

磁気増幅器用磁心における磁束逆転

沢井善三郎・宮本明雄・横田和丸

自己飽和形磁気増幅器の制御特性は、ほとんど使用磁心の磁化特性で済む。ところが、これまで肝心の磁心のはたらきについては、簡単な(部分的)線形要素としての扱いですます場合が多く、そのため磁気増幅器の厳密な解析ができなかった。

本研究は磁心において磁束が一方から逆方向に逆転する過程を、いわゆる磁区理論にもとづいて解析し、磁気増幅器特性を左右する磁心の非線形性の生ずる機構を調べたものである。

1. はしがき

磁気増幅器はすでに工業装置に広く用いられている制御機器であり、制御し得る電力が大きく、機械的にも、また苛酷な環境(温度、湿度、放射能)にも強固であるので、ますます応用範囲が広がられている。無接点リレーや磁気演算増幅器は最近の応用の代表例である。

磁気増幅器の動作や特性は主として使用磁心の磁化特性できまり、これまで多くの理論的解析が試みられてきたが、厳密さの点では必ずしも満足すべき成果は得られていない。

自己飽和形磁気増幅器では、磁心のリセット特性(一方における飽和状態から磁束が逆転する過程での磁化電流と磁束変化との関係)が問題になる。これは、磁心が毎サイクルいったん飽和状態にもどり、再びリセットされる際の磁化電流がそのまま磁気増幅器の制御電流になるからである。

本研究は、通常用いられる角形ヒステリシス磁心(たとえば方向性 50-50 NiFe 合金)を対象にして、磁束の逆転過程を磁区理論にもとづいて解析したもので、著者の一人がすでに報告した磁気増幅器の動作そのものを解析するためのシミュレータ^{1),2)}の開発と合わせて、磁気増幅器の動作機構の全体を解明するために行なわれたものである。

2. 磁束の逆転はどのように起こるか

はしがきで述べたように、磁心がいったん飽和した後、逆方向の印加磁界によって磁束が逆転する過程がここで問題である。まず、磁束変化はすべて磁壁移動のみによるものと仮定する。

もし磁心が完全に飽和している場合には、磁心内部には磁壁はぜんぜん存在しない。したがって、磁束逆転が行なわれるには最初に磁壁の形成が行なわれるはずであるが、これには多大のエネルギーが必要である。しかし、実際の磁心のような多結晶材料の内部には数多くの空孔、挟雑物、結晶粒界があって、ほぼ完全な飽和状態においても、これらにはなお逆方向磁化を持つ微小な残留磁区が付着している。

磁束逆転はこれらの残留磁区が発端となって、その成長拡大によって進行するのである³⁾。

磁心のリセット特性とは、外部から与えられる起磁力

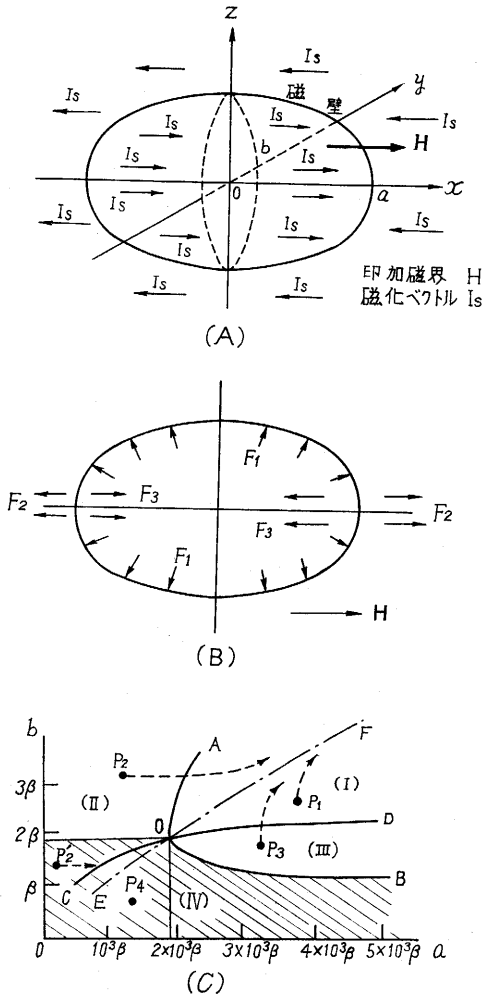
と磁区の成長拡大(つまり磁束変化)との量的関係にはかならないが、現在のところ、磁気増幅器用磁心のような大きな多結晶試料についての磁束変化の機構はそれほど明らかではない。しかしこれまでに行なわれたいくつかの研究^{4),5)}によって部分的にはあるが次第に解明されてきた。これらはいずれも大胆な仮定や理想化にもとづくものではあるが、少なくともこの問題についての今後の研究の重要な手がかりを与えている。

本研究は、Döring⁴⁾、Woodson⁴⁾、Friedlander⁵⁾らによって行なわれた研究の成果を基礎にして、それらの不備を補い修正した、より妥当な磁束逆転の物理模型を設定して解析した結果と実測結果とを比較検討したものである(上記の各論文の詳細は省略する)。

まず、磁束逆転の起こり方を定性的にたどってみよう。前述のように磁束逆転の発端となるものは、磁心の表面近くにある挟雑物、欠陥、結晶粒界等に付着する微小な残留磁区であるが、その形状を第1図(A)のように理想的に回転楕円体とみなして、外部磁界の印加によってこれがどのようにふるまうかを考える。問題を静止状態に限ると、磁界と磁区の形状とのつり合いの問題になる。磁区は印加磁界のもとで、その状態エネルギーが最小になるような形をとるはずである。

この場合考えるべき状態エネルギーは、外部磁界によるポテンシャルエネルギー、分極した自由磁極による静磁エネルギー、磁壁に貯えられる表面エネルギーの3種類である。これらのエネルギーの変化に対応する力は、第1図(B)のようになる。 F_1 は磁界による力で磁壁面に垂直に一樣にはたらき、磁区を押し広げようとし、 F_2 は静磁エネルギーに関係するもので磁区を長さの方向に引き伸ばそうとする力であり、 F_3 は磁壁面における表面張力でできるだけ小さい球形を保とうとして、 F_2 とは逆に長さの方向にちぢめようとする。

Döringはこのような平衡問題を解いて、パーマロイ材料について第1図(C)のような結果を得た。同図の横軸、縦軸はそれぞれ回転楕円体の長軸および短軸半径で、磁区の形状はその座標上の点により表わされる。この場合、外部からの印加磁界は $H = H_0 + 0.5 Oe$ (H_0 : 保磁力)で、図中のO点はこの場の完全なつり合いの形状を示す。



第 1 図 回転楕円体磁区の成長

曲線 A—B, C—D によって分けられる四つの領域での磁区のふるまいは次のとおりである。I の領域では、 a, b ともに増加する。II では a のみ増加し、 b は変化しない。III は b のみ増加し、 a は変化しない。IV の領域では a, b ともに変化しない。

最初の磁区の形状が図中に記した P_1, P_2, P_2', P_3, P_4 の各点にあったとすると、 $H=H_0+0.5Oe$ の磁界の印加によって、それぞれ矢印で示した軌跡によって行動する。つまり、 P_1, P_2, P_3 では限りなく磁区は増大し続けるが、 P_2' では途中 C—D 曲線上で止まり、 P_4 ではぜんぜん変化しない。したがって、斜線を施した領域では磁区の成長は起こらない。

第 1 図 (C) において、曲線 E—F は印加磁界強度 $H-H_0$ とそれに完全につり合う磁区の形状との関係を示している。 $H=H_0+0.5Oe$ に対するつり合い状態での a/b はほぼ 10^3 であり、きわめて細長い形になる。

磁区の最初の大きさが第 1 図 (C) の斜線領域内にあるとすると、印加磁界が小さい間は何の変化も示さない

が (P_4 の状態)、磁界を強めることによって、点 P_4 が斜線の領域を脱け出ると成長が始まる。成長が進むほど見かけ上の抵抗が減少するので、成長はますます加速される。実際にはきわめて短時間に、非常に細長い繊維上の磁区に成長するものと想像される。

磁心の表面近くの各所に散在しているこのような逆磁化の残留磁区 (以後、磁区核と呼ぶ) が、主として磁界方向に伸びて繊維状になり、互いにふれ合うようになると、次の段階では、もっぱら横方向の成長が行なわれ、円筒上の磁区となってその太さを増してゆくと考えられる。この過程が進行すれば、ついに各磁区は横方向でふれ合うことになろう。ふれ合った部分では磁壁が消滅するので、磁区間のすき間がなくなった所で磁束の逆転が完了し、磁心は逆方向に飽和する。この場合にも、磁壁は完全に消滅せず、微小な残留磁区を残すことは当然で、最初の状態とまったく同様である。

3. 磁束逆転の物理模型

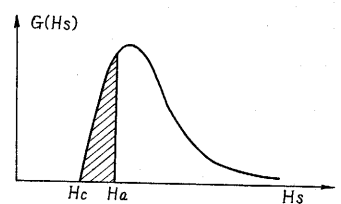
磁区核が磁界の方向に成長して互いにつながるようになるまでの過程における磁束変化量のごく僅かであり、磁心のリセットに関して問題になるのは、このような繊維状の磁区がその太さを増して行って飽和に達するまでの過程である。

ここでは、この過程を単純な模型で表わして、理論的にリセット過程を解析するための準備を行なう。

Friedlander と Woodson が別個の観点から提案した二つの磁束逆転模型は、種々の不備を含んではいるが、それぞれに優れた長所を持っている。ここで用いる模型は、これらの長所を組み合わせたものである。注目すべきことは、この模型の基本的な仮定が、前述の Döring の解析結果によって裏づけられることである。

磁束逆転の過程は、それに関与する磁区核の密度と個々の磁区の成長のしかたの二つの面で捉えることができる。磁心の表面近くには、磁区核となり得る残留磁区が数多く散在するが、いま、それらがすべて理想的に回転楕円体をなしているとし、またその性質のちがいが形状のちがいで、言いかえれば、第 1 図 (C) の座標位置のちがいのみであると仮定しよう。

この場合にはすでに説明したように、ある磁区が成長を起こすには磁界の強さがある値以上でなければならない。つまり、各磁区には固有の成長開始磁界強度がきまっている。したがって、



第 2 図 磁区核成長開始磁界強度の分布

磁区核の密度は磁界強度に対してある分布をなしていると考えられる。印加磁界強度が H_a であれば、成長を行なう磁区核の密度は、第

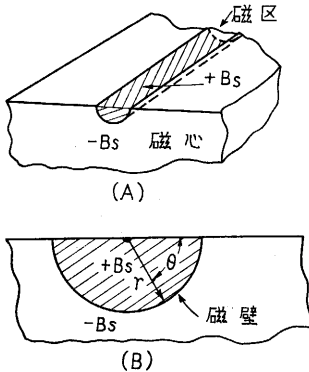
2図の斜線の面積で表わされる。磁区核の密度分布関数を $G(H_s)$ で表わせば、その密度（磁心幅の単位長さあたりの数）は、

$$n = \int_{H_c}^{H_a} G(H_s) dH_s \quad (1)$$

になる。

つぎに、磁区が磁界方向に十分に成長した後、その太さを増してゆく過程を考える。簡単のために、最初、任意の磁心断面での磁区の状態が同じで、その磁壁の形が第3図のように半円であると仮定する。

磁界の印加によって、中心から磁壁までの距離 r は増大するが、材料内部の不均一性と、いわゆる巨視的渦流効果（磁心、磁壁の幾何学的関係によって影響される渦電流による効果）のために、 r の増大のしかたは角



第3図 磁区の形状

度 θ によって異なる。もし、材料内部が完全に均一で、しかも磁心テープが非常に薄い（約 0.02 mm 以下と言われる）か、または材料の固有抵抗が大きくて渦流効果が無視できる（たとえばフェライト）ならば、 r の変化はほとんど θ に無関係である。

ここでは計算を簡単にするために、 r が θ に無関係であると仮定する。

この場合の磁壁の運動方程式は

$$\alpha \ddot{r} + \beta \dot{r} + \gamma = H_a \quad (2)$$

になる。 α, β, γ は定数で、角形ヒステリシス磁心では $\gamma = H_c$ である。また左辺第1項は、磁壁の慣性を表わしているが、磁気増幅器用磁心のよう

$$\beta \dot{r} + H_c = H_a \quad (3)$$

に低周波で用いられるものでは、問題にならない。したがって、

が磁壁移動の基礎方程式である。
まず、1個の磁区をとり上げ、その成長過程を考える。磁束量は磁区の断面積に比例するから、磁区の成長による誘起電圧は断面積の時間微分として求められるが、これは断面における磁壁の長さ

にその移動速度を乗じたものに等しい。また、 r が増大するにしたがって隣の磁区の磁壁および反対側の磁心表面との接触が起こり、その際に磁壁の長さが急激に減少するので、誘起電圧あるいは磁化電流も急変する。

(I) 反対側表面および同じ側の隣接磁区との接触が起こる。

(II) 反対側表面および反対側の隣接磁区との接触が起こる。

また (I) (II) には、それぞれに二つの場合がある。

(a) 反対側表面との接触が最初にかかる場合。

(b) 隣接磁区との接触が最初にかかる場合。

第4図におおのこの場合の磁区の幾何学的関係を示した。

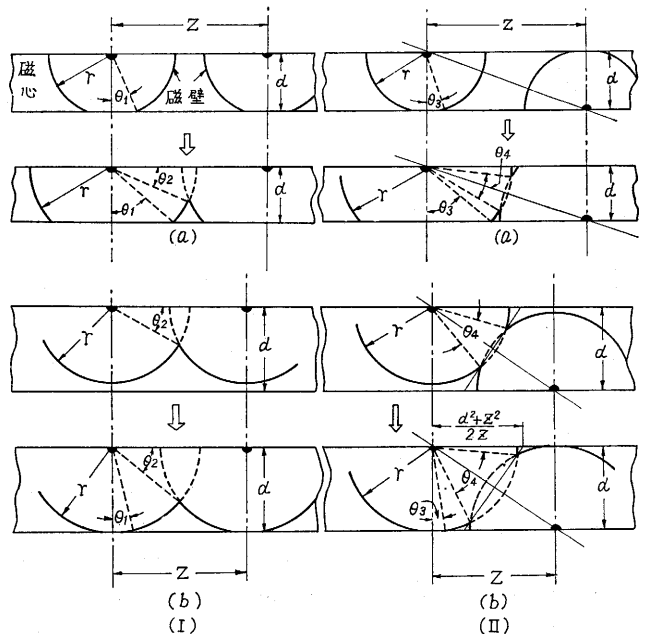
4. 定電流、定電圧磁束逆転の解析

まず1個の磁区の成長にとまらぬ磁化電流（または印加磁界）と誘起電圧との関係を求める。1個の磁区による誘起電圧を e_{i0} (ボルト/巻回数) とすると、

$$\begin{aligned} e_{i0} &= 2B_s \frac{d}{dt} [\text{磁区の断面積}] = 2B_s \frac{dr}{dt} \\ &\quad \times [\text{磁壁の全長}] \\ &= \frac{2B_s(H-H_c)}{\beta} \times [\text{磁壁の全長}] \quad (4) \end{aligned}$$

により求められる。付録Iに第4図の各場合についての誘起電圧と、これらの場合が等しい確率で起こると仮定した場合の1個の磁区による平均誘起電圧（以後これを e_{i0} と記す）の計算結果を示した。

さて、磁区1個についての誘起電圧が求まっても、テープ磁心一層あたりの全誘起電圧を求めるには、磁区核の密度分布を知らなければならない。この分布には二通りあって、一つはすでに述べた成長開始磁界強度の分布であり、他は磁区核の幾何学的位置（言い換えれば隣接磁区核との間隔 z ）の分布である。後者も当然考慮した



第4図 磁区の成長過程

けれどもならないが、これは以後の計算を非常に複雑にするので、ここでは磁区間隔 α は均一であると仮定する。

このような場合の磁心テープ一層あたりの誘起電圧は、

$$e_i = h n e_{i0} = h e_{i0} \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s \quad (5)$$

で与えられる。ここで h は磁心の幅であり、 n は幅 1 m あたりの磁区核数である。(5) 式中の n および H は磁化のしかたによってきまるもので、ここでは定電流磁化と定電圧磁化の場合を取り扱う。

まず、定電流磁化については、 $G(H_s)$ の定義から、 H を H_a (印加磁界強度) に等しくとればよい。すなわち一定磁化電流 i_0 に対して、

$$e_i = h e_{i0} \int_{H_c}^{H_a = Ni_e/l} G(H_s) dH_s \quad (6)$$

となる。 N は磁化巻線の巻回数であり、 l は磁路長である。

定電圧磁化の場合については、さらに別の考察が必要である。この場合には、 $t=0$ で印加される一定磁化電圧 E_i に対して、

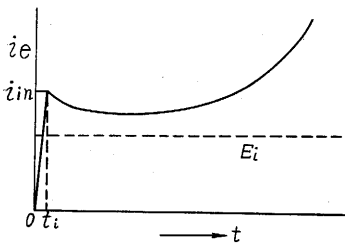
$$E_i/mN = h e_{i0} \int_{H_c}^{H_p} G(H_s) dH_s \quad (7)$$

が満足されるように $e_{i0}(r, \dot{r})$ と H_p がきめられなければならない。ただし、 N は磁化巻線の巻回数、 m は磁心の成層数である。磁束逆転の機構そのものは、定電圧磁化の場合も定電流磁化の場合と本質的に変わらないが、主なちがいは、たぶん磁区核数のきまり方にあると思われる。

実際の定電圧磁化における磁化電流波形を観測すると第 5 図のようになる。電圧印加後のごく初期に磁化電流の尖頭 (初期磁化電流と呼ぶことにする) が現われる。

この前後の事情を次のように推測する。

まず $0 < t < t_i$ の期間は、回転磁化 (磁化ベクトルの容



第 5 図 定電圧磁化における磁化電流
易磁化方向への僅かの回転によって磁束変化を行なう) と nucleation (前述の残留磁区が磁界方向に成長して繊維状になる過程を指す) の期間と見ることができ、電圧印加の直後は、回転磁化により磁束変化が行なわれ

るので、磁化電流は小さくて済むが、nucleation が促進されるにしたがって、必要な磁化電流は増加する。十分に細長い磁区に成長して、次にその太さを増す段階に入ると、一定の磁束変化率を保つには、磁束変化が進むほど磁化電流は少なくてもよい。

以上の推論にしたがえば、初期磁化電流の現われる時に nucleation が完了し、また磁区数もこの時の磁心内部の磁界強度できまるものと考えられる。つまり (7) 式における H_p は、

$$H_p = Ni_{in}/l \quad (8)$$

とする。また、 $t=t_i$ における磁区の断面の半径を r_0 とすれば、(4) (7) (8) 各式から、 H_p は、

$$\begin{aligned} E_i/mN &= 2\pi B_s h n r_0 \left[\frac{dr}{dt} \right]_{r=r_0} \\ &= 2\pi B_s h r_0 \frac{(H_p - H_c)}{\beta} \int_{H_c}^{H_p} G(H_s) dH_s \end{aligned} \quad (9)$$

を満足しなければならない。

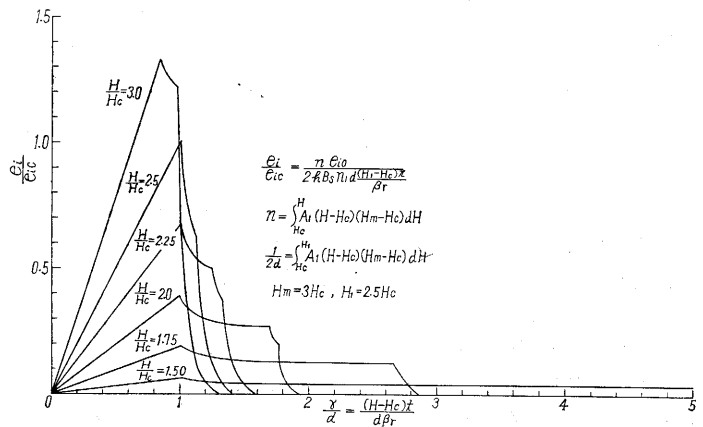
以上の準備のもとに、定電流磁束逆転における誘起電圧波形と定電圧磁束逆転における磁化電流波形を数値計算した結果をそれぞれ第 6 図、第 7 図に示した。この場合、

$$\begin{aligned} G(H_s) &= A_1 (H_s - H_c) (H_m - H_s) & H_m \geq H_s \geq H_c, \\ &= 0 & H_s > H_m, H_s < H_c \end{aligned} \quad (10)$$

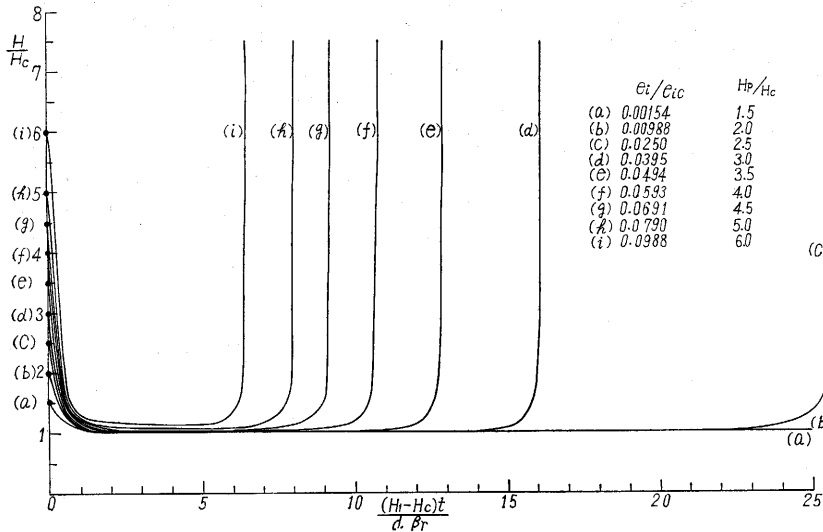
とし、 e_{i0} , m , H_1 は

$$\left. \begin{aligned} e_{i0} &= 2h B_s m d \frac{(H_1 - H_c)}{\beta} \pi \\ m &= \int_{H_c}^{H_1} G(H_s) dH_s = \frac{1}{2d} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

で定義される。また、 $H_m = 3H_c$, $H_1 = 2.5H_c$ に仮定した。



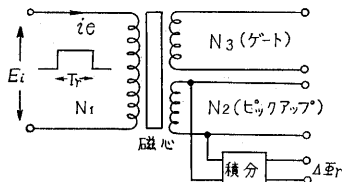
第 6 図 定電流磁化の誘起電圧波形 (理論値)



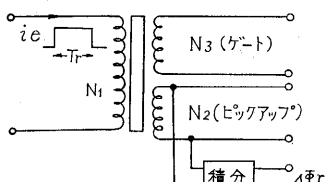
第7図 定電圧磁化の磁化電流波形 (理論値)

5. 実測結果とその検討

定電圧磁化試験および定電流磁化試験の2試験法により、市販の磁心 (0.1 mm 厚, 0.025 mm 厚センドルタ磁心) のリセット特性を測定した。第8図 (a) に定電



(a) 定電圧磁化試験



(b) 定電流磁化試験

第8図 磁化試験法

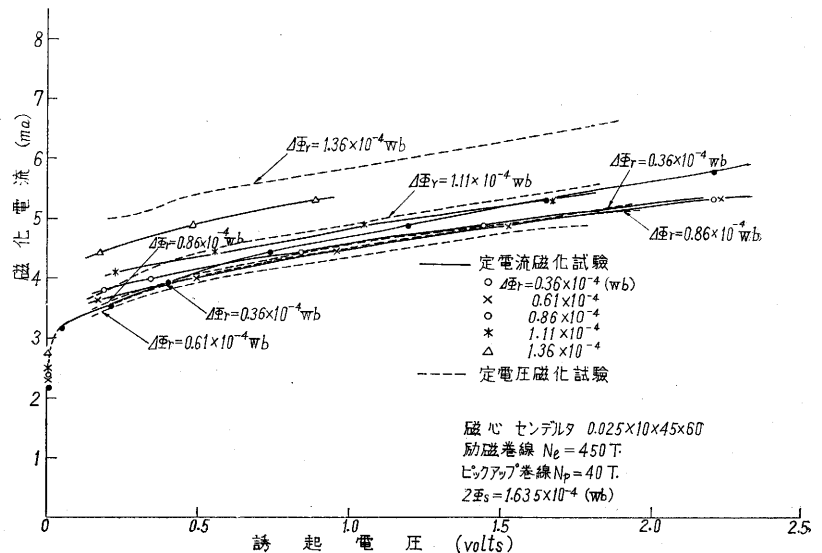
する。正確な定電圧磁束逆転を行なうにはステップ電圧波形が正確であることと N_1^2/R_{W1} (R_{W1} は N_1 巻線の抵抗) を大きくとることが必要である。このようにして定電圧磁束逆転を行なわせ、任意の瞬間における磁化電流 i_e 、ピックアップ巻線の誘起電圧 e_p およびそれまでの磁束変化量 (リセット磁束量) $\Delta\Phi_r$ の三者の間の関係を測定する。巻線 N_3 はゲート巻線

のために二つの磁化試験法による測定結果を重ねて示した。

また、第6図、第7図の理論値と対照するために、定電流磁化による誘起電圧と定電圧磁化における磁化電流波形のオシログラムを第10図に示す。

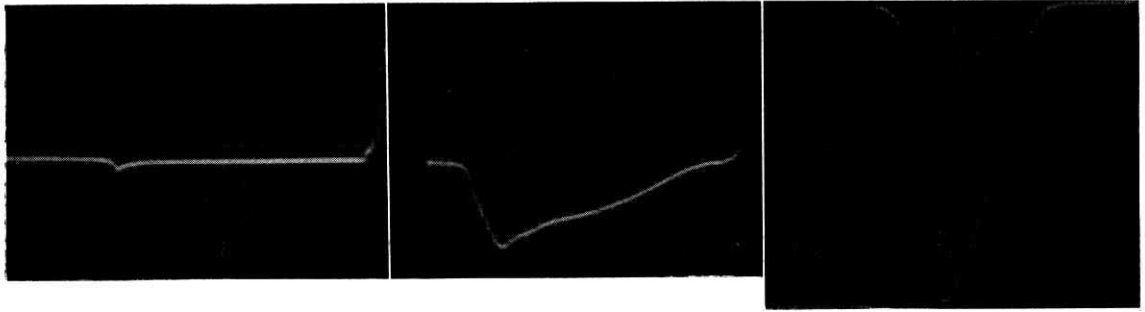
第9図において、まず注目すべきことは磁化試験法によってリセット特性が異なることである。これはかなり重要なことであって、われわれは通常リセット特性を一定の関数 $i_e = f(\Phi_r, \dot{\Phi}_r)$ で表わすが、実は磁化試験法 (または磁束逆転のしかた) を指定しなければ厳密には関数 f を定義できないのである。つぎに、このようなちがいがなぜ生じるのかについて考察しよう。

すでに述べたように、定電圧磁束逆転と定電流磁束逆



第9図 磁心のリセット特性

磁心 センドルタ 0.025×10×45×60
 励磁巻線 $N_e = 450$ T
 ピックアップ巻線 $N_p = 40$ T
 $2\Phi_0 = 1.635 \times 10^{-4}$ (wb)



(a) $i_e=12\text{ mA}$ (b) $i_e=19\text{ mA}$ (c) $i_e=25\text{ mA}$
定電流磁化による誘起電圧波形 ($N=200\text{ t}$)

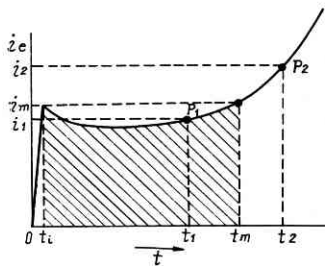


(1) $E_i=5.82\text{ V}$ (2) $E_i=7.77\text{ V}$ (3) $E_i=11.62\text{ V}$
定電圧磁化における磁化電流波形 ($N=350\text{ t}$)

第 10 図 誘起電圧磁化電流波形のオシログラム (センチメートル $0.1 \times 10 \times 45 \times 60$)

転との本質的なちがいは磁区数のきまり方にあると考えられる。

第 11 図は、定電圧磁束逆転における磁化電流波形であり、(8)式のようにこの場合の磁区数は初期磁化電



第 11 図 定電圧磁化における磁化電流

と考える。

第 11 図において、 $t_i < t < t_m$ の点 P_1 について考えると、この瞬間での $e_{pl}(H-H_0)$ は磁化電流 i_i による定電流磁束逆転で同一の磁束変化 $\Delta\Phi_1(=Ei t_1)$ を経過した瞬間での $e_{pl}(H-H_0)$ より大きいであろう。その理由は前者は i_{in} で磁区数がきまるのに対して、後者は i_i で磁区数がきまるので、前者の方が磁区数が多いからである。同様の理由で、点 P_2 では上とは逆になるはずである。つまり、ある磁化電圧 E_i について、 $\Delta\Phi_m = E_i t_m$ を境にして、 $\Delta\Phi < \Delta\Phi_m$ では、定電圧リセット特性の方が定電流リセット特性より磁化電流が小さいであろう。

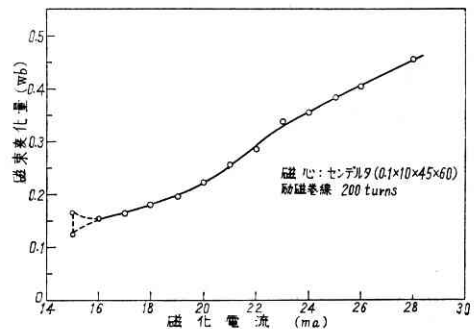
$\Delta\Phi > \Delta\Phi_m$ では逆になるう。

第 9 図の結果によれば、 $\Delta\Phi_r < 0.86\text{ Wb}$ では定電圧リセット特性の方が磁化電流が小さく、 $\Delta\Phi_r = 0.86\text{ Wb}$ で両者はほぼ一致し、 $\Delta\Phi_r > 0.86\text{ Wb}$ では逆に定電圧リセット特性の方が磁化電流が大きくなっている。以上のことは先の推論を裏づけている。

磁束逆転模型の妥当性を(間接的にはあるが)確かめるに、さらに別の実測を行なった。定電流リセットにおいて、誘起電圧の尖頭値が現われるまでの磁束変化量を $\Delta\Phi_p$ とすると、付録Ⅱから、

$$\frac{d}{dH}[\Delta\Phi_p] = hB_s \pi d^2 G(H) \quad (12)$$

の関係がある。第 12 図は、 $\Delta\Phi_p$ と磁化電流 i_e の関係の実測結果であるが、(12)式から第 12 図の曲線の勾配



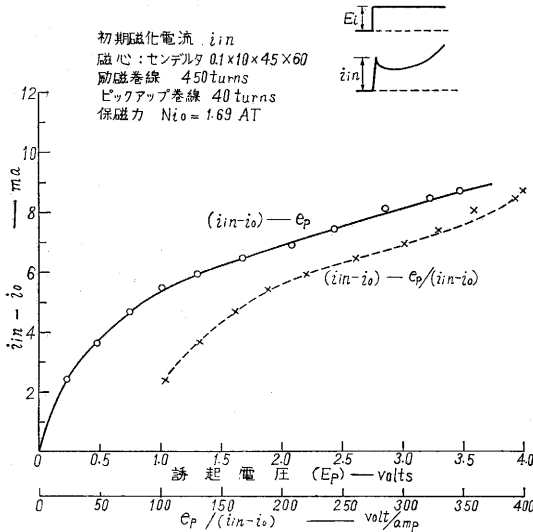
第 12 図 尖頭誘起電圧時の磁束変化量 (定電流磁化)

の最大になる所で $G(H)$ も最大値をとるはずである。このことから分布関数の形を推定することができる。

他方、定電圧リセットにおいても、初期磁化電流 $i_m (=lH_p/N)$ に着目すると、付録Ⅱから、

$$\frac{d}{dH_p} \left[\frac{E_s l m N}{(H_p - H_c) \beta} \right] = 2\pi h B_s r_0 G(H_p) \quad (13)$$

の関係が導かれる。第13図は定電圧磁化試験において、



第13図 定電圧磁化試験における初期磁化電流 (0.1 mm 厚センデルタ磁心)

初期磁化電流 i_m と誘起電圧 $e_p (\propto E_s)$ との関係を実測して示したものであるが、(13)式から上と同様にして $G(H_p)$ の形を推定することができる。

$G(H_s)$ が (10) 式の関数で表わされるとして、その定数 H_m の値を上の方法によって推定してみる。

(A) 第12図から勾配最大の点は磁化電流21.9 mA においてであるから、

$$\frac{H_c + H_m}{2} = \frac{21.9 \times 10^{-3} \times 200}{l} = \frac{4.38}{l}$$

$$\therefore H_m = \frac{2 \times 4.38}{l} - H_c \doteq 4.2 H_c$$

(B) 第13図から、勾配最小の点では、 $i_m - i_0 = 6.6 \text{ mA}$ であるから、

$$\frac{H_c + H_m}{2} = H_c + \frac{450 \times 6.6 \times 10^{-3}}{l}$$

$$\therefore H_m = H_c + \frac{2 \times 2.97}{l} \doteq 4.5 H_c$$

以上のように、 H_m の値について約7%異なる値が得られたが、磁化モードのぜんぜん異なる二つの磁化試験結果からこの程度に一致した値が得られたことは、磁束逆転模型を支持する有力な実験事実であると考えられる。

6. むすび

角形ヒステリシス特性の磁気増幅器用磁心について、飽和状態から磁束が逆転する過程をその発端から考察

し、ある物理模型にしたがって理論的に解析した。その結果はいくつかの実験的事実によって検証された。この磁束逆転模型には、まだ多くの仮定や推測を含んでいるが、それらの空隙は次第に埋められ、さらに修正されて、複雑な磁化現象も次第に解明されてゆくことと思う。

角形ヒステリシス特性の磁心は、磁気増幅器のみならず数多くの応用回路を持つが、低周波での使用である限りここでの推論が適用されることはもちろんである。

これまで磁心のはたらきをきわめて単純に考える傾向があり、そのわくから外れる現象をすべて特異現象として片づけることが多かったが、このように磁心のはたらきを磁区のレベルにまで立ち入って考察することは大いに意義あることと思う。(1962年5月15日受理)

付録Ⅰ

第4図の各場合についての誘起電圧を求める。

(I)

(a) の場合 ($d < z/2$)

e_{i0}^I を1個の磁区の成長による誘起電圧とする。

$$e_{i0}^I = \begin{cases} 4B_s r \dot{r} \left(\frac{\pi}{2} - \cos^{-1} \frac{d}{r} - \cos^{-1} \frac{z}{2r} \right), & (r \leq \sqrt{d^2 + z^2/4}) \\ 0, & (r > \sqrt{d^2 + z^2/4}) \end{cases}$$

ただし、 B_s は飽和磁束密度であり、また、 $\cos^{-1} X = 0, (X \geq 1)$

と約束する。

(b) の場合 ($d > z/2$)

$$e_{i0}^I = \begin{cases} 4B_s r \dot{r} \left(\frac{\pi}{2} - \cos^{-1} \frac{d}{r} - \cos^{-1} \frac{z}{2r} \right), & (r \leq \sqrt{d^2 + z^2/4}) \\ 0, & (r > \sqrt{d^2 + z^2/4}) \end{cases}$$

となり、上式とまったく同じ式で表わされる。

(II)

e_{i0}^{II} をこの場合の1個の磁区による誘起電圧とする

(I) と同様 (a) (b) の別なく、

$$e_{i0}^{II} = \begin{cases} 4B_s r \dot{r} \left(\frac{\pi}{2} - \cos^{-1} \frac{d}{r} - 2 \cos^{-1} \sqrt{\frac{d^2 + z^2}{2r^2}} \right), & (r \leq \frac{d^2 + z^2}{2z}) \\ 0, & (r > \frac{d^2 + z^2}{2z}) \end{cases}$$

で表わされる。

(I) (II) の場合がまったく等しい確率で起こるもの

とすれば、1 個の磁区による平均誘起電圧は、

$$e_{i0} = \frac{1}{2} e_{i0}^I + \frac{1}{2} e_{i0}^{II}$$

になる。

付 録 II

定電流磁束逆転で誘起電圧の最初の尖頭が現われるのは、

$$H \leq H_1 \text{ では } r = d$$

$$H > H_1 \text{ では } r = z/2$$

においてである。したがって $\Delta\Phi_p$ は、

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_p &= \int_0^{t_p} e_{i0} dt = h \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s \times 2B_s \pi \int_0^{t_p} r \dot{r} dt \\ &= hB_s \pi r_p^2 \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s \\ &= \begin{cases} hB_s \pi d^2 \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s, & (H \leq H_1) \\ hB_s \frac{z^2}{4} \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s = \frac{\pi h B_s}{4 \int_{H_c}^H G(H_s) dH_s}, & (H > H_1) \end{cases} \end{aligned}$$

ここで、 $t_p = \beta r_p / (H - H_c)$ である。したがって、 $H \leq H_1$ では $\Delta\Phi_p$ は H とともに増加し、 $H > H_1$ で H とともに減少する。

また、定電圧磁束逆転での初期磁化電流については、(9) 式から、

$$\frac{E_i / mN}{(H_p - H_c) / \beta} = 2\pi h B_s r_0 \int_{H_c}^{H_p} G(H_s) dH_s$$

これを H_p で微分すれば、

$$\frac{d}{dH_p} \left[\frac{E_i / mN}{(H_p - H_c) / \beta} \right] = 2\pi h B_s r_0 G(H_p)$$

を得る。ただし、 $H_p = Ni_m / l$ である。

参 考 文 献

- 1) 宮本：アナログ技術研究会資料，1，6 (昭 36—11)
- 2) 宮本：生産研究，14，109 (昭 37—3)
- 3) R. C. Barker: AIEE Trans., 79, pt. I (Nov. 1960)
- 4) H. H. Woodson: Ibid., 78, pt. I (Jan. 1960)
- 5) F. J. Friedlander: Ibid., 75, pt. I (July 1956)
- 6) W. Döring: ZS. f. Phys., Bd. 108 (Nov. 1937)

次 号 予 告 (8月号)

光 工 学 特 集

巻 頭 言	生研内光工学研究グループ	菊 池	真 一
口 絵	応用光学・応用写真・写真測量・高速度写真		
特 集	応用光学の分野	久 保	田 広
		小 瀬	輝 次
	応用写真学の分野	菊 池	真 一
	写真測量の発達の現状 いくつかの話題をひろって	丸 安	隆 和
	高速度写真学の研究活動	植 村	恒 義
	光研究雑感	野 崎	弘
	レーザーについて	久 保	田 広
		朝 倉	利 光
	レーザー装置 ー ルビ・レーザーについて ー	斎 藤	成 文
		木 村	達 也
	アポジゼイションの原理とその回折像	朝 倉	利 光
	有機感光性物質	菊 池	真 一
	リプログラフィ	坂 田	俊 文
	航空写真を用いた交通量調査の方法	丸 安	隆 和
	津 田	昌 明	
	椎 名	公 一	
インド史跡調査と地上写真測量	丸 大	隆 和	
	安 島	太 市	
超高速度カメラに関する研究 (第 2 報) —MLD-3 型超高速度カメラ—	植 村	恒 義	