動的磁気損失パラメータによるフェライト磁心の鉄損評価

正員 早乙女 英夫 (千葉大)

非会員 河 井 武志 (千葉大)

正員 梶 陽 (千葉大)

Iron Loss Evaluation of Ferrites by the Dynamic Magnetic Loss Parameter

Hideo Saotome, Member, Takeshi Kawai, Non-member, Yo Sakaki, Member (Chiba University)

Iron loss measurement of Ni-Zn ferrite cores up to MHz range is carried out. In order to obtain the frequency characteristics of the hysteresis and eddy current losses in the cores, the electromagnetic fields at different frequencies are analyzed with the medium parameters, such as the complex permeability expressing the DC hysteresis, the conductivity and the permittivity of the ferrites. The residual loss obtained by subtracting these computed losses from the measured iron loss increases in proportion to the square of the exciting frequency in MHz range. By introducing the dynamic magnetic loss parameter, it is clarified that the residual loss is directly produced by the magnetic field, but not directly caused by the electric field. As a result, it is assumed that the residual loss corresponds to the frictional loss of magnetic domain wall motion. Moreover, the dynamic magnetic loss parameter is expected to be a loss evaluation index for future ferrites because its value is peculiar to each ferrite material, independent of exciting conditions and core size.

キーワード：フェライト，鉄損，残留損失，動的磁気損失，電磁界解析，磁壁

1. ま え が き

スイッチング電源および高周波回路に多用されているフェライト磁心の最大の特長は、電気抵抗の高さ、すなわち金属磁性材料に比較して渦電流損失が極めて小さいことにある。フェライトの鉄損は、磁気ヒステリシス損失および渦電流損失に残留損失が加わる形で表現されるが、数百kHz以上の高周波領域では残留損失の占める割合が極めて高くなり、この損失を如何に小さくできるかが今後の電力用および高周波用フェライト開発の課題である。

一方、磁性材料の鉄損解析は、当初金属材料において特に渦電流損失の把握を中心に行われ、磁心内の磁束密度分布を一樣として求めた誘導電流からOhmic損失(ジュール損失)を得る古典的な解析⁽¹⁾および磁壁の運動を考慮した解析⁽²⁾などがある。また最近では、積層鉄心の各層内の渦電流損失および磁気ヒステリシス損失を一括した損失パラメータで表した手法⁽³⁾⁽⁴⁾、あるいは同様のパラメータをフェライトに適用した例⁽⁵⁾⁽⁶⁾などがある。さらにフェライトについては、金属磁性材料の磁壁モデルの類推を用い、実験的に鉄損の周波数(1 MHzまで)および磁束密度依存性を定量化したものがある⁽⁷⁾。これらフェライトの例において、文献(5)は磁心内の磁束を分布系として取り扱ったものであるが、渦電流の影響が極めて小さい20kHz以下での

実験と解析であり、また、文献(6)は500kHzまでの実験と解析をしているが、磁心内磁束を均一として渦電流損失および磁気ヒステリシス損失を磁路断面積と磁路長の比で規格化した損失パラメータに負わせたもので、どちらの例においても渦電流損失および磁気ヒステリシス損失を分離した解析とその実験値との比較評価は為されていない。

筆者らは、Mn-Zn系フェライトを例に、そのトロイダル磁心を用いて10MHzまでの鉄損計測および磁心内の電磁界解析を行い、解析から得られる鉄損値を実測値と比較することで、問題となる残留損失が磁心内の磁界に起因する動的磁気損失であることを明らかにした⁽⁸⁾。本論文では、Mn-Zn系フェライトのような結晶粒界層を持たずに高抵抗率を実現したNi-Zn系フェライト(2種)について文献(8)と同様の鉄損計測およびその解析を行い、鉄損実測値と筆者らが導入した動的磁気損失パラメータの各フェライトの値との関係について明らかにする。また、磁性体の動的磁気損失の物理的意味解明へのアプローチとして、鉄損解析に導入した動的磁気損失パラメータと磁壁運動の摩擦係数との関係について述べる。

2. 鉄 損 解 析

<2.1> 解析手法 図1のような円形磁路断面積 πR^2 、平均磁路長 l のトロイダル磁心を解析モデルとする。ここで、

図1 トロイダル磁心
Fig. 1. Toroidal core.

漏れ磁束はないものとする、磁界 H は z 方向成分のみとなり、一方、電界 E は θ 方向成分のみとなる。 $r=R$ における磁界を H_R とすると、 $r \leq R$ における磁界は

$$H(r) = H_R \frac{J_0(kr)}{J_0(kR)} \quad (1)$$

となる。但し、 J_0 は0階第1種のBessel関数であり、また、励磁角周波数 ω 、フェライトの透磁率 μ 、導電率 σ および誘電率 ε を用いて

$$k = \sqrt{\omega\mu(\omega\varepsilon - j\sigma)} \quad (2)$$

と表される。ここで、 $j = \sqrt{-1}$ である。一方、 $r \leq R$ における電界は

$$E(r) = -\frac{j\omega\Phi J_1(kr)}{2\pi R J_1(kR)} \quad (3)$$

となる。但し、 J_1 は1階第1種のBessel関数であり、また、 Φ は実効値フェーザ表示の磁路断面の総磁束で、

$$\Phi = 2\pi \int_0^R \mu H(r) r dr \quad (4)$$

である。

図1の磁心において、導電率 σ によって生ずる渦電流損失 P_E [W]および複素透磁率 μ を考えたときに生ずる磁気損失 P_M [W]は、それぞれ

$$P_E = 2\pi \sigma \int_0^R |E(r)|^2 r dr \quad (5)$$

および

$$P_M = \pi l \int_0^R [H(r)\{\overline{j\omega B(r)}\} + \overline{H(r)\{j\omega B(r)\}}] r dr \quad (6)$$

となる。ここで、 $r \leq R$ における磁束密度 $B(r)$ は、(1)式に μ を乗ずることにより得られ、また、 j は共役複素数を示す。Mn-Zn系フェライトでは、結晶粒界中の変位電流が結晶粒中に流れ込むことによって生ずるジュール損失を等価誘電体損失として考慮する必要があるが⁽⁸⁾、ここで用いるNi-Zn系フェライト2種の誘電体損失角の実測値は10kHz~10MHzにおいて 2° 以下であること、また、後に示すようにこれらの比誘電率が10~15でMn-Zn系に比較して4桁近く小さいことから、本論文ではこれらの誘電体損失は考慮しないものとする。よって、図1に示した磁心の鉄損 P [W]は、(5)式および(6)式の和となる。

$$P = P_M + P_E \quad (7)$$

<2.2> 残留損失を考慮しない解析結果 解析を容易にするため、前節ではフェライト磁心の磁路断面が円形として

表1 試料磁心の寸法 [mm]
Table 1. Core dimensions [mm].

磁心	内径	外径	高さ
A1	7.5	12.8	2.6
A2	30.0	44.5	7.3
B1	9.5	18.1	4.3
B2	19.8	38.2	9.2
C1	6.0	12.0	3.0
C2	52.0	72.0	10.0

図2 磁心A1およびA2の鉄損の周波数特性
Fig. 2. Frequency characteristics of the iron loss for the cores, A1 and A2.

図3 磁心B1およびB2の鉄損の周波数特性
Fig. 3. Frequency characteristics of the iron loss for the cores, B1 and B2.

扱ったが、鉄損計測に用いた試料磁心は表1に示す如く磁路断面がほぼ正方形である。磁心A1とA2、B1とB2は、それぞれ同材質(Ni-Zn系)のものであり(A系とB系は異なる材質)、また、後の比較のため、文献(8)で用いたMn-Zn系フェライト磁心C1およびC2(C1とC2は同材質)の寸法も合わせて表1に示した。磁心A1およびA2の常温における鉄損実測値の周波数特性を●($B_m=20[\text{mT}]$)および▲($B_m=40[\text{mT}]$)で図2に示す。ここで、 B_m は各磁路断面の平均磁束密度の波高値で、 $B_m=\sqrt{2}|\Phi|/(\pi R^2)$ である。これらの鉄損計測では、磁心に施した励磁巻線の電流およびサーチコイル誘起電圧から鉄損を演算する日本ヒューレット・パッカード社製B-H/Zアナライザ(HP E5060A)のプロトタイプを用い、 B_m はこのサーチコイル誘起電圧より換算した。また、鉄損軸を通常用いられている $[\text{W}/\text{m}^3]$ ではなく $[\text{W}]$ とした理由は、表1に示した同材質異寸法の磁心の鉄損周波数特性を同一グラフ上に重なりなく表すためと磁心内の鉄損密度 $[\text{W}/\text{m}^3]$ は一樣ではなくその誤解を避けるためである。図2と同様の磁心B1およびB2に対する鉄損周波数特性の実測値を図3に示す。

磁心A1およびB1の10kHz以下の一周期当りの鉄損[J]はそれぞれの磁心においてほぼ一定値であることから、これらは磁気ヒステリシス損失であると考えられ、この周波数域の代表点として1kHzを選び、 $B_m=20[\text{mT}]$ における磁心A1およびB1の複素透磁率の実測値を求めた結果、

$$\mu_{A1}(20\text{mT})=(1900-j120)\mu_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

および

$$\mu_{B1}(20\text{mT})=(2400-j190)\mu_0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

であった。ここで、 μ_0 は真空中の透磁率である。また、磁心A1およびB1の比誘電率 ϵ_r は、磁心に直接電極を付けた日本ヒューレット・パッカード社製インピーダンスアナライザ(4194A)による測定で、それぞれ15および10を得、10kHz～10MHzにおいてそれぞれほぼ一定であった。導電率 σ の値はどちらも極めて小さく測定が困難であったため、それぞれのカatalog値(A1は $10\mu\text{S}/\text{m}$ 、B1は $0.01\text{S}/\text{m}$)を本節の解析に用いるものとする。

以上の媒質パラメータを用い、(5)、(6)および(7)式により磁心A1およびB1の鉄損解析を行った結果を図2および3に一点鎖線で示す。但し、励磁条件はどちらも $B_m=20[\text{mT}]$ であり、図1の磁路断面積 πR^2 を各試料の正方形磁路断面積に等しくした。一点鎖線で示した鉄損の解析値は、磁心A1およびB1のどちらの場合も周波数に比例し、渦電流損失は導電率が極めて小さいことから殆ど現われていないことがわかる。これに対し●で示した鉄損実測値は、どちらの場合も100kHz程度付近から急激に増加し始め、MHz帯ではほぼ周波数の2乗に比例する特性となっている。磁心A1およびB1の鉄損実測値●と一点鎖線との差が残留損失であり、これが磁心内の電界による損失なのか、あるいは磁界によるものなのかをMn-Zn系フェライトについて調べた文献(8)と同様の方法で次の2つの節で吟味する。

〈2・3〉等価渦電流損失による残留損失の説明 前節では

図4 $\sigma=130[\text{S}/\text{m}]$ としたときの鉄損の計算値

Fig.4. Iron loss evaluation by assuming $\sigma=130[\text{S}/\text{m}]$ for the cores, A1 and A2.

試料の導電率としてカatalog値を用いたがこれは直流に対する値と考えられ、本節では何らかの理由で交流に対する等価導電率がカatalog値より大きく、これにより残留損失が生じていると仮定する。すなわち、磁心内の θ 方向の電界によって残留損失が発生したと仮定して解析する。例として、試料磁心A1およびA2の $B_m=20[\text{mT}]$ の場合について吟味する。図2に●および一点鎖線で示した鉄損周波数特性を再度それぞれ図4に示す。磁心A1の1MHzを代表点として、このときの実測鉄損値が(5)、(6)および(7)式で説明できる導電率 σ を求めると $\sigma=130[\text{S}/\text{m}]$ となり(透磁率および誘電率は一点鎖線と同一値)、図4の下側の二点鎖線で示した如くほぼ実測値の周波数特性を説明することができた。しかしながら、 $\sigma=130[\text{S}/\text{m}]$ として同材質異寸法の磁心A2の鉄損周波数特性を計算したところ図4の上側の二点鎖線の如くなり、実測値●を説明することはできなかった。

〈2・4〉動的磁気損失パラメータの導入 残留損失が周波数の2乗に比例して増加することから、これが図1の z 方向の磁界によって生ずるものとする、次式が仮定できる。

$$H = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} B + j \frac{\omega_0}{\lambda_{h0}} B + j \frac{\omega}{\lambda_f} B \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 μ_r は比透磁率、 $\lambda_{h0}[\Omega/\text{m}]$ は磁気ヒステリシス損失を表すためのヒステリシスパラメータ⁽⁶⁾、 $\omega_0[\text{rad}/\text{s}]$ は λ_{h0} 測定時の角周波数⁽⁸⁾、 $\lambda_f[\Omega/\text{m}]$ は残留損失を動的磁気損失として説明するために導入した動的磁気損失パラメータである。図5に示した $B-H$ ループにおいて、内側のループはいわゆる直流磁気ヒステリシスループであり、保磁力 H_c が(10)式右辺第2項に対応している。但し、 B の大きさを実効値と考えると、 $H_c=(\omega_0/\lambda_{h0})/\sqrt{2}B$ である。こ

図5 B-H ループ
Fig. 5. B-H loop.

表2 試料磁心の媒質パラメータ
Table 2. Medium parameters.

磁心	$\lambda_{h0} [\Omega/\text{m}]$ at 1kHz		μ_r	$\sigma [\text{S/m}]$	ε_r
	$B_m = 20 [\text{mT}]$	$B_m = 40 [\text{mT}]$			
A1	240	150	1900	10μ	15
A2	240	150			
B1	240	170	2400	0.01	10
B2	260	190			

の直流磁気ヒステリシスループは、一周期当りの鉄損として前述したとおり、本論文で用いた試料では10kHz以下において殆ど変化は見られなかった。一方、図5の外側のループは10kHz以上の高周波域におけるB-Hループを示しており、(10)式右辺第3項の磁界成分 $(\omega/\lambda_f)|B|$ が周波数に比例して増加し、これと磁束密度の時間変化率 $\omega|B|$ との積が周波数の2乗で増加する動的磁気損失を与え、B-Hループを太らせる。また(10)式より、Bが最大の点 $(dB/dt=0)$ におけるBとHの比が $\mu_0\mu_r$ である。(10)式の仮定が正しいか否かの判断は、磁心の寸法(磁路断面積)に無関係で材質ごとに決まる動的磁気損失パラメータ λ_f が見出せるかどうかである。

(10)式の磁界方程式を(6)式に組み込み、(7)式として得られる鉄損周波数特性を計算するため、動的磁気損失を考慮した複素透磁率を以下に導く。(8)および(9)式が得られた1kHzでは(10)式の右辺第3項は無視でき、 $B = \mu H = (\mu' - j\mu'')H$ より、このときのヒステリシスパラメータ λ_{h0} および比透磁率 μ_r は、

$$\lambda_{h0} = \omega_0(\mu'' + \mu'^2/\mu'') \dots\dots\dots (11)$$

および

$$\mu_r = \frac{\mu' + \mu''^2/\mu'}{\mu_0} \dots\dots\dots (12)$$

となる。ヒステリシスパラメータ λ_{h0} は、直流磁気ヒステリシスループの面積に依存することから励磁条件 B_m に依存し、また、磁心の表面積の相違によって直流磁気ヒステリシスループの面積が異なる場合もあり、1kHzでの各磁心の $B_m = 20 [\text{mT}]$ および $B_m = 40 [\text{mT}]$ における複素透磁率よ

り求めた λ_{h0} の値を他の媒質パラメータとともに表2に示す。ここで、 λ_{h0} は角周波数 $\omega_0 = 2\pi \times 1000 [\text{rad/s}]$ において一周期当りの損失より求めたものであり、(10)式の右辺第2項および第3項を $j\omega$ で括るため、

$$\lambda_h = \lambda_{h0} \frac{\omega}{\omega_0} \dots\dots\dots (13)$$

を導入すると、動的磁気損失を考慮した μ' および μ'' は、

$$\lambda = \frac{\lambda_h \lambda_f}{\lambda_h + \lambda_f} \dots\dots\dots (14)$$

として、

$$\mu' = \frac{\mu_0 \mu_r \lambda^2}{\omega^2 (\mu_0 \mu_r)^2 + \lambda^2} \dots\dots\dots (15a)$$

$$\mu'' = \frac{\omega (\mu_0 \mu_r)^2 \lambda}{\omega^2 (\mu_0 \mu_r)^2 + \lambda^2} \dots\dots\dots (15b)$$

によって与えられる。

図2に示した磁心A1の $B_m = 20 [\text{mT}]$ での鉄損実測値●の周波数特性において、その代表点として1MHzをとり、このときの鉄損実測値より λ_f を求めると、 $\lambda_f = 29 \times 10^3 [\Omega/\text{m}]$ であった。この λ_f の値を用いた $B_m = 20 [\text{mT}]$ および $B_m = 40 [\text{mT}]$ における鉄損計算値の周波数特性を図2に実線および破線で示す。但し、媒質パラメータは表2に示した値を用い、導電率および誘電率は図2の一点鎖線計算時と同一値とした。磁心A1($B_m = 20 [\text{mT}]$)で同定した λ_f の値で、同材質異寸法の磁心A2の鉄損周波数特性および異なる励磁条件での鉄損周波数特性が説明でき、(10)式の仮定が正しいことが実験的に証明された。同様の解析を磁心B1について行ったところ、 $\lambda_f = 37 \times 10^3 [\Omega/\text{m}]$ を得、この値を用いて計算した磁心B1およびB2の鉄損周波数特性を図3に実線($B_m = 20 [\text{mT}]$)および破線($B_m = 40 [\text{mT}]$)で示す。図3においても実測値と計算値はよく一致し、(10)式の有効性が裏付けられた。

〈2・5〉 まとめ 電界による渦電流損失は周波数の2乗に比例するので、一つの寸法の磁心についてのみ鉄損解析をしたのでは、図4の磁心A1の例で示したとおり適当な導電率を仮定した渦電流損失と残留損失の周波数特性が一致し、残留損失が渦電流損失であるとの誤解を招く可能性がある。ところが、図1の磁路断面内の電磁界分布は概ね図6の如くになっており、 $r \leq R$ における磁気損失密度 $p_M(r) = (1/2)[H(r) \cdot \{j\omega B(r)\} + \overline{H(r)} \cdot \{\overline{j\omega B(r)}\}] [\text{W/m}^2]$ および渦電流損失密度 $p_E(r) = \sigma |E(r)|^2 [\text{W/m}^3]$ の分布は異なっている。このことを図7に示したインダクタの等価回路を用いて以下に説明する。図1の磁心に巻数Nの励磁巻線を施し、これに交流電圧実効値 $V (= \omega N |\Phi|)$ を印加する。磁心を集中定数としてみた磁気損失等価抵抗 R_M および渦電流損失等価抵抗 R_E は、それぞれ

$$R_M = \lambda \pi R^2 N^2 / l \dots\dots\dots (16)$$

および

$$R_E = 8 \pi N^2 / (\sigma l) \dots\dots\dots (17)$$

図6 磁気損失密度 p_M [W/m³] および渦電流損失密度 p_E [W/m³] 分布 (J : 電流密度)

Fig. 6. Distributions of magnetic and eddy current loss densities, p_M [W/m³] and p_E [W/m³], (J : Current density).

図7 インダクタの等価回路

Fig. 7. Equivalent circuit of an inductor.

となる(付録参照)。但し、残留損失が支配的となる高周波域では $\lambda \cong \lambda_f$ と考えてよい。(16)および(17)式から磁気損失 P_M および渦電流損失 P_E を求めると、磁心の体積を $Volume (= \pi R^2 l)$ として

$$P_M = \frac{V^2}{R_M} = \frac{1}{\lambda} (\omega B)^2 \times Volume \text{ [W]} \quad \dots\dots\dots (18)$$

および

$$P_E = \frac{V^2}{R_E} = \frac{\sigma R^2}{8} (\omega B)^2 \times Volume \text{ [W]} \quad \dots\dots\dots (19)$$

となり、 P_E の平均体積密度は R^2 の関数となっている。したがって、磁心の体積 ($Volume$) を同じだけ変えたとき、 P_M と P_E の増加割合が磁路断面積の増加に応じて異なり、磁路断面積の異なる同材質の磁心による検証で P_M と P_E の

分離ができたわけである。

3. 磁壁運動の制動係数

フェライトは磁区構造が比較的わかり易い金属磁性体とは異なるが、本論文では、フェライト磁心の巨視的な意味での磁壁の移動速度およびその制動係数による損失を考える。但し、磁壁を1つとしてその速度 [m/s] を仮定すると、同じ磁路断面積であっても仮定する磁壁運動の行程長に制動係数が依存してしまい合理性がない。よって、複数の磁壁運動による総計としての面積速度 v [m²/s] を導入し、その制動係数 β_f を考える。

(10)式右辺第3項の磁界成分を

$$H_f = \frac{\omega}{\lambda_f} |B| \quad \dots\dots\dots (20)$$

と置き、これに磁壁の運動面積 A (例えば図1の磁路断面積 πR^2 または結晶粒1つの断面積など) を乗じて磁壁の運動方程式をたてると

$$H_f A = \beta_f v \text{ [Am]} \quad \dots\dots\dots (21)$$

を得、制動係数 β_f の次元は [As/m] となる。(21)式は、類推として、流体系に交番圧力 [N/m²] (H_f に対応) をかけ、その印加面積との積で力 [N] とし、この力を流体を構成する粒子の速度とその制動係数の積に等しく置いた粒子の運動方程式に対応する。但し、流体の弾性と構成粒子の質量は無視できる程小さいものとした。一方、 v を面積速度実効値とすると、面積 A 内の磁束時間変化率実効値は、フェライトの飽和磁束密度を B_s として $\omega |B| A = 2 B_s v$ であるから、

$$v = \frac{\omega |B| A}{2 B_s} \quad \dots\dots\dots (22)$$

となる。(20)~(22)式から β_f を求めると、

$$\beta_f = \frac{2 B_s}{\lambda_f} \quad \dots\dots\dots (23)$$

を得、 β_f は媒質固有の飽和磁束密度 B_s と動的磁気損失パラメータ λ_f から一意的に決まることがわかる。また、動的磁気損失密度 p_F [W/m³] を求めると、

$$p_F = H_f \cdot (\omega |B|) = \frac{1}{\lambda_f} (\omega |B|)^2 = \frac{2 B_s}{A^2} \beta_f v^2 \quad \dots\dots\dots (24)$$

となり、磁壁の運動面積速度 v の2乗およびその制動係数 β_f に比例することがわかる。したがって、動的磁気損失は、磁壁の運動を仮定すると、その動摩擦損失として考えることができる。

4. むすび

2章で示した鉄損解析により、渦電流損失と磁気損失の分離ができ、フェライト磁心の残留損失が周波数の2乗で増加する動的磁気損失であることを明らかにした。各磁心の鉄損実測値をそれぞれの磁心体積で割った平均鉄損密度を表3に示す。また、それぞれの動的磁気損失パラメータ λ_f の値を同表に示す。Ni-Zn系フェライトであるA系およびB系磁心では、(19)式で示した磁心寸法依存性のある渦電流損失が極めて小さいことから、1MHzの高周波励磁にお

表3 $B_m = 20[\text{mT}]$ における平均鉄損密度 $[\text{W}/\text{m}^3]$
の実測値

Table 3. Measured mean iron loss densities
 $[\text{W}/\text{m}^3]$ on $B_m = 20[\text{mT}]$.

磁心	$\lambda_f [\Omega/\text{m}]$	10kHz	1 MHz
A1	29k	350	300k
A2		370	320k
B1	37k	350	250k
B2		370	260k
C1	57k	140	160k
C2		150	230k

いても磁路断面積による平均鉄損密度の差異は顕著には現れていない。A系およびB系磁心の低周波(10kHz)励磁での損失密度は同等であるが、高周波(10MHz)励磁ではB系の磁心の方が低損失となっており、このことは動的磁気損失パラメータ λ_f の値としても読み取れる。すなわち、(24)式からわかるように、 λ_f の値が大きい程、動的磁気損失が小さい磁性材料といえる。このことから、動的磁気損失パラメータ λ_f が将来のフェライト材開発の一つの指標となるものと考えられる。表3に示した磁心C1およびC2は、文献(8)で鉄損解析したMn-Zn系フェライト磁心で、その寸法は表1に示したとおりである。この材料は、 $\lambda_f = 57\text{k}[\Omega/\text{m}]$ と表3に示した材料3種中最も大きく、また、平均鉄損密度の実測値も最も低かった。しかしながら、このMn-Zn系フェライトの比誘電率は約100000で、磁路断面積の大きな磁心C2では高周波域において大きな変位電流が流れ、磁心C1では問題とならなかったこの結晶粒中でのジュール損失が無視できなり、表3に示したように1 MHzでのC2の平均鉄損密度はC1に比較して増大した。筆者らのシミュレーションによれば、磁路断面が $10.2\text{mm} \times 10.2\text{mm}$ で磁心B2と同程度の平均鉄損密度が発生し、このときの等価誘電体損失は全体の約35%を占めていた。したがって、大型の磁心ではNi-Zn系フェライトに優位性があるものと思われる。また、表3に示した3種のフェライト材の渦電流損失は極めて小さいことから、これ以上の抵抗率の増加は、渦電流損失を削減して鉄損を低減する意味においては不要と思われる。

最後に、本論文で使用したフェライト磁心を御提供頂いたTDK(株)および(株)トーキンの関係各位に御礼申し上げます。

(平成7年8月18日受付、同7年12月4日再受付)

文 献

- (1) R.M. Bozorth: "Ferromagnetism", D. Van Nostrand Co., Princeton, 778~779, (1951)
- (2) R.H. Pry and C.P. Bean: "Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model", *J. Appl. Phys.*, 29, 532~533, (1958)
- (3) Y. Saito: "Three-dimensional Analysis of Magnetodynamic Fields in Electro-magnetic Devices Taken

into Account the Dynamic Hysteresis Loops", *IEEE Trans. Magn.*, 18, 546~551, (1982)

- (4) Y. Saito, H. Saotome, S. Hayano, T. Yamamura: "Modelling of Nonlinear Inductor Exhibiting Hysteresis Loops and Its Application to the Single Phase Parallel Inverters", *IEEE Trans., Magn.*, 19, 2189~2191, (1983)
- (5) S. Hayano, H. Saotome, A. Miyazaki, Y. Saito: "A Representation of Magnetization Characteristics for Computational Magnetodynamics", *Int. J. Appl. Electromag. Matrls.* Elsevier, 2, 353~358, (1992)
- (6) T. Sato, Y. Sakaki: "Physical Meaning of Equivalent Loss Resistance of Magnetic Cores", *IEEE Trans. Magn.*, 26, 2894~2897, (1990)
- (7) Y. Sakaki, T. Sato: "Large Signal Eddy Current Losses beyond 100kHz", *IEEE Trans. Magn.*, 20, 1487~1489, (1984)
- (8) 早乙女英夫・榊 陽: 「Mn-Znフェライトコアの鉄損解析」, 電気学会マグネティックス研究会資料 MAG-95-44

付 録

1. 磁気損失等価抵抗 R_M

(16)式を以下に導出する。(13)および(14)式を用いると(10)式は

$$H = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} B + j \frac{\omega}{\lambda} B \dots\dots\dots (\text{付1})$$

と書け、この右辺第1項の磁界成分は B と同相であるので磁気エネルギーの蓄積を与えるが磁気損失は生じず、右辺第2項の磁界成分が磁気損失を与えることになる。よって、(付1)式の右辺第2項の磁界成分と磁束密度の時間変化率、すなわち $\omega|B|$ との積が磁気損失密度 $p_M [\text{W}/\text{m}^3]$ を与える。

$$p_M = \frac{1}{\lambda} (\omega|B|)^2 \dots\dots\dots (\text{付2})$$

一方、磁心内の磁界が一様とすると、励磁巻線に印加した交流電圧実効値は、

$$V = N\omega|B|\pi R^2 \dots\dots\dots (\text{付3})$$

となり、 p_M に磁心の体積を乗じた

$$P_M = p_M \pi R^2 l = \frac{V^2}{R_M} [\text{W}] \dots\dots\dots (\text{付4})$$

より磁気損失等価抵抗 R_M を求めると(16)式を得る。

2. 渦電流損失等価抵抗 R_E

(17)式を以下に導出する。磁心内の電界分布 $E(r)$ が各点において同相で図6に示した如く r の1次関数になっているとき、すなわち、

$$|E(r)| = \frac{|E(R)|}{R} r \dots\dots\dots (\text{付5})$$

であるとする、磁心の導電率 σ に起因する渦電流損失 $P_E [\text{W}]$ は磁心の体積分

$$P_E = 2\pi l \int_0^R \sigma |E(r)|^2 r dr = \frac{\sigma |E(R)|^2}{2} \pi R^2 l \dots\dots (\text{付6})$$

によって与えられる。ここで、 $r = R$ における電界の大きさ $|E(R)|$ は、励磁巻線電圧の1ターン当りの電圧 (V/N) より、

$$|E(R)| = \frac{V/N}{2\pi R} \dots\dots\dots (\text{付7})$$

となる。したがって、 $P_E = V^2/R_E$ となる渦電流損失等価抵抗 R_E を仮定すると、 R_E は(付6)および(付7)式より(17)式の如くなる。

早乙女 英夫 (正員) 1958年12月13日生。1983年3月法政大学大学院工学研究科博士前期課程修了。同年4月富士電機(株)入社。(株)富士電機総合研究所勤務。1994年3月法政大学大学院工学研究科博士後期課程修了。同年6月千葉大学助手。1995年9月同大学助教授となり、現在に至る。主として、電磁界系逆問題、磁性材料の鉄損解析、無効電力補償制御および新しい磁気アクチュエータに関する研究に従事。博士(工学)。日本応用磁気学会会員。

河井 武志 (非会員) 1970年7月29日生。1995年3月千葉大学工学部電気電子工学科卒業。同年4月千葉大学大学院工学研究科修士課程入学、現在に至る。フェライトの損失発生機構に関し、新しい角度から研究中。日本応用磁気学会会員。

榎 陽 (正員) 1932年3月9日生。1954年3月茨城大学工学部電気工学科卒業。新電元工業(株)ほか勤務の後、1965年3月東北大学大学院工学研究科電気及び通信工学専攻修了。東北大学助手を経て、現在、千葉大学教授。主として、磁性材料の動的磁化機構の解析と高周波電力損発生機構の解明、高周波磁気計測、磁気応用デバイスの開発、回遊魚の磁気コンパス説の検証などに従事。工学博士。電子情報通信学会、日本応用磁気学会、IEEE、日本水産学会会員。