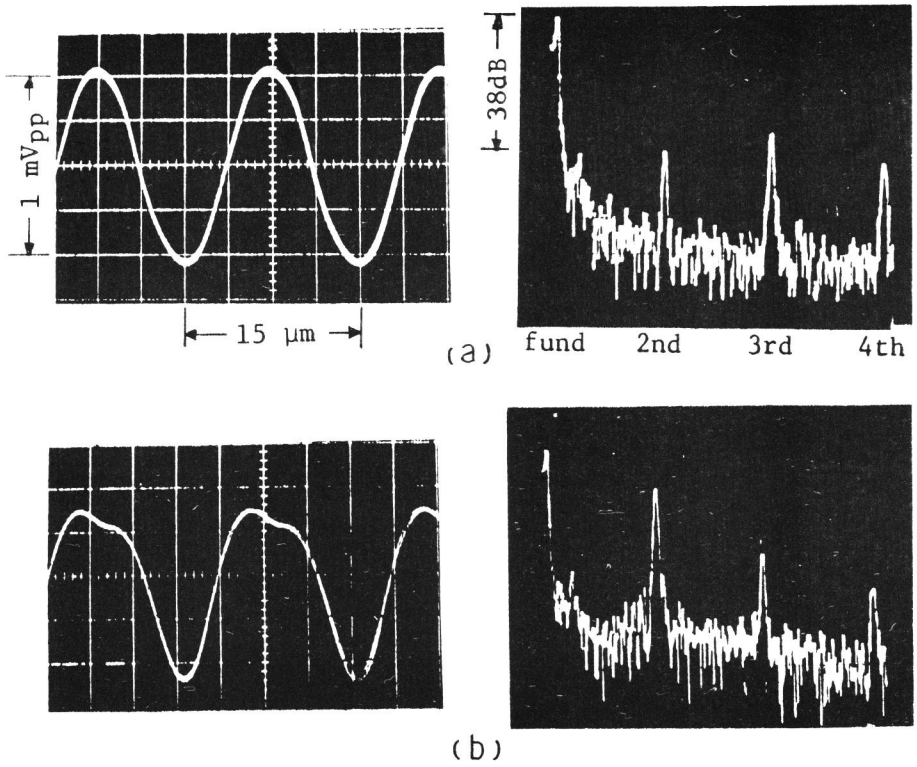
ＭＲ素子幅は10μmに仕上げられ、塗布厚６μmのγ－$Fe_2O_3$テープに１Ｆとして波長λ＝13μm、２Ｆとしてλ＝6.5μmを記録し、ＭＲ素子に流すＭＲ電流$I_{MR}$＝２mAのときの再生出力としては、１Ｆで1mVpp、２Ｆで0.6mVpp程度得られている。

ＭＲ素子に流す電流密度をＪ、トラック幅をＷとしたとき、ＭＲ素子より得られる最大出力電圧emaxは、

$$e_{max} = \triangle \rho_{max} \cdot J \cdot W \qquad (6-47)$$

より求められるが、$\triangle \rho_{max}/\rho \simeq 2\%$、$\rho \simeq 22\,\mu\Omega \cdot cm$のときは$e_{max}$＝1.1mVppとなる。１Ｆでの出力値はほゞ最大出力に近いといえる。Ｊを増加することにより、再生出力電圧は増えるが、最

大許容電流密度[39] $J_{max}$ を越えることはできない。$I_{MR}$ = 2 mA DC の場合は $J/J_{max}=0.1$ である。

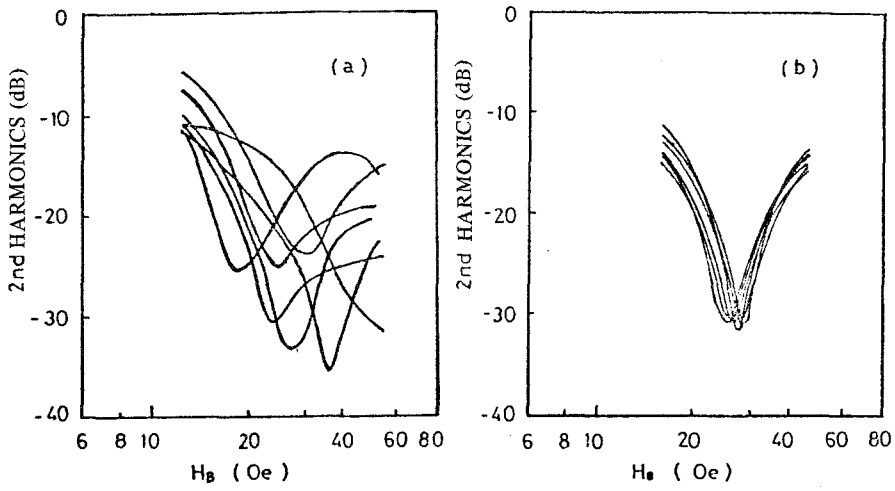



第６－29図　　ＭＲヘッド出力波形と高調波歪
(a)　最適バイアス、(b)　アンダーバイアス

第６－29図に、１Ｆでの再生出力波形とスペクトル・アナライザによる高調波成分の測定結果を示す。(a)は最適バイアスに設定したときの波形であり、第２高調波は－38dBと極めて良好な特性を示している。一方、(b)に示すように、最適バイアスから故意にバイアス点をずらし、アンダーバイアスの状態にした場合は、第２高調成分がたとえば－12dBという極めて歪んだ波形となる。

６－４－３　　ＭＲヘッドの波形歪とばらつき

前述したように、最適バイアス点からのずれが起きると、ＭＲ素子固有の特性のため第２高調波歪が増加する。単トラックであればバイアス点をそのトラックの最適値に設定することは容易であるが、マルチ・トラックの場合は、トラック間に何らかの不均一性があるとトラック間の特性バラツキとなる。




第6－30図　多素子MRヘッドのバイアス特性

(a) バラツキの多いヘッド

(b) バラツキの少ないヘッド

例えば、第6－30図に示されるように、マルチ・トラックのそれぞれの最適バイアス磁界が(a)のようにばらついているときは、単純な構造の単一バイアス付勢方式では問題がある。一方、(b)に示すように、最適バイアス磁界が各トラックでほゞ一致している場合には、バイアス付勢構造を簡単にでき、マルチ・トラック実現の可能性がでてくる。

バイアス磁界がトラック間で不均一であれば、当然、歪特性のばらつきにつながる。バイアス層とMR素子のマスク合わせ時に於ける位置ずれを改善すること、およびバイアス層、MR素子の端部での微細な凹凸 を 少なくするエッチング法を採用すること[42]によって、チャンネル間の歪特性のばらつきを著しく改善することができる。これらの問題を解決することにより、全トラックに亘って第2高調波歪を－25dB以下にすることができた。

一方、このような単なるバイアス点のずれによる波形ひずみの他に、各トラックMR素子のMR特性自身のばらつきによる波形ひずみも存在する。このMR特性のばらつきは、各トラックMR素子の磁気異方性の乱れによるものであり、バルクハウゼン・ノイズ発生の原因ともなるものである[42]。

全トラックに亘って、ひずみ率をさらに－30dB以下にするためと、特性向上をはかるために、またバルクハウゼン・ノイズをなくすためにも、異方性の乱れについての検討は重要である。

### 6－5　超狭トラックMRヘッド

短冊形状の磁気抵抗効果（MR）素子が、記録媒体に当接または近接する構成のMRヘッドが発

表されているが、ストライプ幅に起因する短波長損失がある[70)71)]。ＭＲ素子をコアで挟持した構造にすることにより、シールド効果が得られ、短波長特性の良好なＭＲヘッドが得られる[72)73)]。しかし、これらはいずれも短冊状ＭＲ素子の一辺の端部のみが媒体に当接または近接する。このために、素子中磁束分布が不均一になり、ＭＲ素子利用効率が悪く、また先端のみに大きな信号磁界にさらされる。この結果、磁気飽和が先端部で生じダイナミックレンジが狭くなり、特に長波長での損失が大きい。また、構造では極端にトラック幅の小さいヘッドを構成することも難しい。さらに、ＭＲ素子が媒体の突起物に衝突して熱ノイズを発生し[74)75)]、信号のS/N比と信頼性の点からこの構造に於いては問題となることがある。

これらの問題点を解決するのに有効な、磁束収束型の超狭トラックＭＲヘッドの構造を提案し、その特性と特徴を検討する[77～80)88)]。

6－5－1　超狭トラックＭＲヘッドの構成

(1) 構　　造

ＭＲ素子を磁気ヘッドの再生動作に応用することにより、従来の巻線型ヘッドに比べて大きな再生出力が得られる。このことから、ＭＲ素子を用いた磁気ヘッドのトラック幅を非常に小さくしても充分な再生出力が得られる可能性がある。

ＭＲヘッドとして従来発表されているＭＲ素子を、記録媒体に直接、当接または近接した構造に於いては、トラック幅を極端に小さくすることにも限度がある。そこで、磁性薄膜の厚味方向をトラック幅とするＭＲヘッドを構成する。構造的には、空隙部を有するリング型であり、この閉磁路の一部にＭＲ素子を有する磁束収束型ＭＲヘッドである。これはＭＲ素子へのバイアス附勢が容易であり、信号磁束の通る方向の透磁率が大きく、素子間漏洩磁束が少ないコア能率のよい構造にする必要がある。

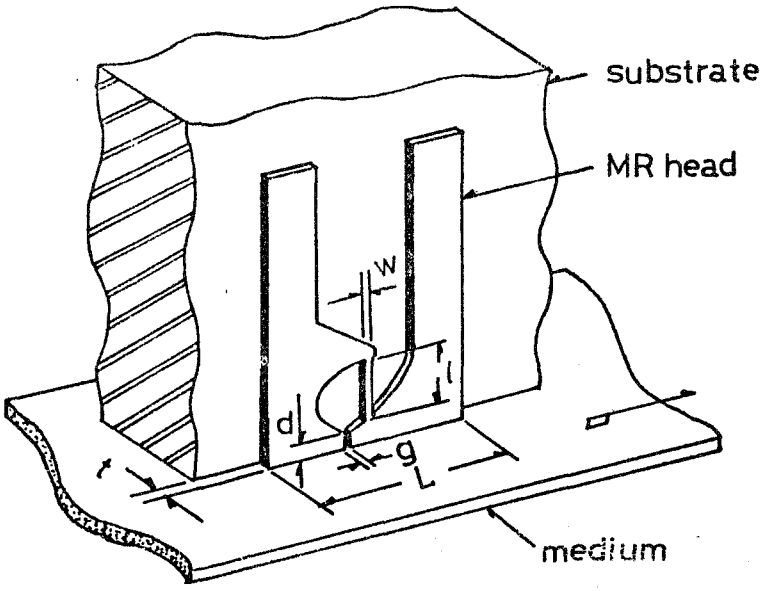
ＭＲ素子、および磁束収束コアとしては、ここでは80Ni－20Feのパーマロイを採用した。パーマロイをガラス基板上に磁場中蒸着し、第6－31図に示されるように、信号磁束をＭＲ素子に導く磁束収束型ＭＲヘッドを、フオトエッチング技術で形成する。磁束収束コア、ＭＲ素子部、電極端子部が基板面上に、同一材料により同時に形成されるため、製造工程が非常に少なくなる。また、ＭＲ素子形状全体をフォトエッチングで形成するため、非常に幅の狭いストライプでも容易に形成でき、かつ、このＭＲ素子は記録媒体と直接、接しないためにいくら素子幅を小さくしても摩耗の心配がない。

(2) コア能率

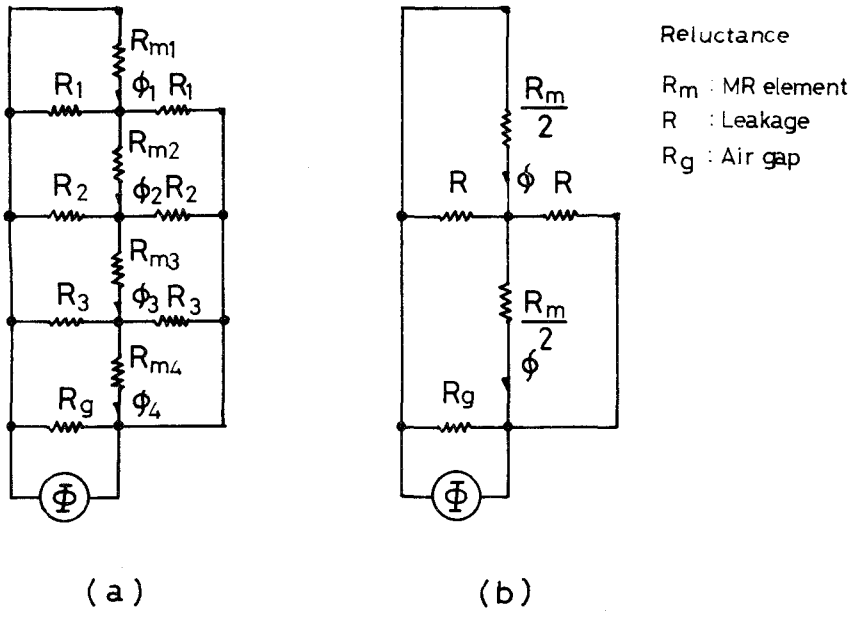
媒体からの磁束$\Phi$がＭＲ素子に導かれる磁束$\phi$との比、$\phi/\Phi$をコア能率$\eta$と定義し、この$\eta$を磁気回路的な計算で求めた。

ＭＲ素子の磁気抵抗を$R_m$、ＭＲ素子と各コア間の漏洩磁気抵抗をR、空隙部の磁気抵抗を$R_g$

とすると、このヘッドの磁気等価回路は第６－32図(a)に示されるように描ける。




第６－31図　超狭トラックＭＲヘッドの構造斜視図




第６－32図　超狭トラックＭＲヘッドの磁気等価回路

(a)　詳細等価回路

(b)　簡易化等価回路

同図中、$R_m$，R，$\phi$の各添字はＭＲ素子を長手方向に細分化したときの各部位を示す。

第６－32図(a)の磁気等価回路をさらに計算を容易にするために、第６－32図(b)に示されるように近似計算する。磁束進行方向の透磁率を$\mu_t$ ヘッドを構成する寸法として空隙長を$g$、同深さをｄ、ＭＲ素子の長さを$\ell$、同幅をｗ、磁性薄膜の厚さをｔ、円弧状磁束収束コアの半径をｑとすると、$\eta$は、

$$\eta = \frac{1}{1+\frac{R_m}{Rg}} \cdot \frac{1}{1+\frac{2R_m}{R}}$$

$$= \frac{1}{1+P/Q} \cdot \frac{1}{1+P/G} \qquad (6\text{–}48)$$

と表わせる。ここで

$$P = \ell/w \qquad (6\text{–}49)$$

$$Q = \mu_t g/d \qquad (6\text{–}50)$$

$$G = \frac{4\pi\mu_t}{(4\pi + \frac{w}{t}) \cdot (1 + \frac{1}{\pi}\sin^{-1}\frac{\ell-q}{q})} \cong 4\pi\mu_t \frac{t}{w} \qquad (6\text{–}51)$$

$$\ell \cong q, \quad q/t \gg \pi$$

とする。即ち、コア能率に関しては、Q、Ｇは大きい程、Ｒは小さい程１に近くなることを示している。

(3) ＭＲ素子中の磁束密度

先に求めた効率$\eta$より、ＭＲ素子に流入する磁束$\phi$が、ＭＲ素子の磁束密度としてはどの程度になるかを検討する。媒体からの信号磁束によるＭＲ素子に流れる磁束密度$B_m$は、

$$B_m = \eta \cdot B_r \cdot \delta/w \qquad (6\text{–}52)$$

で与えられる。ここで$B_r$は媒体の残留磁束密度、$\delta$はその塗布厚を示す。ＭＲ素子の飽和磁束密度を$B_s$とし、

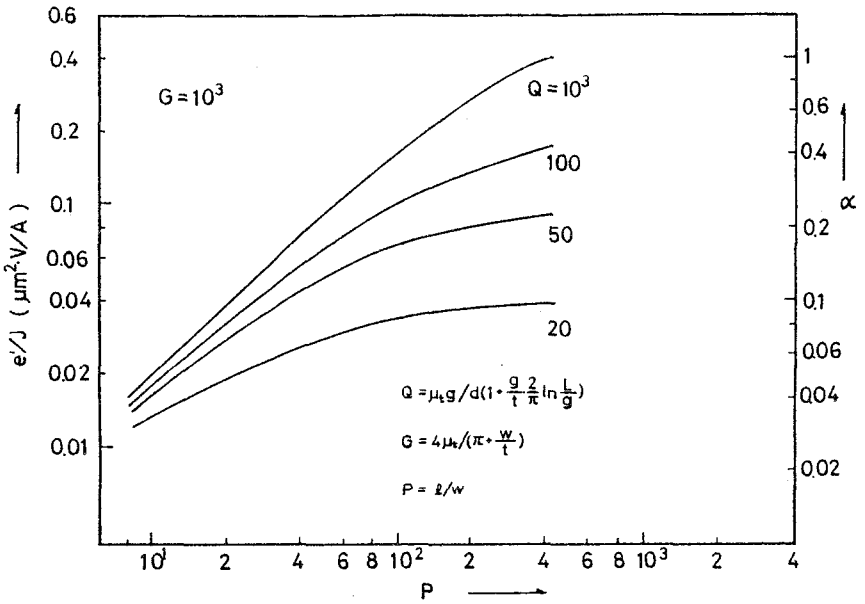
$$\alpha = B_m/B_s \qquad (6\text{–}53)$$

をＭＲ素子の飽和度と定義する。$\alpha \leqq 1$であるが、１に近い程ＭＲヘッドとしての効率が良いことになる。（６－48）、（６－52）、（６－53）式より$\alpha$を求めると、

$$\alpha = \frac{A}{\ell} \cdot \frac{P}{1+P/Q} \cdot \frac{1}{1+P/Q} \qquad (6\text{–}54)$$

$$A = \delta \cdot B_r/B_S \qquad (6\text{–}55)$$

と表わせる。Aは媒体とMR素子材質が決まれば定数であり、例えば媒体として、$\delta = 5\,\mu m$ の $\gamma-Fe_2O_3$ テープで、さらに、$B_S = 10^4$〔G〕、$\ell = 100\,\mu m$、$G = 10^3$ としたときの$\alpha$とPとの関係は第6－33図に示すようになる。




第6－33図　　MR素子寸法比と出力電圧および素子飽和度

この結果より、磁性材料の透磁率が充分高ければ、構成寸法比を適当に選ぶことにより$\alpha$を1に近付け得ることがわかる。また、構造上MR素子中の磁束分布は素子断面に亘っておおよそ一様になっていると考えられるため、MR素子の抵抗変化率$\Delta\rho/\rho$を素子全体に充分利用でき、従来のストライプ型に比べて2倍以上のダイナミックレンジ、および抵抗変化が得られる。

(4)　再生出力

MRヘッドの読出再生出力電圧eは、MR効果による抵抗変化の最大値を$\Delta\rho_{max}$とすると、

$$e = \alpha \cdot \Delta\rho_{max} \cdot J \cdot \ell \qquad (6\text{–}56)$$

$$J = i/w \cdot t \qquad (6\text{–}57)$$

で与えられる。ここでiはMR素子への検出電流値、Jは電流密度をそれぞれ示す。

（6－54）式を代入して、eを求めると、

$$e = \Delta\rho_{max} \cdot J \cdot A \cdot \frac{P}{1+P/Q} \cdot \frac{1}{1+P/G} \qquad (6\text{–}58)$$

で与えられる。即ち、再生出力電圧は$\Delta\rho_{max}$、J、Aを構成材料で決まる定数とすれば、Q、Gをパラメータとする$P$のみの関数と考えることができる。

$$\frac{\partial e}{\partial P} = 0$$

より、eの最大値が得られるPおよびeの値をそれぞれ$P_o$、$e_o$とすると、

$$P_o = \sqrt{Q \cdot G} \qquad (6\text{–}69)$$

$$e_o = \frac{\Delta\rho_{max} \cdot J \cdot A \cdot Q}{(1+\sqrt{Q/G})^2} \qquad (6\text{–}60)$$

で与えられる。先の$\alpha$算出時と同じ条件と媒体で、$\Delta\rho_{max} = 4\times10^{-3}\Omega$としたときの（e／J）とPとの関係を同様に第6－33図に示す。$Q=10^3$に於ける$e_o/J=0.5$（$\mu m^2 \cdot V/A$）となるが、実際にはこれを実現するには材料的にも、加工上からもかなり困難がある。

具体例として、実験材料に於ける$\mu_t$等の値を（6－58）式に代入すると、e／J=0.1～0.2（$\mu m^2$・V／A）程度は期待できそうである。なお、この近似計算の範囲に於いては、これらのヘッド出力はトラック幅とは無関係であることが興味ある点である。また、ヘッド出力電圧は（6－58）式に示すように、電流密度Jに比例するため、高出力を得るためにはJを可及的に大きくする必要がある。Jの制限は素子の発熱量と大きく関係しているため、t，wを小さくすることがJを大きくすることになる。構成条件によっては、J＝50mA／$\mu m^2$の可能性も報告されている[39]。

6－5－2　実験結果

＜実験条件＞

下記のような実験条件で、実験を行った。

記録媒体　　$\gamma-Fe_2O_3$テープ（3M－388）

テープ速度　　9.5cm／s、19cm／s、38cm／s、76cm／s

記録ヘッド　　ビデオヘッド（HPF　4M－1材）

①トラック幅37$\mu$m

②トラック幅　5$\mu$m

記録条件　　正弦波無バイアス記録

再生条件

MR検出電流　　i＝10～200mA

MR電流密度　　J＝　1～　10mA／$\mu m^2$

バイアス磁界印加

① 永久磁石によるバイアス印加：位置を変えて最大出力値に設定

② 1巻回コイルによるバイアス印加：電流を変えて最大出力値に設定

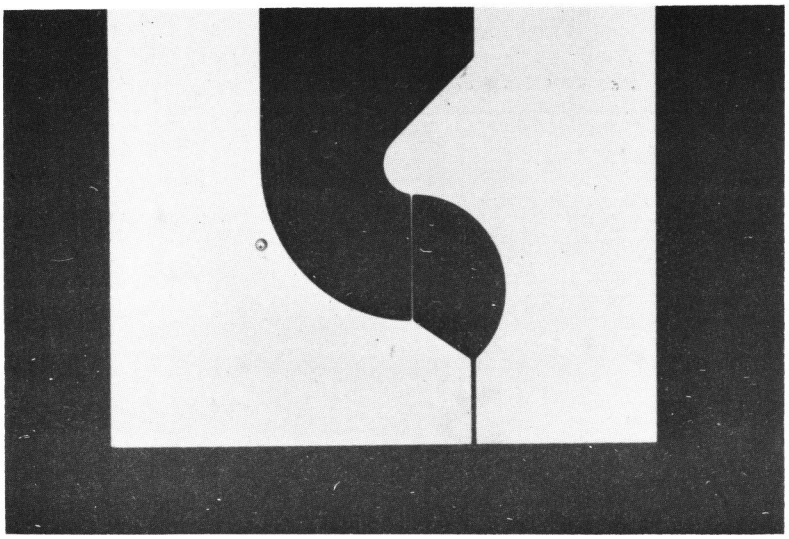
ＭＲヘッドの出力評価法

ＭＲヘッドの出力電圧は（6－56）式に示すように電流密度Ｊに比例するため、出力電圧をＪで割った（e／Ｊ）で評価した。例えば、e＝0.4mVpp、J=2.5mA／$\mu m^2$のとき、

$$\frac{e}{J} = \frac{0.4mV_{pp}}{2.5mA/\mu m^2} = 0.16\ [\mu m^2 \cdot \frac{V_{pp}}{A}]$$

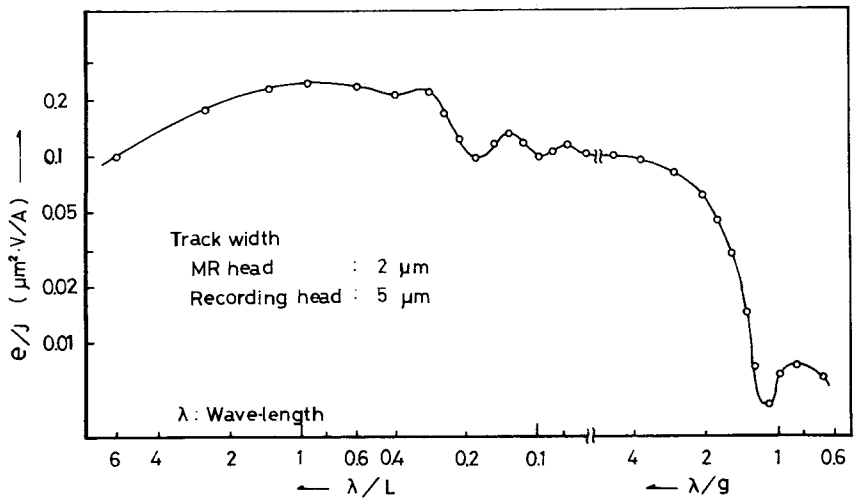
となる。

第6－34図に示されるような超狭トラックＭＲヘッドの再生実験を行った。記録トラック幅5 $\mu$mのビデオヘッドで$\gamma$－$Fe_2O_3$テープに正弦波を記録し、膜厚2 $\mu$m、即ち、再生トラック幅2 $\mu$mのＭＲヘッドで再生したときの波長特性を第6－35図に示す。



第6－34図　　超狭トラックＭＲヘッド拡大写真

長波長ではヘッド長さをＬで、短波長では空隙長$g$で正規化したもので示した。具体的にはＬ＝９００$\mu$m、とした場合の形状効果によるレスポンス特性、また$g$＝5 $\mu$mのときのギャップ損失の場合の特性を示した。この時、出力電圧ｅをＭＲ素子の電流密度Ｊで除したｅ／Ｊ＝0.1 $\mu m^2$・Ｖ／Ａの最大出力が得られた。この値は先の理論計算から求めた予想値とよく一致している。




第６－35図　超狭トラックＭＲヘッドの波長応答特性

また、さらに狭トラック幅である0.2μmのＭＲヘッドでも再生出力を得ることができた。

トラック幅が非常に狭い、$t/g \leqq 1$となるヘッド構成に於いては、記録トラック幅が再生トラック幅より広い場合、トラック両側からの読みが無視できなくなる。波長λをパラメータとして、記録トラック幅37μmで記録した軌跡を、トラック幅2μmの再生ヘッドで再生する。このとき、ＭＲヘッドのトラック幅方向にトラッキングずれを生じたときの出力変化を測定した結果を第６－36図に示す。長波長になると側面からの検出量が非常に多くなることがわかる。

６－５－３　検　　討

(1)　側面からの読出

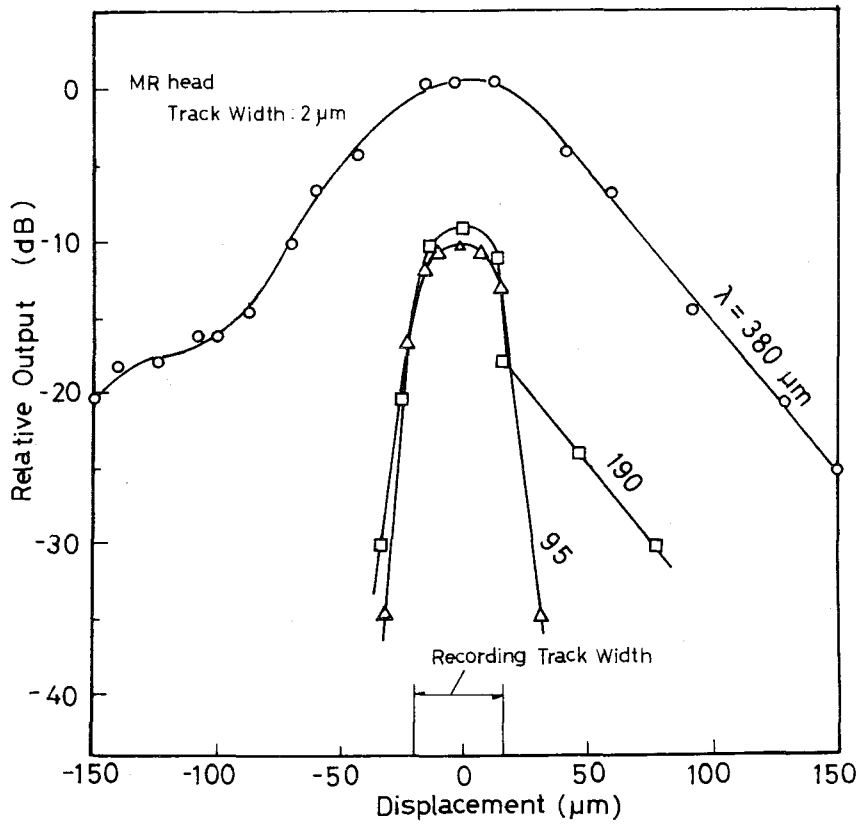
超狭トラックＭＲヘッドの側面からの読出し現象を検討する。

側面からの磁束量を$\phi_s$、トラック幅直下のみからの磁束量を$\phi_t$とし、記録トラック幅Ｗの中央に再生トラック幅ｔが媒体とスペースｓを介して配置されているとする。２次元解析の結果を利用して、$\phi_s/\phi_t$は、

$$\frac{\phi_s}{\phi_t} = \frac{2\int_s^{\frac{w}{2}} e^{-k\zeta}d\zeta}{t \cdot e^{-ks}}$$

$$= \frac{2}{t}\left\{1 - e^{-k(\frac{w}{2}-s)}\right\} \qquad (6\text{–}61)$$

と近似的に算出される。




第６－36図　　超狭トラックＭＲヘッドの側面感度

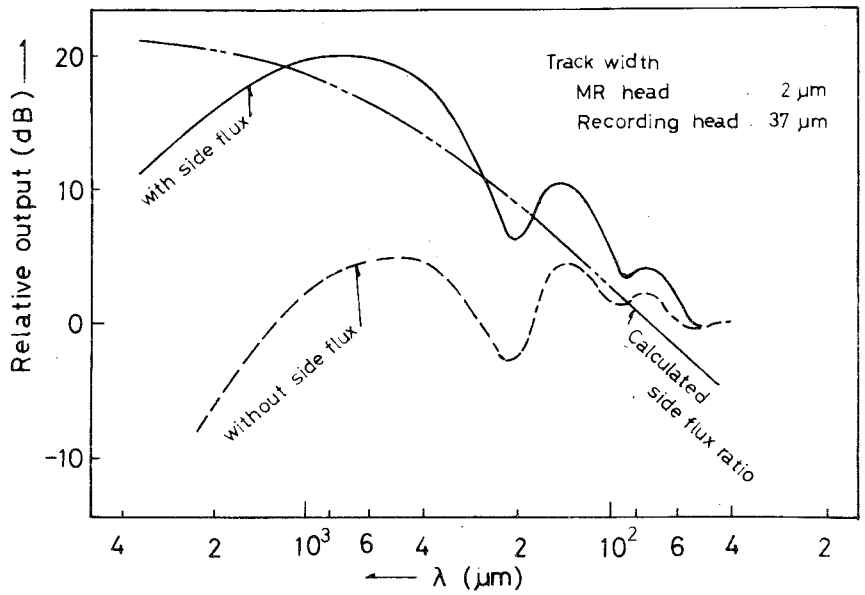
第６－37図中の実線はこの計算により求められたW＝３７μmのときの側面寄与を示している。同図中の点線は実測値から計算で求めた側面寄与を引いた結果を示しており、波長特性はかなり平坦化されていることがわかる。

(2)　側面シールド効果

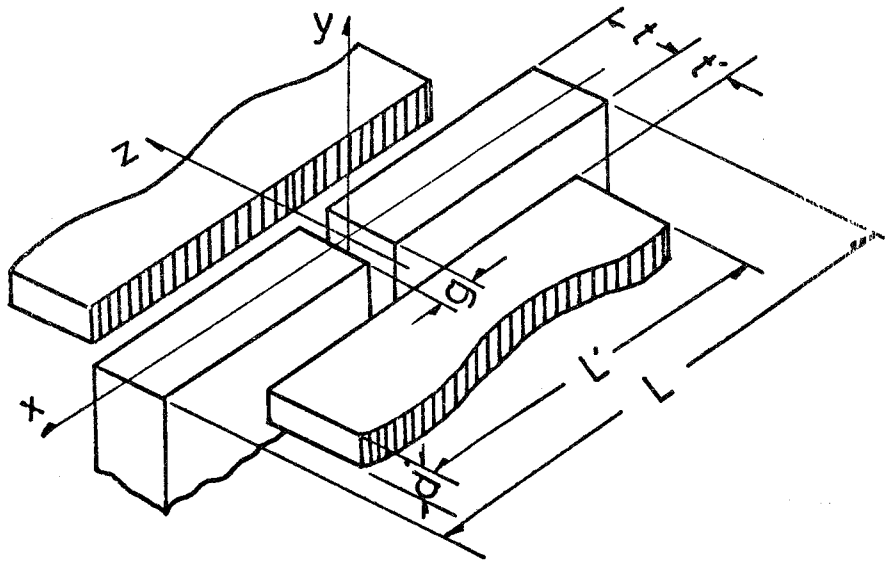
先に示したように側面からの磁束読出を抑制するために、トラック側面シールドが重要な課題となってくる。トラック側面シールドの一具体例として、第６－38図に示されるように、ヘッド・トラック端よりt′離れてd′の厚さのシールド板を両側に沿って長さL′にわたって配置する。このシールド板により空隙層t′を介して空隙部$g$をシャントした形となる。実効的な空隙部の磁気抵抗R$g$′は、

$$\frac{1}{R'_g} = \frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_S}$$

$$= \mu_0 \left[ \frac{dg}{t} + L' \frac{d'}{t'} + \frac{\pi}{\ell n (t'/L')} \right] \qquad (6\text{–}62)$$




第６－37図　　ＭＲヘッドの側面感度とその補正




第６－38図　　ＭＲヘッドの側面シールドの構成斜視図

で与えられる。ここで$R_S$はシールドによるシャント磁気抵抗である。長波長までシールド効果を充分大きくするために、L′を大きくすると$R_{g'}$が小さくなる。また、トラック密度を上げるためにt′を小さくすると、（６－48）式よりわかるように再生出力の低下をきたす。

超狭トラックヘッドに於ける波長応答は従来いろいろなされてきた。2次元の等角写像による方法、相反定理による解析方法等では充分説明できない波長応答も観測されている。従来のヘッドでは $t/g \gg 1$ の下での解析である。ここで示したような $t/g \leqq 1$ のヘッドでは、$t/g$ と波長応答に関連があり、3次元の解析が必要となる。

(3) 面記録密度に関する検討

情報記録の高密度性を評価する1項目として、単位面積当りの情報量を表わす面記録密度が使われる。

| | Track width (μm) | $\lambda_{min.}$ (μm) | Bit cell ($\mu m^2$) | Areal density (FRP $cm^2$) |
|---|---|---|---|---|
| EIAJ type'I' VTR | 110 | 2 | 220 | $9.1 \times 10^5$ |
| U-VISION VTR | 85 | 1.5 | 128 | $1.5 \times 10^6$ |
| Advancded VTR | 60 | 1.3 | 78 | $2.5 \times 10^6$ |
| | 30 | 1.3 | 39 | $5.1 \times 10^6$ |
| Shielded MR head | 10 | 2 | 20 | $1 \times 10^7$ |
| | 10 | 1.2 | 12 | $1.6 \times 10^7$ |
| Super-narrow MR head | 2 | 5 | 10 | $2 \times 10^7$ |
| | 1 | 1.2 | 1.2 | $1.6 \times 10^8$ |
| | 0.24 | 5 | 1.2 | $1.6 \times 10^8$ |

第6－1表　面記録密度の比較

第6－1表は、高面記録密度が要求されている家庭用VTRと数種のMRヘッドの面記録密度を比較したものである。VTRに於いては、高密度記録を実現するために、主に媒体上の波長を短かくすることが検討されて来た。しかし波長が短かくなると、スペーシング損失を小さくするために非常に平滑な媒体表面及びヘッド表面が要求される。

第6－1表に示されるように、記録波長を小さくすることに関しては限界があり、あまり面記録密度を上げることは期待できない。一方、トラック幅に関しては、まだ1～2桁程度密度を上げることができる。記録軌跡を有効にトラッキングする技術が実用化されれば、非常に大きな面記録密度の記録再生の可能性があることがわかる。

記録媒体からのノイズで電磁変換系のS／N比が決められると仮定して計算された記録密度と、S／N比との関係の計算結果[107]に於いても、狭トラック化による面記録密度の向上は、S／N比

的にも非常に有利であることがわかる。

ここに示した磁束収束型ＭＲヘッドでは、磁性薄膜がトラック幅となるため、非常に狭トラックなヘッドを構成することが可能となる。このヘッドのコア能率およびＭＲ利用率は良好で、且つ、充分な再生出力が得られることがわかった。また、このタイプは信号磁束がＭＲ素子長手方向に通り、素子の反磁界係数が小さいためにバイアス磁界は非常に小さなものでよく、媒体へ与える影響がほとんどない。さらに、ＭＲ素子は媒体と直接、接しないために熱ノイズによるＳ／Ｎ 比耐摩耗性、製造上のいずれの面でもこのタイプのヘッドは非常に有利である。

この超狭トラックＭＲヘッドの記録密度は、$1.6\times10^{8}$ＦＲＰ㎟（１㎟当りの磁化反転量）程度までの可能性があることが示された。

## ６－６　ま　と　め

非直線性を有する磁気抵抗効果（ＭＲ）素子に於て、直線性動作を行わせるためのバイアス法の検討として、バイアス磁界、信号磁界振幅、歪の３者の関係を調べた。具体的バイアス法として、電流方式、硬磁性薄膜によるバイアス方式、永久磁石片によるバイアス方式、逆磁歪バイアス方式を中心に検討した。

特に、薄膜磁気ヘッドの特徴の１つである高素子密度、即ち、マルチ・トラックヘッドを実現することに伴う問題点を検討し、新しいバイアス法として半円弧形状を有するバイアス磁石法を提案し、安定したバイアス動作を実現できた。

また、ＭＲヘッドの構造分類を行い、それぞれの磁界振幅応答および、波長応答特性を解折し、用途に応じた構造と特性を明確にすることができた。

これらの検討結果を基に、¼インチテープ幅に30~60トラックの高トラック密度薄膜磁気ヘッドを開発し、　その電磁変換特性を示した。

さらに、ＭＲヘッドの１つの新しい構造として、トラック幅２μmの超狭トラックＭＲヘッドを提案した。その特性解析と実測結果との対応を行い、記録密度としては$1.6\times10^{8}$ＦＲＰ㎟（１㎟当りの磁化反転量）程度までの可能性があることが示された。

# 第 7 章　薄膜磁気ヘッドの応用

## 7－1　緒　　言

薄膜磁気ヘッドの特徴としては次のようなことが考えられる。機械寸法的には、フォトエッチング・プロセスが採用されているため、磁気ヘッドトラック幅の非常に小さいものが実現できる。さらに、同一パターンを精度よく繰り返すことが容易であり、従来にないマルチ・トラック構成を実現することができる。この結果、各素子間の特性の均一化が可能である。

一方、電気特性的には、誘導型磁気ヘッドでは自己共振周波数を高く出来、さらに磁性薄膜の透磁率が高周波領域まで良好であり、この結果、信号処理周波数を高くできる。また、磁気抵抗効果型（ＭＲ）ヘッドでは、記録媒体とヘッド間の相対速度が小さい場合でも、充分大きな再生出力電圧が得られる。さらにマルチ・トラックヘッドを構成した場合、隣接ヘッドとの対向面積が磁性薄膜の厚さ分程度である。このため、多素子磁気ヘッド内の素子トラック間のクロストークがほとんど問題とならない、などの特徴を有している。

これらの薄膜磁気ヘッドの特徴を利用することにより、新しい磁気記録システムへの利用展開が期待される。ここでは、薄膜磁気ヘッドの特徴を生かした応用への可能性の検討と、薄膜磁気ヘッドの応用具体例として、薄膜磁気ヘッドを用いて実現したPCM（ Pulse Code Modulation ）録音装置を紹介する。

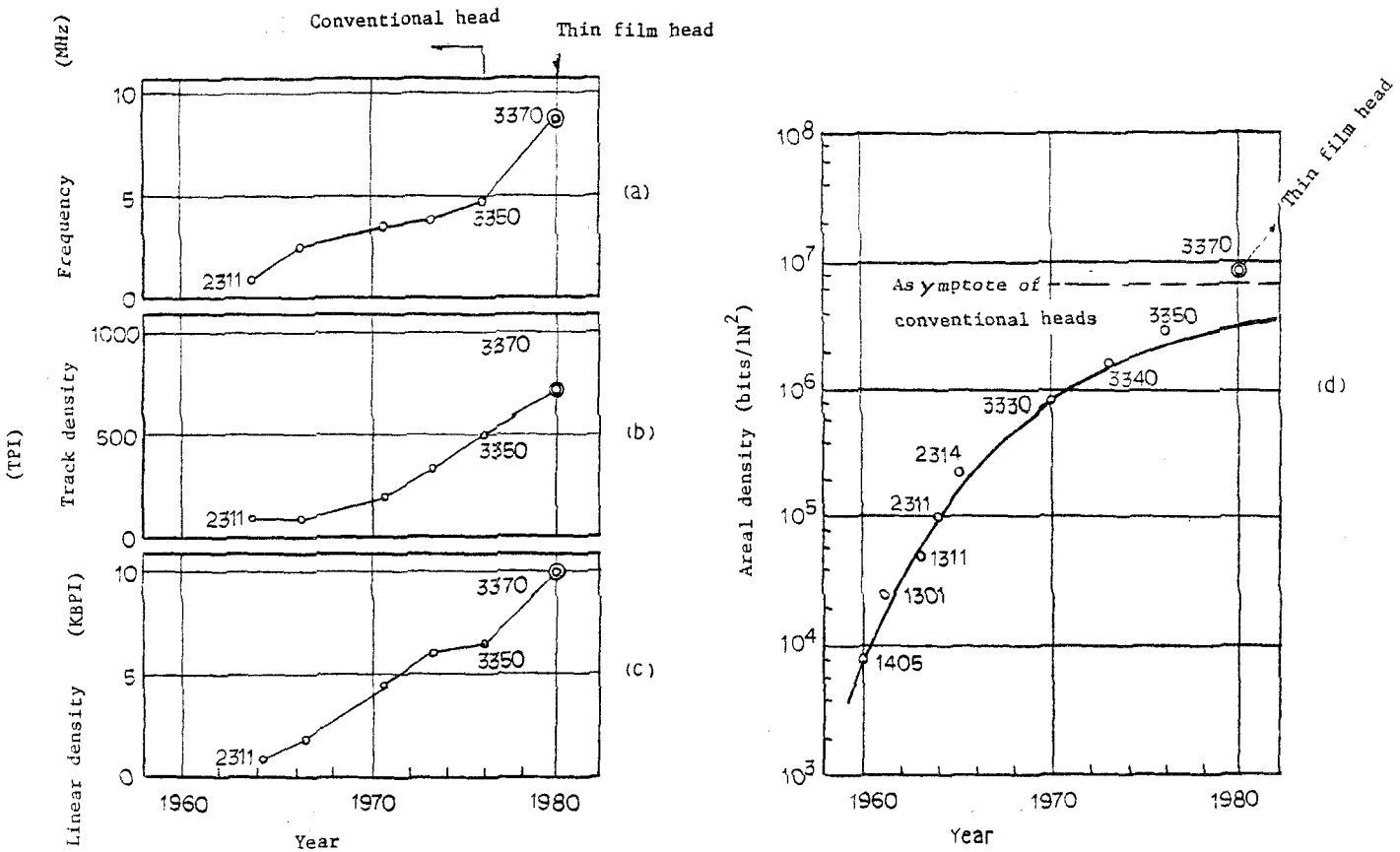
## 7－2　薄膜磁気ヘッドの可能性

薄膜磁気ヘッドの用途について検討すると、ディスク状記録媒体用としてのディスク・ヘッド、テープ状記録媒体用としてのテープ・ヘッド、および特殊用途のセンサ等に分けられる。薄膜磁気ヘッドの特徴、能力からすると、今後広く実用化されて行くことが予想される。

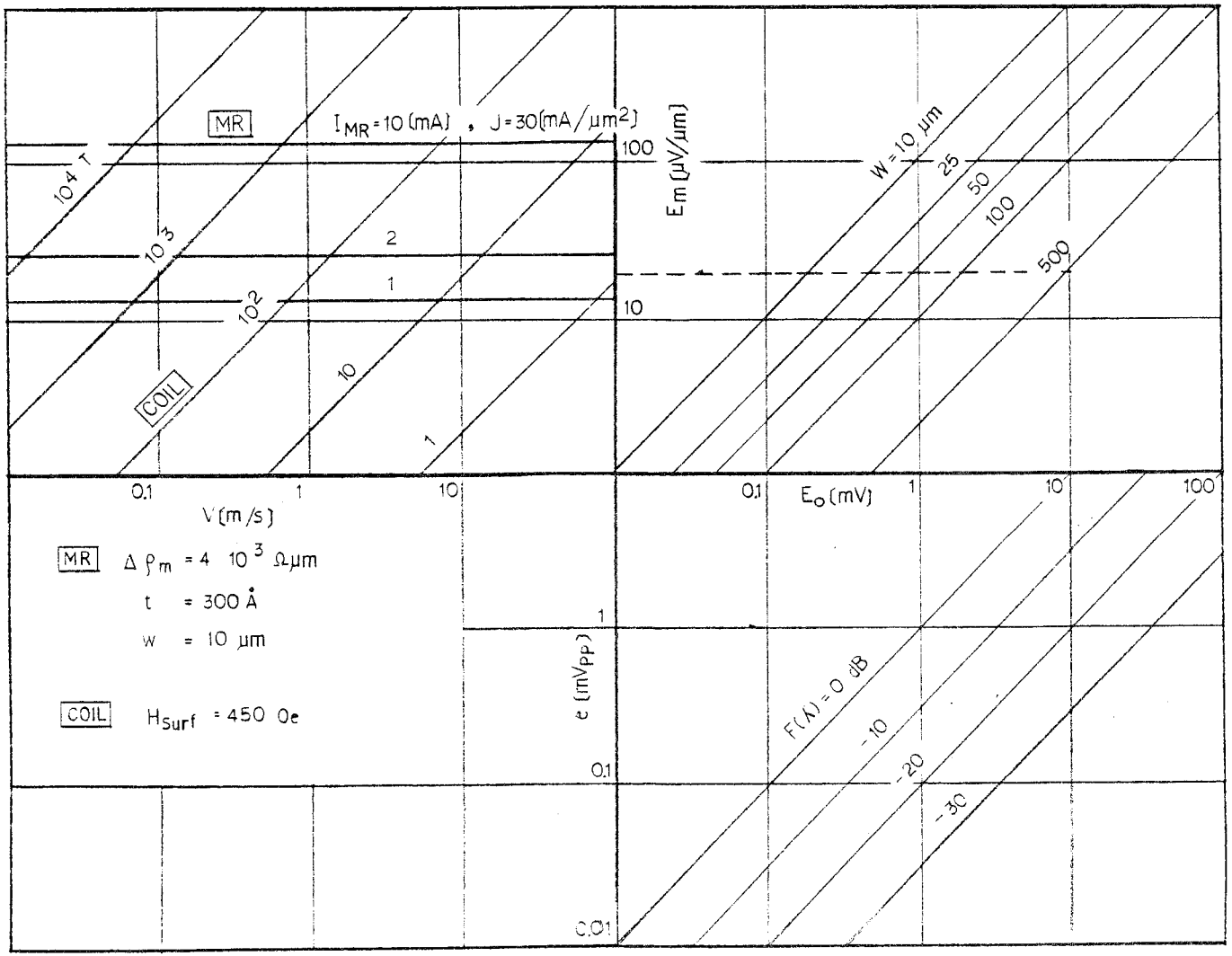
(1)　ディスク・ヘッド

電算機周辺装置の中で最も重要なものは、磁気記録技術を応用した記憶装置であり、その中でもディスク記憶装置が主流をなしている。その情報記憶の高密度化が益々強く要望されて来ており、その記憶容量および密度は第７－１図に示すように、年と共に指数関数的に増大、進歩して来ている。しかし、従来の磁性材料であるパーマロイ、フェライト・ブロック等のバルク材料よりなる磁気ヘッドでは、早晩この進歩の上昇カーブには同図(d)に示されるように、上限漸近線があると予想されている[108]。このような背景から、薄膜磁気ヘッドの可能性に大きな注目が払われている。

ディスク用ヘッドは、媒体・ヘッド間の相対速度が約３０～４０m／ｓと非常に速いため、第７－２図に示すように、ＭＲヘッドより誘導型ヘッドの方が有利である。




第７－１図　　ＩＢＭタイプ記憶装置の進歩




第７－２図　　ＭＲヘッドと誘導型ヘッドの出力電圧比較

誘導型ヘッドを用いたときの薄膜磁気ヘッドの利点としては、以下のものがある。

i) 動作周波数の向上

薄膜磁気ヘッドではコア断面積が小さく、コイル面積も小さいため、ヘッド・インダクタンスを非常に小さくできる。この結果、自己共振周波数が、従来のバルク材料よりなるヘッドに比べて飛躍的に高くなるため、動作上限周波数を高くすることができる。第7－1図の(a)に示すように、動作周波数は数10MHzまでも使用の可能性がある。

ii) トラック密度の向上

フォト・エッチングプロセスで磁性薄膜を加工するため、10$\mu$m前後の狭トラック幅を実現することが可能である。トラック密度としては第7－1図(b)に示されるように、1インチ当り1,000～2,000TPI(Track Per Inch)程度までの可能性がある。トラック密度上昇に於いては第6－5節に述べたように、記録軌跡追跡技術が充分伴わないと、その能力を充分発揮できないが、このサーボ技術も確実に進歩しており、2000TPI以上の可能性もある。

iii) 線密度の向上

薄膜磁気ヘッドの構造的特徴として、ポールピース幅pとギャップ長$g$との比(p/$g$)が有限である。磁気ヘッド・コア幅に関する形状共鳴の一種として、記録媒体上の記録波長$\lambda$とヘッド寸法との共振を利用して、磁気ヘッドの波長特性を改善できる。

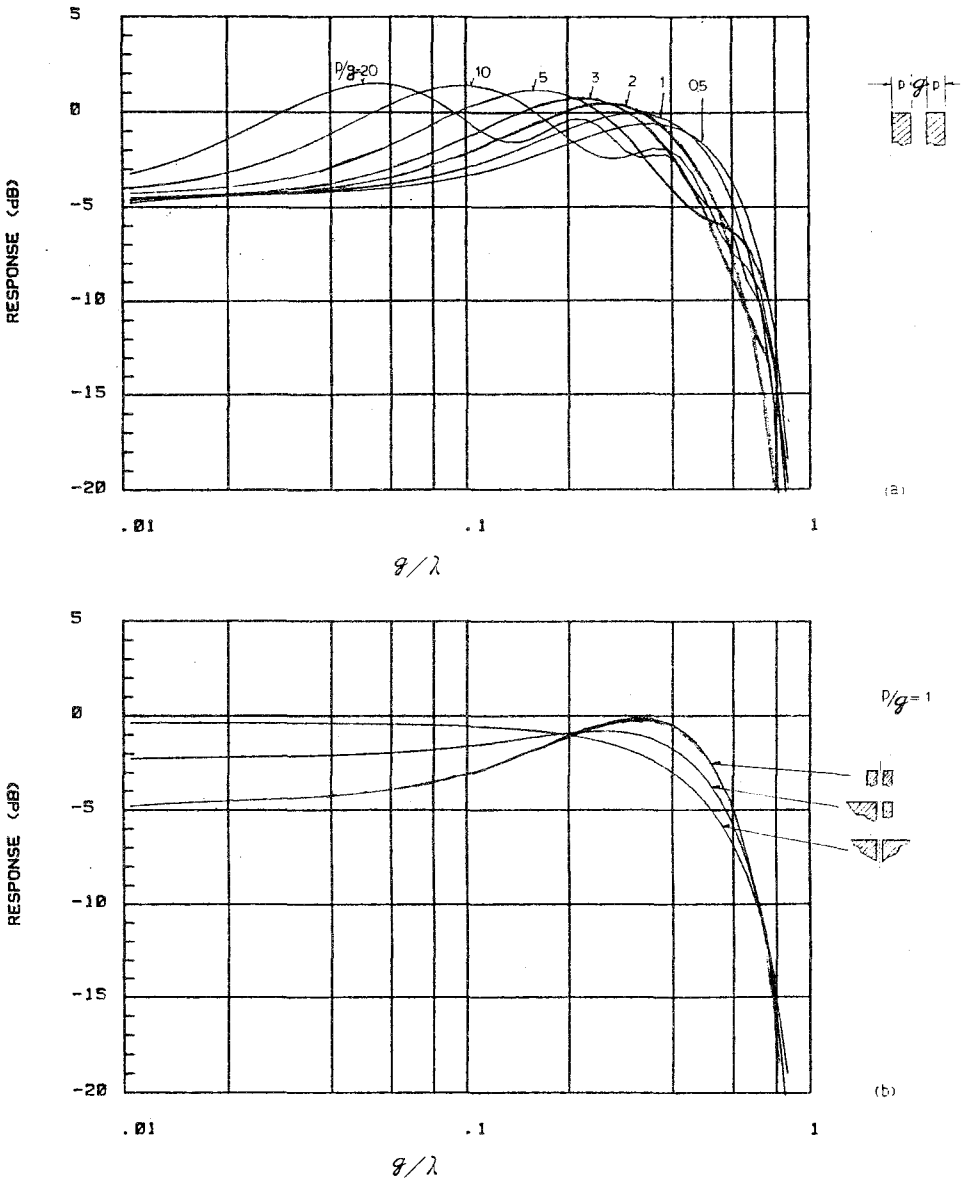
第7－3図にギャップ長で正規化した周波数($g/\lambda$)と(p/$g$)との関係を示す。長波長側の第1番目のピークを利用周波数の上限に設定すれば、線密度を第7－1図(c)に示すように向上させることができ、10kFRPI(Killo Flux Reversal Per Inch)の密度、即ちBit密度では20kBPI～30kBPI程度まで可能である。ディスク・ヘッドの浮上用スライダーの工夫により、さらに高い線密度記録の可能性もある。

以上に示したような薄膜磁気ヘッドの特徴から、面記録密度に関しては第7－1図(d)に示すように、従来構造では約6 Mega Bits/Inch$^2$であった上限を越えて、8 Mega Bits/Inch$^2$以上の可能性が充分あることを示している。

(2) テープ・ヘッド

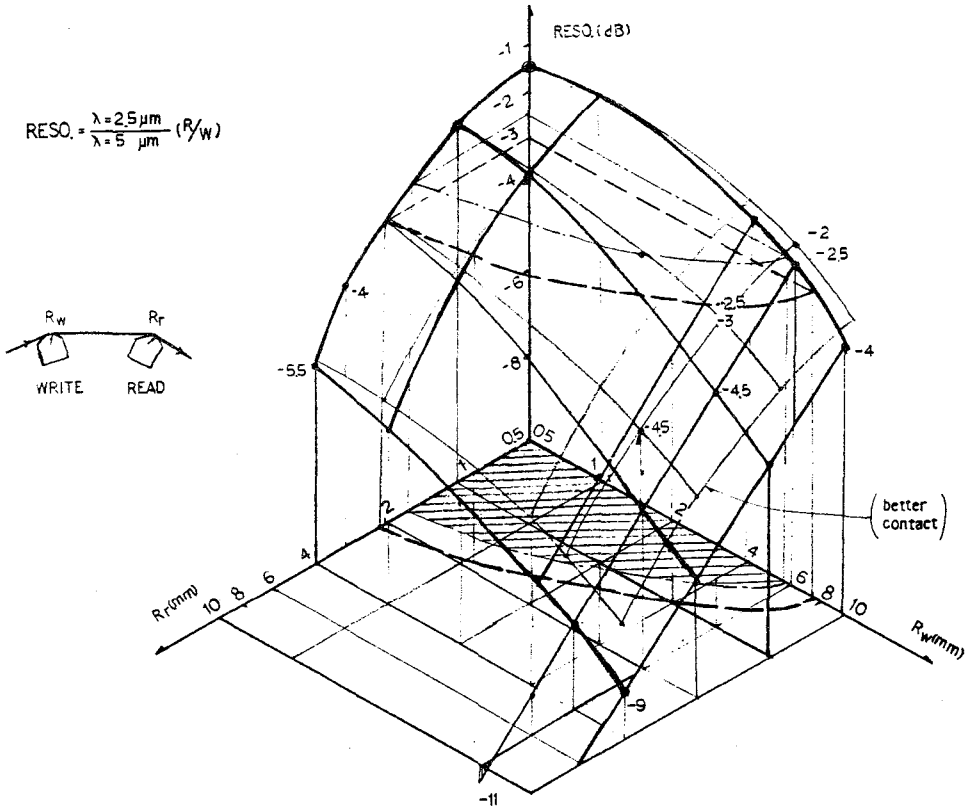
テープ状記録媒体を用いる装置では、一般に媒体、ヘッド間の相対速度がそれ程大きくない。テープ用ヘッドは、例えば4.75 cm/s～3m/s程度の相対速度で用いられる。

薄膜磁気ヘッドの構造上の特徴として、誘導型薄膜磁気ヘッドでは巻線数が少ない。このため、再生用ヘッドとしては第6－26図および第7－2図に示すように出力電圧が小さく、MRヘッドの方が有利となる。MRヘッドでは相対速度が小さくても出力電圧が大きく取り出せるため、トラック幅を小さくしても充分な感度が得られる。この高感度性と薄膜プロセスの特徴によって、多素子構造によるマルチ・トラックヘッドに薄膜磁気ヘッドとしての大きな特徴が出て来る。




第７－３図　　読み出磁気ヘッドの磁極寸法と標準化周波数との関係

従来のバルク材料による磁気ヘッドでは、¼インチ・テープ幅に４～８トラックの密度が上限であった。一方、薄膜磁気ヘッドに於いては、１ヘッド基板当り¼インチ幅に３０～４０トラックを、さらにスタガ構成（後述）にすることにより、６０～８０トラック程度まで実現できる。これらの具体例はここでの開発サンプルでも示されたが、テープ走行の安定性さえ許せばこれ以上のトラック密度にすることも可能である。




第７－４図　　記録再生ヘッド先端Ｒと分解能地図

線密度に関しては、テープ・ヘッドのコンタクト状態によって非常に大きく左右される。回転ヘッド型ＶＴＲのビデオ・ヘッドのようにテープと接触するヘッド幅が狭い場合には、接触圧が高いためヘッド・テープ間のコンタクトがよく、スペース損失の少ない短波長までの再生が可能である。一方、テープ・ヘッドのようにテープ幅全幅がヘッドとコンタクトする方式に於いては、記録・再生ヘッド共、磁気ヘッド形状先端の半径Ｒが極めて重要なパラメータとなる。

第４章で示したように、１Ｆとして波長$\lambda = 5\,\mu$m、２Ｆとして$\lambda = 2.5\,\mu$mとしたとき、２Ｆと１Ｆの出力比を分解能とする。例えば、¼インチ幅、１mil 厚のテープを５０gr のテンション下で走行させ、記録ヘッドの半径$R_W$と再生ヘッドの半径$R_r$と分解能との関係をプロットすると、

第７－４図に示されるようになる。この図からわかるように、分解能をよくするためにはヘッド先端をかなり小さくする必要がある。分解能として70%程度が要求される場合、実用的な記録波長は２μm程度までである。

## ７－３　ＰＣＭ録音装置用薄膜磁気ヘッド[94)]

最近、オーディオ分野でＰCM録音による高品質化の試みが数多くなされている。ＰCM録音ではアナログ信号をサンプリングし、量子化することによって、通常のアナログ記録では実現できない広いダイナミックレンジと良好なS／Nを得ることができる。データをデジタル・ビット化するために入力すべき情報量は多くなり、テープ消費量が多くなる。また、信号のドロップ・アウトは直接的な特性劣化につながるため、ドロップ・アウト補正方法などを含む種々の方式が検討されている。ドロップ・アウトは記録波長が短かくなると、指数関数的に発生確率が増加する。これを防ぐためには線密度を上げずにトラック密度を高め、情報の並列ビット処理が可能な記録方式が望ましい。

１サンプル１２～１６ビットのデジタル信号に変換して記録するのに適した薄膜磁気ヘッドのマルチ・トラック方式としては種々のものが考えられる。トラック数を充分多くとれるようにしておくと、同一ビットをトラック位置の異なる２つのトラックに記録再生できるトラック・インターリーブ方式が採用でき、さらに異なる場所で、同時にドロップ・アウトが発生する確率の非常に少ないことを利用した、二重書き方式も可能となる。

マルチ・トラック記録を実現するためのヘッド構成としては、１ヘッドにするか、２ヘッドをスタガ（トラック１ピッチ分ずらして平行に配置）で実現するかに分れる。１ヘッド式ではトラック幅が狭くなり、テープ走行時のウエービングが問題となる。２ヘッド式ではデータビットのインライン性が得られず、データ内容の切断、接続を伴う編集機能に難点がある。

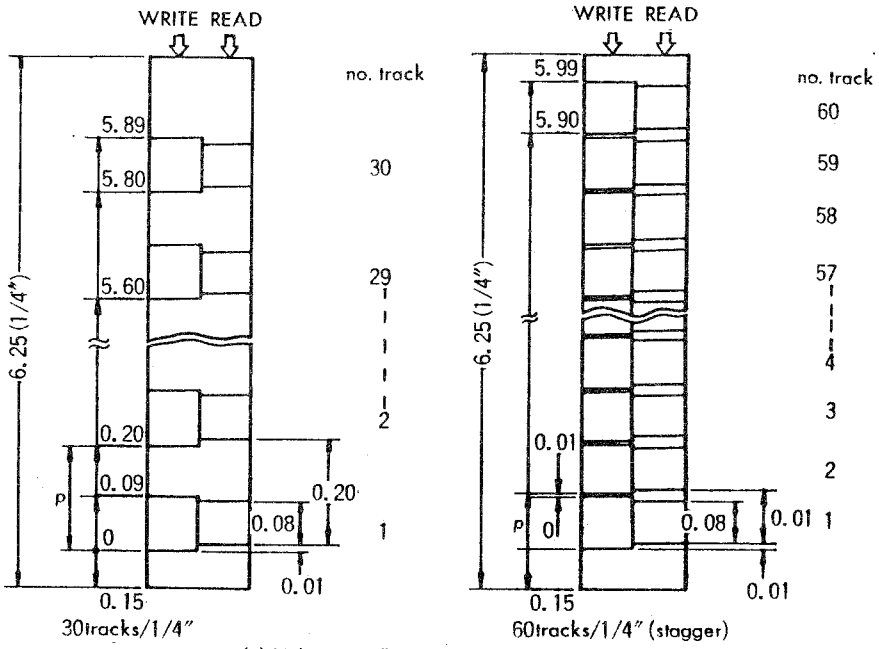
各ビットを完全に並列処理しない方式であれば、より少ないトラック数でＰCM録音機が実現できるが、そのトラックフオーマットはテープ速度、記録波長との兼ね合いで決定される。ここでは２方式についての例を示す。

(1)　30(60)トラック／¼インチ方式

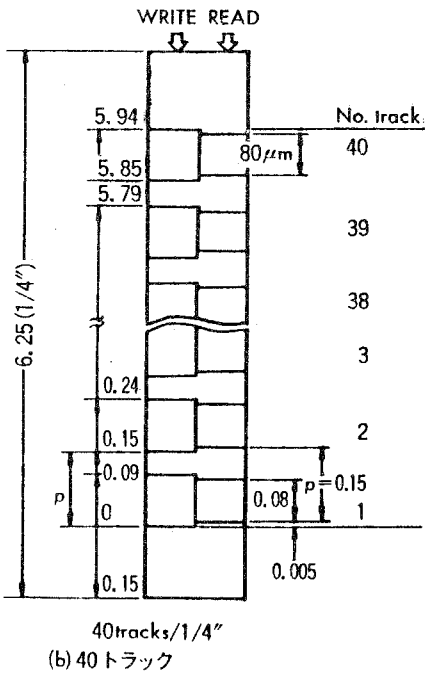
完全並列ビット処理を行い、且つ、完全二重書きのできる方式を用いて、１サンプル当り14ビットで量子化する。２チャンネルの信号を記録・再生するには、

１４（Bit／s）×２（ch）×２＝５６（Track）

が必要である。これを実現するために、第７－５図(a)に示されるようなトラックフォーマットを使う。これは、２ヘッドスタガにより¼インチテープ幅に６０トラックを構成している。記録ヘッドおよび再生ＭＲヘッドの外観写真を第７－６図に示す。



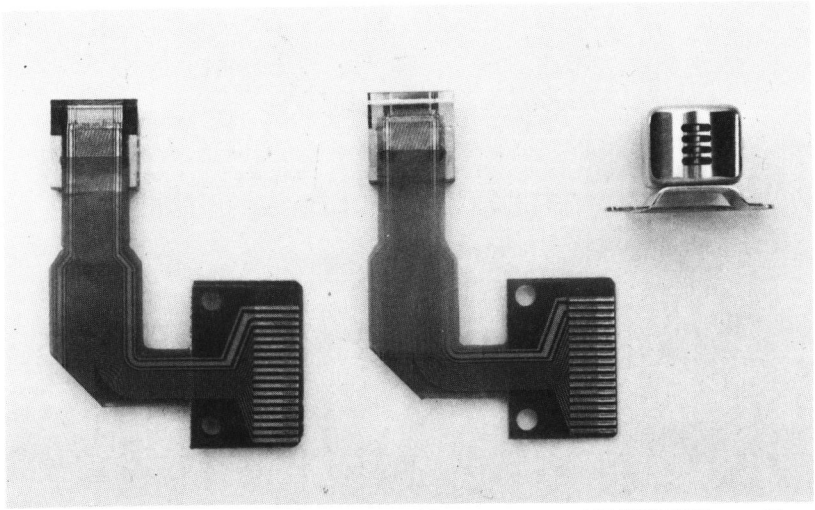

(a) 30 (60スタガ) トラック



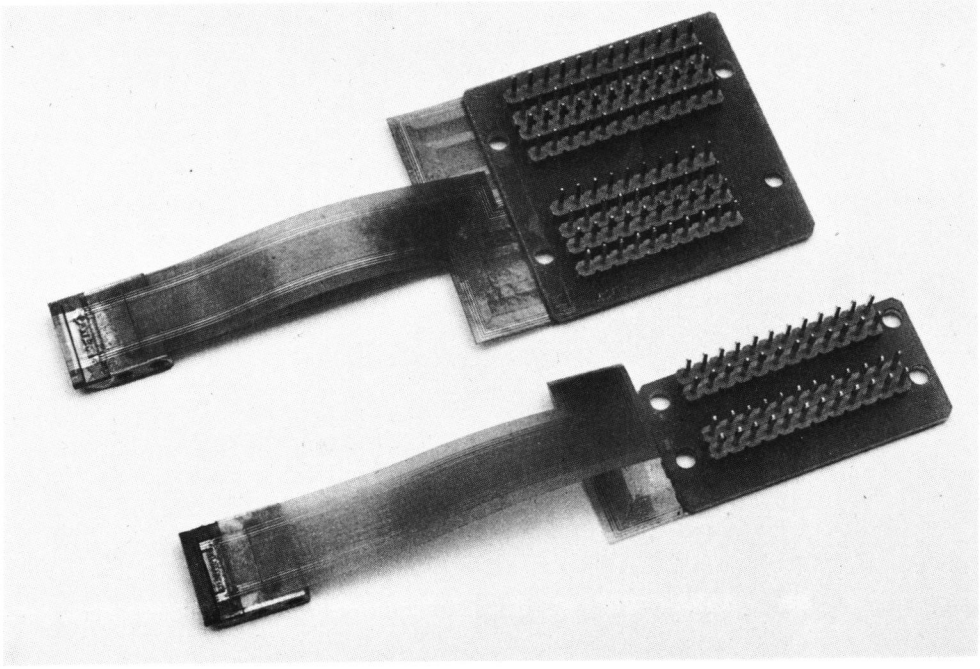

(b) 40トラック

第７－５図　　薄膜磁気ヘッドのトラック・フォーマット例

(a) 30(60)トラック／¼", (b) 40トラック／¼"

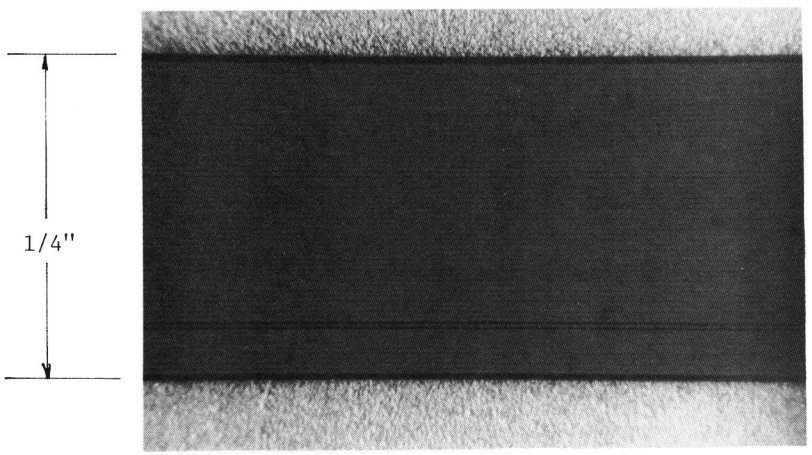


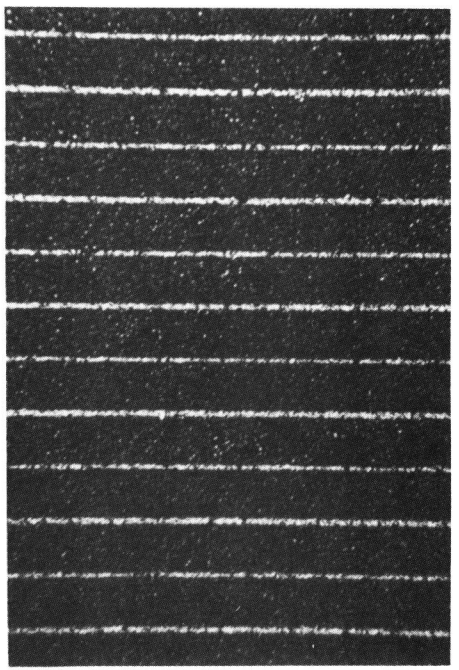
(a)　30(スタガ６０)トラック／¼インチ・テープ幅薄膜磁気ヘッド
左：記録ヘッド、中：再生MRヘッド、右：従来ヘッド



(b)　40トラック／¼インチ・テープ幅薄膜磁気ヘッド
上：記録ヘッド、下：再生ＭＲヘッド

第７－６図　　薄膜磁気ヘッドの外観写真




第７－７図　　30(60)トラック／¼″ テープの薄膜磁気ヘッドによるビッター記録軌跡

デジタル信号はＦＭ（ Frequency Modulation ）方式で変調され、テープ速度38*cm*／s で、最短波長が7.5 $\mu$mの信号として記録され、この方式により長波長型で構成することができる。スタガ構成に於いては、第７－７図に示すように、トラックピッチ１００$\mu$mに対し記録トラック幅は９０$\mu$mにとっているため、　２ヘッドスタガ位置調整に注意する必要がある。本方式によるエラー率は極めて小さく、高信頼性が得られる[96)~101)]。

(2)　４０トラック／¼インチ方式

２ビット直列による直・並列ビット処理と、完全二重書きのできる方式を用いて、１サンプル当り１６ビットで量子化する。２チャンネルの信号を記録再生するには、

$$\frac{16(\mathrm{Bit/s})}{2} \times 2(\mathrm{ch}) \times 2 = 32\ (\mathrm{Track})$$

が必要である。補助データ・トラックの利用も考慮して、これを実現するために第７－５図(b)に示されるようなトラック・フォーマットにする。¼インチ・テープ幅に、１ヘッドで40トラックが構成されている。

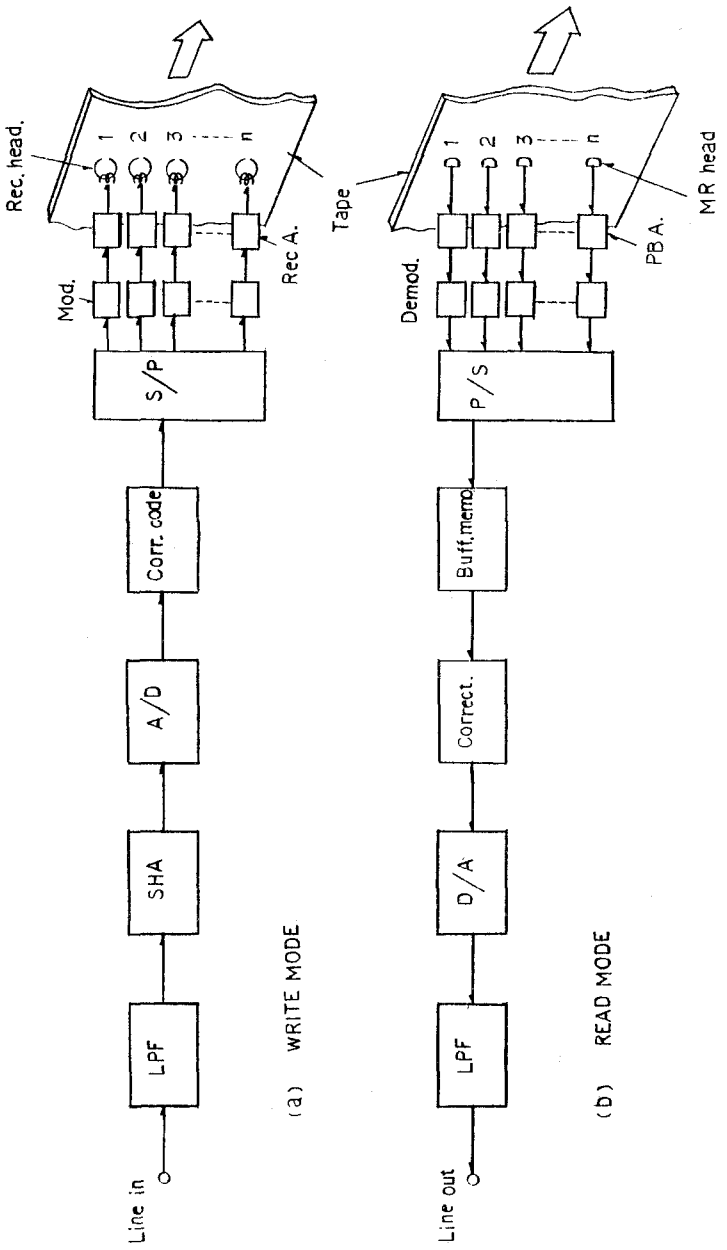
変調方式は、MFM(Modified Frequency Modulation )方式であり、テープ速度38*cm*／sec で最短波長が6.5 $\mu$mの信号を記録する構成になっている。１組の記録再生ヘッドで 記録ビットのインライン性が得られるために編集機能附加に適しているといえる。

高密度化すればするほど、テープ走行系が重要な問題として浮び上ってくる。それは、線密度（ＢＰＩ）にしても、トラック密度（ＴＰＩ）にしても同様である。テープ走行はテープへの依存度が大きい。最近のテープは幅精度、幅変動とも非常に良くなっており、使用したテープ走行系でウェービングが±２０$\mu$m以内に入る走行特性を得ている。スタガ６０トラック構成に於いても、トラック内クロストークは総合的に－30dB以下の高性能を実現している。薄膜構成マルチ・トラックヘッドのトラック間クロストークは、素子間の磁気的結合よりもテープ走行系の不安定性によるトラッキングミスに伴う隣接信号が問題である。

マルチ・トラックヘッドをデータビットの記録再生に用いたＰＣＭ録音装置のブロックダイアグラムを第７－８図に示す。記録過程としては、アナログ入力信号を上限20kHZ 程度までの低域フィルタ（ＬＰＦ）に通し、アナログ―デジタル（Ａ／Ｄ）変換器を通ったあと、直列信号を並列信号に変換（Ｓ／Ｐ）する。さらに、変調器（Mod.）で変調され、記録増幅器を介して各ヘッドに信号が送られ、磁気テープ上に並列ビット信号が記録されていく。再生過程に於いては、テープに記録された並列信号がマルチ・トラックのＭＲヘッドにより読み取られ、復調器( Demod.)を介して変調されていた信号が元のデジタル信号に変えられる。並列信号が今度は直列信号に戻され、バッファ・メモリを経てデジタル―アナログ信号に変換される。サンプル・ノイズを

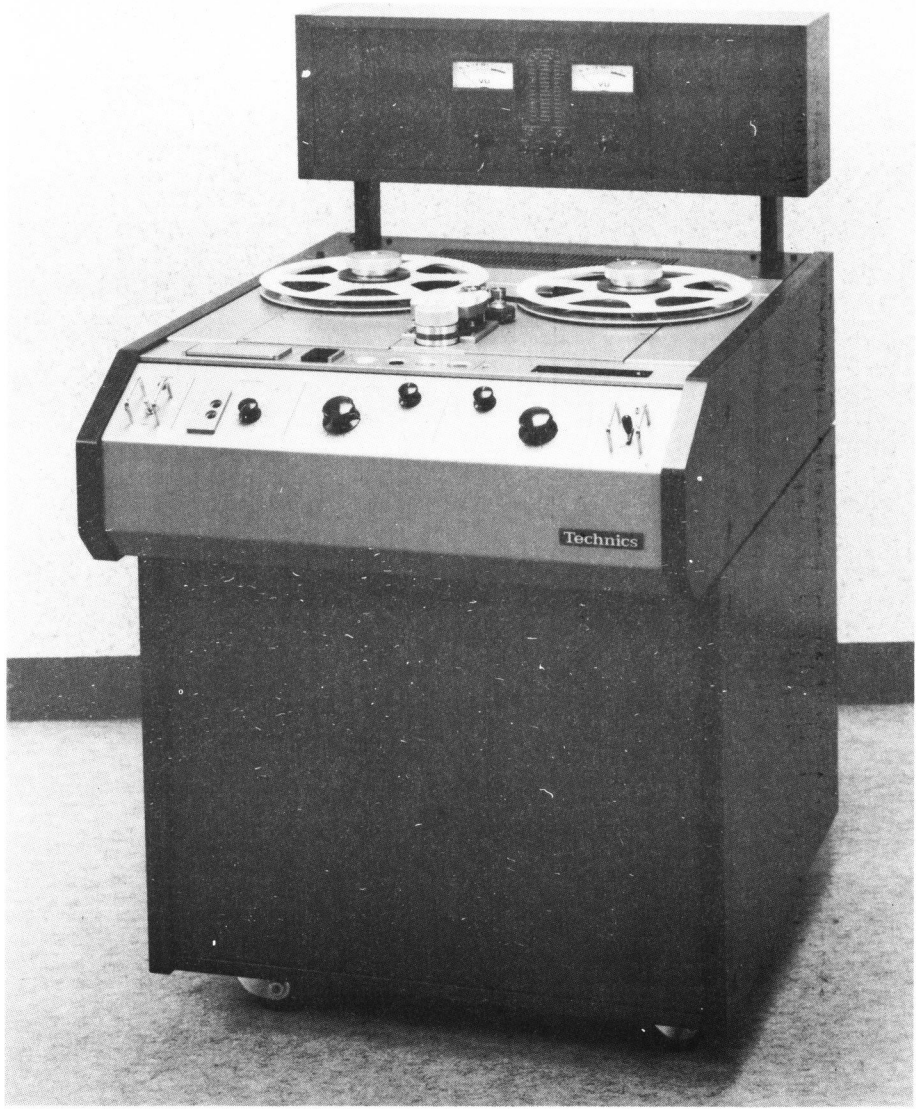
カットするために、上と同様なＬＰＦを通して元のアナログ信号が得られる。

この記録再生、およびデジタルーエレクトロニクス系で、パリティ・チエックなどの種々の誤りの訂正、補正が可能となり、高信頼性に富む信号記録再生を行うことができる。マルチ・トラックヘッドの採用で、この補正、訂正の可能性がさらに大きく広がる。




第７－８図　固定ヘッド方式ＰＣＭ録音機の原理的構成図

ＰＣＭ録音機の性能としては、14ビットのときは84dB，16ビット構成のときは96dB のダイナミック・レンジの能力を有している。これらの値は従来のアナログ記録に比べて30～40dB高く、従来にない超高忠実度の新しい記録再生方式を提供するものである。第7－9図に薄膜磁気ヘッドによるＰＣＭ録音機の外観写真を示す。




第7－9図　　薄膜磁気ヘッドによるPCM録音装置の外観写真

## 7－4　ま　と　め

薄膜磁気ヘッドをディスク・ヘッド用とテープ・ヘッド用の二つに大別し、それぞれの用途に応じた可能性を具体的数値に出して検討した。この結果、いずれの場合にも従来のバルク材料による磁気ヘッドに比べると、10倍以上の高密度記録の可能性を有していることがわかった。

薄膜磁気ヘッドはここで示した具体例以上に密度を上げ得る可能性を有しており、さらに薄膜磁気ヘッドの特徴の１つである多トラック性と組合せることにより、今後、新しい磁気記録システムへの利用展開が期待できる。

薄膜磁気ヘッドの応用の１具体例として、薄膜磁気ヘッドによる固定ヘッド方式ＰＣＭ録音装置が開発された。この新しいシステムは、トラック密度と線密度の良好なバランスからエラー率の低い高信頼性を実現できた。

# 第 8 章　結　　言

薄膜磁気ヘッドは原理的には高密度、高性能の可能性が従来より知られていたが、まだ実用に供されていない。薄膜磁気ヘッドを具体化するために必要な異方性磁性薄膜の特性、マルチ・トラックヘッドを構成するための問題点、および薄膜磁気ヘッドの実用上有効な理論的解析法に関しては、従来報告されていなかった。

本論文ではこれらの点に着目し、先ず異方性磁性薄膜の新しい磁気特性評価方法を提案した。従来のリング状サンプルと異なり、膜厚の大きい短冊状試料の磁化に伴う反磁界を、電算機で計算した結果を検討し、シャントコア法を導入して、試料の各配向方向に於けるB－H曲線測定法を確立し、さらに透磁率の周波数特性、および透磁率のレベル特性を電算機制御により測定する新しい評価方法を確立した。この結果、膜厚の大きい異方性磁性薄膜の磁気特性を正確に知ることができるようになった。

次に、薄膜磁気ヘッドの具体化として、記録ヘッドに関しては、理論的、実験的検討結果から(1)共通バイアス方式と、(2)溝構造薄膜磁気ヘッドを提案し、薄膜磁気記録ヘッドとして高能率な特性を得ることができた。また、薄膜磁気ヘッドの再生ヘッドに関しては、磁気抵抗効果型（MR）ヘッドの構造とその電磁変換特性について、理論的、実験的検討を行い、MRヘッドの線形動作を行わせるための新しいバイアス法を提案し、1/4インチ幅に30～60トラックの高性能なマルチ・トラックMRヘッドを実現した。さらに、トラック幅が2 $\mu$mの「超狭トラックMRヘッド」の新しい構造を提案し、非常に高い面記録密度が得られる可能性を示した。

つぎに、磁性薄膜の磁気的飽和を含む薄膜磁気記録ヘッドの特性計算を解析的に行うために、「薄膜磁気ヘッドの飽和モデル」を提案した。従来、磁気的飽和を含む数値解析は、電算機処理でも大変な計算量となっていた。また、飽和を考慮しない解析手法では、薄膜磁気ヘッドの記録ヘッドとしての特性が見掛け上良好な結果になり、実測される記録特性のクリップ現象を充分把握できなかった。本解析法により、薄膜磁気ヘッドを構成するパラメータの寄与を正確に知ることができ、実験結果とよい一致が得られ、本解析法の正しさが裏付けられた。

薄膜磁気ヘッドは、その持っている特徴、能力から、新しい磁気記録システムへの利用展開が期待される。その応用への1具体例として、固定ヘッド方式PCM録音装置が開発された。薄膜磁気ヘッドの多トラック性と高性能化により、ビット誤り訂正、補正能力が大幅に増大し、従来にないエラー率の低い、高信頼性を実現できた。

以上、簡単に本研究による成果の概要をのべたが、薄膜磁気ヘッドはさらに高密度化への研究が可能と考えられる。このような意味で、本研究は薄膜磁気ヘッドの今後の展開のための一助になると考えられる。

このように、薄膜磁気ヘッドは磁気記録技術、磁気応用の今後の発展に大きな比重を占めることが予想されており、本研究が多少でも役立つことを願って締めくくりたい。

**謝　　辞**

本研究を行うにあたり、多くの方々の御指導、御援助を得たので、ここに厚く御礼申し上げる。

まず、大阪大学基礎工学部桜井良文教授には本研究に懇切なる御指導と御意見をいたゞいた。同じく大阪大学基礎工学部高島堅助教授、白江公輔教授、浜川圭弘教授、山本明教授には懇切なる御検討と御意見をいたゞいた。

松下電器産業株式会社技術本部長早川茂取締役、材料研究所広田栄一所次長 には本研究の機会を与えていたゞく とともに、終始御指導、御鞭達をいただいた。同じく、技術本部 菅谷汎部長、材料研究所 小林深室長には本研究全体に対して常時、多大の御指導をいたゞいた。

また、同研究所の紙中伸征主任研究員、能智紀台研究員、野村登研究員、電子機器研究所の松島宏司室長、石川新三郎課長には、薄膜磁気ヘッドの開発、検討などに多くの御助力をいただいた。この他、同研究所試作実験部の方々、無線研究所の方々など多くの方々から御助力、御意見をいたゞいた。ここに厚く御礼申し上げる。

# 第 9 章　　付　　録

## 9－1　緒　　言

本文中第5章に於いて、薄膜磁気記録ヘッドの解析方法として、重畳積分法による解析、Maxwell の電磁方程式を用いた解析、薄膜磁気ヘッドの飽和モデルによる動特性の解析の三通りについて検討した。これらの解析検討の中で省略した、冗長な計算過程に関して補足を行った。

## 9－2　本文第5章の補遺

### 9－2－1　重畳積分法による解析計算

第5－2節に於いて、基本式と結果のみを示したが、ここではその詳細な計算過程を記す。第5－2図に示す解析モデルに於ける関係式は、伝送線方程式より次式のようになる。

i）ギャップ側に於いては、

$$\begin{cases} \phi_{fi} = \phi_i \cosh\gamma x - (U_{fi}/Z_o)\sinh\gamma x & (9-1) \\ u_{fi} = U_{fi}\cosh\gamma x - Z_o\phi_i\sinh\gamma x = -\phi_{fi}\cdot Z_t & (9-2) \end{cases}$$

ii）後部側に於いては、

$$\begin{cases} \phi_{ri} = \phi_i \cosh\gamma(\ell - x) - (u_{ri}/Z_o)\sinh\gamma(\ell - x) & (9-3) \\ 0 = u_{ri}\cosh\gamma(\ell - x) - Z_o\phi_i\sinh\gamma(\ell - x) & (9-4) \end{cases}$$

ここで、

$$\phi_i = u_i/(Z_{fi} + Z_{ri}) \quad (9-5)$$

$$U_{fi} = \phi_i \cdot Z_{fi} \quad (9-6)$$

$$u_{ri} = \phi_i \cdot Z_{ri} \quad (9-7)$$

$$u_i = I \cdot \Delta x/\ell \quad (9-8)$$

なる最も基本的な関係式が得られる。これらからさらに、

$$\phi_{fi} = \phi_i\cosh\gamma x - \frac{\sinh\gamma x}{\cosh\gamma x}\cdot(-\phi_{fi}\cdot Z_1 + Z_0\phi_i\cdot\sinh\gamma x)\frac{1}{Z_0}$$

$$= \phi_i \frac{\cosh\gamma x - \dfrac{\sinh^2\gamma x}{\cosh\gamma x}}{1 + \dfrac{Z_1}{Z_0}\cdot\dfrac{\sinh\gamma x}{\cosh\gamma x}}$$

$$= \frac{\phi_i}{\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x} \qquad (9-9)$$

が得られる。これが（５－２）式と対応している。

さらに、

$$\phi_{ri} = \phi_i \left\{ \cosh\gamma(\ell - x) - \frac{\sinh^2\gamma(\ell - x)}{\cosh\gamma(\ell - x)} \right\}$$

$$= \frac{\phi_i}{\cosh\gamma(\ell - x)} \qquad (9-10)$$

となり、これは（５－３）式と対応している。

$$Z_{fi} = Z_0 \cdot \frac{\alpha\cosh\gamma x + \sinh\gamma x}{\cosh\gamma x + \alpha\sinh\gamma x} = \frac{\alpha + \tanh\gamma x}{1 + \alpha\tanh\gamma x} \cdot Z_0 \qquad (9-11)$$

$$Z_{ri} = Z_0 \cdot \frac{\alpha_r + \tanh\gamma(\ell - x)}{1 + \alpha_r \cdot \tanh\gamma(\ell - x)} = Z_0 \cdot \tanh\gamma(\ell - x) \qquad (9-12)$$

となる。ここで（９－１２）式に於いて、第５－２図では$\alpha_r = 0$となるため右辺のようになる。故に、（９－５），（９－８），（９－１１），（９－１２）式より$\phi i$は次式のようになる。

$$\phi_i = \frac{u_i}{Z_0} \Bigg/ \left\{ \frac{\alpha + \tanh\gamma x}{1 + \alpha \cdot \tanh\gamma x} + \tanh\gamma(\ell - x) \right\}$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{\Delta x}{\ell} \cdot \frac{1 + \alpha\tanh\gamma x}{\tanh\gamma x + \tanh\gamma(\ell - x) + \alpha\left\{1 + \tanh\gamma x \cdot \tanh\gamma(\ell - x)\right\}}$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{\Delta x}{\ell} \cdot \frac{\cosh\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell + \alpha \cdot \cosh\gamma\ell} \cdot (\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x)$$

$$\times (\cosh\gamma x - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x) \qquad (9-13)$$

となり、これは（５－４）式と対応している。

故に、ギャップ部に供給される磁束$\phi(d)$は（９－９）と（９－１３）式より、

$$\phi(d) = \Sigma\phi_{fi} = \Sigma \frac{\phi_i}{\cosh\gamma x + \alpha\sinh\gamma x}$$

$$= \Sigma \frac{\cosh\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell + \alpha\cosh\gamma\ell} \cdot \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{\Delta x}{\ell} \cdot (\cosh\gamma d - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x)$$

$$= \frac{I}{Z_0 \ell} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \int_0^{\ell} (\cosh\gamma x - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x)\, dx$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \frac{1}{\gamma\ell} \cdot (\sinh\gamma\ell - \tanh\gamma\ell \cdot \cosh\gamma\ell + \tanh\gamma\ell)$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \frac{\tanh\gamma\ell}{\gamma\ell} \qquad (9-14)$$

$$\phi(d+\ell) = \Sigma\phi_{ri} = \Sigma \frac{\phi_i}{\cosh\gamma(\ell - x)}$$

$$= \frac{I}{Z_0 \ell} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \Sigma \frac{(\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x)(\cosh\gamma x - \tanh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x)}{\cosh\gamma\ell \cdot \cosh\gamma x - \sinh\gamma\ell \cdot \sinh\gamma x}$$

$$= \frac{I}{Z_0 \ell} \cdot \frac{1}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \cdot \frac{1}{\cosh\gamma\ell} \cdot \int_0^{\ell} (\cosh\gamma x + \alpha \cdot \sinh\gamma x)\, dx$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\gamma\ell} \cdot \frac{\sinh\gamma\ell + \alpha \cdot (\cosh\gamma\ell - 1)}{(\alpha + \tanh\gamma\ell) \cdot \cosh\gamma\ell}$$

$$= \frac{I}{Z_0} \cdot \frac{1}{\gamma\ell} \cdot \frac{\tanh\gamma\ell + \alpha \cdot \left(1 - \dfrac{1}{\cosh\gamma\ell}\right)}{\alpha + \tanh\gamma\ell} \qquad (9-15)$$

となり、これは（５－７）式に対応している。

これらの導出式を基に、（５－８）式以降に示す過程に従って伝送線方程式の基本解を重畳積分していくことにより、薄膜磁気ヘッドの記録特性を解析した。

9－2－2　Maxwell 方程式を用いた解析計算

第５－２節－３での解析に於いて、（５－19）～（５－21）式に示す基本式より、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{\mu p h} u + h \cdot \frac{\partial J}{\partial x} \qquad (9-16)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\mu p h} \phi - \mu_0 W J \qquad (9-17)$$

が与えられる。一方、（５－22）式より、

$$\frac{\partial J}{\partial x} = j\omega\mu_0 \sigma H \qquad (9-18)$$

となる。さらに、第５－１図の解析モデルの溝領域に於いては、

$$u = H \cdot h \qquad (9-19)$$

であることを考慮すると、（９－１６）式は、

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = (\gamma^2 + j\omega\mu_0\sigma)H \qquad (9\text{–}20)$$

$$H_a = A \sinh kx_a + B \cosh kx_a \qquad (9\text{–}21)$$

となる。（５－２１）と（９－２１）式より、

$$J_a = C + j\omega\mu_0\sigma \frac{1}{k} \cdot (A \cosh kx_a + B \sinh kx_a) \qquad (9\text{–}22)$$

が得られる。さらに、（５－２０）と（９－２１）式より、

$$\phi_a = \mu\mu_0 phW\Big\{ C - A\,(k - j\omega\mu_0\sigma \cdot \frac{1}{k}) \cosh kx_a + B\,(k - j\omega\mu_0\sigma \cdot \frac{1}{k}) \sinh kx_a \Big\} \qquad (9\text{–}23)$$

が得られる。これらの結果を用いて、計算を簡単にするために、$x_a = 0$で、$H_a = 0$とすると、

$$h \cdot H_a(o) = B = 0. \qquad (9\text{–}24)$$

ギャップ突合せ部$x = \ell$での終端磁気抵抗を$Z_1$とすると、

$$h \cdot H_a(\ell) = A \cdot h \cdot \sinh(k\ell) = Z_1 \cdot \phi_a(\ell) \qquad (9\text{–}25)$$

の関係が得られる。さらに、記録電流を$I_a$とすると、

$$I_a = h \int_o^{\ell} J_a dx_a = h\,(C \cdot \ell + j \frac{\omega\mu\mu_0\sigma}{k^2} \cdot A \sinh k\ell) \qquad (9\text{–}26)$$

となり、さらに（９－２３）～（９－２５）式より、

$$\phi_a(o) = \mu\mu_0 phW\{ C - A\,(k - j\omega\mu\mu_0\sigma/k) \} \qquad (9\text{–}27)$$

$$\phi_a(\ell) = \mu\mu_0 phW\{ C - A\,(k - j\omega\mu\mu_0\sigma/k) \cosh k\ell \} \qquad (9\text{–}28)$$

が得られる。

（９－２６）～（９－２８）式より、

$$\begin{cases} \dfrac{\phi_a(\ell)}{\left(\dfrac{I_a}{Z_1}\right)} = \dfrac{1}{\beta + \dfrac{k\ell}{\tanh k\ell} - j\omega\mu\mu_0\sigma\left(\dfrac{\mu\ell}{k}\cdot\dfrac{1}{\tanh k\ell} - \dfrac{1}{k^2}\right)} & (9\text{–}29) \\ \dfrac{\phi_a(o)}{\left(\dfrac{I_a}{R_C}\right)} = 1 - \dfrac{\dfrac{k\ell}{\sinh k\ell} - j\omega\mu_0\sigma\left(\dfrac{\mu\ell}{k}\cdot\dfrac{1}{\sinh k\ell} - \dfrac{1}{k^2}\right)}{\beta + \dfrac{k\ell}{\tanh k\ell} - j\omega\mu_0\sigma\left(\dfrac{\mu\ell}{k}\cdot\dfrac{1}{\tanh k\ell} - \dfrac{1}{k^2}\right)} & (9\text{–}30) \end{cases}$$

の関係が得られる。ここで$\beta$と$R_C$は（５－２６）と（５－２７）で示されるものである。

（９－２９）と（９－３０）式に於いて、

$$x_a = (d + \ell) - x \qquad (9\text{–}31)$$

とおき、さらに、Ia ― I ，h・Ha ― u ，$\phi_a$ ― $\phi$と置換えると、（５－２３）と（５－２４）式にそれぞれ対応したものが得られる。

ここで、$\omega \to 0$とすると、表皮効果が問題にならない範囲での磁束を求めることができる。

$$\begin{cases} \dfrac{\phi_a(\ell)}{\left(\dfrac{I_a}{Z_1}\right)} = \dfrac{1}{\beta + \dfrac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} & (9\text{–}32) \\ \dfrac{\phi_a(o)}{\left(\dfrac{I_a}{R_C}\right)} = 1 - \dfrac{\dfrac{\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell}}{\beta + \dfrac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} & (9\text{–}33) \end{cases}$$

となり、（９－２５）と（９－３２）式より、

$$\begin{cases} A = \dfrac{I_a}{h}\cdot\dfrac{1}{\beta + \dfrac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}}\cdot\dfrac{1}{\sinh\gamma\ell} & (9\text{–}34) \\ C = \dfrac{I_a}{h\ell} & (9\text{–}35) \end{cases}$$

と各積分定数が求められる。ua ，$\phi_a$ の $x_a$ による変化は、

$$\frac{u_a(x_a)}{I_a} = \frac{1}{\beta + \dfrac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}}\cdot\frac{\sinh\gamma x_a}{\sinh\gamma\ell} \qquad (9\text{–}36)$$

$$\frac{\phi_a(x_a)}{\left(\frac{I_a}{R_C}\right)} = 1 - \frac{1}{\beta + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} \cdot \frac{\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell} \cdot \cosh\gamma x_a \qquad (9\text{–}37)$$

となり、( 9－33 )式より( 9－37 )式は、

$$\frac{\phi_a(x_a)}{\phi_a(o)} = \frac{\left[1 - \frac{1}{\beta + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} \cdot \frac{\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell} \cdot \cosh\gamma x_a\right]}{\left[1 - \frac{\frac{\gamma\ell}{\sinh\gamma\ell}}{\beta + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}}\right]}$$

$$= \frac{1 + \alpha\left(\frac{1}{\tanh\gamma\ell} - \frac{\cosh\gamma x_a}{\sinh\gamma\ell}\right)}{1 + \alpha \cdot \tanh\left(\frac{\gamma\ell}{2}\right)} \qquad (9\text{–}38)$$

のように変形できる。

ここで( 9－31 )式の座標変換と、さらに同様な変更により( 5－28 )と( 5－29 )式に対応する関係式は、( 9－36 )と( 9－38 )式より、

$$\frac{u(x)}{I} = \frac{1}{\frac{\gamma\ell}{\alpha} + \frac{\gamma\ell}{\tanh\gamma\ell}} \cdot \frac{\sinh\gamma(\ell + d - x)}{\sinh\gamma\ell} \qquad (9\text{–}39)$$

$$\frac{\phi(x)}{\phi(d+\ell)} = \frac{1 + \alpha\left[\frac{1}{\tanh\gamma\ell} - \frac{\cosh\gamma(\ell+d-x)}{\sinh\gamma\ell}\right]}{1 + \alpha\tanh(\gamma\ell/2)} \qquad (9\text{–}40)$$

が得られる。

## 9－3　異なる条件下での特性解析

### 9－3－1　起磁力源の位置依存

第5－1図の解析モデルでは、導電体層は溝領域内に均一に分布している場合である。導電体が一点に集中した場合、その導電体、即ち起磁力源の位置によって、ヘッド先端起磁力がどのように変化するかを調べた。

起磁力源がxにあり、xからギャップ側を見た磁気抵抗を$Z_f$、後部側を見た磁気抵抗を$Z_r$、x＝dに於ける起磁力をufとすると、

$$\begin{cases} u_f = \phi \cdot Z_f \cosh\gamma x - Z_0 \cdot \phi \sinh\gamma x & (9\text{–}41) \\ 0 = \phi \cdot Z_f \cosh\gamma(\ell - x) - Z_0 \cdot \phi \sinh\gamma(\ell - x) & (9\text{–}42) \end{cases}$$

が成り立つ。これから、

$$\frac{u_f}{I} = \frac{1}{(\frac{Z_r}{Z_0}) + (\frac{Z_f}{Z_0})} \cdot \frac{Z_f}{Z_0}(\cosh\gamma x - \sinh\gamma x) \qquad (9\text{–}43)$$

が得られる。ここで、

$$\begin{cases} \dfrac{Z_r}{Z_0} = \tanh\gamma(\ell - x) & (9\text{–}44) \\ \dfrac{Z_f}{Z_0} = \dfrac{\alpha + \tanh\gamma x}{1 + \alpha\tanh\gamma x} & (9\text{–}45) \end{cases}$$

それ故、ギャップ先端での起磁力u(o)と電流Iとの比とxとの関係は、

$$\frac{u(o)}{I} = \frac{\dfrac{\alpha + \tanh\gamma x}{1 + \alpha\tanh\gamma x} \cdot (\cosh\gamma x - \sinh\gamma x)}{\tanh\gamma(\ell - x) + \dfrac{\alpha + \tanh\gamma x}{1 + \alpha\tanh\gamma x}} \times (\cosh\gamma_1 d - \frac{1}{\alpha_1}\sinh\gamma_1 d) \qquad (9\text{–}46)$$

で与えられる。

この解析計算結果を磁性薄膜の透磁率をパラメータとして数値計算した結果は、第9－1図に示すようになり、$\mu$の小さい場合には起磁力源の場所依存が大きくなることがわかる。

9－3－2　磁芯幅が一定でない場合

(1) 階段状に磁芯幅が変る場合

第9－2図に示すように、媒体と接するトラック幅がギャップ深さ部分で、巻線部分の磁性薄膜より小さく搾られる構造の場合を考える。

計算を簡単化するため、この場合もW≫$\delta$、p、とする。またテーパ状に磁芯幅が変っている領域は、溝領域内であり、おゝよそ階段状に変化しているとした。

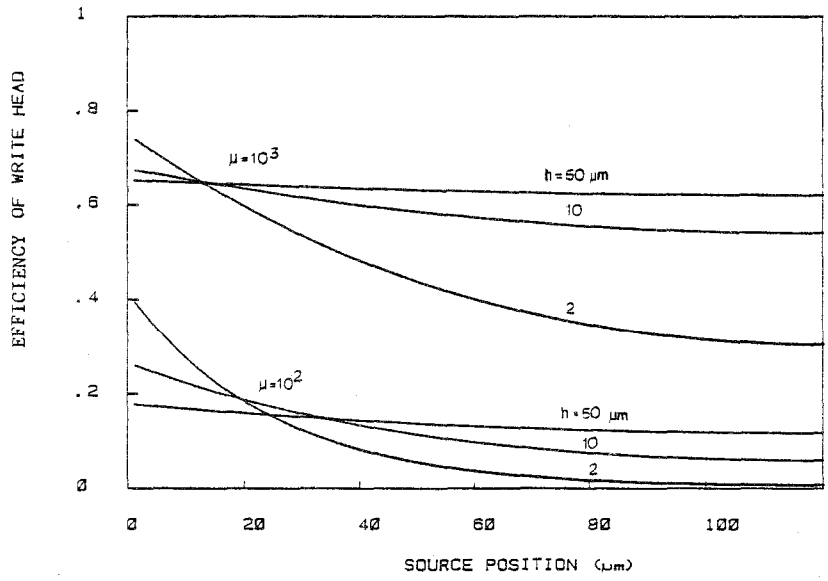
x＝dより、ギャップ側を見た磁気抵抗を$Z_3$、特性抵抗を$Z_{03}$とすると、今までの磁芯幅一定の式と異なるのは$\alpha_1$の項のみであり、これを$\alpha_3$とすると、

$$\alpha_3 = \frac{Z_3}{Z_0} = \frac{Z_3}{Z_{03}} \cdot \frac{Z_{03}}{Z_0}$$

$$= \alpha_1 \cdot \sqrt{\frac{g}{h}} \cdot \frac{W}{w}$$

$$= \alpha \cdot \frac{W}{w} \qquad (9\text{—}47)$$

となる。なぜなら、$Z_3/Z_{03}$ は、$w \gg g$ であるので $\alpha_1$ と同じになるためであり、結局、従来の $\alpha$ を W／w 倍にするのみでよい。




第９－１図　　薄膜磁気ヘッド起磁力源の位置による記録効率の変化

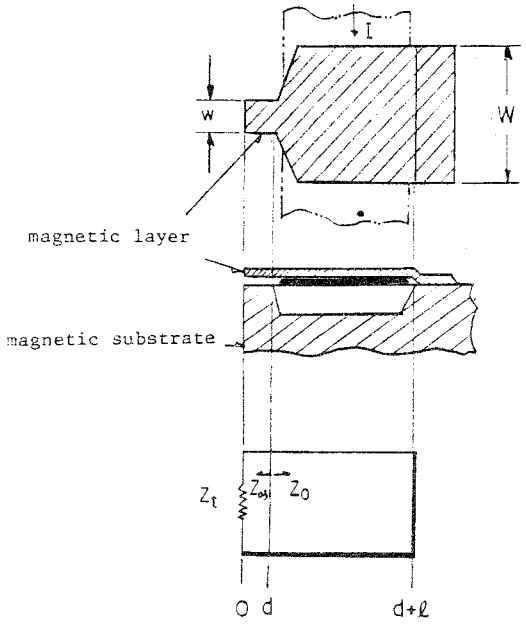
この、階段状にすることによる効果を、ヘッド先端磁界強度 $H_e$ と透磁率との関係から調べた。（９－４７）式を考慮した数値計算結果を示すと、第９－３図に示すようになり、例えば、W／w＝４、即ち搾り率として¼のときには、記録効率として著しく向上していることがわかる。

(2)　磁束密度一定の構造

磁性層の幅が一定の場合、磁性薄膜中の磁束分布は第５－３図に示すように、ｈが小さい場合、後部接合部 $x = d + \ell$ で磁束は最大値 $\phi_m$ となり、前部ギャップ部 $x = d$ までに大きく減衰し、信号磁束が有効にギャップ部に伝達されない。基板が溝構造でない場合は特にその傾向が著しい。

この現象を解決するためには、信号用導電体層がある領域の磁束密度がおおよそ一定となり、そ

の値が前部作動ギャップ部に導き得たならば、磁束利用率としては最も好ましい状態となる。




第９－２図　　フォーカス型磁性薄膜構造（上：上面図、中：断面図）とその磁気等価回路（下）

磁性層間で漏洩しながら磁性層中を磁束$\phi$が流れる条件下で、磁束密度が一定となるには、前部ギャップ側に進むにつれて磁性層幅が小さくなれば可能性がある。微小領域の磁気抵抗$\Delta Z$と、パーミアンス$\Delta Y$を場所の関数とし、ｘでの磁性層幅をｚとすると、

$$\Delta Z = \frac{2\Delta x}{\mu\mu_0 p z} \qquad (9\text{–}48)$$

$$\Delta Y = \frac{\mu_0 z}{h}\Delta x \qquad (9\text{–}49)$$

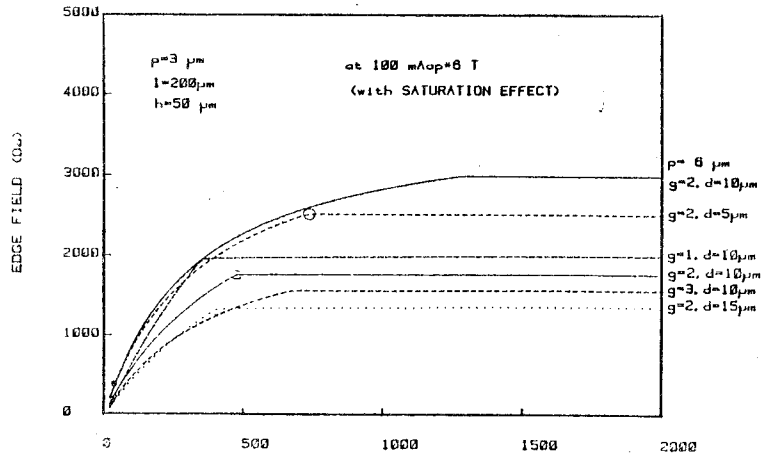
と表わせる。磁束の減少分が漏洩増加分と等しいとき、磁束密度一定となるため、

$$d\phi = -d\phi_\ell \qquad (9\text{–}50)$$

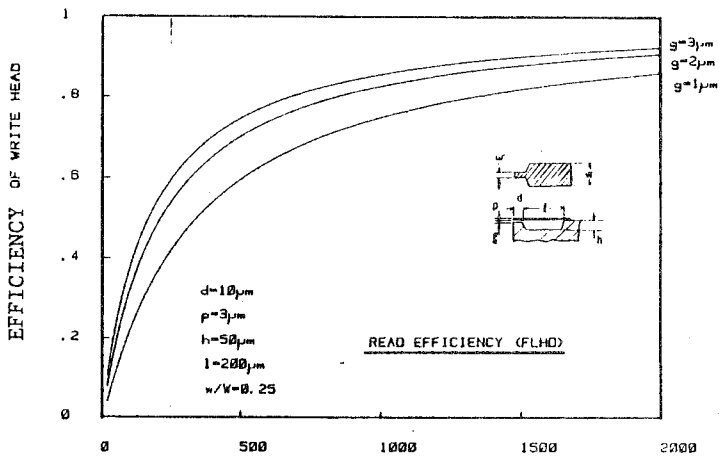
$$d\phi = B_t \cdot p \cdot \Delta z \qquad (9\text{–}51)$$

$$d\phi_\ell = u \cdot \Delta Y$$

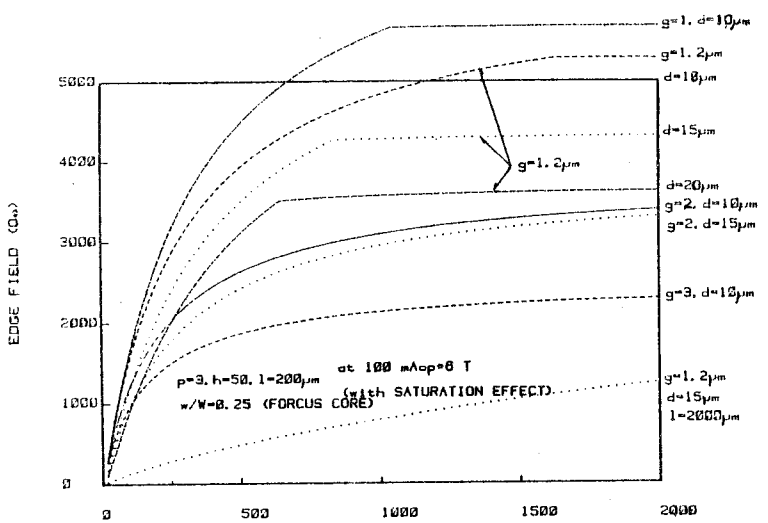
$$= \frac{B_t}{\mu\mu_0} \cdot 2x \cdot \Delta Y \qquad (9\text{–}52)$$



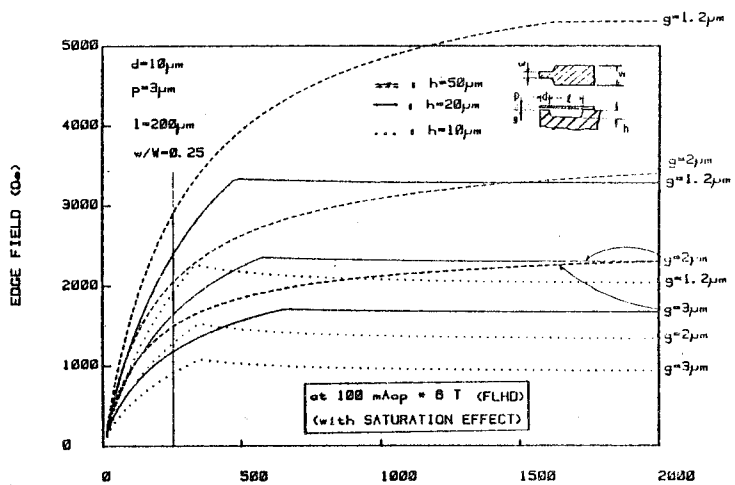

(a) ストレート




(d) フォーカス型の再生効率




(b) フォーカス構造




(c) フォーカス型の記録効率

第９－３図　磁性薄膜形状と効率との関係

（$B_t$は磁性薄膜中の磁束密度）

となり、（9－50）～（9－52）式より、

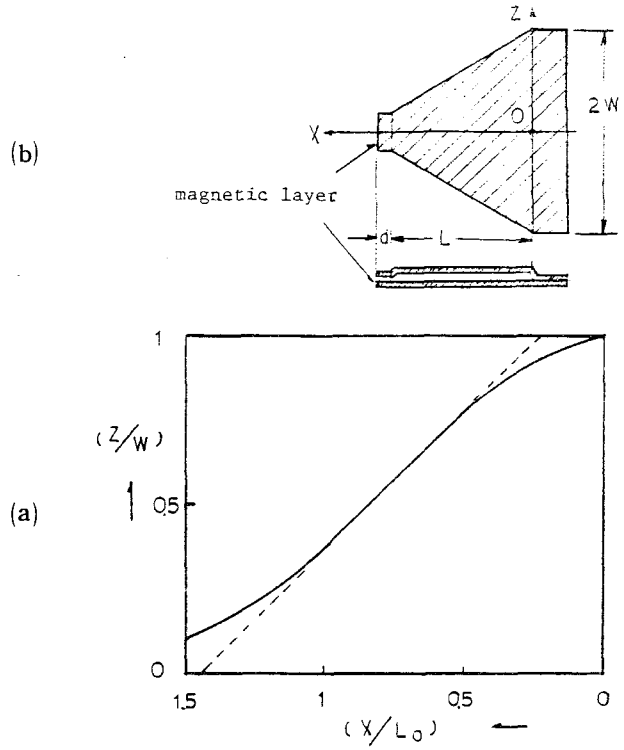
$$\frac{\Delta z}{z} = -\frac{2x}{\mu ph} \cdot \Delta x \qquad (9-53)$$

の関係が得られる。両辺を積分し、境界条件として、$x=0$で$z=W_0$とすると、

$$\frac{z}{W_0} = \exp\left[-\left(\frac{x}{L_0}\right)^2\right] \qquad (9-54)$$

$$L_0 = \sqrt{\mu ph/2} \qquad (9-55)$$

なる関係が得られる。磁性層の幅Wとしては、特性長を$L_0$、後部接合部での幅を$W_0$とし、それぞれを$W_0$、$L_0$で正規化した形で表わすと；第9－4図(a)に示すような曲線になる。この形状を直線で近似すると、同図中点線で示されるようになる。後部接合部に近い変曲点は、接合部の前端から$0.2L_0$位までに配置し、一方、ギャップ側での変曲点は、空隙部深さが変化してもトラック幅が変化しない構成にしておく必要がある。結果的には第9－4図(b)に示すような構造の磁性薄膜形状となる。




第9－4図　　磁性薄膜中磁束一定型薄膜ヘッドの構造寸法比

## 参 考 文 献


1) W. Schockley, U.S. Patent 2,569,347, 1951.

2) J.S. Kilby, "Solid Circuit' concept" at IRE Show, 1959.

3) A.W. Friend, U.S. Patent 2,536,272, 1951.

4) D.P. Gregg, "Deposited Film Transducing Apparatus and Method of Producing the Apparatus", U.S. Patent 3,344,287, Sept. 26, 1967 (field April 19, 1961)

5) L.F. Shew "High-density magnetic head design for noncontact recording". IRE Trans. Electronic Computers EC-11, pp. 764–773, 1962.

6) I. Elabd "A study of the field around magnetic heads of finite length". IEEE Trans. Audio., AU-11, pp. 21-27, 1963.

7) D.W. Brede "Electrolytic analog magnetic head field studies". IEEE Trans. Audio., AU-12 pp. 9-19, 1964.

8) J.C. Barton and C.T. Stockel, "A Novel Type of Magnetic Recording Head, "Radio and Electron. Engr., Vol.26, pp.11-18, Jan. 1964.

9) C.B. Trimble, "Magnetic Transducer with Planar Spiral Coil Extending into the Gap", U.S. Patent 3,549,825, Dec. 22, 1970. (filed Sept. 18, 1967)

10) Y. Watanabe et al., "Fabrication of Grouped Magnetic Heads" IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-5, No.4, pp. 918-920, Dec. 1969.

11) E.P. Valstyn and D.W. Kosy, "The write Field of a Magnetic-Film Recording Head" No.4, pp. 442-445, Dec. 1969.

12) W.E. Tchon and D.S. Rodbell, "A New Magnetic Recording Head Fabricated from Coaxial Wire" IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-6, No.3, pp. 593-597, Sept. 1970.

13) L.T. Romankiw, et al., "Batch-Fabricated Thin-Film Magnetic Recording Heads" IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-6, pp. 597-601, Spet. 1970.

14) J.P. Lazzari, J. Melnick, "Recording Integrated Magnetic Heads" IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-6, No.3, pp. 601-602, Sept. 1970.

15) A. Paton, "Analysis of the Efficiency of Thin-Film Magnetic Recording Heads", J. Appl. Phys., Vol. 42, pp. 5868-5870, Dec. 1971.

16) R.I. Potter, R.J. Schmulian, and K. Hartman, "Fringe Field and Read Back Voltage Computations for Finite Pole-Tip Length Recording Heads", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-7, pp. 689-695, Sept. 1971.

17) R.I. Potter and R.J. Schmulian, "Self-Consistently Computed Magnetization Patterns in Thin Magnetic Recording Media", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-7, pp. 873-880, Dec. 1971.

18) A.D. Kaske, P.E. Oberg, M.C. Paul and G.F. Sauter, "Vapordeposited Thin-Film Recording Heads", IEEE Trans. Mag., Vo.1. MAG-7, pp. 675-679, Sept. 1971.

19) G.F. Sauter, M.C. Paul, P.E. Oberg, and A.D. Kaske, "Transverse Recording Using Thin Film Recording Heads", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-8, pp. 194-200, June 1972.

20) L.W. Brownlow and C.C. King, "Write Field Analysis for Integrated Heads of the Finite Pole-tip Configuration", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-8, pp. 539-541, Sept. 1972.

21) T. Suzuki and S. Iwasaki, "An analysis of magnetic recording head fields using a vector potential" IEEE Trans. Mag., MAG-8, 3, pp. 536-537, 1972.

22) E.P. Valstyn, Annals of the New York Academy of Sci., Vol. 189, pp. 191-205, Jan. 3, 1972.

23) K. Kanai and H. Sugaya, U.S. Patent 8,696, 216, field 1972.

24) L.T. Romankiw and P. Simon, "Batch Fabrication of Thin Film Magnetic Recording Heads of Vertical Configuration". Abstract 15.2, Intern. Mag., Conf. April 24-27, 1973.

25) W. Chynoweth, J. Jordan, and W. Kayser, Honeywell Computer Journal, Vol. 7, No.2, pp. 103-117, 1973.

26) R.L. Anderson, A. Gangulee, and L.T. Romankiw, "Annealing Behavior of Electroplated Permalloy Thin Films", J. of Electronic Materials, Vol.2, pp. 161-176, 1973.

27) E.P. Valstyn and L.F. Shew, "Performance of Single-Turn Film Heads", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-9, pp.317-322, Sept. 1973.

28) J.P. Lazzari, "Integrated Magnetic Recording Heads Applications", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-9, pp. 322-326. 1973.

29) Mallinson etal. "Write Processes in High Density Recording" IEEE Trans. Mag., MAG-9 pp. 329-331, 1973.

30) 金井，菅谷，小林：〝短冊状試料の磁化計算〟、応用磁気学会、２２ＰＢ－２，pp １５２－１５３，１９７３

31) 金井，菅谷、小林：〝Ｂ－Ｈ曲線の一測定法〟、電子通信学会、磁気記録研究会、ＭＲ７３－２２，１９７３

32) 鈴木，岩崎：〝薄膜磁気記録ヘッドの解析〟、信学技報　ＭＲ７４－２６，１９７４

33) 市山 義和，：〝磁気ヘッド磁界分布の数値計算〟、信学技報　ＭＲ７４－３２，１９７４

34) Y. Ichiyama "Reproducing Characteristics of Thin Film Heads" IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-11-5, pp.1203-1205, 1975.

35) G.W. Brock and F.B. Shelledy, "Batch-fabricated heads from an operational standpoint", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-11. pp. 1218-1220, 1975.

36) J.C. van Lier et al., "Combined thin film magnetoresistive read, Inductive write heads", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-12, pp. ７１６－７１８，１９７５

37) 三浦 義正、：〝ヘッド形状と効率に関する－検討〟、信学技報　ＭＲ７５－３１，１９７６

38) K. Kanai, F. Kobayashi, and H. Taniguchi, U.S. patent 3,987,488, issued 1976.

39) 野村，金井，紙中，能智：〝薄膜磁気ヘッド用導体の許容電流〟、応用物理学会 Ｐ２８ａ，１９７７

40) 金井，紙中，能智，野村：〝薄膜磁気ヘッド〟、信学技報　MR 76－33、1977

41) 野村，金井，紙中，能智：〝Ni-Zn フェライトの加工変質〟、電子通信学会、半導体、材料全国大会、1979

42) 紙中，金井，能智，野村：〝PCM薄膜磁気ヘッド〟、信学技報　MR77－41、1978

43) 金井，紙中，能智，野村：〝溝構造薄膜磁気記録ヘッド〟、信学技報 MR 78－8、1978

44) 野村，金井，紙中，能智：〝30（60）トラック／¼〟薄膜磁気記録ヘッド〟、電子通信学会総合全国大会、P 1－213、1978

45) E.R. Katz, "Finite element analysis of the vertical multitum thin film head", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-14, pp. 506-508, 1978.

46) R.E. Jones, Jr., "Analysis of the efficiency and inductance of multiturn thin film magnetic recording heads", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-14, pp. 509-511, 1978.

47) Y. Miura, S. Kawakami, and S. Sakai "An Analysis of the Write Performance on Thin Film Head" IEEE Trans. Mag., MAG-14, pp. 512-514, 1978.

48) K. Kanai, N. Kaminaka, N. Nouchi, N. Nomura and E. Hirota. "High track density thin -film tape heads", Intermag Conf, 12-1, 1978.

49) K. Kanai, N. Kaminaka, N. Nouchi, N. Nomura and E. Hirota. "High Track Density Thin Film Tape Heads" IEEE Trans. Mag., MAG-15 pp.1130-1134 1979.

50) W. Thomson, "On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron", Proc. Roy Soc., vol. 8, pp. 546-550, 1857.

51) Y. Shirakawa, "Magnetoresistance in Co-Ni alloys", Sci. Report. Tohoku Univ., Honda vol. 26, pp. 1-26, 1936.

52) R.M. Bozorth, "Ferromagnetism" D. van Nostrand. New York 1951.

53) H.C. van Elst, "The anisotropy in the magneto-resistance of some nickel alloys", Phisica, vol. 25, pp. 708-720, 1959.

54) E. Tatsumoto, K. Kuwahara and M. Goto, "Magnetoresistance effect in the magnetization reversal of permalloy films", J. Phys. Soc. Japan, vol. 15, pg. 1703, 1960.

55) F.G. West, "Magnetoresistive measurements on domain rotation in nickel-iron alloy films", Nature, vol. 188, pp. 129-130, Oct. 1960.

56) T. Wako, M. Saheki and T. Moreyama. "Anisotropic electrical resistance in nickel and iron films evaporated in a magnetic field", Jap. J. Appl. Phys., vol. 2, pp. 659-660, 1963.

57) K. Kuwahara, "Thickness dependence of the magnetoresistance effect in thin premalloy films", Trans. Jap. Inst. Metals, vol. 6, pp. 192-193, 1965.

58) Wu Tin-Ki and E.F. Kurisyna, "The two-dimensional galvanomagnetic effect in the thin ferromagnetic films" soviet Physics-Doklady, vol. 10-1, pp. 51-53, 1965.

59) G. Kneer, "The Anisotropy Field Hk of Thin Ferromagnetic Films, Measured by Magnetoresistive Methods", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-2, No4, pp 747-750, 1966.

60) S. Krongelb, A. Gangulee and G. Das, "Annealing of thin magnetic permalloy films", IEEE Trans. Mag., vol. MAG-9, pp. 568-670, 1973.

61) Ph. Huijer, "Magnetoresistive Read Out of Thin Film Memories", Paper WA 4.1, Proc. Int. Solid State Circuits Conf., pp. 36-37, 1962.

62) J.I. Raffel and T.S. Crowther, "A proposal for an associative memory using magnetic films" J. Appl, Phys, vol. 35, p611, 1964.

63) M. Naiman, "Content addressed memory using magnetoresistive readout of magnetic thin films" Proc. Intermag Conf. 11.2-1, 1965.

64) W. Strauss, P.W. Shumate, Jr. and F.J. Ciak, "Magnetoresistance Sensors for Garnet Bubble Domains", AIP Conf. Proc., No.5, pp. 235-239, 1972.

65) A.H. Bobeck, I. Danylchuk, F.C. Rossol, and W. Strauss, "Evalution of Bubble Circuits Processed by a Single Mask Level", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-9, pp. 474-480, Sept. 1973.

66) G.S. Almasi, "Magnetic Bubble Domain Detection: Review and Outlook", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-9, No.4, pp. 663-669, Dec. 1973.

67) G.S. Almasi, G.E. Keefe, and K.D. Terlep, "High Speed Sensing of small Bubble Domains", AIP Conf. Proc. No.10, pp. 207-211, 1973.

68) K. Asama, K. Takahashi and M. Hirano, "Ni-Co Films with large magnetoresistance for bubble detection", AIP Conf. Proc. No.18, pp. 110-114, 1973.

69) R.P. Hunt, U.S. Patent 3,493, 694. 1970.

70) R.P. Hunt, "A Magnetoresistive Readout Transducer", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-7, No. 1, pp. 150-154, March, 1971.

71) R.L. Anderson, C.H. Bajorek and D.A. Thompson, "Numerical Analysis of a Magnetoresistive Transducer for Magnetic Recording Applications", AIP Conf. Proc., Vol. 10, pp. 1445-1449. 1972.

72) R.I. Potter, "Digital Magnetic Recording Theory", IEEE Trans. Mag., MAG-10, pp.502-508, 1974.

73) R.W. Cole, R.I. Potter, C.C. Lin, K.L. Deckert and E.P. Valstyn, "Numerical Analysis of the Shielded Magnetoresistive Head", IBM J. Res. Rev. 18, pp.551-555, Nov. 1974.

74) R.D. Hempstead, "Thermally Induced Pulses in Magnetoresistive Heads", IBM J. Res. Dev., vol. 18, pp. 547-550, Nov. 1974.

75) F.W. Gorter, J.A.L. Potgiesser and D.L.A. Tjaden, "Magnetoresistive Reading of Information, "IEEE Trans. Mag., vol. MAG-10, pp. 899-902, Sept. 1974.

76) C.H. Bajorek, C.Coker, L.T. Romankiw, and D.A. Thompson, "Hand Held Magnetoresistive Transducer", IBM J. Res & Dev., vol. 18, no. 6, pp. 541-546, Nov. 1974.

77) 金井，小林，菅谷：〝超狭トラックMRヘッド〟、電子通信学会全国大会、S18－1、pp 41－42、1974

78) K. Kanai, F. Kobayashi and H. Sugaya, "Super Narrow Track MR Head" Intermag, Conf., 16-4, 1975.

79) 金井，小林，菅谷：〝超狭トラックＭＲヘッドによる高密度記録再生〟テレビジョン学会全国大会、６－９、pp １２１－１２２、１９７５

80) 金井 謙二 ：〝１９７５年度インターマグ・コンファレス報告〟、信学技報 ＭＲ７５－６、１９７５

81) 紙中，金井，能智，野村：〝ＭＲヘッドにおける熱ノイズ相殺について〟応用磁気学会、４ＰＡ－４、pp ３５－３６、１９７５

82) 紙中，金井，能智，野村：〝ＭＲヘッドにおける熱ノイズ〟、電子通信学会全国大会、Ｓ１８－１、pp １８－１９、１９７５

83) D.A. Thompson, "Magnetoresistive Transducers in High Density Magnetic Recording", AIP Cong. Proc., 24, pp. 528-533, 1975.

84) C.H. Bajorek, S. Krongelb, L.T. Romankiw and D.A. Thompson, "An Integrated Magnetoresistive Read, Inductive Write High Density Recording Head", AIP Conf. Proc., 24, pp. 548-549, 1975.

85) F.B. Shelledy, G.W. Brock, "A Linear Self-Biased Magnetoresistive Head", IEEE Trans Mag., Vol. MAG-11, 5, pp. 1206-1208, Sept. 1975.

86) K.E. Kuijk, W.J. van Gestel, F.W. Gorter, "The Barber Pole, a Linear Magnetoresistive Head", IEEE Trans. Mag., Vol. MAG-11, 5, pp.1215-1217, Sept. 1975.

87) C.H. Bajorek and D.A. Thompson "Permanent Magnet Films for Biasing of Magnetoresistive Transducers" IEEE Trans. Mag., vol. MAG-11, pp. 1209-1211, Sept. 1975.

88) K. Kanai, F. Kobayashi, and H. Sugaya "Super-Narrow Track MR Head" IEEE Trans. Mag., vol. MAG-11, pp. 1212-1214, Sept. 1975.

89) N.D. Richard, UK Patent 1,272, 044, 1972.

90) R.D. Hempstead "Analysis of Thermal Noise Spike Cancellation" IEEE Trans. Mag., vol MAG-13, pp 1224-1226, Sept. 1975.

91) F.B. Shelledy, S.D. Cheatham, "Suppression of Thermally Induced Pulses in Magnetoresistive Head", IERE Conference Proceedings nr. 35, pp.251-260, July 1976.

92) J.S.Y. Feng, L.T. Romankiw and D.A. Thompson "Magnetic Self-Bias in the Barber Pole MR Structure" IEEE Trans. Mag., MAG-15, pp. 1466-1468, 1977.

93) 能智，金井，紙中，野村：〝電子ビーム蒸着法によるFe•O系薄膜の磁気特性〟、応用物理学会 １４Ｐ－Ｅ－８、１９７７

94) K. Kanai, N. Kaminaka, N. Nouchi, N. Nomura and E. Hirota "Thin Film Tape Heads for PCM Recorder" AES 66th Conv., J-2, 1980.

95) 金井 謙二 ：〝薄膜磁気ヘッドの記録特性とその解析〟、電子通信学会、論文誌Ｃ、vol. 63—C, No. 8, pp.507—514, 1980

96) 松島，〆木，木原、美間、金井：〝固定ヘッド方式松下電器のＰＣＭ磁気録音装置〞、放送技術、３１－１０，pp ７６０－７６４，１９７８

97) 松島，〆木，木原，美間，金井：〝固定ヘッド式ＰＣＭ録音機〞、信学技報 ＥＡ７８－３０，１９７８

98) 竹ケ原，久万，松島，金井：〝放送用固定ヘッド方式ＰＣＭ録音機〞、電気関係学会関西支部連合大会、Ｓ９－４，１９７９

99) 〆木，松島，木原，美間、〝固定ヘッド式ＰＣＭ録音機におけるドロップアウトに関する検討〞、電子通信学会全国大会　１－６９，１９７８

100) H. Matsushima, K. Kanai, T. Miura and T. Kogure, "A New Digital Audio Recorder for Professional Applications", AES 62th Conv., G-7, 1979

101) K. Sadashige and H. Matsushima, "Recent Advances in Digital Audio Recording Technique", AES 66th Conv., k-5, 1980.

102) 桜井，小西，竹内、〝強磁性薄膜の磁化ベクトル軌跡の測定〞電気四学会連合大会、１－２２０，１９６６

103) Y. Sakurai, T. Kusuda, S. Konishi and S. Sugatani, "Wall Motion and Rotational Magnetization in Thin Permalloy Films" IEEE Trans. Mag., MAG-2, No.3, pp. 570-575, 1966.

104) 岩崎，中村，鈴木、：〝媒体の反作用磁界を考慮した磁化領域の計算方法について〞、信学技報　ＭＲ６７－１５，１９６７

105) D.A. Thompson, "Exchange eddy current effect in thick magnetic films", Intermag. Conf. Paper 24.2, 1971.

106) Ковтdacob, "Demagnetization Coefficient of Thin Magnetic Films", IZU VUZ Priborostr, vol. 17-2, pp 49-53, 1974.

107) J.C. Mallinson, "On Extremely High Density Digital Recording", IEEE Trans. Mag., MAG-10, pp. 368-373, 1974.

108) M. Wildermann, "Mechanical Limitations in Magnetic Recording", IEEE Trans. Mag., MAG-10, pp. 509-514, 1974.

109) S. Iwasaki and K. Teramura, "An analysis for the circular Mode of Magnetization in Short Wavelength Recording", IEEE Trans. Mag., MAG-11, No.5, pp. 1173-1175, 1975.