

交流磁化による円弧状磁心の反磁界

山 田 一*

(昭和41年10月31日受理)

1. ま え が き

磁路の一部あるいは大半が空気で占められている開磁路系における磁心は、磁化されることにより磁心の両端および表面に磁路が生成され反磁界（減磁力）が生ずる。

工業計測の分野におけるトランスジューサには、この開磁路系を利用したものが多し。たとえば棒状磁心を用いた変位変換器^{1)~3)}、円弧状または半環状磁心を用いた角度変換器^{4)~7)}等がそれである。

この種の形状をもつ磁心には当然反磁界が存在するが、上記のトランスジューサに対して設計の立場から反磁界を考慮した研究は、未だ発表されていない。本稿の目的は、円弧状磁心を含む開磁路系から構成されたトランスジューサ、鉄心入りコイルおよび電磁石等の設計に役立てる反磁界についての基礎的な資料を提供するにある。

磁心の反磁界は、反磁界係数（減磁率）と密接な関係があり、反磁界係数は磁心の寸法比（＝長さ／直径）に依存する。一般には不規則な形をした磁心を磁化すると、反磁界の分布は一様でなく、その強さや方向は場所によって異なる。したがって、このような場合は反磁界係数を簡単に定義することができない。反磁界係数を厳密に計算できるのはだ円体の場合に限られ、だ円体状磁心は平等に磁化されているため寸法比の関数として理論的に求められている⁸⁾。しかし棒状磁心では、軸方向の磁化が不平等であるため実験的にしか求められない⁹⁾。磁心の形状を円弧状に限定したときの反磁界および反磁界係数についての研究はほとんどなく、本稿では実用的な見地から、主として寸法比の小さい円弧状磁心（寸法比＝1～12）の交流磁界における反磁界および反磁界係数について考察した結果を述べる。

2. 磁心の反磁界

2.1 反磁界 有限の大きさをもつある形の磁心を磁界中においたとき、磁心は磁化されたためにその両端に磁極を生成し、第1図(a), (b)に示したように外部磁界 H_0 に対して逆向きの磁界、すなわち反磁界 H_d を生ずる。これは+の磁極からの磁束の一部が磁気抵抗の大きい空気路を通らずに、直接磁心を通じて-の磁極へ帰還されることを意味している。反磁界の強さは磁極の強さに比例し、磁極の強さは磁化の強さ J に比例しているので、つぎの式で表わされる¹⁰⁾。

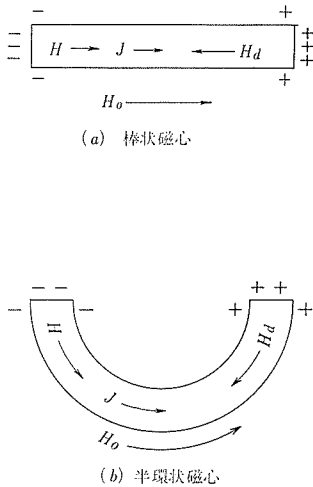
$$H_d = \nu J / \mu_0 \quad (1)$$

* 電気工学教室助教授

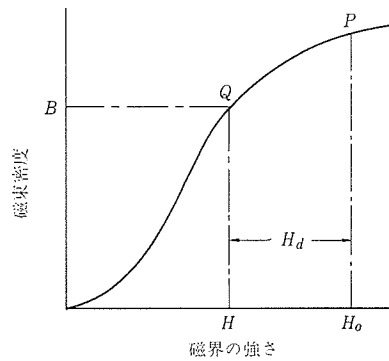
ここに、 ν は反磁界係数、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}[\text{H/m}]$ である。

一般に外部磁界 H_0 で励磁されている磁心の内部磁界、すなわち有効磁界 H は、反磁界 H_d の作用を受けてつぎの式となる。

$$H = H_0 - H_d = H_0 - \nu J / \mu_0 \quad (2)$$



第1図 空けきをもつ磁心の反磁界



第2図 交流常規磁化曲線と反磁界

2.2 反磁界の求め方 空けきのない磁心、たとえば環状磁心を交流磁化すると、第2図のような交流常規磁化曲線が得られる。磁心材質が環状磁心と等しく、形状のみが第1図に示したような空けきをもつ磁心の有効磁界 H はつぎのように求まる。すなわち H_0 で励磁された空けきのある磁心は、反磁界の作用を受けてその磁束密度は、第2図中の P 点ではなく、 Q 点へ移行する。 Q 点における磁束密度 B は、さぐりコイルによって測定できるから、交流常規磁化曲線上の Q 点から下した垂線と磁界軸との交点が、有効磁界 H として求まる。したがって反磁界 H_d は

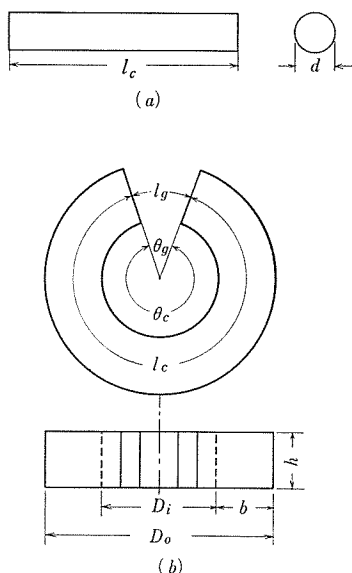
$$H_d = H_0 - H \quad (3)$$

から求まり、反磁界係数 ν は H_d と B が既知であるから(2)式を変形させて、(4)式から計算できる。

$$\nu = \frac{\mu_0 H_d}{J} = \frac{H_0 - H}{B/\mu_0 - H} \quad (4)$$

ν の大きさは、磁心の寸法比 m に依存し、第3図(a)の棒状磁心の m は

$$m = l_c/d \quad (5)$$



第3図 棒状磁心(a)と円弧状磁心(b)

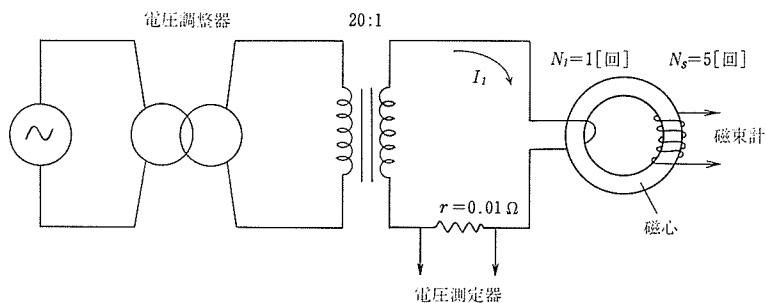
与えられ、第3図(b)の断面が長方形の円弧状磁心に対してつぎの一般式で表わせる。(付録参照)。

$$m = 2.79 \times \frac{r_D + 1}{r_D - 1} \cdot \frac{1 - \lambda}{\sqrt{r_h}} \quad (6)$$

ここに、 $r_D = D_o/D_i$ 、 $r_h = h/b$ 、 $\lambda = \theta_g/360$ および $\theta_g =$ 磁心の中心に対する空げきの角度[°]である。

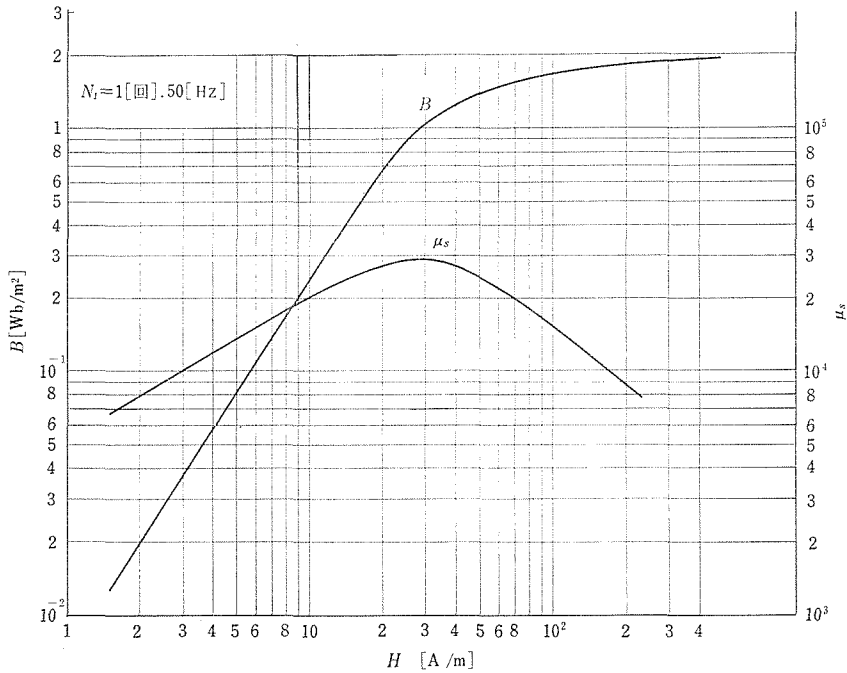
3. 交流常規磁化曲線

3.1 環状磁心 H_d を求めるためには、前述のようにまず環状磁心の特性を測定する必要がある。一般に交流磁化特性の測定では、測定回路の条件で特性が著しく変わるので、通常磁化力正弦波か磁束正弦波の両極端の条件で測定されている。¹¹⁾ 開磁路系は、その動作状態において磁気飽和を生ずることが少く、励磁磁界の広い範囲で磁化力が



第4図 磁化力正弦波条件による交流常規磁化曲線の測定回路

正弦波であるため、環状磁心の特性も磁化力正弦波条件で測定した。磁化力正弦波条件による交流磁化曲線の測定回路を第4図に示した。試料の一次巻線の回数 N_1 を1[回]とし、かつ高い磁束密度まで測定できるようにするために20:1の測定用トランスで降圧した。一次電流値は標準抵抗 $0.01[\Omega]$ を用いて、その電圧降下分を高入力インピーダンスの電圧測定器から計算によって求めた。さらに巻回数 N_2 (5回)のさぐりコイルを試料にほどこし、高感度磁束計によって磁束を測定した。一次電流 I_1 (実効値)による磁界の強さ H は、つぎの式によって求まる。



第5図 環状磁心の交流常規磁化曲線

第1表 円弧状磁心の角度 (θ_c)
と寸法比(m).

No.	θ_c [°]	m
1	30	1.01
2	60	2.02
3	90	3.03
4	120	4.04
5	150	5.05
6	180	6.06
7	210	7.07
8	240	8.08
9	270	9.09
10	300	10.1
11	325	10.9
12	350	11.8
13*	360-	12.15

* 360°- = カット・コア

$$H = \sqrt{2} N_1 I_1 / l_c \quad (7)$$

ここに l_c は試料の磁路長である。

高感度磁束計は、入力インピーダンス 5 [MΩ] の増幅検波形高感度真空管電圧計であり、その接続による一次回路への影響はほとんど無視し得るとともに、周波数特性がよいため高調波分に関係なくさぐりコイルの誘起電圧 V_s (実効値) から、つぎの式により磁束密度 B が計算できる。

$$B = \frac{1}{N_s S} \int_0^{T/2} e_s dt = \frac{T V_s}{4.44 N_s S} [\text{Wb/m}^2] \quad (8)$$

ここに、 T : 励磁電源の周期 [sec] S : 試料の断面積 [m^2] e_s : さぐりコイルの誘起電圧 (瞬時値)

測定に用いた試料は外径 8 [cm]、内径 5 [cm]、高さ 1 [cm] の 0.3 [mm] 厚けい素鋼ストリップの環状巻鉄心で、測定周波数 50 [Hz] のときの測定結果を第5図

に示した。同図に比透磁率 $\mu_s = B/\mu_0 H$ もあわせて示した。

3.2 円弧状磁心 測定に供する円弧状磁心は上の環状磁心と同質材料の巻鉄心を、角度 30° ずつ切断して12種とし、その磁心角度 θ_c と寸法比 m の関係を第1表に示した。同表中 360° はカット・コアそのものである。円弧状磁心では、磁化力正弦波条件を容易に満足させ得るだけでなく、 V_s もほぼ正弦状となる(測定周波数は50[Hz])。

各試料の特性測定に先立ち、一次巻線回数 N_1 の相違によって特性がどの程度変化するかを、 $\theta_c = 180^\circ, 270^\circ$ の2種に対して調べた結果を第6図に示した。実験はベークライト巻わく中に試料を入れ、 N_s は5[回]とし、 N_1 は34[回]と10[回]の均一分布巻きとした。試料が環状の場合は、 N_1 の回数や巻き方によって磁化特性が相当異なることが報告されている¹²⁾。しかし空けきのある円弧状磁心では、磁気飽和が生じにくいいため、第6図からあきらかのように、 N_1 の相違による磁化曲線は、実験誤差の範囲内で一致している。つぎに磁心角度 $\theta_c = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ, 210^\circ, 270^\circ, 325^\circ, 350^\circ$ の7種についての試料軸上の磁束分布を第7図に示した。外部磁界 $H_0 = 840$ [A/m]で、磁心中央の磁束密度は、 θ_c の増大、すなわち寸法比に対応して増加する。しかしカット・コアでは、磁心中央とその切断両端における磁束の差異はなく、 $B = 1.85$ [Wb/m²]一定である。これは切断面の研磨の度合によって変化し、研磨加工が不良のときは必ずしも B は一定とならない。

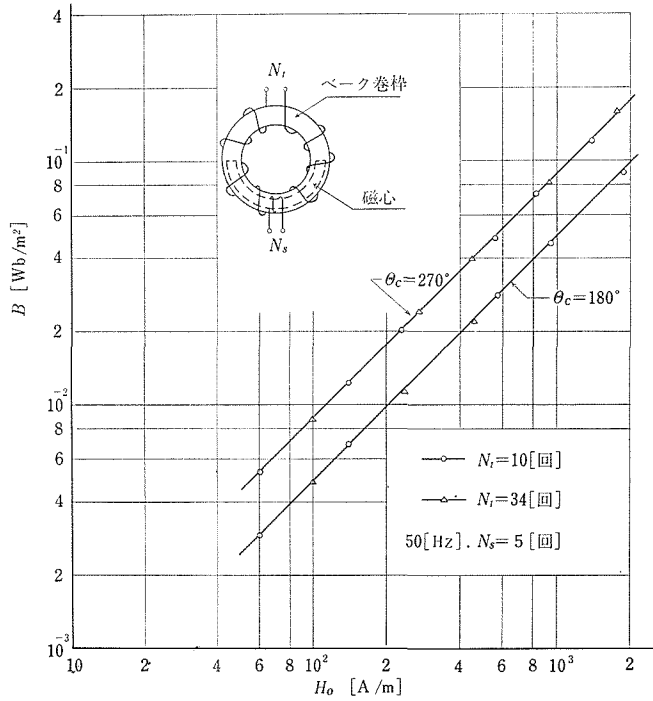
試料軸上の中央の磁束密度を B_0 、その両端のを B_c とし、 m に依存する B_c/B_0 の変化は、第8図の様な曲線となる。一般に m が大きくなるにしたがい、それに対応して B_c/B_0 は増大するよう思われがちであるが実際には $m = 1.0$ ($\theta_c = 30^\circ$)の $B_c/B_0 = 0.703$ から m の増大にしたがって B_c/B_0 は、ほぼ指数関数的に減少し、 $m = 9.09$ ($\theta_c = 270^\circ$)の最小値0.225を経て、再び B_c/B_0 は増加し、空けきが小さくなるにしたがって1に近づく傾向を示している。このことは、 m の小さい方が磁化しやすいことを意味しているのではなく円弧状試料の末端における H_d の変化の様相を物語っている。つまり試料末端の漏れ磁束は、 θ_c が 90° 以下であると(B_0 は高くないが)比較的少く、半環状以上になると漏れ磁束は多くなり、 $\theta_c = 350^\circ$ 以上になると急激に少くなる。このような現象は棒状磁心では観察されないことである。試料の $B-B_0$ 特性および $H-H_0$ 特性の一例を第9図に示した。 $H-H_0$ 特性は、環状磁心のときの $B-H$ 特性(第5図)をもとにし、第2図で示した手法によって求めることができる。各特性とも両対数グラフ上で直線的に変化しているので、これらの特性はつぎの諸式で表わせる。

$$H = \alpha H_0^\beta, \quad B = \gamma H_0^\delta \quad (9)$$

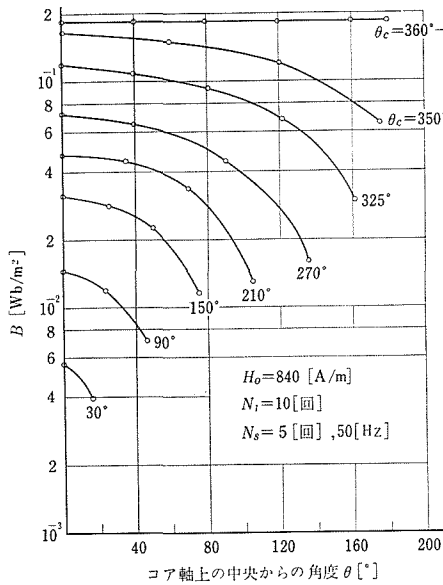
$$\bar{H} = \bar{\alpha} H_0^\beta, \quad \bar{B} = \bar{\gamma} H_0^\delta \quad (10)$$

ここに、 $\bar{B} = \frac{1}{\theta_c} \int_0^{\theta_c} B d\theta$ ($d\theta$ は試料軸上の微小角度)、 \bar{H} は \bar{B} に対応した値である。

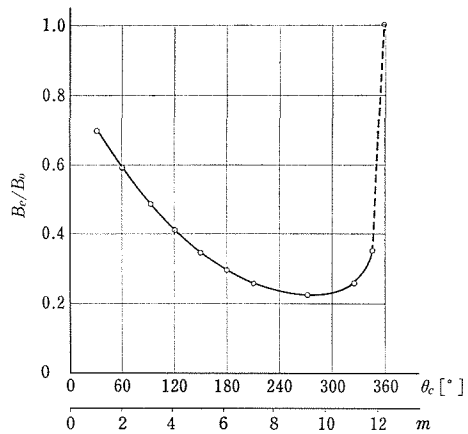
全試料について常規磁化曲線を測定し、変数 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ および $\bar{\alpha}, \bar{\gamma}$ を計算して整理すると、全試料に対して $\beta = 0.645, \delta = 1.005$ 一定であり、 α, γ および $\bar{\alpha}, \bar{\gamma}$ は m の関数として第10図のようになる(カット・コアは例外なので後述する)。



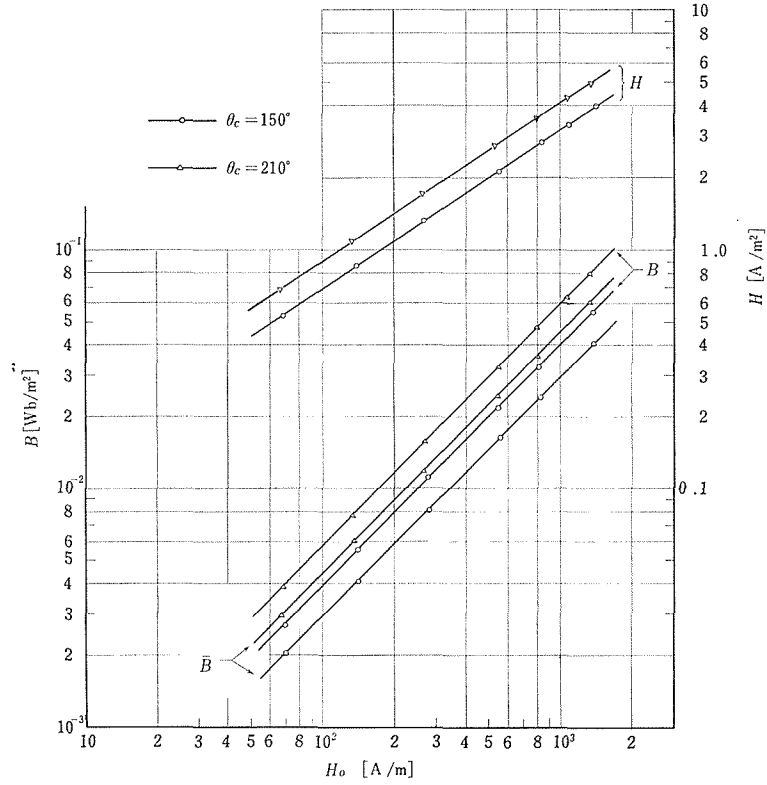
第6図 円弧状磁心の磁化特性におよぼす N_1 の影響



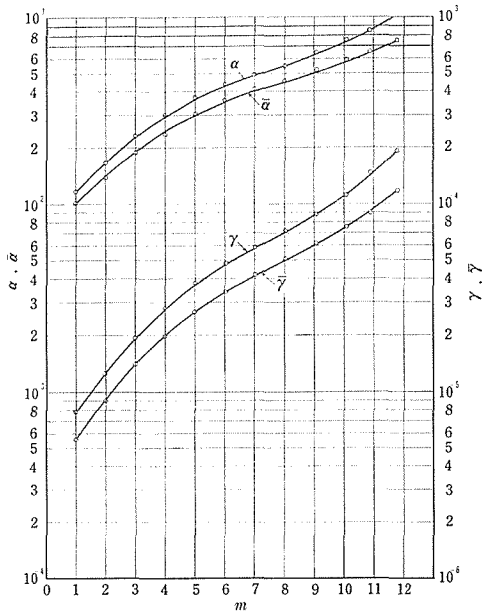
第7図 円弧状磁心の磁束分布



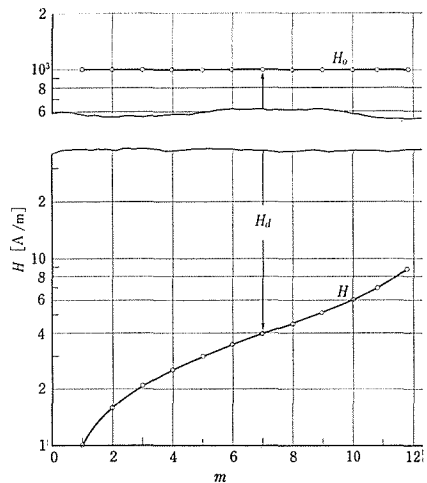
第8図 B_e/B_o と m の関係



第9図 円弧状磁心の常規磁化曲線 (50Hz)



第10図 m と α , γ の関係



第11図 m による H_d と H の変化

まえがきで述べたトランスジューサの励磁磁界は、 $10^2 \sim 10^3$ [A/m] の範囲にあるので、円弧状磁心の磁気飽和を考慮する必要がなく、トランスジューサの動作条件をきめるとき、磁心中央における(9)式よりも軸上の平均化した値である(10)式の方が有効である。

4. 反磁界と反磁界係数の実験式

4.1 反磁界 円弧状磁心の H_d は、さきに得られた(2), (9)両式から

$$H_d = H_0 - \alpha H_0^\beta = H_0(1 - \alpha/H_0^{0.355}) \quad (11)$$

となる。 α は m の関数であるから、上式から H_d の大きさは m と H_0 に依存することがわかる。第11図に $H_0 = 1000$ [A/m] における m に依存する有効磁界 H の関係を示したが、 $m = 1 \sim 12$ に対して $H = 1 \sim 8.8$ [A/m] の変化しか示さず、外部磁界 H_0 に対する有効磁界 H の比率 H/H_0 を考えると、 $0.1 \sim 0.88$ [%] ときわめて小さい。さらに第10図から $m = 1 \sim 12$ の範囲で、 $\alpha = 1.15 \times 10^{-2} \sim 1.032 \times 10^{-1}$ であるから、 $H_0 = 10^3$ [A/m] で励磁されているとき

$$\alpha/H_0^{0.355} = 9.95 \times 10^{-4} \sim 4.32 \times 10^{-2} \ll 1$$

となり、(11)式右辺の括弧内はほぼ1とみなし得ることができ、 H_d の効き方はきわめて大きい。

4.2 反磁界係数 試料軸上の磁束分布が平等に形成されないとき、試料中央の反磁界係数 ν と平均化した反磁界係数 $\bar{\nu}$ の二つが考えられる。

Bozorth 氏らはその中央についての棒状磁心の ν を求めてある¹³⁾。円弧状磁心については、(4), (9)と(10)式から、 $\nu, \bar{\nu}$ はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{1 - \alpha H_0^{\beta-1}}{\gamma H_0^{\delta-1}/\mu_0 - \alpha H_0^{\beta-1}} \\ &= \frac{1 - \alpha H_0^{-0.355}}{7.96 \times 10^5 \gamma H_0^{0.005} - \alpha H_0^{-0.355}} \end{aligned} \quad (12)$$

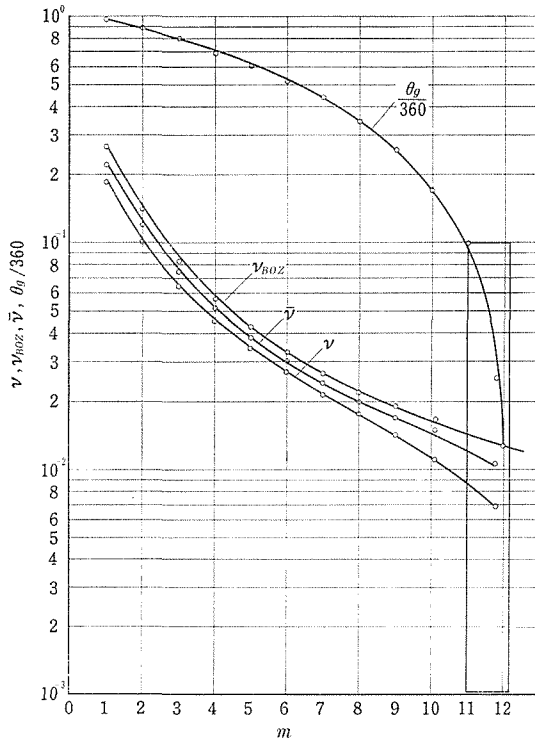
$$\bar{\nu} = \frac{1 - \bar{\alpha} H_0^{-0.355}}{7.96 \times 10^5 \bar{\gamma} H_0^{0.005} - \bar{\alpha} H_0^{-0.355}} \quad (13)$$

前述したように $\alpha/H_0^{0.355} \ll 1$, $\bar{\alpha}/H_0^{0.355} \ll 1$ であるから、(12), (13)の近似式はそれぞれ

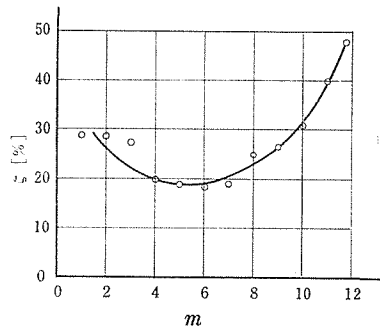
$$\nu' = \mu_0/\gamma H_0^{\delta-1} = 1/\mu_{sa} \quad (14)$$

$$\bar{\nu}' = \mu_0/\bar{\gamma} H_0^{\delta-1} = 1/\bar{\mu}'_{sa} \quad (15)$$

となる。ここに $\mu_{sa} = B/\mu_0 H_0$, $\bar{\mu}'_{sa} = \bar{B}/\mu_0 H_0$ であり、真の透磁率 $\mu_s = B/\mu_0 \bar{H}$ に対して $\mu'_s = \bar{B}/\mu_0 \bar{H}$ はみかけの透磁率とよぶことにする。反磁界係数 ν' , $\bar{\nu}'$ は計算の結果、誤差 ± 2 [%] の範囲内でそれぞれ $\nu, \bar{\nu}$ と一致するので、反磁界係数はみかけの透磁率の



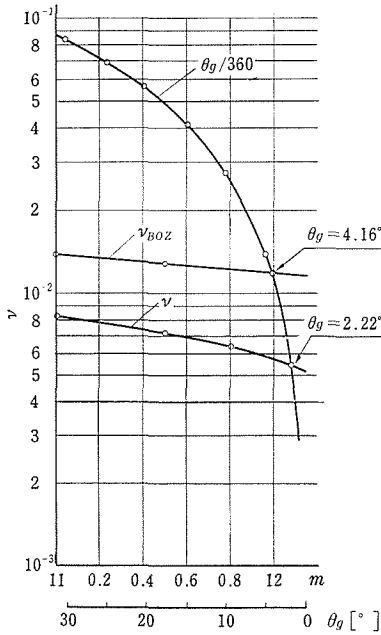
第12図 円弧状磁心の反磁界係数
 ν_{BOZ} ……Bozorth氏ら, ν , $\bar{\nu}$ ……本実験。



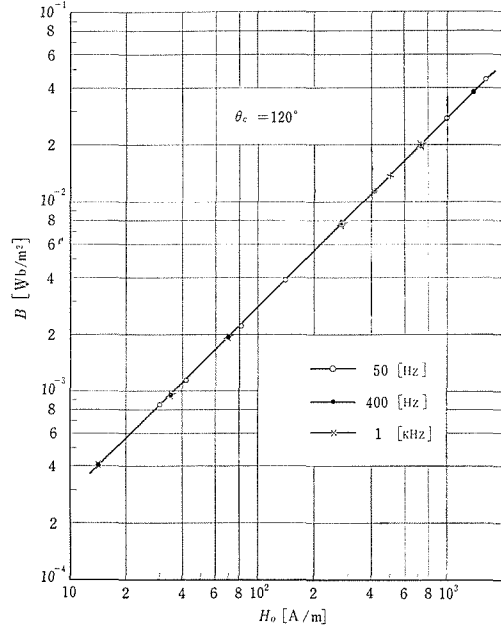
第13図 反磁界係数についての円弧状(ν)と棒状(ν_{BOZ})の比較

逆数として取扱うことができる。みかけの透磁率は $\gamma H_0^{\delta-1}$ の相乗積で与えられるから、寸法比に関係する γ 値と H_0 の関数である。 $H_0 = 1000[\text{A/m}]$ のとき、 $H_0^{0.005} = 1.035$ であるから H_0 の影響はさほど大きくなく、 γ のみの関数として考えてよい。しかし試料によっては、 δ 値が1よりも大きく、 $\delta - 1 \approx 0$ とみなせないときは（たとえば軟鉄では、 $\delta - 1 = 0.1$ ）、 H_0 の影響は無視できない。Bozorth 氏ら¹³⁾は、 ν を真の透磁率 μ_s をパラメータとして棒状磁心に対して詳しい図表で示してあるが、長島氏ら¹⁴⁾の指摘にもあるように、 μ_s のみでは完全なものとはいえない。第12図に本実験で得た円弧状磁心に対する ν および $\bar{\nu}$ の曲線を示し、Bozorth 氏らの棒状磁心に対する曲線 (ν_{BOZ}) と比較した。図からあきらかのように、円弧状磁心に対する反磁界係数は、棒状に比較して常に小さく、その偏差を $\xi = (\nu_{BOZ} - \nu) / \nu_{BOZ}$ として求めて見ると、第13図のようになる。 ν は ν_{BOZ} に比較して20~30 [%] 小さく、特に θ_g が小さくなる $m = 10$ 近辺においては30[%]近く小さくなる。

磁心軸上の磁束密度を平均化したことによって得られた反磁界係数 $\bar{\nu}$ は、実効的な意味をもっているのので、トランスジューサの有効磁界やインダクタンスの算定には、 ν よ



第14図 各反磁界係数の比較



第15図 周波数の影響

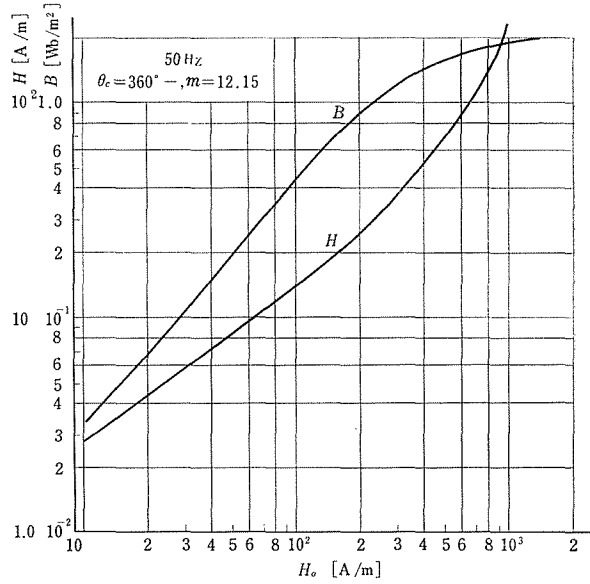
りも $\bar{\nu}$ を用いた方が実用的であろう。

環状磁心の一部に空げきがあるとき、その反磁界係数は磁心が一様に磁化され、全磁路の断面積を一定と仮定して、つぎの式で与えられている¹³⁾¹⁵⁾。

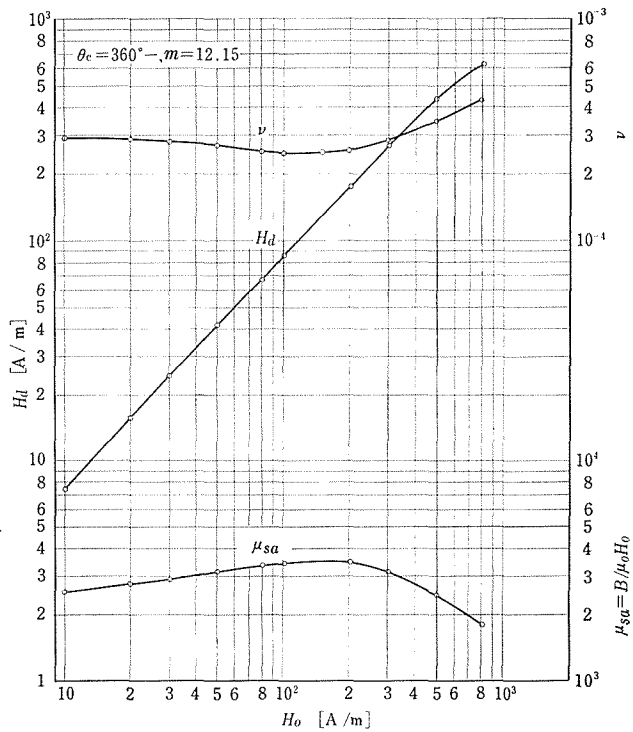
$$\nu = \frac{l_g}{l_c + l_g} = \frac{\theta_g}{360} \quad (16)$$

上式から計算した ν を第12図にあわせて示したが、 θ_g が大きい範囲、すなわち m の小さい領域では本実験の ν 値といちじるしくズレている。 θ_g の小さい $m = 11 \sim 12$ の部分(第12図中の囲み部分)を拡大して第14図に示したが、(16)式の ν が本実験で得られた ν と一致するのは、わずか $\theta_g = 2.22^\circ$ のみに限られ、その他の m ではかなりの差異が認められる。 ν_{BOZ} に対してもほぼ同様な傾向をもち($\theta_g = 4.16^\circ$ で一致)、 ν についての計算式(16)は、本実験で用いられた円弧状試料に対しては、ほとんど適用できないことが判明した。

4.3 周波数の影響 $\nu = 1/\mu_{sa}$ の関係から μ_{sa} は周波数の影響を受け、 ν がそれに応じて変化することが当然考えられる。直流法による ν の測定では、すでに渦電流効果が ν 値に影響を与えることが知られている¹⁴⁾¹⁶⁾。本実験の交流法では、すでに渦電流損を含む鉄損が ν に影響しており、励磁電流の周波数を50[Hz]、400[Hz]および1[kHz]を



第16図 カット・コアの交流常規磁化曲線



第17図 カット・コアの反磁界係数

選び、 $\theta_g = 120^\circ$ の試料に対して磁化曲線を測定した結果を第15図に示した。図から $H_0 = 10 \sim 2000$ [A/m] の範囲で、各磁化特性は周波数に関係なく、実験誤差の範囲内で一致していることがわかる。本方法による ν の計算は、すべてこの $B-H_0$ 特性が基準になっているので、各周波数に対するこの曲線が同一であることは、 ν 値もまた同一であることを意味している。しかしこれは試料がけい素鋼についていえることであって、透磁率の周波数への依存性が大きい材質（たとえば純鉄等）では、反磁界係数は周波数にも関係する。したがって鉄損の少ない材質では、直流法によって得られた ν と交流法のとは余り大きな差が生じない。

4.4 カット・コア 円弧状試料に比較してカット・コアはかなり状況が異ってくる。その交流磁化曲線を第16図に示したが、試料の中央と切断部の磁束が等しいため、両端面間の空げきはせいぜい $10[\mu]$ 以下である。 $H_0 = 100$ [A/m] 以下では、グラフ上直線性があるから(9)、(10)両式の各定数は $\alpha = \bar{\alpha} = 4.9 \times 10^{-1}$ 、 $\beta = 0.735$ 、 $\gamma = \bar{\gamma} = 2.46 \times 10^{-3}$ 、 $\delta = 1.1$ となる。円弧状に比較して β 、 δ はともに大きく、 α と γ は1けた以上も大きくなる。さらに 100 [A/m] 以上になると、その直線性は失われて(9)、(10)両式は適用できなくなり、磁束密度 B は飽和に近づき、有効磁界 H の外部磁界 H_0 への依存性は高くなる。このことは円弧状の $\theta_c = 350^\circ$ においては生じなかった現象である。

H_d と H_0 の関係は第17図に示したように、 H_d が大きくなるにしたがい H は飽和的な傾向を呈する。 ν の計算にあたっては、(12)式の $\alpha H_0^{\beta-1}$ の項は $H_0 = 100$ [A/m] においてすら $0.14 (= 4.9 \times 10^{-1}/3.5)$ となり、1にくらべて無視できなくなるので、近似式(14)は適用できない。(12)式による ν の計算結果をあわせて同図に示したが、 H_0 への依存性があり、 $H_0 = 10 \sim 800$ [A/m] で $\nu = (3.9 \sim 6.2) \times 10^{-4}$ の変化があり、 μ_{sa} が最大な $H_0 = 150$ [A/m] 付近で、最小値の $\nu = 2.5 \times 10^{-4}$ が得られ、円弧状試料と同様に μ_{sa} と逆関係にあることがわかる。

5. あとがき

交流磁界中の円弧状磁心についての反磁界係数に関する以上の報告を要約するとつぎのようになる。

(1) 寸法比の比較的小さい円弧状磁心の反磁界と反磁界係数についての実験式を求めそれらの寸法比とみかけの透磁率への依存性をあきらかにした。

(2) 鉄損の小さい円弧状磁心では、周波数による反磁界係数の値はほとんど変りなく、外部磁界が異っても変化しない。

(3) Bozorth 氏らによる棒状磁心についての反磁界係数 (ν_{Boz}) と本実験で得られた円弧状磁心についての反磁界係数 (ν) とを、寸法比によって比較した結果、 ν は ν_{Boz} にくらべ $20 \sim 30$ [%] 小さく、特に空げきの小さい $\theta_c = 350^\circ$ の試料では約 50 [%] 小さい。

(4) 反磁界係数には試料中央の磁束密度を基準にしたものと、試料軸上の磁束を平均化したものが考えられる。磁束分布が軸上で不平等に形成される円弧状磁心などの場合は、平均化した反磁界係数(2)のほうが実用上有用である。

(5) 空げきをもつ環状磁心について従来から用いられている反磁界係数の式 $\nu = \theta_g /$

360 (θ_g は空げきの角度 [°]) は、ごくわずかな範囲の θ_g をのぞいて本実験の ν 値と一致せず、円弧状磁心の反磁界係数を算定するにはほとんど適用できない。

(6) カット・コアの反磁界は、試料カット面の研磨状態に大きく依存し、反磁界係数は外部磁界に関係し、みかけの透磁率が最大になる外部磁界の値で、最小の反磁界係数を得る。

本実験では、すべて平等磁界中の磁心について考察されたが、トランスジェーサによっては、不平等磁界中で角変位するものがある。この種類の問題は別の機会にゆずりたい。

日頃御指導を得ている東京工大 内藤教授、有益な示唆を頂いた東立通信工業 宮沢技術部長に謝意を表す。実験に御協力を与えられた東京工大 石神氏、富士電波工業 清水部長、高砂鉄工 富田、太田両氏に感謝する次第である。

文 献

- 1) 松代, 下田, 古賀, 五十嵐: 中央計量検定所報告, 6巻, 4号, 578(1957)
- 2) 西口: 機械量の電気計測・制御, オーム社, 33(昭34)
- 3) M. A. Розенблат: Бесконтактные магнитные устройства автоматки, Москва, 80 (1961)
- 4) 内藤: 電試研究報告, 536号 (昭28)
- 5) 大井: テレメータリング, 日刊工業, 22 (昭34)
- 6) 山田: 電学誌, 85, 1208 (昭40)
- 7) Б. З. Возлюхин: Приборостроение, No. 7, 29 (1961)
- 8) 竹山: 電磁気学現象理論, 丸善, 275 (昭29)
- 9) R. M. Bozorth: Ferromagnetism, 845, D. Van Nost. (1951)
- 10) 近角: 強磁性体の物理, 裳華房, 14(昭36)
- 11) 山本, 中津川, 宮沢, 長島: 電試彙報, 26巻, 1号 (昭37)
- 12) 武井, 和田, 二条: 電学誌, 76巻, 819号, 1449 (昭31)
- 13) R. M. Bozorth, D. M. Chapin: J. App. Phy., vol. 13, May, 320 (1942)
- 14) 長島, 服部, 中村, 山本, 伊藤: 電試彙報, 17巻, 9号, 655 (昭29)
- 15) 8)の292 (ページ)
- 16) J. L. Snoek: New Developments Ferromagnetic Materials, Elsevier Pub. Co., 102 (1949)

付 録

(6)式の導き方 第3図(b)において $r_D = D_0/D_i$, $r_h = h/b$ とし、見掛けの磁心断面積を A とすれば、

$$D_i = \frac{2}{r_D - 1} \sqrt{\frac{A}{r_h}} \quad (\text{付1})$$

$$D_0 = r_D D_i \quad (\text{付2})$$

磁心の磁路長 l_c は、上式を用いて

$$l_c = \frac{\pi}{2}(D_0 + D_i) \frac{360 - \theta_g}{360} = \frac{\pi(r_D + 1)}{r_D - 1} \cdot \frac{360 - \theta_g}{360} \sqrt{\frac{A}{r_h}} \quad (\text{付 3})$$

磁心断面の等価直径を d とすれば

$$d = 2\sqrt{A/\pi} \quad (\text{付 4})$$

となる。したがって磁心の寸法比 m は、上の 2 式から A を消去してつぎの式で与えられる。

$$\begin{aligned} m &= l_c/d \\ &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_D + 1}{r_D - 1} \cdot \frac{360 - \theta_g}{360} \sqrt{\frac{\pi}{r_h}} = 2.79 \times \frac{r_D + 1}{r_D - 1} \cdot \frac{1 - \lambda}{\sqrt{r_h}} \end{aligned} \quad (\text{付 5})$$

ここに、 $\lambda = \theta_g/360$ である。

Summary

Demagnetizing Factors of Circular Shaped Cores by Sinusoidal Current Condition

Hajime YAMADA

(Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering)

Many opened magnetic path circuitry are utilized for the technique of measuring linear or angular displacement in the field of industrial instrumentation. A cylindrical rod in linear differential transformer and a circular shaped or semi-toroidal core in angular displacement transducer form the opened magnetic path, and naturally self-demagnetizing force exists in these cores.

The effect of the self-demagnetizing force and the demagnetizing factor at the circular shaped core in the angular displacement transducer has not yet been discussed up to the present. Empirical formulae on the self-demagnetizing force and the demagnetizing factor at the circular shaped core are described in this paper. The comparatively small value between 1.0 and 12.0 was selected as a dimensional ratio from the practical demands. It has become clear that the value of the demagnetizing factors at the circular shaped cores are some twenty or thirty per cent smaller than that of the cylindrical rods obtained by R. M. Bozorth and some others. Especially, the demagnetizing factor of the core with air gap angle of 10 degrees at the center of the ring core is about fifty per cent smaller than that of the cylindrical rod for same dimensional ratio.

It is well-known that the demagnetizing factor, ν , of the ring core with air gap of angle, θ_g , at the center of the ring core is given simply by $\nu = \theta_g / 360$, if θ_g is in degrees. For the circular shaped core, however, which has comparatively small value of the dimensional ratio, the above equation except a few angle θ_g is not obtained the satisfactory coincidence with an experimental results.

The self-demagnetizing force and demagnetizing factor of the cut-core which has very small air gap are also discussed in this paper.