高周波電力制御磁気増幅器用磁心の動特性

正 員 榊 陽 (千葉大)
非会員 関 口 隆 (千葉大)

Dynamic Characteristics of High Frequency Magnetic Amplifier Cores
used for Power Control

Yo Sakaki, Member, Takashi Sekiguchi, Non-member (Chiba University)

In order to make more compact power supplies for electronic equipments, switching procedure is introduced and the conversion frequencies are increasing exceeding 100 kHz. Magnetic amplifiers regulating these power supplies are spreading for the robustness, the noise suppressing capability and the simplicity of control. The properties of magnetic amplifier cores in the frequency range exceeding 100 kHz are, however, not always clear.

The authors measure the dynamic characteristics of square-loop tape wound cores and discuss how to estimate the core properties appropriate to the high frequency magnetic amplifiers on the basis of magnetic domain theory. And formulae describing control magnetization characteristic are derived taking into account the variation of magnetic domain configurations.

We conclude that the cores should have good squareness, high resistivity and the tape thickness should be 15 μm or less, and the lower saturation flux density is better.

キーワード：磁気増幅器，磁束制御特性，磁化反転特性，

1. ま え が き

磁気増幅器は電力制御要素として賞用されていたが，サイリスタの出現と共にその役割を終え過去の存在になった。その理由は可飽和リアクトルの分だけ重量・体積とも余計なうえ，応答時間が電源の半周期より早くできないためである。近年，電子機器の小形軽量化に伴い電源にも同様の要求が課せられ，スイッチング電源が提案され，変換周波数がいまでは 100 kHz を超え MHz 帯にまで及ぼうとしている。この周波数帯になると，磁気増幅器を電力制御に用いることは大きさや応答速度の点で特に問題ないばかりか，堅牢，低雑音，部品点数低減などの利点も再評価され，最近では磁気増幅器制御スイッチング電源の割合は増加しつつあるようである。

磁気増幅器用磁心の特性評価手段の一つに，磁束制御特性に基づく方法が確立されており，高周波におい

ても磁気増幅器の設計に有力な手法となっている⁽¹⁾。しかし，磁束制御特性は制御磁化力と反転磁束量との関係を平均値で示したもので，磁束制御特性と磁心の動的振舞いとの関係は必ずしも明らかではない。

本論文は，高周波電力制御磁気増幅器用磁心に適しているといわれている幾つかの磁心について，その動特性を測定し，磁心の動作と磁束制御特性との関係を議論したものである。この結果，どのような特性を備えていれば高周波用磁気増幅器として好都合であるかの評価基準を得ることができた。それによると数百 kHz 以上の周波数帯で電力の制御を行う磁気増幅器用磁心の具備すべき条件は，従来常識的にいわれていた，(1)角形特性が良好であること，(2)抵抗率が十分大きいことのほかに，(3)板厚は 15 μm 程度以下であること，(4)磁化反転に寄与する磁壁数が十分大きいこと，(5)飽和磁束密度は必ずしも高い必要はない，などのことが明らかになった。

2. 実験結果

〈2・1〉 磁心の磁化反転特性 実験に用いた巻磁心の諸定数は表1に示す。No. 1, 2は鉄基超微結晶薄帯磁心, No. 3, 4はCo基非晶質薄帯磁心で, 両者は板厚, 抵抗率がほぼ同じ値である。また, 両者は図1および(1)式で後述するように磁化反転に寄与する磁壁数もほぼ同程度と見なすことができる。ただ後者の飽和磁束密度が前者の約半分で, 飽和磁束密度の動特性に及ぼす影響を主に比較するのに好都合である。No. 5, 6は比較のための試料で, 従来から磁気増幅器に用いられていて, その動特性が高周波領域まで詳細に検討されている50%Ni-Fe結晶質薄帯磁心である。これらの磁心は, いずれも層間絶縁が施されている。

図1は磁心を巻いたコイルに一定振幅の電流を印加して, 正の残留磁化点にある磁束を負の飽和まで磁化反転した場合の実効印加磁界 H_e (= 印加磁界 H - 保磁力 H_c) と反転時間 T_s および誘起電圧振幅 E_p を H_e で除した E_p/H_e の関係を示す。 E_p/H_e は磁化反転に寄与する磁壁数についての情報をもつと考えられるパラメータである⁽²⁾。測定は文献(3)の方法を用いており, 測定前に大きな磁界による飽和は行っていない。 T_s 対 H_e の関係は実験した範囲で, No. 4を除き磁界の小さい範囲では磁界の増加に対して急激に T_s が減少するが, ある程度以上磁界が大きくなると曲線のこう配がほぼ-1となり, T_s 対 H_e 曲線は反比例の関係になる。 T_s 対 H_e が反比例する範囲を高速度磁化領域, T_s が急速に減少する範囲を中速度磁化領域という⁽²⁾。更に, 磁界の小さい範囲(低速度磁化領域)では, 再び T_s 対 H_e は反比例になることが知られている。しかし, この実験では用いた磁心は極めて薄く, このような場合は直流ヒステリシス曲線が完全な角形になりにくく, 測定が困難な試料もでてきたので, この

実験では低速度磁化領域の測定をしていない。また, No. 4の磁心だけ中速度磁化領域でもほぼ $T_s \propto H_e^{-1}$ となっているのは, 角形比が特に小さくて, 飽和からの反転特性を得ることができず, マイナループで動作

図1 磁化反転特性
Fig. 1. Switching characteristics.

表1 実験に用いた巻磁心の諸定数
Table 1. Specifications of constants of wound cores used for experiment.

No.	材 質	板 厚 (μm)	外 径 (mm)	内 径 (mm)	板 幅 (mm)	層 数	B_s (T)	H_c (A/m)	B_r/B_s (%)	抵 抗 率 ($\times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$)	記 号
1	鉄基超微結晶	21	16	15	5	19	1.25	0.5	91.2	110	$\triangle$
2	鉄基超微結晶	9.5	16	15	5	18	1.16	0.5	83.6	110	$\blacktriangle$
3	Co基非晶質	19.6	16	14	4.5	40	0.64	0.4	96.1	120	$\circ$
4	Co基非晶質	9.5	16	14	4.5	30	0.58	0.6	72.4	120	$\bullet$
5	50% Ni-Fe	25	16	15	5	20	1.50	8.8	97.8	45	$\square$
6	50% Ni-Fe	12	16	15	5	20	1.40	10.4	97.3	45	$\blacksquare$

注1: B_s , H_c および B_r/B_s は最大印加磁界 1 Oe の場合の値。

注2: No.4の磁心の角形比 B_r/B_s が小さいのは, いわゆるフラットループのためではなく, 低保磁力の角形ループがわずかに傾いたためである。

しているためである。このため、この磁心では E_p/H_e の値も求めている。

Co 基非晶質磁心の高速度磁化領域における磁化反転時間は、板厚のほぼ等しい、鉄基超微結晶磁心のそれと比較すると約半分以下である。

一方、50%Ni-Fe 磁心の磁化反転時間は、他の磁心に比べて非常に大きいことが目立つ。

〈2・2〉 磁心の磁束制御特性 磁気増幅器用磁心を定電流電源でリセットする場合、リセット電流（または磁界）と磁心誘起電圧の平均値（または反転磁束量）の関係を磁束制御特性といい、これから磁気増幅器の利得、等価渦電流抵抗、制御特性などの主要な性質を求めることができる⁽⁴⁾。図2および図3は磁束制御特性で前節の磁化反転特性の実験結果から求めたものである。求め方は以下の手順による。

ここでは一例として、周波数を 200 kHz にとったので、磁束制御特性を図1の磁化反転特性を基にして求めるには、以下の順に従えばよい。

(1) 半周期が $2.5 \mu\text{s}$ なので、 $T_s = 2.5 \mu\text{s}$ におけ

鉄基超微結晶磁心およびCo基アモルファス磁心

図2 高周波磁束制御特性1

Fig. 2. High frequency control magnetization curves 1.

る印加磁界 ($H = H_e + H_c$) は全制御磁化力 H_T で、このときの反転磁束密度が、角形ヒステリシス磁心では $\Delta B = 2B_s$ となる（この磁心を電源周波数 f で駆動しているとき、必要となる最大制御磁界を全制御磁化力 H_T といい、 H_T の印加により半周期 $1/2f$ でちょうど磁束が一方の飽和から他方の飽和まで反転される）。図中に矢印で各磁心の H_T を示してある。

(2) 印加磁界を調節して、例えば $T_s = 10 \mu\text{s}$ となった場合には、磁心の誘起電圧を $t = 2.5 \mu\text{s}$ まで積分すれば、200 kHz で動作しているときの半周期の反転磁束量を求めることができ、このときの印加磁界が制御磁界そのものである。

(3) 以下同様にして T_s のより大きい (H のより小さい) 種々の誘起電圧波形を $t = 2.5 \mu\text{s}$ まで積分し、求めた反転磁束量と対応する印加磁界の関係をプロットすれば、磁束制御特性曲線を求めることができる。

50%Ni-Fe 磁心

図3 高周波磁束制御特性2

Fig. 3. High frequency control magnetization curves 2.

このとき、同時に図1の E_p/H_e から次式に従い磁化反転に寄与する等価磁壁数 $n^{(5)}$ を求め磁束制御特性と併せて示してある。

$$n = \frac{4.2(E_p/H_e)}{\pi^3 \rho} \dots\dots\dots (1)$$

なお、文献(5)では磁心を正弦波電圧で励磁しており、誘起電圧の振幅として V_m を用いている。しかし、 E_p/H_e が磁化反転に寄与する磁壁数に相当する量であることは既に明らかなので⁽²⁾、ここでは、 V_m/H_e も E_p/H_e も同等のものとして議論を進める。

図2でほぼ厚さの等しい磁心どうし (No.1とNo.3およびNo.2とNo.4) で比較した場合、Co基非晶質磁心の磁束制御特性では全磁束を制御する全制御磁化力 H_T が、鉄基超微結晶磁心のそれに比べ小さく、より小電力で制御可能なことを示している。しかし、磁束変化量は飽和磁化の小さい分だけ少ない。なお、板厚 $21\mu\text{m}$ の磁心 No.1 は $H > 25\text{ A/m}$ の範囲で、板厚 $19.6\mu\text{m}$ の磁心 No.3 は $H > 10\text{ A/m}$ の範囲で特性曲線のこう配が緩くなり、全制御磁化力 H_T は意外と大きな値になっている。

図3の50%Ni-Fe磁心の磁束制御特性は、図2の磁心 No.1~4 に比べ、はるかに大きい制御磁界を必要としている。なお磁心 No.5 はパルス発生器の出力不足のため、 $T_s < 5\mu\text{s}$ の高磁界における測定ができなかったため、磁束制御特性は $H < 180\text{ A/m}$ の範囲のみ示してある。

3. 考 察

〈3・1〉 磁化反転特性 実験した磁化速度の範囲では、磁心の磁化反転は主に磁壁の移動によって行われると考えられており、磁区構造は模式的に低速度磁化領域、中速度磁化領域では図4(a)の短冊状磁壁構造、板厚が $15\mu\text{m}$ 程度以下の場合には高速度磁化領域でも図4(c)に示す短冊状磁壁構造、板厚が $15\sim 20\mu\text{m}$ 以上の磁心の高速度磁化領域では図4(b)に示す平板状磁壁構造になるものと考えられている⁽⁶⁾。各々の磁区構造について磁壁移動の方程式が求められており、これらを基に反転時間を算出することができる。磁心のスイッチング時間は、スピン緩和などによる微視的制動を無視すると、短冊状磁壁モデルでは(2)式⁽²⁾、平板状磁壁モデルでは(3)式⁽⁷⁾で記述される。

$$T_s = \frac{b}{n} \left[\frac{4B_s d}{\pi^2 \rho} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} \sin \frac{m\pi}{2} \right] \frac{1}{H_e} \dots\dots\dots (2)$$

$$T_s = \frac{d}{2} \left[\frac{B_s d}{2\rho} \right] \frac{1}{H_e} \dots\dots\dots (3)$$

図4 磁壁モデル
Fig. 4. Domain wall models.

これらの式から明らかなように、スイッチング時間は飽和磁束密度 B_s に比例するので、 B_s の低いCo基非晶質磁心の T_s が超微結晶磁心のそれに比べ小さいことが理解される。このことは、逆に同一スイッチング時間で全磁束を反転させるには、 B_s の低い磁心のほうがより小さい磁界ですむことを意味している。

この物理的意味は次のように理解できる。磁壁の移動では磁壁が通過する所で、磁束密度が一方の飽和から他方の飽和まで $2B_s$ 変化し、これが磁心内部に渦電流を生じ磁壁の制動力になる。従って、 B_s の小さい磁心のほうが渦電流制動が少なく、磁化反転速度が早いことになる。あるいは反転速度を同一にとれば、 B_s の小さい磁心のほうがより小さい磁界で磁化反転が可能となる。

〈3・2〉 磁束制御特性

(1) 磁束制御特性と動的磁化機構の関係 短冊状磁壁モデルの場合の磁束制御特性は(4)式、平板状磁壁モデルの場合のそれは(5)式で記述される(式の導出過程は付録参照)。

$$\Delta B = \frac{1}{2f} \frac{\pi^3 \rho n}{4.2 b d} (H - H_e) \dots\dots\dots (4)$$

$$\Delta B = \sqrt{\frac{8B_s \rho}{f d^2}} (H - H_e) \dots\dots\dots (5)$$

(4)式を用いた計算結果を図2と図3に鎖線を用いて示してある。ただし、No.4の磁心は磁壁数 n を求めることができなかったのを除いてある。同じ印加磁界に対する反転磁束量は計算値のほうが大きい、これは渦電流以外の制動効果(スピン緩和など)を無視したためと推定される。特に50%Ni-Fe磁心では、この制動係数が大きいので⁽⁴⁾、計算値と実測値とに差が大きくなったものと思われる。(4)式から短冊状磁壁構造の場合には、磁壁数が制御特性を左右する因子の一つであることがわかる。従って、磁束制御特性曲線には、図2、図3で併記したように同時に磁壁数も表示しておくことが、磁心の動作を理解する上で便利であると考えられる。なお、磁束制御特性曲線は理想的には後述の図6に示すように、 $\Delta B=0$ のとき $H=H_c$ 、 $\Delta B=2B_s$ のとき $H=H_r$ を通る直線であるといわれてきたが、実際には実験結果のように ΔB の小さい範囲でかなり湾曲し、理想的な場合に比しより大きな磁界を必要としている。これは磁化反転の当初、 H_c をわずかに超える程度の小さい印加磁界では発生磁壁数も少なく、この状態でリセット半周期の所定時間内に必要な磁束を反転することは困難になる。このため磁界振幅を多少増加し、磁壁数を増すと共にその移動速度も増加してやる必要があり、これが磁束制御特性曲線を湾曲させるものと思われる。要するに、理想的曲線は短冊状磁壁構造が常に一定の条件でしか起こり得ないものである。

平板状磁壁が形成された場合には、磁壁の磁心内部への進入によって磁化反転が進行するが、それにつれて渦電流による制動が増し、それに打勝って磁化反転を続けるために、より大きな磁界が必要とされる。このため、反転磁束量の増加と共に印加磁界が急激に増加する。図2で板厚が $21\mu\text{m}$ の磁心No.1および板厚 $19.6\mu\text{m}$ の磁心No.3の磁束制御特性曲線が、反転磁束量の増加と共に急激に湾曲し、(4)式に基づく計算値とずれてくるのは、磁心内部に平板状磁壁が形成されていることを示すものと考えられる。図2の一点鎖線は磁心No.1に対する平板状磁壁の移動に基づく(5)式の計算値で、飽和に近づくと実測値とほぼ一致しており、以上の推定を裏付けている。このようなときには磁心の損失が異常に増加するので好ましくない⁽⁵⁾。

以上の検討結果より同一の磁束密度を反転するために、磁壁数 n が適当な値であれば、短冊状磁壁構造のほうがより小さな磁界ですむことがわかる。このため高周波用磁気増幅器では、磁心を励磁しても平板状磁壁が形成されないようにすることが必要である。高

速度磁化でも平板状磁壁が形成されないことを確かめるには、種々の板厚の磁心を用意して磁化反転特性を測定する必要がある。

しかし、ここで対象としている磁心No.1~4は急冷法で作成されるため不可能なので、著者の一人⁽⁶⁾が50%Ni-Fe磁心で行った実験結果を基に推定を試みる。それによると、板厚を薄くしていくと高速度磁化で磁化反転したときの誘起電圧波形が平板状磁壁移動に特有な形からフェライト磁心のそれへと近づいてくることが認められる。その波形変化が起こる板厚がほぼ $15\mu\text{m}$ であった。この結果が材質に依存しないとすれば、この場合も板厚をおよそ $15\mu\text{m}$ 程度以下にすればよいと思われる。

(2) 等価渦電流抵抗 (4)式や(5)式は磁束制御特性を密度量で表しているが、磁気増幅器の設計解析には、磁心の等価回路表現が必要である。ここでは短冊状磁壁の場合の(4)式について考えてみる。(4)式を積分量である電圧電流を用いて書き改めるため、両辺に $2fNA$ を乗じ、 $H=NI/l$ (l :磁心の平均磁路長)の関係を用いると、磁心の誘起電圧平均値 $E_c=2fNA\Delta B$ と制御電流平均値 I の関係は次式となる。ただし、 A は磁心断面積で w を巻磁心のテープ層数とすると $A=bwd$ である。

$$\begin{aligned} E_c &= 2fNA\Delta B = \frac{\pi^3 \rho n}{4.2bd} \frac{A}{l} N^2 (I - I_0) \\ &= s \frac{A}{l} N^2 (I - I_0) \\ &= R_E (I - I_0) \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ただし、 $s=\pi^3 \rho n / 4.2bd$ は磁心の単位面積単位磁路当たりコイル1回の等価渦電流抵抗で、渦電流損失を決定するすべてのパラメータを含んでいる重要な定数である⁽⁵⁾。 $R_E=sAN^2/l$ は可飽和磁心の等価渦電流抵抗で、磁束制御特性曲線を制御電流と誘起電圧の平均値で表した場合のこう配に等しい。 $I_0=H_c l / N$ である。(6)式を図示すると図5の等価回路となる。 R_E

図5 磁気増幅器用磁心の等価回路
Fig. 5. Equivalent circuit of magnetic amplifier core.

は筆者の一人⁽⁹⁾が既に報告したコイル1回当たりの磁心の等価渦電流抵抗の表示式を N^2 倍したものと形式的に同じである。磁心の等価渦電流抵抗は定数ではなく、磁区構造が密接に関係してくる。高周波用磁気増幅器の利得を増し磁心損失を減らすには、等価渦電流抵抗が大きいたることが必要で⁽⁴⁾、このためには材料の抵抗率が、板厚が薄いという従来の定説のほかに、磁区構造が微細で磁壁数が大きいたことが必要であると結論できる。

(3) 飽和磁束密度の影響 図2、図3の磁束制御特性曲線の実測結果から、全制御磁化力は飽和磁束密度の低いCo基非晶質磁心のほうが、鉄基超微結晶磁心より小さいことがわかる。両磁心は飽和磁束密度 B_s 以外、抵抗率、磁壁数など渦電流抵抗を決定する諸定数がほぼ等しいので、この差は B_s によるものと考えられる。

議論を簡単にするため、飽和磁束密度の大きさが1対2で、その他の材料の諸定数、磁区構造、構造寸法および巻数が等しい2個の磁心 a と b があるとすると、図6の実線のようになり、等価渦電流抵抗は等しいが、 B_s の低い磁心のほうが早く飽和する分、全制御

磁化力に相当する全制御電流 I_{Ta} は小さい。磁心 a のコイルの巻数を2倍すれば、磁束制御特性は図の鎖線のようになり、等価渦電流抵抗は4倍、全制御電流は $1/2$ となり、しかも B_s の大きい磁心と同じ電力を制御できる。数百kHz以上で動作する高周波用磁気増幅器では、コイルの巻数はたかだか20~30回程度なので、巻数が増加することは必ずしも大きな欠点にはならないものと考えている。

磁心は従来飽和磁束密度の大きいものが電力用のみならず一般に求められている。高周波では動作磁束密度を大きくすると鉄損が増すので、例えば100kHz台で用いられている変圧器リアクトル用の磁心では、いかに飽和磁束密度が大きいても、動作最大磁束密度はたかだか0.2T程度である。磁気増幅器のように磁心を飽和させて用いる場合には、損失低減のために(渦電流損はほぼ B_s^2 に比例する)飽和磁束密度そのものが小さいことが望ましい。この磁心が板厚が薄く、抵抗率が、かつ磁区構造が微細で磁壁数が十分大きければ、高周波磁気増幅器用磁心として最適であるといえる。

4. む す び

スイッチング電源などで高周波電力制御に用いられる磁気増幅器用磁心の、鉄基超微結晶薄帯磁心およびCo基非晶質薄帯磁心の動特性を検討した結果、以下の諸点が明らかになった。

- (1) 磁心の磁化反転に対する制動を低減するためには、飽和磁束密度は小さいほうがよい。
- (2) 磁区構造を考慮した磁気増幅器用磁心の磁束制御特性表示式を導出し、高周波でも短冊状磁壁構造をもつような磁心が望ましいことを示した。
- (3) 磁気増幅器用磁心の等価渦電流抵抗は、既に報告した一般の磁心の等価渦電流抵抗の表示式と同様の形で表現されることが明らかになった。等価渦電流抵抗の値を増すためには、材料の抵抗率を大、板厚を十分小(100kHz以上で使用する場合15 μ m以下)にし、かつ磁区構造が微細で磁壁数が大きいたが必要である。

- (4) 高周波用磁気増幅器磁心は、必ずしも飽和磁束密度の高いことは必要なく、むしろ飽和磁束密度が低い磁心にコイルを多く巻いたほうが等価渦電流抵抗を大きくすることができる。

実験試料として磁心を供与して下さった。日立金属(株)磁性材料研究所 吉沢克仁氏および(株)東芝金属部品事業部 日下隆夫氏に感謝申し上げます。

(平成3年8月26日受付)

図6 飽和磁束密度の差が磁束制御特性に及ぼす影響の説明図

Fig. 6. Effect of saturation flux density on the control magnetization curves.

文 献

- (1) 山口・村上:「CMCを用いた100 kHz-1 MHz帯におけるアモルファス磁心の特性評価」, 応用磁気学誌, 10, 331 (昭61)
- (2) 穴山・榊:「磁化機構を考慮した磁気増幅器用磁心の動特性」, 電学誌, 89, 1559 (昭44)
- (3) Y. Sakaki: "A simple method for the generation of a step magnetic field with short rise time", *J. Phys. E (Scientific Instruments)*, 7, 609 (1974)
- (4) 福島・穴山:「電気機器工学II」, 電気工学基礎講座8, p. 315 (昭42) 朝倉書店
- (5) Y. Sakaki: "How to describe eddy current loss properties in soft magnetic cores", *Int. J. Appl. Electromag. Materials* 1, 209 (1990)
- (6) 榊・小原:「50%Ni-Feはく磁心のスイッチング係数」, 電学論, 93-A, 481 (昭48)
- (7) F. J. Friedlaender: "Flux reversal in magnetic amplifier core", *Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs.*, 75, 268 (1956)
- (8) Y. Sakaki & T. Anayama: "Estimation of the number of domain walls during flux reversal in 50%Ni-Fe tape cores", *J. Phys. D*, 9, 1899 (1976)
- (9) T. Sato & Y. Sakaki: "Physical meaning of equivalent loss resistance of magnetic cores", *IEEE Trans. Magnetics*, MAG-26, 2894 (1990)

付 録

磁束制御特性表示式の導出

(1) 短冊状磁壁の場合 飽和している磁心に磁界を印加した場合, 短冊状磁壁が形成されるまでに複雑な経過をたどるが, 簡単のためにこの経過を無視し, 次のように仮定する。飽和している磁心に磁界を印加すると, 付図1に鎖線で示す位置に $n/2$ 枚の 360° 磁壁 (180° 磁壁が2枚密着したもの) が発生し, これらがそれぞれ 180° 磁壁 (図の実線) に分かれ, 発原点から左右に移動していくモデルを想定する。

交流電源の半周期 ($1/2f$) に残留磁化点からリセットされる磁束量を $\Delta\Phi_r$, 磁壁が移動した距離を Δx とすると次式が成り立つ。

$$\Delta\Phi_r = 2B_s n \Delta x d w \quad \cdots \cdots \cdots (付1)$$

付図1 磁束制御特性表示式を求めるための磁壁モデル

app. Fig.1. Domain wall model for the expression of control magnetization curves.

(付1)式の両辺を磁心断面積 $A = b d w$ で除すと(付2)式となる。

$$\Delta B = \Delta\Phi_r / A = 2B_s n \Delta x / b \quad \cdots \cdots \cdots (付2)$$

磁壁の運動については渦電流による制動のみを考慮し, 制動係数を β とおくと次の関係が知られている。

$$\beta dx/dt = H - H_c \quad \cdots \cdots \cdots (付3)$$

ただし,

$$\beta = 8.4 B_s d / \pi^3 \rho \quad \cdots \cdots \cdots (付4)^{*1}$$

ここで ρ : 磁心の抵抗率

(付3)式を半周期 $1/2f$ にわたって積分し Δx を求めて(付2)式に代入すると, 本文中の磁束制御特性(4)式を得る。

(2) 平板状磁壁の場合 飽和した磁心に磁界を印加した場合, 磁心の両表面に平板状磁壁が発生し, これらが同時に内部に向かって進入するものと仮定する。半周期にリセットされる磁束量 $\Delta\Phi_r$ は磁壁の移動した距離を Δy とすると

$$\Delta\Phi_r = 4B_s b \Delta y w \quad \cdots \cdots \cdots (付5)$$

(付5)式の両辺を断面積 A で除すと

$$\Delta B = 4B_s \Delta y / d \quad \cdots \cdots \cdots (付6)$$

磁壁の移動に関しては次式が成り立つ。

$$\beta dy/dt = H - H_c \quad \cdots \cdots \cdots (付7)$$

ただし,

$$\beta = 2B_s y / \rho \quad \cdots \cdots \cdots (付8)^{*2}$$

(付7), (付8)式から, リセット終了時における磁壁位置 Δy は

$$\begin{aligned} \frac{2B_s}{\rho} \int_0^{1/2f} y \frac{dy}{dt} dt \\ = \frac{2B_s}{\rho} \int_0^y y dy = \int_0^{1/2f} (H - H_c) dt \\ \cdots \cdots \cdots (付9) \end{aligned}$$

より

$$\Delta y = \sqrt{\frac{\rho}{2fB_s} (H - H_c)} \quad \cdots \cdots \cdots (付10)$$

(付10)式を(付6)に代入することにより本文中の磁束制御特性(5)式を得る。

*1 Y. Sakaki & S. I. Imagi: "Relationship between eddy current losses and equivalent number of domain walls in polycrystalline and amorphous soft magnetic materials and its application to minor loop loss estimation", *IEEE Trans. Magnetics*, MAG-18, 1840 (1982)

*2 本文文献(7)と同じ。

榑 陽 (正員)

昭和7年3月9日生。29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、40年3月東北大学大学院工学研究科電気およ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。工学博士。磁性材料の計測、磁気応用デバイスの開発、電源の制御法の研究などに従事。電子情報通信学会、日本応用磁気学会、IEEE 会員。

関 口 隆 (非会員)

昭和40年5月25日生。平成3年3月千葉大学大学院工学研究科電気工学専攻修了。在学中は高周波磁気増幅器用磁心の動特性の研究に従事。同年4月東京電

力(株)入社。