フェライトの動的磁気損失パラメータの一測定法

正 員 早乙女 英夫* 非会員 浦本 大介*

Measurement of the Dynamic Magnetic Loss Parameter in Ferrites

Hideo Saotome*, Member, Daisuke Uramoto*, Non-member

The measurement of the iron loss in ferrites is an important work for developing high efficiency switching power supplies. The authors have proposed the dynamic magnetic loss parameter, λ_f , for evaluating the iron loss in ferrites. In the previous studies, the parameter was assumed to be a constant value for an individual ferrite material and defined for one period of a small $B-H$ loop. In this paper, assuming that λ_f is a function of the time derivative of the magnetic flux density, dB/dt , a novel measurement method of λ_f of a Ni-Zn ferrite is proposed using rectangular wave voltage excitation and the Fourier expansion of the exciting current. In order to realize an iron loss measurement system with the rectangular wave voltage excitation, a high frequency FET inverter has been developed. The results of measuring λ_f show that it is uniquely determined by dB/dt regardless of $B-H$ loop size. The measured dB/dt characteristics of λ_f are applied to practical examples for switching power supplies and sinusoidal wave voltage excitations. Their experimental and computational results coincide and it is clarified that the measured dB/dt characteristics are effective and useful.

キーワード：フェライト，動的磁気損失，鉄損計測

Keywords : ferrite, dynamic magnetic loss, iron loss measurement

1. はじめに

フェライトは，高抵抗であることから渦電流損失が極めて小さく，高周波回路または高速スイッチング回路の変圧器やインダクタの磁心に多用されている。また，フェライトには，大きく分けて Mn-Zn 系と Ni-Zn 系があり，比較的に低コストの Mn-Zn 系がスイッチング電源に広く用いられている。Mn-Zn 系フェライトは，大きな誘電率を持ち，磁心内の変位電流による表皮効果の影響などにより，その損失解析はやや複雑となる⁽¹⁾。一方，Ni-Zn 系フェライトは，誘電率が比較的小さく，磁心内の変位電流による起磁力が極めて小さいため，磁束分布の表皮効果は無視でき，漏れ磁束が無ければ磁路断面積内の磁束密度分布は一樣と見なせる。本論文では，磁気損失が支配的であり，磁心内の損失密度分布が一樣と見なせる Ni-Zn 系フェライトの方形波電圧励磁による鉄損計測および動的磁気損失パラメータの測定法について述べる。

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

一樣として求めた磁気誘導電流からジュール損失を得る古典的な解析⁽²⁾，或いは，磁壁の運動を考慮した損失解析などがある⁽³⁾。最近では，積層鉄心の各層内の渦電流損失およびヒステリシス損失を一括した損失パラメータ⁽⁴⁾を用いた手法^{(5) (6)}がある。また，同様のパラメータをフェライトに適用した例^{(7) (8)}があるが，フェライトの高周波域で支配的となる磁気損失の存在は明らかではなかった。ここで用いる動的磁気損失パラメータは，フェライトにおけるこれらと同様のパラメータで，基本的には Chua 型磁化特性モデル⁽⁹⁾における損失パラメータであるが，フェライトにおいて，従来，残留損失とされていた高周波で支配的な損失の殆どが動的な磁気損失であることが分かり^{(10) (11)}，この損失表現を媒質パラメータの形で行ったものである。

2. 動的磁気損失パラメータの測定

〈2・1〉 鉄損計測システム 正弦波電圧励磁における磁心の鉄損測定は，発振器，高周波増幅器，高周波電流計測用抵抗器，デジタルオシロスコープおよびパソコンから成るシステムで実現することができ，また，専用計測器としても，過去に少なくとも国内 3 社より販売された。しかしながら，スイッチング電源などでの磁心の励磁は，方形波電圧である場合が一般的で，電源回路開発設計には，

* 千葉大学 工学部
〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33
Faculty of Engineering, Chiba University
1-33 Yayoi, Inage, Chiba 263-8522

図1 鉄損計測システムの概要
Fig. 1. Outline of the iron loss measurement system.

この実務負荷状態での鉄損データ取得が必要であり、また、その結果は、フェライト製造者側にとって材料開発に重要な指針を与える。市販のリニアアンプでは、方形波電圧を形成するために必要な急峻な電圧変化やその後のフラットな電圧特性を得ることができず、著者らは、振幅が数十V、周波数が1MHz程度までの方形波電圧が出力可能な電力発生装置を製作し、より実用的なデータが得られるフェライトの鉄損計測システムを実現した。その概要を図1に示す。

方形波電圧電力発生装置の最終段はFETインバータで構成され、正電圧および負電圧の振幅を独立に可変とできるように、入力として直流安定化電源を2台接続する。また、出力電圧の交流条件（正負の電圧時間積を等しくする）を確保して磁心の直流偏磁を避けるために大容量のコンデンサを出力に直列接続した。FETインバータの駆動周波数は発振器から得られる源信号で定め、インバータ出力電圧の正電圧および負電圧の時間幅は本装置で可変とできる機能を設けた。

励磁電流 i_1 は、 $R_s = 1[\Omega]$ または $R_s = 0.5[\Omega]$ の4端子シャント抵抗器（アルファエレクトロニクス社製電力用超精密抵抗器、PCY1R0000A または PCYR50000B）の電圧測定端子の電圧 V_s をデジタルオシロスコープ（テクトロニクス社製、TDS220）で計測し、この波形データをパソコンに転送し、表計算ソフトにより抵抗器のインダクタンス電圧降下を補償して求めた。抵抗器の電圧測定端子間（端子リード線を除く）のインダクタンス測定値は、 $R_s = 1[\Omega]$ および $R_s = 0.5[\Omega]$ それぞれに対して、 $L_s = 5.3[\text{nH}]$ および $L_s = 3.0[\text{nH}]$ であった。フェライト磁心の磁束波形は、2次巻線 N_2 の電圧 V_2 をデジタルオシロスコープで計測し、パソコン上で表計算ソフトにより時間積分して求めた。1周期 T 当たりの平均鉄損 $P[\text{W}]$ は、1次巻線の巻数を N_1 とし、

$$P = \frac{N_1}{N_2 T} \int_0^T i_1 v_2 dt \dots\dots\dots (1)$$

によりパソコン上で計算される。

測定に用いたデジタルオシロスコープの電源は、100V正弦波電圧インバータを介して12Vの自動車用バッテリーより供給し、被測定系の電源配電系統とオシロスコープと

の高周波結合による干渉を極力低減した。また、磁心の1次・2次巻線間静電容量とオシロスコープのシャーンを介して流れる電流を抑制するため、絶縁されたAC電流プローブで得た i_1 を共通トリガーとして、 v_2 と V_s を非同時にそれぞれ単独で測定した。

フェライトの鉄損には温度依存性があり、ここでは室温中で数秒程度の短時間で測定しているが、フェライトに過負荷がかかり温度上昇が発生した場合には、フェライトの温度が下がるまで待つて測定した。

〈2・2〉 動的磁気損失パラメータ フェライトの鉄損の内訳は、一般に、ヒステリシス損失、渦電流損失および残留損失とされている。フェライトは導電率が極めて低いので、渦電流損失は支配的ではない。また、特にNi・Zn系フェライトでは誘電率も低いことから、粒界絶縁層を流れる変位電流が結晶粒中に流れ込むことで発生するジュール損失も極めて小さい⁽¹⁰⁾。磁心の磁路と垂直方向に流れる渦電流や変位電流が無ければ磁路断面内の磁束分布には表皮効果は生じない。また、透磁率が十分大きく、さらに巻線を磁路方向に一様に施すことで漏れ磁束が十分小さくなれば、磁路断面内の磁束密度分布は一樣と考えられ、(1)式で得られた値を磁心の体積で割った値は、そのフェライト特有の損失密度を与えることになる。一方、Ni・Zn系フェライトの残留損失は、その殆どが動的な磁気損失として説明がつくことが分かり、従って、Ni・Zn系フェライトでは、(1)式で求めた鉄損は、ヒステリシス損失と動的磁気損失の和と考えられる。

著者らは、フェライト内の境界 H および磁束密度 B の時間波形が正弦波と仮定できる20mTから40mT程度の小振幅で励磁した定常状態において、 $B-H$ ループを基にして動的磁気損失パラメータ $\lambda_f [\Omega/\text{m}]$ を次式で定義した⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

$$\dot{H} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \dot{B} + j \frac{\omega_0}{\lambda_{h0}} \dot{B} + j \frac{\omega}{\lambda_f} \dot{B} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\dot{H}$ および $\dot{B}$ は境界および磁束密度フェーズであり、

μ_0 : 真空中の透磁率

μ_r : フェライトの比透磁率

λ_{h0} : ヒステリシスパラメータ $[\Omega/\text{m}]$

ω_0 : λ_{h0} 測定時の励磁角周波数
 ω : H または B の角周波数
 j : 虚数単位

である。(2)式の右辺第2項と第3項が磁束密度に対して90°位相が進んだ磁界成分で、これらの実効値と $\omega|\dot{B}|$ との積がそれぞれ磁気損失の体積密度を与える。ここで、右辺第2項の係数は定数と考え、励磁周波数に依らないヒステリシス損失を与える磁界成分である。右辺第3項の磁界成分は、励磁周波数に比例して増加し、これは、 $B-H$ ループが周波数の増加と共に太くなる現象を示し、この項の実効値と $\omega|\dot{B}|$ との積にフェライトの体積を乗じたものを動的磁気損失とした。一方、Mn-Zn系フェライト磁心などで励磁周波数を増加したとき、フェライト内の渦電流または変位電流の増加によって1次巻線電流が増加するが、複素導電率または複素誘電率などの媒質パラメータを用いることで、これらによる1次巻線電流増加と(2)式右辺第3項の磁界成分増加による1次巻線電流(励磁電流)増加は区別できる⁽¹⁾⁽¹¹⁾。

本論文では、動的磁気損失パラメータ λ_f を従来のように励磁周波数1周期の平均値として同定するのではなく、 dB/dt の関数として測定するための手法について述べる。

〈2・3〉 励磁電流のフーリエ級数展開 磁心に巻線を施したインダクタに対し、(2)式の磁界方程式は、図2に示す等価回路を与える⁽¹²⁾。(2)式の右辺第1項、第2項および第3項の各磁界に対応する各起磁力は、それぞれ図2に示した電流 i_m 、 i_h および i_f によって生ずるものとし、これらの和を励磁電流 i_l としている。図2に示した抵抗とインダクタンスは、(2)式の媒質パラメータを用いてそれぞれ次のように与えられる。

$$R_f = N_1^2 \lambda_f A / l \quad \text{.....(3)}$$

$$R_h = N_1^2 \lambda_{h0} (\omega / \omega_0) A / l \quad \text{.....(4)}$$

$$L = N_1^2 \mu_0 \mu_r A / l \quad \text{.....(5)}$$

ここで、 A および l は、磁心の磁路断面積および磁路長である。 R_h が周波数に比例する可変抵抗となる理由は、次に述べる通りである。磁心の鉄損をジュールとして測定し、励磁最大磁束密度一定とした条件でその周波数特性をとると、ある周波数以下で鉄損は一定値となり、これをその最大磁束密度でのヒステリシス損失としている。ワットとしてのヒステリシス損失は、この条件下で周波数に比例することになり、 R_h に i_h の実効値の2乗をかけた値はこの周波数特性を示さなければならない。鉄損がヒステリシス損失のみと考えられる周波数範囲では、励磁最大磁束密度が一定のとき、 $B-H$ ループの軌跡は周波数に依らずに一致するので、 i_h は、周波数が変化しても1周期で正規化した波形として同一であり、その実効値は周波数に依らない。したがって、電力としてのヒステリシス損失が励磁周波数に比例するよう、 R_h に対して周波数に比例する特性を持たせた。

本論文では、鉄損の内訳として動的磁気損失が加わる高周波域においても、励磁最大磁束密度が同一であれば、ヒ

図2 磁気損失を考慮したインダクタの等価回路
 Fig. 2. Equivalent circuit for an inductor having magnetic losses.

ステリシス損失を供給する i_h は1周期で正規化した波形として同一であると仮定する。ただし、ヒステリシス損失のみを示す低周波域での $B-H$ ループの軌跡もしくは i_h の波形は、例えば方形波電圧励磁と正弦波電圧励磁では異なるので、本論文では、低周波域と高周波域で同一の電圧波形で励磁した実験結果を用いて解析する。一方、表1に示す試料において、本論文に示す励磁磁束密度範囲では、励磁電圧波形が異なっても、励磁最大磁束密度が同じならば、ヒステリシス損失としての値は概ね一致している。

図2に示した回路定数は、当初、励磁周波数の1周期平均値として導入されたものであるが、本論文では、 λ_f および μ_r が瞬時値としての dB/dt および B それぞれのみの関数であると仮定する。すなわち、 λ_f と dB/dt の関係においては、(2)式右辺第3項の $j\omega$ を d/dt に戻し、この項の磁界の大きさの瞬時値を H_f とし、これを用いて

$$H_f = \frac{1}{\lambda_f} \frac{dB}{dt} \quad \text{.....(6)}$$

とする。この磁界を発生させるための起磁力を $N_1 i_f = H_f l$ とすると、2次巻線電圧の瞬時値 v_2 を用いて、

$$H_f = \frac{N_1 i_f}{l} = \frac{1}{\lambda_f A N_2} v_2$$

を得る。ここで、(3)式を用いると、

$$R_f i_f = \frac{N_1}{N_2} v_2 \quad \text{.....(7)}$$

となり、 v_2 と i_f の値から R_f を求めることができる。これは、等価的に dB/dt と H_f から λ_f を求めることに相当する。

方形波電圧励磁の場合には、各半周期の電圧が一定、すなわち dB/dt の大きさが一定であるから、この間 λ_f は一定、すなわち(3)式より R_f が一定と考え、 i_f は印加電圧と同相の方形波となる。したがって、 i_f は、 i_l から高周波換算した i_h を差し引いた波形($i_m + i_f$)を方形波電圧のゼロクロス点を基準としてフーリエ級数展開した内の正弦波奇数高調波成分の和として与えられる。これ以外の正弦波偶数高調波成分および余弦波高調波成分は、方形波電圧半周期の期間で平均値が零であるので損失を発生しない。表1に示すフェライト磁心($N_1 = N_2 = 4$)を図1の計測システムで実際に600kHzの方形波電圧で励磁し、その1次巻線電流波形 i_l を測定してこの方法で i_f を求めた例を図3に示す。ここで、図3の i_h は、ジュールとしての鉄損が周波数

表 1 実験に使用した Ni-Zn フェライト磁心

Table 1. Ni-Zn Ferrite core used in the experiments.

Type	Toroidal shape [mm]		
	Inner diameter	Outer diameter	Height
L 6 (TDK)	30.0	44.5	7.3

図 3 600kHz での電圧・電流波形

Fig. 3. Voltage and current waveforms at 600kHz.

図 4 λ_f の dB/dt 依存性Fig. 4. dB/dt dependence of λ_f .

に依存しない低周波域である 1kHz の方形波電圧を印加したときの励磁電流をフーリエ級数展開し、損失を生ずる正弦波奇数高調波成分の和として得られた波形を 1 周期で規格化して時間軸のみ 600kHz 換算して描いたものである。このとき、図 3 に示した 600kHz の方形波電圧で励磁したときと同一の最大磁束密度となるように、1kHz の方形波電圧の大きさを定めた。

方形波電圧の周波数を 500kHz~800kHz の間で変化させ、電圧振幅を適宜調整して、 λ_f を各 dB/dt に対して測定した結果を図 4 に示す。ここでは、図 3 に示したものと同様の波形の $B=0$ における v_2 値と i_f 値から(7)式により R_f を求め、磁心寸法から(3)式により λ_f を求めた。また、図 4 の各測定点における i_h は、各点におけるそれぞれの最大磁束密度の値となるように 1kHz の方形波電圧の振幅を調整し、ここで得られた i_h の 1 周期波形を時間軸のみ各周波数に換算したものを用いた。 λ_f は、励磁周波数に関係なく、概ね dB/dt の関数として表されていることが分かる。言い

換えれば、図 4 に示した結果は、 $B-H$ ループの大きさに依らず、 λ_f が dB/dt のみによって与えられることを示している。図 4 に示した測定範囲での最大磁束密度 B_m は、約 80mT である。図 4 に示した λ_f の測定値にはばらつきがあるが、これらを最小 2 乗法を用いて直線近似すると、 dB/dt の単位を [T/s] として、

$$\lambda_f = -0.0346 (dB/dt) + 32000 \quad [\Omega/m] \cdots \cdots (8)$$

となる。ただし、 dB/dt の実測範囲は、85~255T/ms である。

3. 計測結果の検証

図 4 の λ_f の計測では、正負電圧振幅およびそれらの時間比が等しい方形波電圧で行ったが、ここでは計測時とは異なる印加電圧波形を用い、実験式である(8)式の定量的検証を行う。以下に示す実験結果は、表 1 の磁心に施した 1 次および 2 次巻線の巻数を $N_1 = N_2 = 4$ とした測定によるものであり、図 4 にプロットした dB/dt の測定最大値 255T/ms は、この巻数換算で電圧値として 54V となる。検証実験は、この値以下の印加電圧で行った。

図 5 に示すような正負電圧の振幅および時間比が異なる方形波電圧(500kHz)で励磁したときの動的磁気損失 P_f の実験値および計算値の比較を表 2 に示す。ここで、%表示の duty は、正電圧印加時間の 1 周期に対する割合である。 P_f の実験値は、 i_1 および v_2 の実測波形を基に(1)式より求めた鉄損からこれと励磁最大磁束密度 B_m が等しい条件で測定したヒステリシス損失(ジュール)の周波数倍を差し引いて求めた。一方、 P_f の計算値は、 H_f と dB/dt との積を瞬時損失密度[W/m³]として、次式より求めた^{(10)~(12)}。

$$P_f = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\lambda_f} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \times A l \cdots \cdots (9)$$

ここで、 λ_f には(8)式の関係を採用した。 P_f の計算値は、概ね実験値に一致した結果となった。図 5 の電圧波形は、フェライト磁心をスイッチング電源の変圧器に適用した場合に生ずる波形であり、前章で述べた λ_f の計測法が電源回路設計開発において有益であることを示している。

dB/dt 値が随時変化する例として、磁心を 1MHz の正弦波電圧で励磁し、このときの P_f の実験値および計算値の比較を行った。その結果を表 3 に示す。 P_f の計算値は、(8)式を用いて(9)式より求めた。 P_f の計算値は実験値と良く一致し、(8)式の有効性を示している。

高周波で使用されるフェライトに対し、主として商用周波数で使用される電磁鋼板では、その動的損失である渦電流損失は、周波数および励磁最大磁束密度の 2 乗に比例し、さらに、電磁鋼板の板厚およびその抵抗率の関数として与えられている⁽¹³⁾。(9)式の動的磁気損失は、 dB/dt の 2 乗に比例する点で電磁鋼板の渦電流損失と同様の特性を示すが、その比例係数が dB/dt の関数となっている点で電磁鋼板とは異なる。また、導体としての電磁鋼板の形状および抵抗率により渦電流損失が異なる点は、結晶粒と粒界絶縁層によって構成されるフェライトに対する λ_f が結晶粒の構

図5 正負電圧時間比が異なる方形波電圧波形

Fig. 5. Rectangular voltage waveforms where positive and negative voltage time duties are different.

表2 正電圧時間比が異なる方形波電圧励磁での P_f

Table 2. P_f of different positive voltage time duties.

Positive voltage time duty [%]	Measured P_f [W]	Computed P_f [W]
35	5.6	5.3
40	4.4	4.1
45	3.4	3.2

表3 1 MHz 正弦波電圧励磁での P_f

Table 3. P_f excited by 1 MHz sinusoidal wave voltage.

B_m [mT]	The peak value of v_2 [V]	Measured P_f [W]	Computed P_f [W]
20	26	1.6	1.7
30	38	3.9	4.0
40	52	7.4	7.7

成分や製造過程およびその占積率などに依存していることに対応づけて考えることができる。ただし、結晶粒が 20 μm 以下の大きさでは、その抵抗率による影響は無視できると分かっている⁽¹¹⁾。

4. まとめ

Ni-Zn 系フェライトの動的磁気損失パラメータ λ_f が $B-H$ ループの大きさに依らず、 dB/dt のみの関数として与えられることを実験により示した。 λ_f を dB/dt の関数とする実験式を得るため、方形波電圧励磁および励磁電流のフーリエ級数展開による新しい λ_f の測定法を提案した。得られた実験式の有用性をスイッチング電源を想定した電圧波形および dB/dt が連続変化する正弦波電圧励磁の例で示した。

(平成 15 年 2 月 24 日受付, 平成 15 年 9 月 12 日再受付)

文 献

- (1) H.Saotome and K.Tachibana: "Loss Analysis of Ferrite Cores Using the Finite Element Method and the Dynamic Magnetic

Loss Parameter", *J. Magn. Soc. Japan*, Vol.22, No.7, pp.1144-1149 (1998) (in Japanese)

- 早乙女英夫・立花敬介:「動的磁気損失パラメータを適用した有限要素法による Mn-Zn フェライトコアの損失解析」, 応用磁気学誌, **22**, 7, pp.1144-1149 (1998)
- (2) R.M.Bozorth: Ferromagnetism, pp.778-779, D. Van Nostrand Co., Princeton (1951)
- (3) R.H.Pry and C.P.Bean: "Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model", *J. Appl. Phys.*, Vol.29, No.7, pp.532-533 (1958)
- (4) 穴山 武: エネルギー変換工学基礎論, pp.144-145, 丸善 (1977)
- (5) Y.Saito: "Three-dimensional Analysis of Magnetodynamic Fields in Electromagnetic Devices Taken into Account the Dynamic Hysteresis Loops", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.18, pp.546-551 (1982)
- (6) Y.Saito, H.Saotome, S.Hayano, and T.Yamamura: "Modelling of Nonlinear Inductor Exhibiting Hysteresis Loops and Its Application to the Single Phase Parallel Inverters", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.19, pp.2189-2191 (1983)
- (7) T.Sato and Y.Sakaki: "Physical Meaning of Equivalent Loss Resistance of Magnetic Cores", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.26, pp.2894-2897 (1990)
- (8) S.Hayano, H.Saotome, A.Miyazaki, and Y.Saito: "A Representation of Magnetization Characteristics for Computational Magnetodynamics", *Int. J. Appl. Electromag. Matrls.*, Vol.2, pp.353-358, Elsevier (1992)
- (9) Y.Saito, M.Namiki, and S.Hayano: "A Magnetization Model for Computational Magnetodynamics", *J. Appl. Phys.*, Vol.69, No.8, pp.4614-4616 (1991)
- (10) H.Saotome, T.Kawai, and Y.Sakaki: "Iron Loss Evaluation of Ferrites by the Dynamic Magnetic Loss Parameter", *TIEE Japan*, Vol.116-A, No.6, pp.559-565 (1996-6) (in Japanese)
- 早乙女英夫・河井武志・榊 陽:「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」, 電学論 A, **116**, 6, pp.559-565 (1996-6)
- (11) H.Saotome and Y.Sakaki: "Iron Loss Analysis of Mn-Zn Ferrite Cores", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.33, No.1, pp.728-734 (1997)
- (12) H.Saotome and Y.Sakaki: "Complex Permeability of Polycrystalline MnZn and NiZn Ferrites", *TIEE Japan*, Vol.117-A, No.8, pp.813-817 (1997-8) (in Japanese)
- 早乙女英夫・榊 陽:「多結晶 MnZn, NiZn フェライトの複素透磁率についての一考察」, 電学論 A, **117**, 8, pp.813-817 (1997-8)
- (13) 電気学会:「電力用磁性材料とその有効利用」, 電気学会技術報告, No.921, pp.20-21 (2003)

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、電磁界系逆問題解析、高周波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)。IEEE, 日本応用磁気学会会員。

浦 本 大 介

(非会員) 1978 年 5 月 28 日生。2001 年 3 月千葉大学工学部電気電子工学科卒業。2003 年 3 月千葉大学大学院自然科学研究科博士前期課程修了。同年 4 月シャープ(株)入社、現在に至る。