

直交磁界形脱磁装置の解析*

山 本 行 雄**

1. ま え が き

磁心内の磁束と直角に鎖交するような磁界（直交磁界）を外部から加えると、磁束レベルの変動を生じることが知られており⁽¹⁾、直交磁界による効果を利用したマグネットメータ⁽²⁾、倍周波発振器⁽³⁾などについて、多くの報告がなされてきている。

これらの報告のほとんどは、連続的な交番直交磁界を加えた場合に生じる、可逆的な回転磁化または磁束変動を利用したものについて述べられている。

それに対して、直交磁界形脱磁装置は、1回の強力なパルス電流によって形成される直交磁界によって、磁心に非可逆的な磁化の変化を生じさせて、脱磁をおこなうものである⁽⁴⁾。

直交磁界を利用した脱磁は、脱磁しようとする残留磁気の方角と、脱磁用磁界の方角とが直交している点において、従来の脱磁法とは磁氣的な構成がまったく異なっている。

本論文では、直交磁界形脱磁装置について、直交磁界を加えることによって、残留磁気が減少する様子を解析し、また、実験との比較をおこなっている。直交磁界は被脱磁体の一部分に加えるだけであり、その結果生じる磁氣的境界の形成する反磁界が脱磁状態を決定する重要な因子となることを明らかにしている。

2. 直交磁界の作用

直交磁界形脱磁装置の構成を図1に示す。解析を簡単にするために、被脱磁体Mは一軸異方性環状テープ巻磁心とし、円柱座標系 (r, θ, z) を考える。

直交磁界 H_z は励磁巻線Wに流れる電流 i によって形成され、直交磁界発生用磁極P, P' によって被脱磁体に加えられる。電流 i は、直交磁界発生回路のコンデンサCを放電することによって得られるパルス電流であり、巻線の温度上昇の制限を受けずに、強力な直交磁界を発生できる。被脱磁体の磁束変化は、さぐりコイル W_s によって検出され、衝撃検流計BGまたは積分回路を用いて測定される。

直交磁界 H_z の大きさは次式で定義する。

$$H_z = \frac{w}{l} i \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここに、 w : 励磁巻線の巻数、 l : 直交磁界が通過する磁路の長さ
計算値と実測値との比較をおこなうため、(1)式の誤差が小さくなるように、磁極P, P' と環状磁心との間のギャップは極力小さくしている。

* 昭和50年2月 電気学会磁気応用研究会において発表

** 電気工学科助教授

原稿受付 昭和50年9月30日

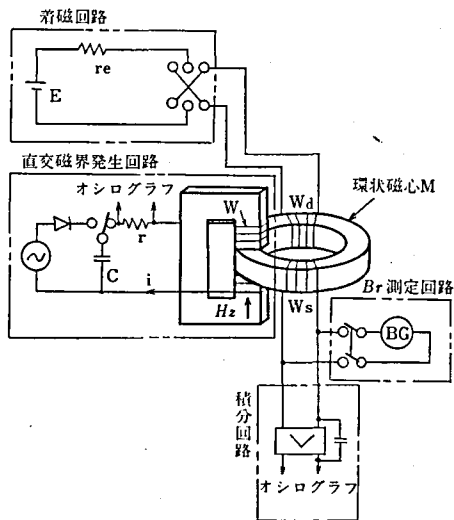


図1 脱磁装置の構成

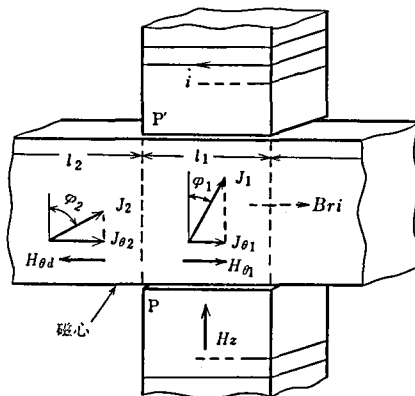


図2 直交磁界の作用

環状磁心の θ 方向に、磁界 H を加え、最大磁束密度 B_m まで磁化した後、磁界 H を取る。その結果、初期残留磁気 B_{ri} が形成される。

つぎに、環状磁心の一部に直交磁界 H_z を加える。直交磁界が環状磁心に直接影響を与える部分を領域 (I)、その他の部分を領域 (II) とし、それぞれの領域の磁路の長さを l_1, l_2 とする。領域 (I) と (II) は、直交磁界の有無によって磁化状態に差を生じるため、領域間に磁気的な境界面を生じる。境界面は図2に示したように、 θ 方向に付して垂直とみなせるものとする。

磁気的境界面の形成によって、領域 (II) に生じる反磁界 H_{0d} と、領域 (I) の磁界 H_{01} との関係は、

$$H_{01}l_1 = H_{0d}l_2 \quad \dots\dots\dots(2)$$

と表わせる。

領域 (I)、(II) の磁化 J_1, J_2 は直交磁界の作用によって、それぞれ z 方向と φ_1, φ_2 をなす方向に向けられるとして、 J_1, J_2 の θ 方向成分 J_{01}, J_{02} は次式で表わされる。

$$J_{0i} = J_i \sin\varphi_i \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 $i=1, 2$

この場合、磁心の個々の磁区の磁化容易方向は完全に一致しているわけではなく、磁区構造等によって定まる一定の分布を示すはずであるが、ここでは、このような分布を無視している。

漏れ磁束がないものとして、 θ 方向の磁束密度 B は磁束の連続性から

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 H_{01} + J_{01} \\ &= -\mu_0 H_{0d} + J_{02} \quad \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

と書ける。

境界面における θ 方向への反磁界係数を N とすれば、反磁界 $H_{\theta d}$ は

$$H_{\theta d} = \frac{N}{\mu_0} (J_{\theta 2} - J_{\theta 1}) \quad \dots\dots\dots(5)$$

で表わされ、以上の関係から

$$J_{\theta 1} = \mu_0 H_{\theta d} \left(1 - \frac{1}{N} \right) + B \quad \dots\dots\dots(6)$$

および、

$$N = \frac{l_1}{l_1 + l_2} \quad \dots\dots\dots(7)$$

が得られる。

(7)式は環状磁路の一部にエアギャップを設け、漏れ磁束を無視して計算した場合の反磁界係数と同じ結果である⁽⁶⁾。したがって、磁化 J_1 が完全に z 方向に向けられたと仮定した場合は、 $J_{\theta 1} = 0$ となり、領域 (I) の作用はエアギャップと等価であるといえる。

つぎに、磁化 J_1 には、直交磁界 H_z 、磁界 $H_{\theta 1}$ および環状磁心の異方性磁界 $H_{a\theta}$ が作用しており、これらにより、磁化 J_1 に作用するモーメント T は

$$T = J_1 (H_{\theta 1} + H_{a\theta}) \cos \varphi_1 - J_1 H_z \sin \varphi_1 \quad \dots\dots\dots(8)$$

である。

磁化 J_1 は常にモーメントの平衡がとれる方向に向くものとみなせるならば、 $T = 0$ として、 $J_{\theta 1}$ について整理すると

$$J_{\theta 1} = \frac{\frac{l_2}{l_1} H_{\theta d} + H_{a\theta}}{\sqrt{\left(\frac{l_2}{l_1} H_{\theta d} + H_{a\theta} \right)^2 + H_z^2}} \quad \dots\dots\dots(9)$$

が得られる。

直交磁界を増加するにつれて、領域 (I) と (II) との磁化状態の差は大きくなるから、それと共に、反磁界 $H_{\theta d}$ は増加していく。したがって、磁心の磁気の状態は、図3の矢印のように、ヒステリシスループの減磁曲線上を移動する。

減磁曲線を次式で近似する⁽⁶⁾。

$$B = \frac{-H_{\theta d} + H_c}{\frac{H_c}{B_{ri}} - \frac{H_{\theta d}}{B_m}} \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここに、 H_c : 保持力

以上の式を整理して、次式が得られる。

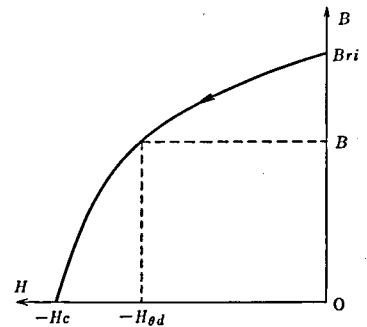


図3 減磁曲線

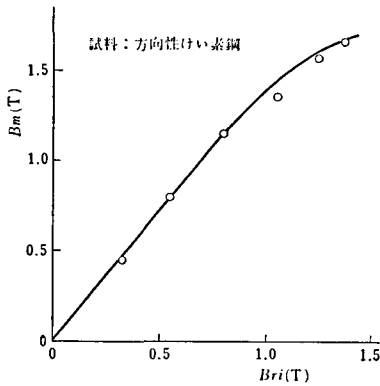


図4 B_m - B_{ri} 特性

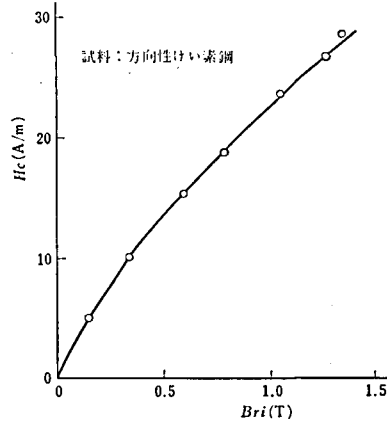


図5 H_c - B_{ri} 特性

$$H_z = \left\{ \left\{ \frac{l_2}{l_1} \frac{B_m(B_{ri}-B)}{B_{ri}(B_m-B)} H_c + H_{a0} \right\}^2 - \left\{ H_{a0} + \frac{l_2}{l_1} \frac{B_m(B_{ri}-B)}{B_{ri}(B_m-B)} H_c \right\}^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \left\{ -\mu_0 \frac{l_2}{l_1} \frac{B_m(B_{ri}-B)}{B_{ri}(B_m-B)} H_c + B \right\} \dots\dots\dots(11)$$

(11)式は、直交磁界 H_z と磁束密度 B との関係を示す式であり、両者の関係は、磁心の磁気的特性、初期残留磁気、領域 (I), (II) の磁路の長さによって決定づけられている。

(11) 式に含まれている磁心の特性について考察してみると、初期残留磁気 B_{ri} は最大磁束密度 B_m と磁心の特性によって決定されるが、図4にその特性の一例として、方向性けい素鋼磁心の場合について示す。また、初期残留磁気と保持力との関係の一例は図5であり、これらの関係は、ここで示した範囲では、それぞれ次式で表わせる。

$$B_m = b_m B_{ri}^\alpha \dots\dots\dots(12)$$

$$H_c = h_c B_{ri}^\beta \dots\dots\dots(13)$$

ここに、 b_m, h_c, α, β : 磁心の特性により定まる定数

このような特性を (11) 式に代入し、 $\mu_0 H_{a0} \ll B$ とみなせるならば

$$H_z = b_m h_c \frac{l_2}{l_1} B_{ri}^{\alpha+\beta-2} \frac{1-\gamma}{b_m B_{ri} - \gamma} \sqrt{\left(\frac{J_1}{\gamma}\right)^2 - B_{ri}^2} \dots\dots\dots(14)$$

ここに、 $\gamma = B/B_{ri}$

によって、直交磁界 H_z と磁束密度 B との関係を表わせる。

さらに、 $B \ll B_{ri}$ および $\alpha \sim \beta \sim 1$ とみなせるならば

$$B \simeq h_c \frac{l_2}{l_1} \frac{B_{ri}}{H_z} J_1 \dots\dots\dots(15)$$

で近似できる。

直交磁界 H_z と磁束密度 B との関係は図6である。計算値は(14)式を用いており、磁化 J_1 は直交磁界が大きいことから飽和磁化 J_s を採用している。 J_s は、最大磁束密度 B_m が飽和磁束密度 B_s になるような磁界 H_s を加えたとき、次式で決定した。

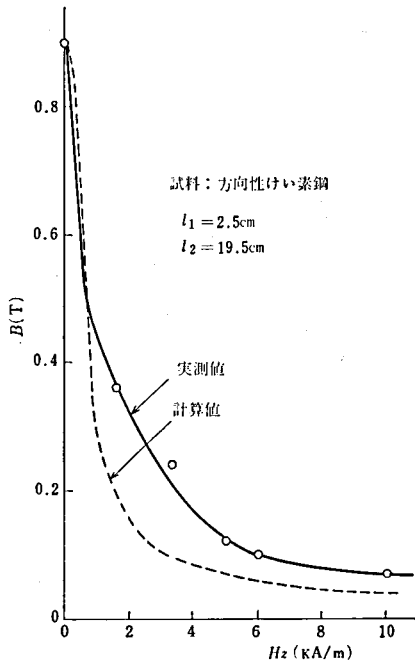


図6 H_z - B 特性 (静特性)

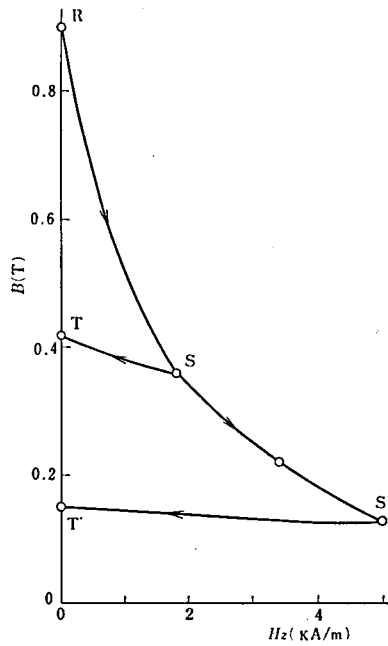


図7 パルス直交磁界の作用

$$J_s = B_s - \mu_0 H_s \dots\dots\dots(16)$$

磁束密度の変化は非可逆的であり、図6は直交磁界を零から次第に増加させた場合について実測をおこなっている。

磁化 J_1 の大きさに近似を用いたこと、異方性磁界を無視したこと、および直交磁界を求める(1)式に誤差が予想されることなどから計算値と実測値との間には相違がみられるが、全般的な傾向は(14)式によって、じゅうぶん説明されているものと考えられる。

3. パルス直交磁界による脱磁

磁心の磁束密度を相当広い範囲にわたって非可逆的な変化をさせるためには励磁巻線Wに相当大きな電流を流す必要がある。これは、コンデンサ放電によって流れる電流を利用すればよく、その結果パルス直交磁界が形成される。

パルス直交磁界を加えた場合の磁束密度変化を図7に示す。直交磁界の増加と共に磁束密度は図7の点Rから次第に減少をはじめ、 $H_z = H_{zm}$, ($t = t_m$)では点Sに達する。この瞬間から直交磁界は減少をはじめ、磁心に対する直交磁界の影響が減少するため磁束密度は曲線STに沿ってゆるやかに増加しT点に達する。

最大直交磁界が H_{zm} であるようなパルス直交磁界を加えた場合、磁心に最終的に残っている残留磁気 B_r との関係を図8に示す。残留磁気の計算には(14)式をそのまま用いた。

$H_{zm} > 20 \text{ kA/m}$ では、磁極P, P'が飽和に達し、實際上残留磁気を減少させる効果はそれ以上増加しないため、それ以上の範囲では一定になるものとして計算結果を示した。

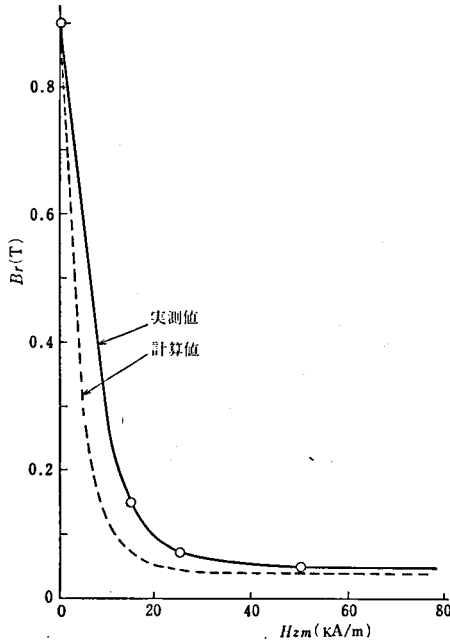
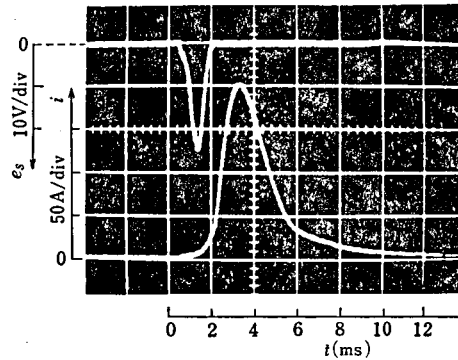
図8 $H_{zm}-B_r$ 特性

図9 オンシログラム

図9のオンシログラムは直交磁界を形成するコンデンサCの放電電流の波形と、環状磁心に巻かれたさぐりコイル W_s に生じる誘起電圧 e_s の時間的变化である。磁束変化は e_s の時間積分値で与えられる。最大直交磁界を大きくとっているため、 e_s の極性は一方に偏しており、磁束のもどり現象はみられていない。

4. あとがき

本論文では一軸異方性を持った磁心の一部分に加えられる直交磁界の非可逆的作用について解析し、直交磁界と磁束密度との関係を求め、さらに実験的な検討をおこなっている。

筆者は直交脱磁法の応用として、環状磁心や電磁石の脱磁のほかに、零相変流器などのように初透磁率付近で用いられる装置の試験特性の再現性の向上や、変圧器の励磁突入電流防止などにも適用できるものと考えて検討中である。

おわりにあたり、日頃ご指導いただいている信州大学 山田一 助教授、および、ご討論いただいた本校電気工学科談話会のメンバー諸氏に謝意を表する次第である。

参考文献

- (1) M. A. Розенблат : Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. стр 477, (1966) Москва
- (2) 竹内, 市岡他 : 電気学会論文誌 vol. 93-C, No. 2, P 27 (1973)
- (3) 大島, 渡辺他 : 昭45 電気四学会連合大会 No. 2465
- (4) 山本, 山田 : 電気学会磁気応用研究会資料 AM-73-11 (1973)
- (5) 竹山 : 電磁気学現象理論 P292 (昭37) 丸善
- (6) 茂木 : 磁気回路 P57 (昭37) 共立出版