有限要素法による複素透磁率を考慮した磁気ヘッドの磁界およびインダクタンスの計算

正 員 榎 園 正 人 (大分大)

正 員 佐 藤 孝 典 (大分大)

1. はじめに

近年、磁気ヘッドに関する研究、開発報告が多数行われている。また、それに伴って磁気記録のより正確な理解が要求されてきている。すなわち、各パラメータに対して、磁気ヘッドの近傍に発生する磁界がどのような分布をするか、記録媒体の磁化分布がどのようなかなどを正確に知ることが要求される。これらの磁気記録機構の解析は、磁性材料の特性や形状の複雑さなどからコンピュータシミュレーション、特に有限要素法などにたよるところが多い。

磁気ヘッドの磁界解析への有限要素法の適用については、既に幾つかの試みが発表されており、磁気記録過程のシミュレーション⁽¹⁾や媒体内の磁化分布⁽²⁾および磁気ヘッドの近傍の磁界分布⁽³⁾の解析が報告されている。ところが、これらの解析はいずれも静磁界解析であって、実際の使用状態を想定した解析とはいえない。磁気ヘッドの磁界解析において、実際の使用状態を想定して解析しようとする、実際に使用される周波数帯域はフロッピーディスクで約 200 kHz、ビデオ用ヘッドになると数十 MHz となり、通常の電気機器に比べ、高周波数領域を取扱っている。このような高周波数領域では磁性体の磁束密度は交流磁界の変化に追従できず、位相の遅れを生じてくる。一般に、このような現象は複素透磁率⁽⁴⁾で表されている。従来報告ではいずれもこの影響は無視されており、高周波数領域での磁気ヘッドの磁束分布や磁気特性はまだ解析的には明らかとなっていない。今後ますます磁気記録は広帯域化していくであろうが、それに伴って高周

波数領域での磁氣的挙動を踏まえた磁気ヘッド構造の検討がなされる必要がある⁽⁵⁾。

そこで本論文では、この複素透磁率を考慮した有限要素法による磁界解析によって、長手磁気記録用ヘッドおよび垂直磁気記録用ヘッドについて、テープ記録媒体上の磁束密度や磁気ヘッドのインダクタンスの周波数特性を明らかにすることにした。

2. 解析方法

一般に、磁気ヘッドなどの高周波用磁心に用いられる磁性体は、渦電流を抑えるため導電率の低いフェライト ($10^{-4} \sim 10^{-6} \text{ S/m}$) や極薄の積層鉄心や高透磁率材料の薄膜が用いられている。従って、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を用いた支配方程式

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}_0 - \sigma \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \phi \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

に対して、本論では導電率は極めて小さく、また後述する複素透磁率の考慮によって、上式の右辺第二項は無視して差し支えないであろう(ここで、 $\mathbf{J}_0$: 強制電流密度、 μ : 透磁率、 σ : 導電率、 $\text{grad } \phi$: 渦電流補正項)。

〈2・1〉 複素透磁率の取扱い 磁性体に高周波の交流磁界 $\mathbf{H} = H_0 e^{j\omega t}$ を印加すると、種々の損失によって、磁束密度 $\mathbf{B}$ は追従できないため位相遅れ δ を生じ $\mathbf{B} = B_0 e^{j(\omega t - \delta)}$ となる。そこで透磁率は

$$\begin{aligned} \dot{\mu} &= \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\delta} = \frac{B_0}{H_0} \cos \delta - j \frac{B_0}{H_0} \sin \delta \\ &= \mu' - j\mu'' \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここで、 H_0 : 交流磁界の、 B_0 : 交流磁束密度の最大値。 $\omega = 2\pi f$, f : 周波数, t : 時間と複素表示でき、 $\tan \delta$ は損失係数と呼ばれるものである。

以下(・)は複素量を表す。

Calculation of Magnetic Field and Inductance of Magnetic Heads by Finite Element Method Taking Complex Permeability into Account. By Masato Enokizono, Member & Takanori Sato, Member (Faculty of Engineering, Oita University).

榎園正人: 正員, 大分大学工学部

佐藤孝典: 正員, 大分大学工学部

〈2・2〉 複素近似法による定式化 高周波領域における材料定数である複素透磁率を有限要素法の式に直接導入するための複素近似法を用いた解析法について述べる。線形二次元場の磁界方程式において、磁界中のすべての量が交流定常状態では時間的に正弦波状に変化すると仮定すれば、ポアソン方程式〔(1)式において右辺第2項を無視する〕は次式で表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\dot{\nu}_y \frac{\partial \dot{A}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\dot{\nu}_x \frac{\partial \dot{A}}{\partial y} \right) = -j_0 \quad \dots\dots (3)$$

ここで、 $\dot{A}$ ：磁気ベクトルポテンシャル、 j_0 ：コイルに流れる電流密度、 $\dot{\nu}_x, \dot{\nu}_y$ ： x, y 方向の磁気抵抗率で

$$\dot{\nu} = \frac{1}{\dot{\mu}} = \frac{\mu'}{\mu'^2 + \mu''^2} + j \frac{\mu''}{\mu'^2 + \mu''^2} = \nu' + j\nu'' \quad \dots\dots (4)$$

といずれも複素量となる。

以上より、解くべき有限要素法の汎関数 $\dot{X}$ は次式で表される。

$$\dot{X} = \frac{1}{2} \iint_s \left\{ \dot{\nu}_y \left(\frac{\partial \dot{A}}{\partial x} \right)^2 + \dot{\nu}_x \left(\frac{\partial \dot{A}}{\partial y} \right)^2 \right\} dx dy - \iint_s j_0 \dot{A} dx dy \quad \dots\dots (5)$$

次いで、磁気ヘッドのコイルに流れる電流を $\dot{I}$ とすると、電流密度 j_0 との間には次の関係が成立する。

$$j_0 = N\dot{I}/S \quad \dots\dots (6)$$

ここで、 S ：コイルの占める部分の断面積、 N ：コイルの巻回数

いま、コイルに流れる電流 $\dot{I}$ を未知数として解くためコイルにかかる端子電圧 $\dot{V}_0$ を与えて定式化する方法⁽⁶⁾を、複素表示する本方式に適用する。そのため、有限要素法を適用する領域内のベクトルポテンシャルを $\dot{A}$ 、コイルの抵抗を R とすると、端子電圧 $\dot{V}_0$ との間には、キルヒホッフの第二法則で結ばれる次の関係式がある。

$$j\omega \int_{c_f} \dot{A} ds + R\dot{I} = \dot{V}_0 \quad \dots\dots (7)$$

ここで、 c_f ：有限要素法の適用領域中のコイルに沿った積分路

これより、それぞれの電磁諸量は $\dot{I} = Ie^{j(\omega t + \theta)}$ 、 $\dot{V}_0 = V_0 e^{j\omega t}$ であり、当然 $\dot{I}$ 、 $\dot{A}$ は未知量で $\dot{V}_0$ が与えられることになる。この場合の基準ベクトルは端子電圧 $\dot{V}_0$ で、解析結果の $\dot{I}$ 、 $\dot{A}$ との偏角 θ は端子電圧 $\dot{V}_0$ との位相差を表すことになる。以上(5)～(7)式を連立することにより、端子電圧を入力データとして未知量となる $\dot{A}$ および $\dot{I}$ を連立方程式の解として求めることができる。またこの手法により、有限要素法の適

用領域内のインダクタンス L を直接簡単に求めることができる⁽⁷⁾。

ここで、本解析手法の妥当性を検討するため、図1

(a) Mn-Zn系フェライトの透磁率の周波数特性

(b) E形鉄心モデル

(c) インダクタンスとQ係数

図1 検証モデルと解析値

Fig.1. Investigation model and analytical result.

(a)に示した Mn-Zn 系フェライトの周波数特性を用いて(b)図に示すような簡単な E 形磁心を用意し、これに所望の巻数のコイルを施し実測結果との比較で検討することとした。実測は YHP 製のマルチフリケンシ LCR メータを用いて、周波数を $10^2 \sim 10^6$ Hz の範囲で変えて測定した。(c)図は周波数によるインダクタンス L と Q 係数の変化について、実測値と解析値との比較検討を示す。両者は比較的良好一致を示しており、本解析手法の妥当性が確認できた。

3. 解析結果および検討

〈3・1〉 解析モデルと解析条件 図2は本研究に用いたフェライト磁心の透磁率の周波数特性として、(a)図に Mn-Zn 系フェライト、(b)図に Ni-Zn 系フェライトを示したものである。解析モデルとしては図3(a)に長手磁気記録用のリング形ヘッド、(b)図に垂直磁気記録用ヘッド⁽⁸⁾を用いた。リング形ヘッドはテープ媒体の磁性層の比透磁率を1とし、ヘッドの磁心材料は Mn-Zn 系フェライトと Ni-Zn 系フェライトの二種類について解析を行い、垂直磁気記録用ヘッドは、主磁極および補助磁極共に Mn-Zn 系フェライトを用い、テープ媒体の上層部には Fe-Ni の層を、下層部には垂直方向に磁化しやすい Co-Cr 層とした。

透磁率の値は Fe-Ni 層で $\mu=400$ 、Co-Cr 層で、水平方向透磁率 $\mu_x=1.5$ 、 $\mu_y=4.5$ とした。これらの値は他の報告と同程度である⁽⁹⁾。なお本論文では、磁気ヘッド部における複素透磁率の効果の検討を目的としているため、テープ媒体部の磁性層においては複素透磁率は考慮されていない。これは、記録媒体が高保磁力材料であるため透磁率はヘッド材料に比べて非常に小さいため、それによる影響は無視できると考えたからである。境界条件については対称性を考慮し、外周に無限要素を⁽¹⁾付加してある。また、図はわかりやすくするために部分的に拡大しているの、図中に寸法を示した。

〈3・2〉 磁束分布 図4はリング形ヘッドの図2(b)中の Ni-Zn 系フェライト特性の(c)図を磁気ヘッドの磁心として用いた場合について、周波数 $f=8\text{MHz}$ 時の磁束線分布と大きさと方向を同時表示した磁束密度ベクトルの分布を示している。図から明らかなように、磁束線の大部分は磁心内に集中して存在し、ギャップ部で磁束密度が高いことが認められる。また、図5は垂直磁気記録用ヘッドに同じ材料を磁心として用いた場合の結果を示している。これより、補助磁極からの磁束線の大部分は主磁極側に流れ、テ

(a) Mn-Zn系フェライト

(b) Ni-Zn系フェライト

図2 透磁率の周波数特性
Fig. 2. Frequency dependence of permeability.

(a) 長手磁気記録用磁気ヘッド (b) 垂直磁気記録用磁気ヘッド

図3 解析モデル
Fig. 3. Analytical model.

(a) 磁束分布 (b) 磁束密度ベクトル分布

図4 長手磁気記録用磁気ヘッドの解析結果
Fig. 4. Ring head for normal recording.

図 5 垂直磁気記録用磁気ヘッドの解析結果
Fig. 5. SPT head for perpendicular recording.

(a) 長手磁気記録用磁気ヘッド

(b) 垂直磁気記録用磁気ヘッド

図 6 テープ媒体上の磁束密度と周波数
Fig. 6. Relationship between magnetic flux density and frequency.

テープ媒体の Co-Cr 層が垂直方向に強く磁化されていることがわかる。また Fe-Ni 層の部分では大きな磁束密度ベクトルが水平方向に向いている。しかしながら、これらの結果からはヘッド磁心の材料特性の影響やその周波数特性を検討することは困難で、複素透磁率の影響を見極めにくい。そこで、本研究ではテープ媒体上の磁気記録される部分における磁束密度に着目して検討を行うこととした。図 6 (a), (b) は図 1 で示した各々の材料を磁心とした磁気ヘッドについて、材料および周波数を変えた場合のテープ媒体上の磁束密度を示す。図 6 (b) には、特に複素透磁率を考慮し

ない従来法による (図 1 の透磁率特性において、 $\mu''=0$ として、 μ' のみの値を用いて解析した) 結果を比較のために示した。長手磁気記録用ヘッドの場合は示していないが、現象は同じである。すなわち、テープ媒体上の磁束密度は周波数が低く複素透磁率の μ'' 成分の小さい周波数領域では両者の差はないが、 μ'' 成分の大きい高周波領域では、複素透磁率を考慮しない従来法の結果に比較して大きく減少する。これは高周波数領域になると、 μ'' 成分が増加するためである。このことは長手磁気記録用ヘッド (リング形) における磁心材料として用いた図 2 の D, E の材料に着目すると明らかで、この両者の材料は他に比較して μ'' 成分が小さいため、高周波領域においても磁束密度レベルはほとんど変化していない。Mn-Zn 系フェライトは Ni-Zn 系フェライトよりも μ'' 成分の値が大きいため、ヘッド磁心からの漏れ磁束が少なくテープ媒体上の磁束密度は小さくなっている。

垂直磁気記録用ヘッドは図 2 (a) の Mn-Zn 系フェライトの材料 A を用いて解析した結果である。同一の材料による長手磁気記録用ヘッドの場合と比較すると、 μ'' 成分の影響は垂直磁気記録用ヘッドの場合のほうが大きい。例えば、周波数が 1,000kHz と 5,000kHz の場合について同一フェライト材料を使用した長手磁気記録用および垂直磁気記録用の両タイプの結果を見ると、長手記録用ヘッドでは約 25% の低下に対し、垂直磁気記録用ヘッドの場合は倍の約 50% の低下を示している。このことは、今後の垂直磁気記録方式において、ヘッドの構造ならびに、磁心材料の選択を考慮しなければならない点であろう。

〈3・3〉 位相差 図 7 は、テープ媒体上の磁束密度ベクトル B と磁界の強さ H の位相差の周波数特性を示したもので、いずれも周波数が高くなるに従って位相差が大きくなっている。このように、高周波領域においては磁界の方向と磁束密度の方向が異なってくる。図 7 (b) に見るように、複素透磁率を考慮しない従来法では μ'' 成分は無視されているため、当然位相差は零となり、従来法における解析の不十分さを示している。同一材料の Mn-Zn 系フェライトの材料 A を磁心とした長手磁気記録用ヘッドと垂直磁気記録用ヘッドの場合について比較すると、垂直磁気記録用ヘッドのほうが μ'' 成分の影響によって位相差は約倍程度に増加している。他方、この B と H の位相差は損失係数に起因するため、位相差の増大は磁気ヘッドの磁心の磁氣的損失の増加を意味することにもなる。また、このように B と H の間に位相差が生じるということは、記録媒体中の磁化の方向にもずれを生じるこ

(a) 長手磁気記録用磁気ヘッドの場合

(b) 垂直磁気記録用磁気ヘッド

図 7 テープ媒体上の磁束と磁束密度の遅れ角 δ と周波数

Fig. 7. Relationship between phase angle and frequency.

となる。

〈3・4〉 インダクタンス 磁気ヘッドのインダクタンスを知ることは、周辺の電気回路設計に有用な指針を与える。本解析結果で得られた I の値から次式を使って、簡単にインダクタンスを算出できる⁽⁷⁾。

$$L = \frac{R}{\omega} \tan \theta \dots \dots \dots (8)$$

図 8 (a), (b) は両タイプの磁気ヘッドインダクタンスの周波数特性を示す。一般に、インダクタンスは周波数の増加と共に減少するが⁽¹⁰⁾ 図 2 で示した Mn-Zn 系フェライトの材料 D および E は高周波領域まで μ' 成分が一定で μ'' 成分も小さいため、インダクタンスも一定であった。(b) 図を見ると、複素透磁率を考慮しない従来法の結果に比較して、インダクタンスの減少を見ることができる。また、これまでの結果と同様に同一材料の Mn-Zn 系フェライトの材料 A を磁心とした長手磁気記録用ヘッドと垂直磁気記録用ヘッドの場合について比較すると、垂直磁気記録用ヘッドのほうが μ'' 成分の影響によってインダクタンスの低下は著しいことがわかる。

以上の結果を総括して、高周波領域における磁気特性の変化を見ると、複素透磁率の μ'' 成分の影響は長

(a) 長手磁気記録用磁気ヘッドの場合

(b) 垂直磁気記録用磁気ヘッド

図 8 磁気ヘッドのインダクタンスと周波数

Fig. 8. Relationship between inductance and frequency.

手磁気記録方式に比べて垂直磁気記録方式において顕著であった。

4. ま と め

複素透磁率を考慮した有限要素法による磁界解析によって、磁気ヘッドの動作状態にある高周波領域での磁気特性を明らかにした。その結果、明らかになったことは以下のとおりである。

(1) 複素透磁率のエネルギー損失分に相当する μ'' 成分の増加によって、テープ媒体上の磁束密度および磁気ヘッドのインダクタンスは高周波領域において、 μ'' 成分を考慮しない場合の結果に比べて著しく減少する。

(2) 高周波領域では複素透磁率の μ'' 成分の影響によって、磁界の方向と磁束密度の方向が異なり、その位相角は μ'' 成分が増大するほど大きくなる。

(3) 複素透磁率の μ'' 成分による上述(1), (2) で述べた影響は長手磁気記録方式に比べて垂直磁気記録方式において顕著である。

なお、本研究で使用した Mn-Zn 系フェライトおよび Ni-Zn 系フェライトの複素透磁率データならびにテープ記録媒体のデータは、本解析のため日立金属磁

性材料研究所の提供によるもので、関係各位に謝意を表します。

(昭和63年 6月24日受付, 平成元年 3月16日再受付)

文 献

-
- (1) 村井・加川・毎田・井上・吉田:「無限領域を考慮した磁界—磁化問題の有限要素シミュレーション」, 通信学論, **J65-C**, 891 (昭57-11)
 - (2) 中田・高橋・井上:「有限要素法による媒体内磁化分布の解析」, 電子通信学会技報, MR 80-1, (昭55)
 - (3) 菅野・釘屋・中村:「媒体磁気特性を考慮した記録磁界の計算」, 応用磁気学誌, **12**, 137(昭63-4)
 - (4) 近角:強磁性体の物理学 下, p.319 (昭59) 裳華房
 - (5) S. Otomo, K. Shiiki, H. Fujiwara & M. Kudo: "Dependence of Video Head Properties on the Complex Permeability of Amorphous Alloys", Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals, Sendai(1981)
 - (6) T. Nakata & N. Takahasi: "Direct Finite Element Analysis of Flux and Current Distributions under Specific Conditions", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-18**, 2, 325(1982)
 - (7) 榎園・大戸:「境界要素法によるフェライト磁心のインダクタンスの計算」, 電学論 C, **107**, 589, (昭62-6)
 - (8) S. Iwasaki & Y. Nakamura: "An Analysis for the Magnetization Mode for High Density Magnetic Recording", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-13**, 1272(1977)
 - (9) 寺沢・小林・田辺:「垂直磁気記録における記録時の磁気飽和」, 応用磁気学術講演概要集, 27 aA-9, 101 (昭60)
 - (10) 斉藤・森・清水:「Fe-Si-Al 合金スパッタ膜ビデオヘッド」, 同上, 29 pA-9, 283 (昭60)
-