

磁性薄膜磁化特性測定に関する考察

Measurement of Magnetization Characteristics for Magnetic Thin Films

早野 誠治, 宮崎 淳, 斎藤 兆古

Seiji Hayano, Atsushi Miyazaki and Yoshifuru Saito

法政大学 工学部

College of Engineering, Hosei University

1. まえがき

近年、電子機器の小型・軽量化の要求から変圧器やリアクトルなどの磁気装置の高周波化が強力に推進されている。この結果、磁性薄膜を使った変圧器なども研究・開発されつつある。また、磁気記録装置では書き込み、読み出し速度の向上のため、薄膜磁気ヘッドが主流となりつつある。このような磁性薄膜を高周波で利用する機器の開発には、磁性薄膜の磁化特性を正確に測定することが必要である。

従来から、薄膜の高周波磁化特性を測定する方法としては、八の字コイルを用いた型式その変形である補正コイル法などが知られている。通常のパルク材料などと異なり、トロイダルリング状のサンプルを作ることが困難であるため、磁性薄膜の磁化特性はどの程度の精度で測定されるかが判定できないなどの問題点を抱えている。高周波励磁条件下では、磁界の強さおよび磁束密度双方が充分小さい振幅で時間に対して正弦波状に変化しているので、磁性体の磁化特性を表現するために複素透磁率を用いることが適当である。

われわれは以前より磁区理論に基づいた Chua 型磁化特性モデルを提唱しており[1-5]、この Chua型モデルにより複素透磁率を導くことができることを示した[6]。

また、電磁界解析法の中でも有限要素法は広く使用されているが、電磁界解析のほとんどは多かれ少なかれ開領域問題を伴い、有限要素法の適用を困難なものにしていることから、われわれは非常に簡易な手法で開領域問題の有限要素解が得られる、双対映像法(SDI法)を提案してきた[7-11]。

本稿では、双対映像法と複素透磁率を組合せることにより、ヒステリシスを含む開領域問題の有限要素解を得ることが可能であることを示し、さらにこれを磁性薄膜の高周波特性測定装置を評価するために適用した結果を示す。

2. 磁化特性のモデリングと開領域の有限要素解

2.1. 磁化特性のモデリング

磁性材料の磁化特性には、大きく分けて、磁気飽和特性、磁気履歴特性およびそれらの周波数特性がある。磁気飽和特性は、磁性体の自発磁化の方向が励磁磁界の方向に応じ

て揃った結果引き起こされる現象であり、磁気履歴特性は、磁性体の自発磁化の構成する磁区が励磁磁界の方向に応じて移動する場合に生ずる損失に起因する現象である。これらの現象の中で、磁気履歴特性は励磁周波数 f によって異なるため、いわゆる周波数特性を生じることとなる。磁気履歴特性が周波数によって異なる原因は次のように説明される。磁区移動に伴う物理的摩擦は2種類存在し、一つは静止摩擦であり、これは磁区の移動速度 v が励磁磁界の周波数 f に比例するため、直流ヒステリシス特性を生じる原因となる。もう一つの物理的摩擦は、磁区移動に伴う動摩擦であり、この摩擦による損失は移動速度 v の自乗に比例するため、励磁周波数 f の自乗に比例した異常渦電流損失となる。さらに、渦電流損失には励磁磁界の方向に応じて決まる経路を材料全体を通して流れるマクロな渦電流によるものがある。

このように、磁性体の磁化特性は極めて複雑であるため、現在の強力な計算機能力を前提としても厳密な解析は困難である。そこで、われわれは比較的簡単に磁化特性を巨視的に表現できる、次式で表されるChua型モデルを提案した。

$$H + \frac{\mu_r d H}{s d t} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1 d B}{s d t}, \quad (1)$$

ここで、 H 、 B 、 μ 、 μ_r 、 s はそれぞれ、磁界の強さ、磁束密度、透磁率、可逆透磁率、ヒステリシス係数である。また μ 、 μ_r 、 s は、それぞれ磁束密度、磁界の強さ、磁束密度の時間微分の関数として導入された場合、このモデルは磁気飽和特性、磁気履歴特性、磁気余効を比較的良く再現できることを報告した[1-5]。

2.2. 複素透磁率

磁性薄膜は多くの場合高周波で利用されるが、高周波領域においては磁束密度 B は低磁束領域で動作するためヒステリシスループは楕円形を呈する。そこで本報告では、Chua型モデルから導かれる複素透磁率を用いて磁性薄膜の磁化特性をモデル化する。複素透磁率には磁区の移動による異常渦電流も含まれているため、ヒステリシスループを楕円ループで近似することだけにとどまらず、周波数特性も表現し得ることが大きな利点となる。

(1) 式のパラメータ μ 、 μ_r 、 s は、磁束密度と磁界の強さが時間に対し正弦波状に変化しているとき、一定値をとると仮定できる。従って、線形化Chua型モデルは(1) 式中の μ 、 μ_r 、 s を定数とすることで導かれる。複素記号 $d/dt = j\omega$ を用いると(1) 式は次式で表わされる。

$$\hat{H} + j\omega \frac{\mu_r \hat{H}}{s} = \frac{1}{\mu} \hat{B} + j\left(\frac{\omega}{s}\right) \hat{B}, \quad (2)$$

ここで、 $j = \sqrt{-1}$ ； $\omega = 2\pi f$ (f : 周波数) であり、 $\hat{}$ は複素量を示す。(2) 式から、複素透磁率 $\hat{\mu}(\omega)$ は次式で定義される。

$$\hat{\mu}(\omega) = \frac{\hat{B}}{\hat{H}} = \mu_R(\omega) - j \mu_I(\omega)$$

$$= \mu \left(\frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + \omega^2 \mu^2} \right) - j \mu \omega s \left(\frac{\mu - \mu_r}{s^2 + \omega^2 \mu^2} \right) \quad (3)$$

この(3)式の複素透磁率についての実験的検証は、複素透磁率の周波数特性だけでなく鉄損に関するも行つた[6]。

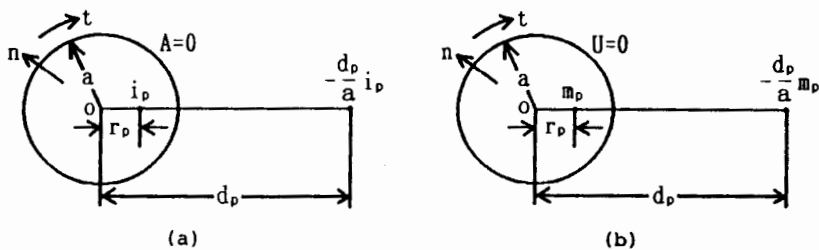
2.3. 電磁界の数値解析法と双対映像法

電磁界の数値解析方法の代表的なものとして次の方法が知られている。

- (1). 有限差分法…微分を有限差分で近似する最も古典的な方法であるが、現在でも使用されている。規則的な空間分割を前提とするため、複雑な形状を有する問題には適用性が低い。
- (2). 有限要素法…有限差分法の欠点を補うものとして開発された変分原理に基づく方法で、あらゆる分野で広範に使用されており、信頼性が高い。しかし、フィールドが無限遠点にまで広がる問題いわゆる開領域問題に対しては適用できない。
- (3). 境界要素法…有限要素法の欠点を補う方法であり、本質的にフィールドが無限遠点に広がる開領域問題を前提としている。しかし、領域全体の解を Green関数（既知の解）を用いて仮定するため、磁性体などを含む非線形問題に適用するには何等かの工夫が必要。

以上述べた方法では非線形性を含む開領域問題を解くことが困難であるため、開領域に仮想境界を設け零境界と対称境界に置き換えて解く双対映像法(SDI法)を提案した[7-11]。

双対映像法の理論的基礎は、いかなるベクトルフィールドも二つの成分(RotationalとDivergent)に分解でき、かつ、それらのフィールドソースも二つの成分(RotationalとDivergent)に分解されることにある。そのため、Rotational フィールドソースと



第1図. (a) Rotationalフィールドソースの影像 $\frac{d_p}{a} i_p$ と仮想境界,
 (b) Divergent フィールドソースの影像 $\frac{d_p}{a} m_p$ と仮想境界.

Divergent フィールドソースの影像をそれぞれ重ね合わせることによって、Rotational成分と Divergent 成分を得る方法が可能となる。磁界系においては、Rotational と Divergent フィールドソースは、それぞれ電流 i と磁荷 m に相当する。それ故 Rotational フィールド成分は、第 1 (a) 図に示すように影像電流を重ね合わせることによって得られる。この場合、次の条件が円形仮想境界中心で全影像の総和を零とするために満足されなければならない。

$$\sum_{p=1}^q \frac{i_p}{r_p} = 0, \quad (4)$$

ここで、 q はソース電流の数、 r_p は円形仮想境界中心から電流 i_p までの距離を表す。

(4) 式と第 1 (a) 図の影像は、問題領域中の電流の総和が零でなければならず、かつ、円形仮想境界上だけでなくその中心においても、ベクトルポテンシャルが零でなければならないことを意味している。それゆえ、Rotational フィールド成分は円形仮想境界上とその中心で、零境界条件のベクトルポテンシャル問題の解として得られる。

同様に Divergent フィールド成分は、第 1 (b) 図に示すように円形仮想境界上とその中心で、零境界条件のスカラーポテンシャル問題の解として得ることができる。明らかに仮想境界における、スカラーポテンシャル U の零境界条件はベクトルポテンシャル A の対称条件に対応する。これは、開領域フィールドを表すためベクトルポテンシャル A を用いる場合、Divergent フィールド成分が、円形仮想境界上で対称境界条件および中心で零境界条件の解として得られることを意味する。このように、開領域フィールド計算は二次元では円形仮想境界上で、零境界条件と対称境界条件を設定して解くことができる。さらに、零条件は (4) 式によって、零境界条件と対称境界条件双方に対して円形仮想境界の中心でも成り立たなければならない。

本報告では、この双対影像法と有限要素法を組み合わせた方法により、ヒステリシスを含む開領域問題として、磁性薄膜の高周波磁化特性測定装置の解析を行う。

2.4. 支配方程式とシステム方程式

支配方程式は、磁束密度 B と磁界の強さ H が時間に対して正弦波状に変化している場合、Maxwell の方程式から次の複素 Helmholtz 方程式が導かれる。

$$\frac{1}{\hat{\mu}(\omega)} \nabla^2 \hat{A} - j \omega \kappa \hat{A} = -\hat{J}, \quad (5)$$

ここで、 \hat{J} は励磁電流密度、 κ は導電率であり、またクーロンゲージ $\nabla \cdot \hat{A} = 0$ が設定されている。

また、第 2 図において対称境界条件の解ベクトル \hat{X}_s と零境界条件の解ベクトル \hat{X}_z がそれぞれ得られれば、開領域解ベクトル \hat{X} は次式によって得られる。

$$\hat{X} = \frac{1}{2} (\hat{X}_1 + \hat{X}_2), \quad (6)$$

ここで、係数(1/2)は、RotationalとDivergentの二つのソースが重なっていることによる。仮想境界においては、(6)式から解ベクトル \hat{X}_2 が常に零であるため、 $\hat{X} = (1/2)\hat{X}_1$ となる。このことから、実際の開領域の解は次のシステム方程式によって得られる。

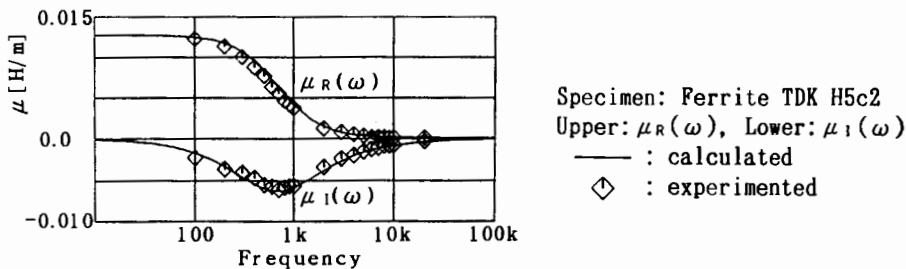
$$\begin{vmatrix} \hat{C}_{11} + \hat{D} & \hat{C}_{12} \\ \hat{C}_{21} & 2\hat{C}_{12} - \hat{C}_{21}\hat{C}_{11}^{-1}\hat{C}_{12} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \hat{X}_1 \\ \hat{X}_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \hat{F} \\ 0 \end{vmatrix}, \quad (7)$$

ここで、 \hat{X}_1 は仮想境界内側の副ベクトル、 \hat{X}_2 は仮想境界上の副ベクトル、 \hat{F} は(5)式の入力電流密度 J に起因するベクトル、 \hat{C}_{11} 、 \hat{C}_{12} 、 \hat{C}_{21} 、 \hat{C}_{22} は部分ベクトル \hat{X}_1 、 \hat{X}_2 に対応して定義される部分行列、 \hat{D} は(5)式左辺第2項による部分行列である。

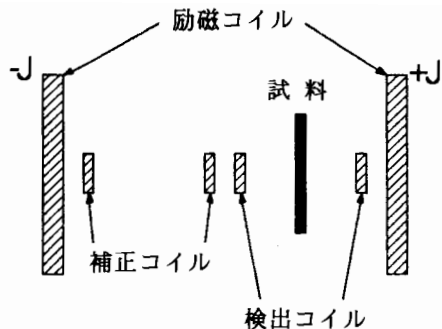
2.5. 高周波特性測定装置

第2図は計算に使用された複素透磁率の周波数特性を示す。第3図は、磁性薄膜の高周波特性測定装置の二次元モデルを示す。測定の原理を以下に述べる。検出コイル中に試料を入れない状態で、補正コイルと検出コイルの出力電圧を差動とすれば零電圧であるが、試料を挿入した場合は試料の存在に起因して両コイルから差動出力電圧が得られ、この電圧を積分して試料の磁束を検出する。磁界の強さ H は補正コイルの鎖交磁束から得られる。

第4図は、ヒステリシスループのシミュレーション結果と正解の比較を示す。第4図から、磁束密度 B のシミュレーション値は低周波では正解よりいくらか小さいことがわかる。特に、10 [kHz]以下の例では誤差が大きく、正確な測定が期待できないが、100 [kHz]以上の場合は誤差は比較的少ないので正確な測定が期待できる。

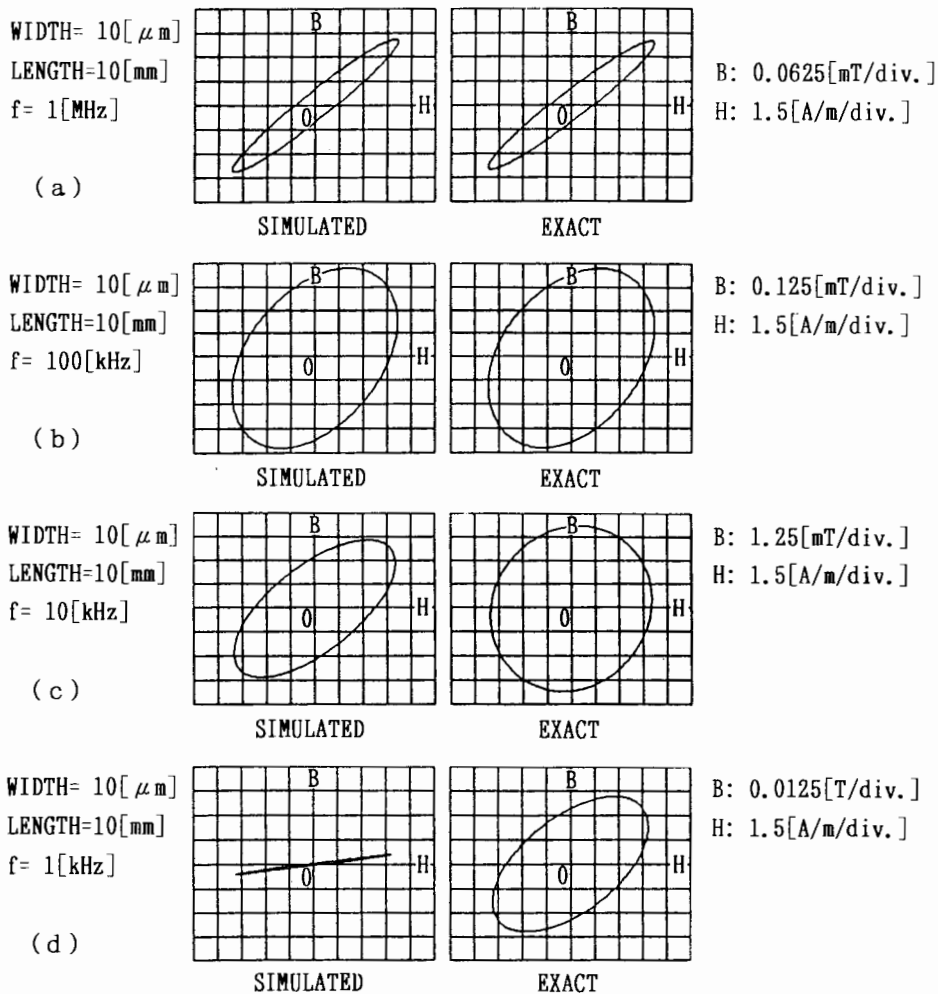


第2図. 複素透磁率の周波数特性. 上: $\mu_R(\omega)$, 下: $\mu_I(\omega)$,
— : 計算値, ◇ : 実験値, 試料: TDK H5c2.



励磁コイル外径：14[mm]
 内径：12[mm]
 長さ：25[mm]
 補正コイル外径：5.5[mm]
 内径：5[mm]
 長さ：1[mm]
 検出コイル：同

第3図. 磁性薄膜の高周波特性測定装置の二次元モデル.



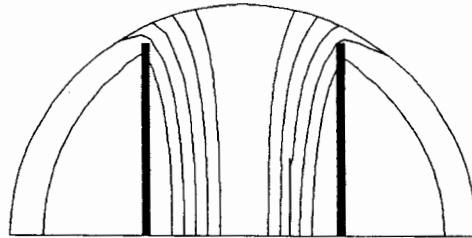
第4図. ヒステリシスループ. 左：シミュレーション，右：集中定数モデルによる正解.

(a) 1[MHz], (b) 100[kHz], (c) 10[kHz], (d) 1[kHz].

また、第5図は磁束分布の周波数による違いを示す。ここでも10 [kHz] 以下の場合、磁性薄膜の磁化が磁束分布を乱し左右非対称となっているが、100 [kHz] 以上では、ほぼ対称に分布しており正確な測定が期待できる。

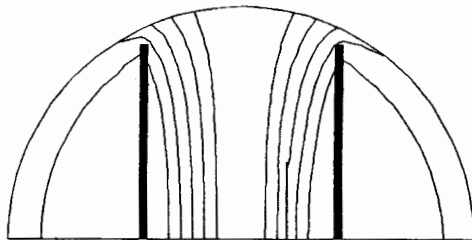
WIDTH= 10[μm]
 LENGTH=10[mm]
 f= 1[MHz]

(a)



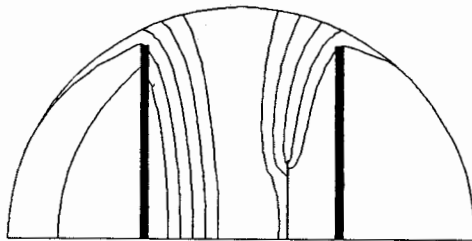
WIDTH= 10[μm]
 LENGTH=10[mm]
 f= 100[kHz]

(b)



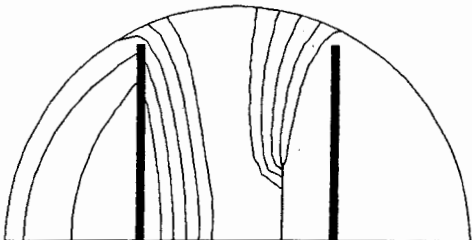
WIDTH= 10[μm]
 LENGTH=10[mm]
 f= 10[kHz]

(c)



WIDTH= 10[μm]
 LENGTH=10[mm]
 f= 1[kHz]

(d)



第5図. 磁束分布. (a) 1[MHz], (b) 100[kHz], (c) 10[kHz], (d) 1[kHz].

3. 結 言

以上のように、われわれはヒステリシスを含む開領域問題の有限要素解を、双対映像法(SDI法)と複素透磁率を組み合わせる方法により求めた。この方法の具体的応用として、磁性薄膜の高周波特性測定装置の解析を行い、ヒステリシスループおよび磁束分布を求めた。結果として、従来の磁性薄膜の高周波特性測定装置の測定結果に対する評価が可能となり、より正確な測定の可能性を明らかにした。

文 献

- [1] Y.Saito, et al, "A Representation of Magnetic Aftereffect," IEEE Trans. Magn., MAG-22, (1986) pp.647.
- [2] Y.Saito, et al, "Application of a Chua Type Model to the Loss and Skin Effect Calculations, IEEE Trans. Magn., MAG-23, (1987) pp.2227.
- [3] Y.Saito, et al, "A Parameter Representing Eddy Current Loss of Soft Magnetic Materials and Its Constitutive Equation," J. Appl. Phys., 64 (10), (1988) pp.5684.
- [4] Y.Saito, et al, "Experimental Verification of a Chua Type Magnetization Model," IEEE Trans. Magn., MAG-25, (1989) pp.2986.
- [5] Y.Saito, et al, "A Representation of Magnetization Characteristics and Its Application to the Ferroresonance Circuits," J. Appl. Phys., 67 (9), (1990) pp.4738.
- [6] S.Hayano, et al, "Frequency Characteristics of Complex Permeability and Its Application to the FEM solutions of Hysteretic Fields," J. Appl. Phys., 69 (8), (1991) pp.4838.
- [7] Y.Saito, et al, "Finite Element Solution of Open Boundary Magnetic Field Problems," IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-23, (1987) pp.3569.
- [8] Y.Saito, et al, "The Strategic Dual Image Method," J. Appl. Phys., 63 (8) (1988) pp.3366.
- [9] Y.Saito, et al, "Finite Element Solution of Unbounded Magnetic Field Problem Containing Ferromagnetic Materials," IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-24, (1988) pp.2946.
- [10] Y.Saito, et al, "Finite Element Solution of Open Boundary Eddy Current Problems," Proceedings of the First International Symposium on Applied Electromagnetics in Materials (Pergamon, New York, 1989) pp.237.
- [11] 宮崎 淳, 他, "複素透磁率を用いた開領域動磁界の有限要素解," 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-85, (1991).