

# フェライトトロイダルコアに関する電磁界分布の一解析法

小林 宣之 早野 誠治 斎藤 兆古  
法政大学工学部電気電子工学科

高周波駆動を前提とした磁気素子は、数ターンのコイルで構成されているため、必然的に漏れ磁束を伴う。そこで、磁気素子の漏れ磁束を考慮した最適設計を行うべく、その第一段階として、周辺領域を含めたフェライトトロイダルコアの電磁界分布解析を行う。この開領域軸対称三次元問題解析に対し、入力項に磁流密度を導入し、電気映像法を拡張した双対映像法により有限要素解を導く。

## 1. はじめに

Mn - Zn 系フェライトは、高透磁率、高磁束密度といった特徴から、高周波電力用磁性材料として、民生機器および産業機器分野において、電源装置の小型化、高性能化に大きく貢献している。電源装置の小型化、高性能化は、スイッチング周波数の高周波化により実現されており、トランスやリアクトルなどの磁気素子は、高周波領域での良好な動作が要求される。

高周波領域における磁気素子は、多くの場合、磁気飽和に至るほどの高磁束密度領域で動作されず、比較的低磁束密度領域で動作される。このため、正弦波状に励振された磁界  $H$  に対し、磁束密度  $B$  は正弦波状に変化し、磁気ヒステリシスループは、楕円状になることが知られている。著者等は、磁性材料の磁化特性モデルとして、Chua 型モデルを提案しているが、この Chua 型モデルで、パラメータを一定値とした線形モデルは、楕円ヒステリシスループを呈し、磁性体の低磁束密度領域の動作に対し、良好な再現性を示すことが報告されている [1]。

また、高周波駆動を前提とした磁気素子は、数ターンのコイルで構成されている。そのため必然的に漏れ磁束を伴い、磁気素子の設計においては、この漏れ磁束によるインダクタンスを考慮しなければならないと考えられる。

本稿では、高周波駆動を前提とした、トランスやリアクトルの漏れ磁束を考慮した最適設計を行うべく、その第一段階として、フェライトトロイダルコア内部とその周辺領域の電磁界分布計算を行った。この開領域を含む軸対称三次元問題に対して、入力項に磁流密度を導入し、電気映像法を拡張した双対映像法によって有限要素解を導いた。また、フェライトの磁化特性を線形化 Chua 型モデルから導かれる複素透磁率で導入し、磁化特性を含み、かつ漏れ磁束を考慮した磁気素子の電磁界分布解析の一方法を報告する。

## 2. 双対映像法

### 2.1. 原理

本稿では、フェライトトロイダルコアの電磁界分布を開領域軸対称三次元問題として解析する。開領域の有限要素解を得るため、本稿では双対映像法を導入する [2, 3]。

双対映像法を開領域軸対称三次元問題に適用する前に、まず、双対映像法を把握するため、二次元問題で双対映像法の原理について説明する。

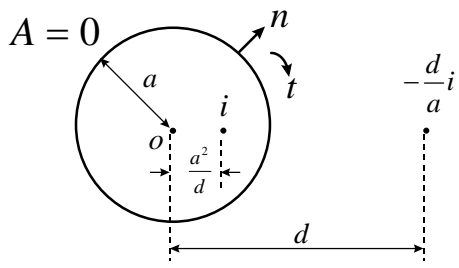
図 1(a) に示すように、二次元問題空間中の任意の電流  $i$  を考える。この電流に対し、原点から距離  $d$  の位置に  $-(d/a)i$  のイメージ電流を想定すると、電流  $i$  を取り囲む半径  $a$  の円上でベクトルポテンシャル  $A$  は零となる。従って、この円上では、円の半径方向の磁束密度  $B_r$  は  $B_r = \partial A / \partial r = 0$  となる。よって、半径  $a$  の仮想境界上に零境界条件  $A = 0$  を設定し、開領域磁界の回転方向成分を求めることができる。問題空間中の他の電流に対しても、原点  $o$  と半径  $a$  の仮想境界が共通となるようにイメージ電流を想定すれば、分布した電流に対しても回転方向成分の磁界を表すベクトルポテンシャル  $A$  を求めることができる。大部分の磁界系の問題では、系全体としての電流の総和は零となるから、仮想境界の外側にあるイメージ電流の総和も零にならなければならない。すなわち、(1a) , (1b) 式が常に成り立たねばならない。

$$\sum_{p=1}^q \frac{d_p}{a} i_p = a \sum_{p=1}^q \frac{d_p}{a^2} i_p \quad (1a)$$

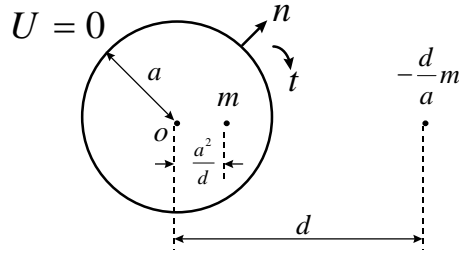
$$= a \sum_{p=1}^q \frac{1}{r_p} i_p = 0 \quad (1b)$$

ここで、 $q$  は電流の総数を表し、 $d_p$  は原点  $o$  から  $i_p$  の電流に対するイメージ電流までの距離、 $r_p$  は原点  $o$  から電流  $i_p$  までの距離を表す。(1b) 式の条件は、原点  $o$  でベクトルポテンシャル  $A$  が零になることを意味する。

次に磁界源として電流  $i$  の代わりに磁荷  $m$  を図 1(b) に示すように考える。この磁荷に対し、原点から距離  $d$  の位置に  $-(d/a)m$  のイメージ磁荷を想定すると、図 1(b) に示すように磁荷  $m$  を取り囲む円上でスカラーポテンシャル  $U$  は零となる。従って、半径  $a$  の仮想境界上で、回転方向の磁界  $H_t$  は  $\partial U / \partial t = 0$  であるため零となる。よって、この半径  $a$  の円形仮想境界上に  $U = 0$  の境界条件を設定することで、開領域磁界の発散方向成分が求められる。このスカラーポテンシャル  $U$  の境界条件をベクトルポテンシャル  $A$  で表すと、 $\partial A / \partial n = 0$  の対称境界条件に対応する。これは、半径  $a$  の円形仮想境界上に対称境界条件を設定することで、開領域磁界の発散方向成分を求めることが可能であることを意味する。



(a) 回転方向成分を求めるイメージ



(b) 発散方向成分を求めるイメージ

図1 二次元問題における双対映像法

二次元の開領域磁界を求める手順を整理すると以下のようになる。

問題対象空間を離散化する。

各点から(1b)式を満足する点を求める。

(1b)式を満足する節点を原点  $o$  として、問題空間を取り囲む半径  $a$  の円形仮想境界を描く。

原点  $o$  のベクトルポテンシャルを  $A = 0$ 、半径  $a$  の円形仮想境界上で  $A = 0$  の零境界条件を設定し、回転方向磁界を表すベクトルポテンシャルを求める。

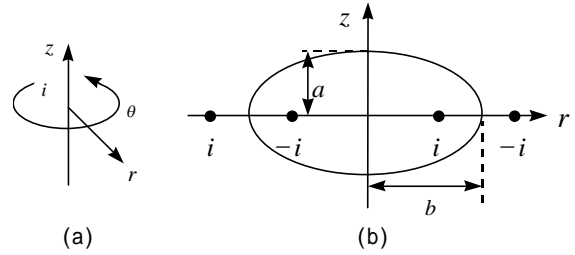
原点  $o$  のベクトルポテンシャルを  $A = 0$ 、半径  $a$  の円形仮想境界上で  $\partial A / \partial n = 0$  の対称境界条件を設定し、発散方向成分を表すベクトルポテンシャルを求める。

回転方向成分と発散方向成分を表す解ベクトルの合成値が、開領域の磁界を表す解ベクトルとなる。

## 2.2. 軸対称三次元問題への拡張

パラメータを半径方向  $r$ 、円周方向  $\theta$ 、さらに  $z$  方向とする図 2(a)の円筒座標系において、有限要素法で離散化して得られる電流  $i$  が円周方向のみに流れているとする。図 2(b)に示すように、任意の電流  $i$  とそのイメージ電流  $-i$  を考えると、電流  $i$  を取り囲む楕円形に沿って円周方向のベクトルポテンシャル  $A_\theta$  は零となる。すなわち、軸対称問題における仮想境界の形状は、図 2(b)に示すように楕円形となる。円や球と異なり、楕円は軸比  $b/a$  の組み合わせによって無数の形状をとる。従って、問題空間中のすべての電流に対して共通となるユニークな軸比を決定しなければならない。図 2(b)の  $r-z$  平面で、多様な電流分布に対して共通となる軸比  $b/a$  を計算してみると、 $b/a = 1.815$  となった[2]。また、形状による磁化の容易さを表すパラメータとして、反磁界係数  $N$  が知られているが、楕円体の反磁界係数は、軸比を  $m = b/a$

とすれば、(2a), (2b)式で与えられる[4]。



(a)

(b)

(a) 軸対称問題の座標系

(b) 任意の電流  $i$  とそのイメージ電流  $-i$  および楕円形仮想境界

図2 軸対称開領域問題

$$N_r = \frac{1}{2(m^2 - 1)} \left[ \frac{m^2}{\sqrt{m^2 - 1}} \cos^{-1} \left( \frac{1}{m} \right) - 1 \right] \quad (2a)$$

$$N_z = 1 - 2N_r \quad (2b)$$

ここで、 $N_r$  と  $N_z$  はそれぞれ半径  $r$  と  $z$  軸方向の反磁界係数である。数値実験で得られた軸比  $b/a = 1.815$  を(2a), (2b)式に代入すると、 $N_r = 0.25$ 、 $N_z = 0.5$  となる。これは、 $r$  軸方向と  $z$  軸方向で磁化の容易さが 2 : 1 になっていることを意味している。従って、軸対称三次元問題は、楕円の軸比が  $b/a = 1.815$  であり、かつ問題空間の全電流を取り囲む楕円形仮想境界上において、零境界条件と対称境界条件を設定することで得られるシステム方程式を解くことに帰することとなる。

## 2.3. Maxwell の方程式の対称性

Maxwell の方程式は、(3a), (3b)式で与えられる。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3a)$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (3b)$$

$E$ 、 $H$ 、 $B$ 、 $D$ 、 $J$ 、および  $t$  は、それぞれ電界、磁界、磁束密度、電束密度、電流密度、時間を表す。(3a), (3b)式を比較すると、(3a)式は定数項を含まず、(3b)式は定数項を含んでいるため、明らかに Maxwell の方程式は非対称である。ここで、対称な Maxwell の方程式を導くため、(4)式で与えられる磁流密度  $J_m$  を考える[5]。ただし、 $P$  は分極ベクトルである。

$$J_m = \nabla \times P \quad (4)$$

誘電体が存在するフィールドにおいて、電束密度  $D$  と電界  $E$  の関係は、 $\epsilon_0$  を真空中の誘電率として、(5)式で与えられる。

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (5)$$

(5)式の両辺に回転演算を施し、(3a),(4)式を代入して整理すると、(6)式が得られる。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{J_m}{\varepsilon_0} \quad (6)$$

(6)式と(3b)式を比較してわかるように、磁流密度  $J_m$  を導入することにより、対称な Maxwell の方程式が得られる。ただし、磁流密度  $J_m$  は仮想量であり、物理的には存在しないことに注意されたい。

#### 2.4.システム方程式

**<支配方程式>** 開領域を含めたトロイダルコアの電磁界を支配する Maxwell の方程式は、変位電流を無視し、磁流密度  $J_m$  を導入すると、(7a),(7b)式で与えられる。

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{J_m}{\varepsilon_0} \quad (7a)$$

$$\nabla \times H = J \quad (7b)$$

次に正弦波定常状態を想定し、磁界  $H$  と磁束密度  $B$  との関係が、複素透磁率  $\mu(\omega)$  を用いて(8)式で表されるとする。

$$B = \mu(\omega)H \quad (8)$$

ここで、 $\omega$  は電源周波数を  $f$  としたとき、 $\omega = 2\pi f$  で与えられる電源角周波数であり、複素透磁率  $\mu(\omega)$  は、後述するように線形化 Chua 型モデルから導かれる。

また、導電率を  $\kappa$  とすれば、電界  $E$  と電流密度  $J$  は、(9)式で関係づけられる。

$$J = \kappa E \quad (9)$$

以上の Maxwell の基本方程式(7a),(7b)式と(8)式および(9)式から、開領域を含めたトロイダルコアの支配方程式を求める。まず、(7b)式の両辺に回転演算を施し、(7a),(8)式および(9)式を代入して整理すると、(10)式が得られる。

$$\nabla \times \nabla \times H = -\kappa\mu(\omega)\frac{\partial H}{\partial t} + \kappa\frac{J_m}{\varepsilon_0} \quad (10)$$

さらに、正弦波定常状態を想定しているため、時間に関する偏微分演算子  $\partial/\partial t$  を  $\partial/\partial t = j\omega$  と置き換え、 $\nabla \cdot H = 0$  を考慮すれば、(10)式は(11)式のように整理される。(11)式が解くべき支配方程式である。

$$\nabla^2 H - j\omega\kappa\mu(\omega)H = -\kappa\frac{J_m}{\varepsilon_0} \quad (11)$$

(11)式の汎関数は(12)式で与えられる。

$$F(H) = \frac{1}{2} \int_V \left[ (\nabla H)^2 + j\omega\kappa\mu(\omega)(H)^2 - 2\kappa\frac{J_m}{\varepsilon_0} H \right] dV \quad (12)$$

また、軸対称三次元問題では、磁界  $H$  は角度  $\theta$  方向成分しか存在せず、 $\theta$  方向に一定値をとる。ゆえに、(12)式において  $\theta$  方向の積分  $\int_r$  を実行し、整理すると(13)式のようになる。

$$F(H_\theta) = \frac{1}{2} \int_s \left[ \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\theta)}{\partial r} \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial H_\theta}{\partial z} \right\}^2 \right] 2\pi r dr dz + \frac{1}{2} \int_s j\omega\kappa\mu(\omega)(H_\theta)^2 2\pi r dr dz - \int_s \kappa \frac{J_m}{\varepsilon_0} H_\theta 2\pi r dr dz \quad (13)$$

ここで、

$$H_\theta' = 2\pi r H_\theta \quad (14)$$

として(13)式に代入し、また、被積分関数に  $1/r$  の項を含むため、 $r=0$  で特異点を持つことを考慮して、 $r$  を近似的に有限要素法で離散化された三角形要素の重心  $r_e$  として、(13)式を  $H_\theta'$  について整理すると、(15)式のようになる。

$$F(H_\theta') = \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi r_e} \int_s \left[ \left( \frac{\partial H_\theta'}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial H_\theta'}{\partial z} \right)^2 \right] dr dz + \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi r_e} \int_s j\omega\kappa\mu(\omega)(H_\theta')^2 dr dz - \int_s \kappa \frac{J_m}{\varepsilon_0} H_\theta' dr dz \quad (15)$$

結局、(15)式に基づいて有限要素解を得ることになる。(14)式からわかるように、 $H_\theta'$  は Ampere の次元を持ち、起磁力について解くことになる。また、(11)式右辺の入力項は、その次元が  $A/m^3$  となることから、単位体積当たりの起磁力となる。

トロイダルコアに巻かれたコイルの巻数を  $N$ 、コイルに流れる電流を  $i$ 、そして、トロイダルコアの体積を  $V$  として、起磁力  $Ni$  を導入して(11)式の支配方程式をトロイダルコア中と周辺空間中に分けて書くと(16a),(16b)式のようになる。

$$\nabla^2 H - j\omega\kappa\mu(\omega)H = -\frac{Ni}{V} \quad (16a)$$

$$\nabla^2 H = 0 \quad (16b)$$

また、前項で述べたように、磁流密度  $J_m$  は仮想量である。従って、(16a)式の入力の項に用いた  $Ni/V$  も仮想量であり、物理的には存在しない。そのため、(16a), (16b)式を連立して解いた解  $H_{Solution}$  は、真の解  $H_{True}$  と仮想の解  $H_{Assumption} = Ni/l$  の和となる。ただし、 $l$  は磁路の長さである。よって、トロイダルコア内とその周辺を含めた真の磁界分布は、(17)式により求められる。

$$H_{True} = H_{Solution} - H_{Assumption} \quad (17)$$

**<システム方程式>** (11)式を有限要素法で離散化すると(18)式が得られる。

$$C\bar{X} + D\bar{X} = \bar{F}_S \quad (18)$$

ここで、 $C$ 、 $D$ はそれぞれ(11)式の左辺第一項および第二項に対応する係数行列であり、 $\bar{X}$ は各節点ポテンシャルを要素とする解ベクトル、 $\bar{F}_S$ は(11)式右辺の項による各節点の入力ベクトルである。

ところで、問題空間がすべて空気とした場合の係数行列を  $C_0$  とすれば、(18)式は(19)式のように変形できる。

$$C_0\bar{X} = \bar{F}_S + (C_0 - C - D)\bar{X} \\ = \bar{F} \quad (19)$$

さらに、 $C_0$ は楕円形仮想境界内部の行列  $C_{11}$ 、楕円形仮想境界上の行列  $C_{22}$ 、そして  $C_{11}$ と  $C_{22}$ との間を結ぶ行列  $C_{12}$ および  $C_{21}$ ( $=C_{12}^T$ )に分解できる。従って、仮想境界上に電流が存在しないことを前提として、(19)式は零境界条件に対して(20a)式、対称境界条件に対して(20b)式のように書ける。

$$C_{11}\bar{X}_{1Z} = \bar{f} \quad (20a)$$

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{X}_{1S} \\ \bar{X}_{2S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{f} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (20b)$$

ただし、 $\bar{X}_{1Z}$ は仮想境界を零境界条件とした場合の内部領域の解ベクトル、 $\bar{X}_{1S}$ および  $\bar{X}_{2S}$ は、それぞれ仮想境界を対称境界条件とした場合の内部領域の解ベクトルと仮想境界上の解ベクトルである。また、 $\bar{f}$ は内部領域の入力ベクトルである。

さて、双対映像法を用いた開領域の有限要素解は、回転方向成分と発散方向成分を表す解ベクトルの合成値で与えられるから、内部領域と仮想境界上の双対映像法の解ベクトル  $\bar{X}_1$ 、 $\bar{X}_2$ は、(21a), (21b)式のように表される。

$$\bar{X}_1 = \frac{1}{2}(\bar{X}_{1Z} + \bar{X}_{1S}) \quad (21a)$$

$$\bar{X}_2 = \frac{1}{2}\bar{X}_{2S} \quad (21b)$$

ここで、(20a), (20b), (21a)式および(21b)式より、仮想境界を対称境界条件とした場合の解ベクトル  $\bar{X}_{1S}$ 、 $\bar{X}_{2S}$ は、それぞれ(22a), (22b)式で表される。

$$\bar{X}_{1S} = \bar{X}_1 - C_{11}^{-1}C_{12}\bar{X}_2 \quad (22a)$$

$$\bar{X}_{2S} = 2\bar{X}_2 \quad (22b)$$

(22a), (22b)式を(20b)式に代入して整理すると、(23)式が得られる。

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & 2C_{22} - C_{21}C_{11}^{-1}C_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{X}_1 \\ \bar{X}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{f} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

また、(23)式の入力ベクトル  $\bar{f}$ は(19)式より、

$$\bar{f} = \bar{f}_S + (C_{11} - C_1 - D_1)\bar{X}_1 \quad (24)$$

と書くことができる。ただし、 $C_1$ 、 $D_1$ は、それぞれ(18)式の係数行列  $C$ 、 $D$ の仮想境界内部に対応する部分行列であり、 $\bar{f}_S$ は内部領域への入力ベクトルである。(24)式を(23)式に代入し整理すると、結局、解くべきシステム方程式は(25)式となる。

$$\begin{pmatrix} C_1 + D_1 & C_{12} \\ C_{21} & 2C_{22} - C_{21}C_{11}^{-1}C_{12} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{X}_1 \\ \bar{X}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{f}_S \\ 0 \end{pmatrix} \quad (25)$$

### 3. 複素透磁率

磁性体の磁化特性モデルとして、Chua型モデルを採用する。Chua型モデルは、3個のパラメータで構成されており、透磁率を  $\mu$ 、微分透磁率を  $\mu_d$ 、さらにヒステリシス係数を  $s$  とすれば、磁界  $H$  と磁束密度  $B$  の関係は、Chua型モデルによって、(26)式のように表される。

$$H = \frac{1}{\mu}B + \frac{1}{s} \left( \frac{dB}{dt} - \mu_d \frac{dH}{dt} \right) \quad (26)$$

高周波で動作する磁気素子は、比較的低磁束密度領域で動作されるため、正弦波状に励振された磁界  $H$  に対し、磁束密度  $B$  は正弦波状に変化し、線形な動作となる。このような線形動作において、ヒステリシスループは楕円ループとなり、磁気飽和を無視することができる。本稿では、パラメータ  $\mu$ 、 $\mu_d$ 、 $s$  を一定値とする線形化 Chua型モデルにより、磁性体の線形動作を表現する。複素記号法 ( $d/dt = j\omega$ ) を用いて表された線形化 Chua型モデルを(27)式に示す。

$$\left( 1 + j\omega \frac{\mu_d}{s} \right) H = \left( \frac{1}{\mu} + j\omega \frac{1}{s} \right) B \quad (27)$$

(27)式より、複素透磁率  $\mu(\omega)$  は、

$$\mu(\omega) = \frac{B}{H} = \mu \left( \frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_d}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right) - j \mu \left( \frac{\omega(\mu - \mu_d)s}{s^2 + (\omega \mu)^2} \right) \quad (28)$$

となる。(28)式が本稿で採用する複素透磁率  $\mu(\omega)$  である。

#### 4. 解析結果

##### 4.1. 解析モデル

解析対象として、図3に示す Mn-Zn 系フェライトトロイダルコア(TDK 社 H5A)を取り上げた。

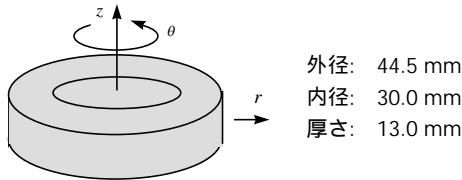


図3 フェライトトロイダルコア

##### 4.2. 解析結果

解析対象領域は、図4に示したトロイダルコアの  $r-z$  平面で切った断面図からわかるように、その対称性から全体の 1/4 領域とした。また、表1に計算で採用した各パラメータの諸定数を示す。ただし、表1中の電流  $i$  は、トロイダルコアに巻いたコイルに流れる電流である。

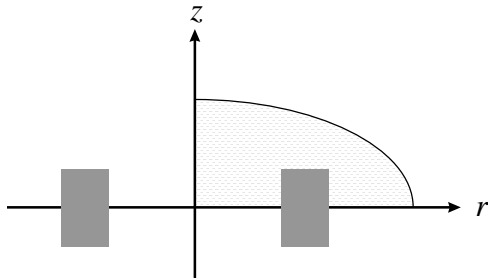


図4 トロイダルコアの断面 ( $r-z$  平面)

表1 計算で採用した諸定数

周波数 $f$	100 [ kHz ]
透磁率 $\mu$	$6.19 \times 10^{-2}$ [ H/m ]
微分透磁率 $\mu_d$	$8.17 \times 10^{-3}$ [ H/m ]
ヒステリシス係数 $s$	3400 [ /m ]
導電率 $\kappa$	1.0 [ s/m ]
電流 $i$	0.1 [ A ]
コイル巻数 $N$	10 [ Turn ]

図5に双対映像法により求めた磁界の等高線分布を示し、図6(a),(b)にコア内部における磁界の等高線分布と電流密度ベクトル分布を示す。

次に、実験で得られたヒステリシスループと、双対映像法で計算されたコア全体に対するヒステリシスループをそれぞれ図7(a),(b)に示す。また、フェライトコア断面中のヒステリシスループ群を図8に示す。ただし、図8で、横軸はコア表面からの深さを示している。

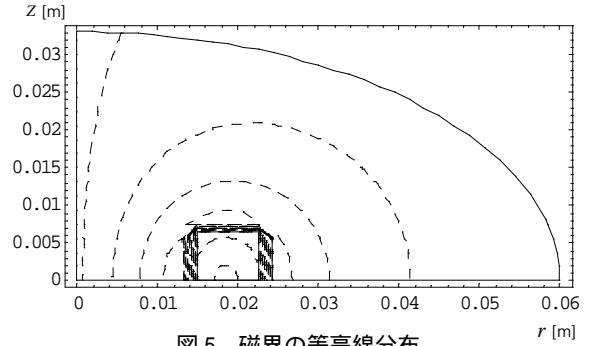
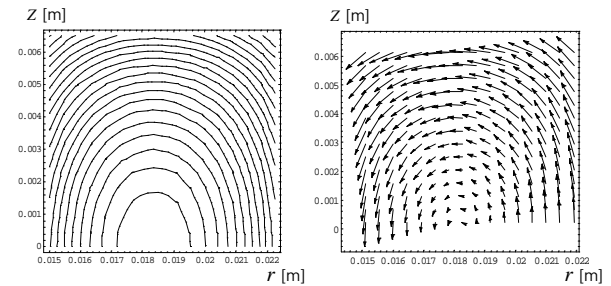
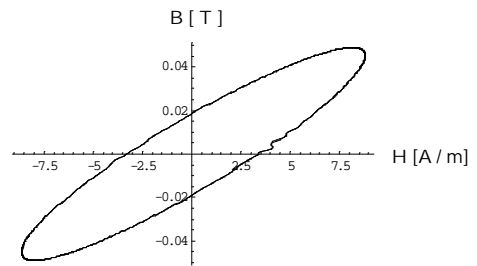


図5 磁界の等高線分布

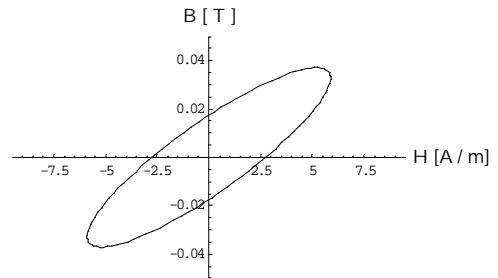


(a)磁界の等高線分布 (b)電流密度ベクトル分布

図6 コア内部の電磁界分布



(a) 実験値



(b) 計算値

図7 ヒステリシスループ

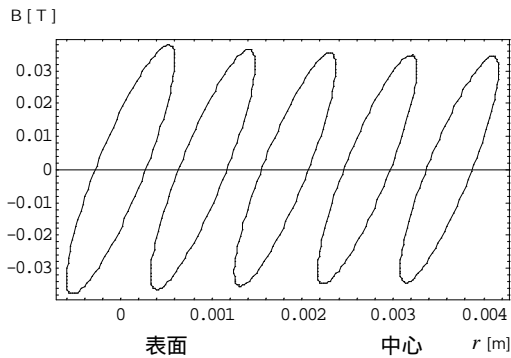


図8 コア内部のヒステリシスループ群

図7(a), (b)に示したヒステリシスループの実験値と計算値を比較してわかるように、双対映像法により得られた結果は、良好な再現性を示している。また、図8の結果から、100kHzの周波数において、表皮効果は顕著に現れておらず、十分にコア全体が機能していることがわかる。以上の結果から、コアのサイズが小さく、導電率が比較的小さい磁性体に対して、磁流密度および、線形化 Chua 型モデルから導かれる複素透磁率を導入した本手法は、妥当であることが確認できた。

## 5. まとめ

本稿では、有限要素法で開領域電磁界を解析する方法として双対映像法を適用し、磁流密度および、線形化 Chua 型モデルを導入して、フェライトトロイダルコアとその開領域を含めた電磁界分布解析を行った。その結果、コアのサイズが小さく、導電率が比較的小さい磁性体に対して、良好な再現性が得られることが確認できた。

また、本手法の特徴は、入力項として磁流密度を導入した点にある。今回のフェライトトロイダルコア解析モデルでは、有限要素法で入力となる  $r, z$  方向の2成分を持つ電流に相当する  $\theta$  方向の磁流を考え、それを入力項とした。このことは、磁流密度を導入することにより、入力の次元を下げるができる、ということを意味しており、電気スカラーポテンシャルと磁気スカラーポテンシャルのみ用いた3次元の電磁界解析法の確立が期待できる。

## 参考文献

- [1]宮崎淳、早野誠治、斎藤兆古、"高周波における磁化特性と構成式"電気学会静止器回転機合同研究会資料、SA-90-34、RM-90-46.
- [2]高橋和彦、早野誠治、斎藤兆古、"双対映像法による開領域電磁界計算"電気学会マグネティックス研究会資料、MAG-89-89.
- [3]宮崎淳、早野誠治、斎藤兆古、"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.
- [4]太田恵造、"磁気工学の基礎"、共立出版.
- [5]JULIUS ADAMS STRATTON, "ELECTRO-MAGNETIC THEORY", McGRAW-HILL BOOK COMPANY.

キーワード.

有限要素法、軸対称問題、磁流密度

-----

Summary.

**An analysis of the electromagnetic field distributions for a ferrite toroidal core**

Nobuyuki KOBAYASHI    Seiji HAYANO    Yoshifuru SAITO  
Department of Electronics and Electrical Engineering, College of Engineering, Hosei University

This paper proposes a finite element method using the magnetic current density as an input vector for solving the electromagnetic field problem having an open boundary. This method is based on the strategic dual image forcing an open boundary to close for the finite element solution of open boundary problem.

In this paper, we analyzed the electromagnetic field distributions of inside and vicinity of a ferrite toroidal core taking into account the magnetization characteristics and estimated the hysteresis loops as well as skin effects.

Keywords.

Finite element method, Axial symmetry, Magnetic current density