

単相用漏電検出器の高感度化*

山 本 行 雄**

1. ま え が き

漏電事故の防止は、電気使用場所における安全性の向上にとって重要であり、漏電発生の際には、漏電電流を高感度で正確に検出する必要がある。漏電検出器の性能は、漏電しゃ断器や漏電火災警報器の性能に直接影響を与えると考えられるから、漏電検出器の特性を解明し高感度化を図ることは、極めて重要な意味を持っているといえる。

漏電検出器の二次電流には、漏電によって生じる漏電二次電流の他に、漏電が発生していなくとも、一次電流が流れたことによって生じる残留電流が含まれている。この残留電流のために漏電しゃ断器が誤動作したり、漏電が発生しているにもかかわらず、しゃ断、警報動作が行なわれないなどの現象を引き起こすことがある⁽¹⁾。このような現象は、漏電の高感度検出を行なおうとする場合、顕著に現れる。

巻磁心を用いた漏電検出器では、原理的に残留電流の発生は避けられないことを既に報告した⁽²⁾。特に、大きな一次電流が流れる回路において、高感度な漏電検出を行なおうとする場合、残留電流は無視できず、何らかの方法で残留電流を減少させる必要があり、これまでに多くの工夫がなされてきている⁽³⁾。

本文では、最初に、漏電検出感度を高めるためには、どのような原理に基づいて残留電流の補償を行えば良いかについて基本的事項を明らかにする。

次に、残留電流の抑制に効果が高いとして、これまでに使用されてきている磁気シールドについて検討し、磁心の寸法がシールド効果に大きな影響を与えるため、磁心の寸法の選択に注意する必要があることを述べる。

更に、複合磁心を用いることが残留電流を減少させる上で非常に効果があることを示し、また、高感度な漏電検出器を得るためには、これらの方法を組合せることによって可能になることを示している。

2. 漏電検出器の高感度化

漏電検出器の構成は図1であり、負担 R_L に流れる電流 I_2 は、漏電二次電流 I_{02} と残留電流 I_r とから成っており、二次側において両者の判別を行なうことは、一般に不可能である。したがって、漏電検出感度を高めるためには、残留電流を漏電二次電流に比較して相対的に小さくすることが必要であり、また、何らかの補償をしなければならないのが現状である。

I_0 なる漏電電流が流れた場合、漏電二次電流 I_{02} は、励磁電流を I_m として

* 昭和53年4月 電気学会全国大会において発表

** 電気工学科 助教授

原稿受付 昭和54年9月28日

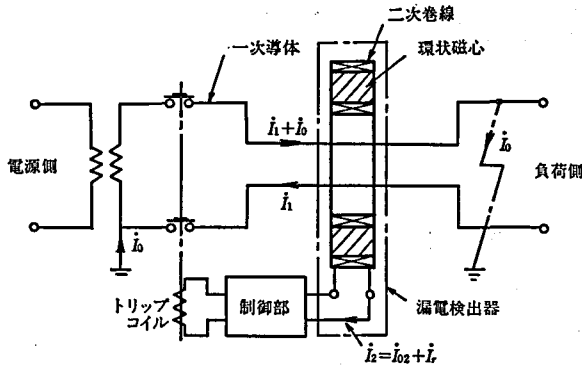


図1 漏電検出器の構成

$$I_{02} = X_2 I_m / N_2 R_L \quad (1)$$

ここに、 N_2 ：二次巻数、 X_2 ：二次リアクタンスの関係があるから⁽⁴⁾

$$I_0^2 = \left\{ 1 + \left(\frac{X_2}{R_L} \right)^2 \right\} I_m^2 \quad (2)$$

であることを考慮すると

$$I_{02} = \frac{X_2}{N_2 \sqrt{R_L^2 + X_2^2}} I_0 \quad (3)$$

が得られる。

一方、残留電流に関しては次式が成立する⁽²⁾。

$$I_r = \frac{\omega N_2 S}{2\pi \sqrt{R_L^2 + X_2^2}} \int_0^{2\pi} \mu_\theta H_\theta d\theta \quad (4)$$

ここに、 ω ：角周波数、 S ：磁心の断面積、 μ_θ ：磁心の実効透磁率、 H_θ ：一次電流が形成する磁界の円周方向成分

したがって、残留電流の漏電二次電流に対する比は次式となる。

$$\frac{I_r}{I_{02}} = \frac{r a}{\mu} \frac{I_1}{I_0} \int_0^{2\pi} \mu_\theta H_\theta' d\theta \quad (5)$$

ここに、 $r a$ ：磁心の平均半径、 μ ：磁心の透磁率、 $H_\theta' = H_\theta / I_1$

I_r / I_{02} の値を減少させることによって、漏電検出感度を高めることができる。ここで注目すべきことは、 I_r / I_{02} に二次巻数 N_2 が含まれていないことである。二次巻数は主として二次リアクタンスとの関連によって決定すべきといえよう。

二次巻数を一定とし、 $X_2 \gg R_L$ とすれば漏電二次電流はほとんど一定であるから、この条件のもとでは、 I_r / I_{02} を減少させることと残留電流を減少させることは同じ意味を持っている。

漏電検出器の感度上昇のためには、次のような条件が必要であるといえる。

- (1) 磁界を小さくすること。
- (2) 実効透磁率の不均一を小さくすること。
- (3) 磁心に高透磁率材料を用いること。
- (4) 磁心の寸法を適切に選ぶこと。

なお、実効透磁率の不均一と磁心の寸法とは密接な関係があるが⁽⁵⁾、便宜上、別条件として記した。

次節以下において、上記の(1)、(2)の条件を満たす具体的方法の検討を行なう。(3)に関しては既に実用され⁽⁶⁾、それなりの効果が得られていると思われるので、ここでは触れない。(4)の寸法の重要性については各所で述べる。

3. 磁気シールドを施した場合の特性

磁気シールドは、漏電検出器の周囲に強磁性体を配置し、漏電検出器に加わる磁界を減少させる方法の一つである。構造が簡単なために利用されており、かなりの効果を上げている。しかし、その効果に関する理論的な検討はほとんどなされていない。

磁気シールドは図2のように、漏電検出器の内側と外側に同心円筒状に配置する。内側シールドは一次電流が形成する磁界を減少させ、外側シールドは他の外部磁界の減少に効果がある。更に、磁心の端面に平行なシールド（端面シールド）が施されることがある。

磁心および磁気シールドは無有限長円筒とみなし、磁気シールドの層数を w_s とする。エアギャップ部分とシールド部分について、領域番号を内側から順次(1), (2), ……,($2w_s+1$)と付ける。

スカラ・ポテンシャル Ψ は、 $\nabla^2\Psi=0$ を満足するから、以下の式で各領域のスカラ・ポテンシャル $\Psi_1\sim\Psi_{2w_s+1}$ は表される。ただし、 Ψ_0 は(6)式であり、 $P_{n(m)}$ 、 $Q_{n(m)}$ は各領域における定数である。

$$\Psi_0 = \frac{I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{nr^n} F_n'(\theta) \tag{6}$$

ここに

$$F_n'(\theta) = -d_1^n \sin n(\theta-\theta_1) + d_2^n \sin n(\theta-\theta_2)$$

領域(1)では

$$\Psi_1 = \Psi_0 + I_1 \sum_{n=1}^{\infty} P_{n(1)} r^n F_n'(\theta) \tag{7}$$

領域(2)~($2w_s$) の任意の領域 m では

$$\Psi_m = I_1 \sum_{n=1}^{\infty} (P_{n(m)} r^n + Q_{n(m)} r^{-n}) F_n'(\theta) \tag{8}$$

領域($2w_s+1$) では

$$\Psi_{2w_s+1} = I_1 \sum_{n=1}^{\infty} Q_{n(2w_s+1)} r^{-n} F_n'(\theta) \tag{9}$$

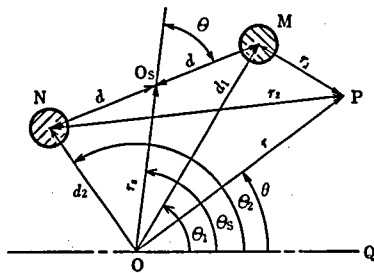


図2 シールド

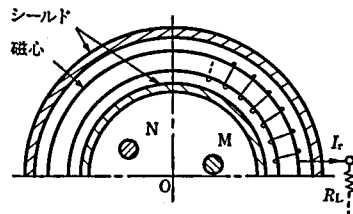


図3 一次導体配置

ただし、一次導体 M, N は、窓枠の中心 O に関して図 3 のように配置されているとする。境界条件は、各境界において円周方向磁界と半径方向磁束密度がそれぞれ連続であるものとする。

内側シールドが一層の場合は、シールドの外側の磁界 H_θ は次式が得られる。

$$H_\theta = \frac{2I_1}{\pi r \mu_s'} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{b_s^{2n}}{b_s^{2n} - a^{2n}} \frac{1}{r^n} F_n(\theta) \quad (10)$$

ここに、 $F_n(\theta) = d_1^n \cos n(\theta - \theta_1) - d_2^n \cos n(\theta - \theta_2)$

μ_s' : シールドの比透磁率, a_s, b_s : シールドの内半径, 外半径

漏電検出器の磁束密度 B_θ は、磁界 H_θ に実効透磁率 μ_θ を乗じて求められる。内側シールドの影響を調べるため、シールドの透磁率を変えてシールド効果が変わる状態を示すと図 4 が得られる。

補償係数 η は、シールドを施した場合とシールドがない場合との比率で定義している。したがって、 η の値が小さいほど良好なシールドが行なわれているといえる。無限長円筒磁心に対するシールドの効果は大きく、またシールドの透磁率が高いほど、良好な結果が得られている。

磁心を配置して残留電流を測定すると磁界の場合と同様の傾向を示す。実験は、磁心を無限長円筒とみなせるように、図 5 のごとく漏電検出器の両側に、これと等しい内径と外径を持つ補償用磁心を両端面に重ね、端面効果は無視している。シールドについても同様に、これらの磁心全体をシールドするように配置する。このように、磁心とシールドの端面に出入りする磁界成分の影響をなくして等価的に無限長円筒磁心とみなせるようにしているが、磁心の間にはわずかながらギャップが存在するため、これが計算値と実測値との差異の原因になっていると考えられる。

種々のシールドに対する磁界分布を図 6 に示す。シールドの内径・外径比 $K_s (= b_s/a_s)$ が増すに連れて磁界が減少するのは当然のことといえるが、シールドを二層にするとその効果は高い。同図は内側シールドの効果が大きいことを示しているが、外側シールドは一次電流

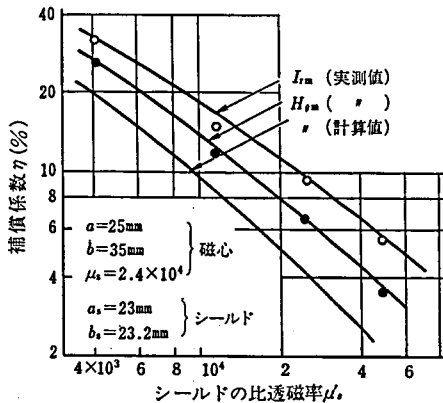


図 4 シールドの透磁率の影響

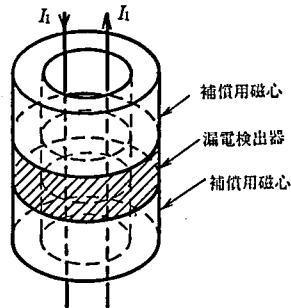


図 5 等価無限長磁心

の形成する磁界にほとんど影響を与えないので、ここでは省略する。

一次導体配置が非対称の場合について、磁心軸上の磁束密度 B_θ を算出すると表1が得られる。シールド効果は一次導体配置の非対称性が強いほど良好であり、二層シールドでは非対称配置の影響をほとんど受けられないような磁束分布になっている。計算に当たってシールドの実効透磁率に不均一はないものとしている。

以上はシールドを無限長円筒とみなしているが、以下において高さが有限の場合について検討する。

磁心の外径・内径比を変えながらシールドの有無による残留電流の比較を図7で行なっている。 $(\mu_s = \mu_s' = 2.4 \times 10^4)$ を用いた。図4に比較して4倍の厚さのシールドをしているにもかかわらず、残留電流は20~

表1 シールドの影響(計算値)

構成	r_s (mm)	磁束密度 $B_{\theta m}$ (mT)
シールドなし	0	2.26
	6	2.98
	14	4.84
一層シールド	0	0.211
	6	0.228
	14	0.260
二層シールド	0	0.0647
	6	0.0665
	14	0.0693

備考) $a=25\text{mm}$, $b=35\text{mm}$, h : 無限長,
 $d=7\text{mm}$, $I_1=100\text{A}$
 $\theta_s=0^\circ$, $\theta=0^\circ$
 一層シールド: 内半径=22mm,
 外半径=22.2mm
 二層シールド: 一層シールドに次を加え
 二層とする。内半径=23mm,
 外半径=23.2mm
 比透磁率=10⁴(磁心, シールド共)
 (r_s, θ_s) については図3参照

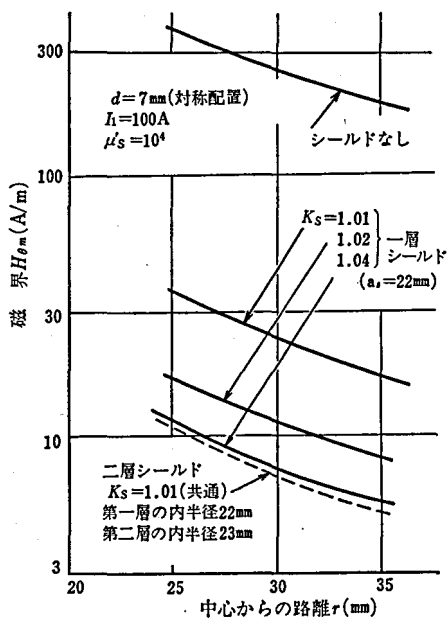


図6 シールドの効果(計算値)

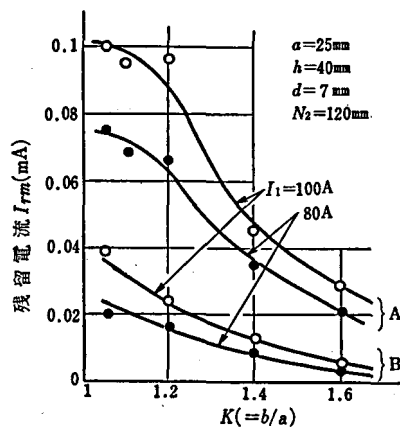


図7 外径・内径比の影響
 A: シールドなし
 B: 一層シールド, $a_s=23\text{mm}$, $K=1.04$

40%にしか減少していない。実効透磁率の変動分を磁心の高さに無関係な成分と、高さの影響を受ける成分とに区別すると、後者は磁心の端面に出入りする磁束の影響によって生じるものと考えられ、この磁束に対してシールドはほとんど補償効果がないといえる。

実効透磁率の変動分を磁心の高さに無関係な成分とする成分とに分離し、補償係数 η を求めると図8の計算値となる。補償係数 η は当然磁心の高さと共に変化し、高さが20mmの場合、残留電流は約40%にしか減少していない。磁心の高さがシールド効果に影響を与えることは、磁心寸法の決定に当たって注意すべきことといえる。

磁心の端面効果をなくすために、端面に平行なシールド（端面シールド）を施すことが考えられる。しかし端面に出入りする磁束は磁心の相当に広い範囲にわたって影響を与えるため、薄い端面シールドではほとんど効果は現れない。図9はこの状況を示したものであり、厚さ0.5mmの端面シールドでは残留電流の減少はみられないといって良く、有効なシールド

といえるのは10~15mm以上の厚さの場合である。したがって、端面効果に対する実用上有効なシールドを施すことは難しいといえる。

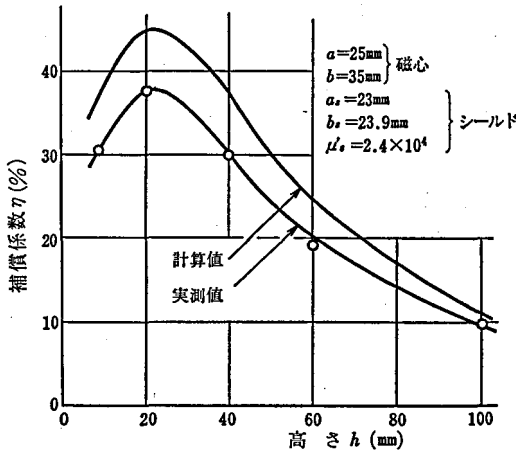


図8 磁心の高さと補償係数との関係

4. 実効透磁率の不均一を減少させた場合の特性

本節では、磁心の実効透磁率の不均一に対する補償を行なって残留電流を抑制する方法について述べる。

磁心の実効透磁率は内側継目（テープの巻始め）位置付近で最小値となるような分布をしている⁽²⁾。そこで、同一寸法、同一材質の二個の巻磁心を重ね合せて複合磁心とし、重

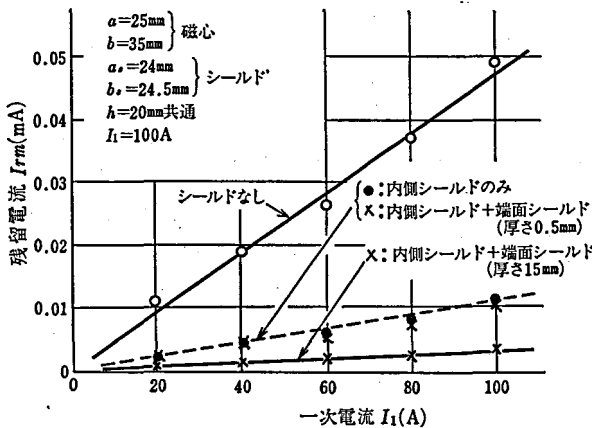


図9 端面シールドの効果

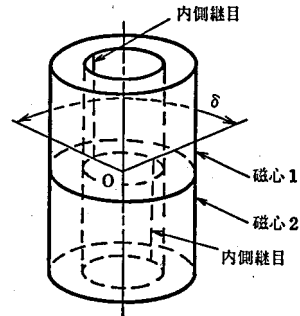


図10 複合磁心

重ねる際、磁心のテープの巻方向が同じであるように配置し、第10図のような構成とする。二個の磁心（磁心1、2）の内側継目の位置のずれを重ね角 δ とする。重ね角 $\delta=180^\circ$ 、すなわち内側継目位置が磁心の窓枠の中心Oに対して、互いに反対側になるように配置した場合の実効透磁率分布を図11に示す。

個々の磁心には、かなり大きな実効透磁率の変動があるが、複合磁心としたことによって互いに打ち消し合い変動はほとんどみられなくなっている。なお、複合磁心の高さは磁心1、2の2倍であるため平均実効透磁率は小さくなっているが、このことは残留電流を変化させる原因にはならない。

漏電検出器として用いる場合は、複合磁心を一括して、これに二次巻線を巻けば、実効透磁率の不均一が極めて小さな磁心を用いているのと同等の効果がある。

重ね角が 0° の場合は、複合磁心と同一寸法の単一磁心を用いた漏電検出器に等しいと考えられるから、重ね角が 0° と 180° との比較を行なえば、測定に用いた試料では複合磁心にするによって残留電流を20%以下に減少できることが認められた。

図12に、複合磁心を用いた場合、一次電流によって残留電流が変化する様子を示したものであり、重ね角を 180° にした場合にも特に変わった傾向はみられず、効果的な補償が行なわれていると考えられる。

打抜磁心の実効透磁率の不均一は極めて小さいが、図13には磁心の構造によって漏電検出器の誘起電圧が相違する状況を示した。その構造は、(1)巻磁心1個の場合（通常の漏電検出器であり、単一磁心と記す）、(2)重ね角 180° の複合磁心（磁心の高さはそれぞれ5mm）、(3)打抜磁心、の3種類であり、でき上がり寸法と二次巻数を同一にし、磁心の材質もほぼ等しいものを用いている。

これらについて比較すると、単一磁心の誘起電圧が最も大きいのは当然といえるが、複合磁心は打抜磁心の場合とほとんど

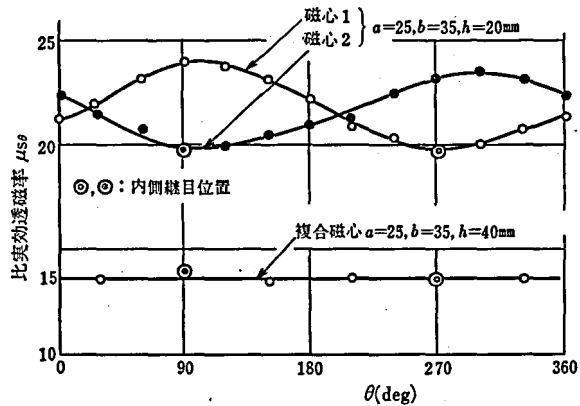


図11 複合磁心の実効透磁率分布

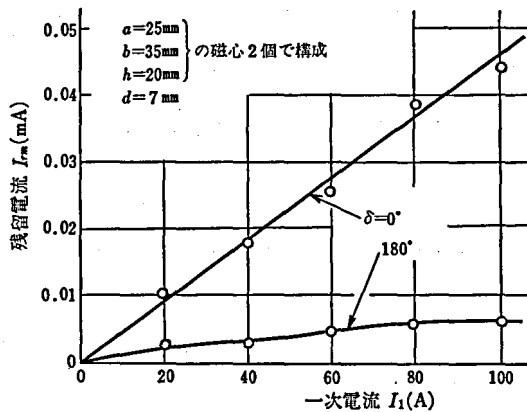


図12 複合磁心の残留電流特性

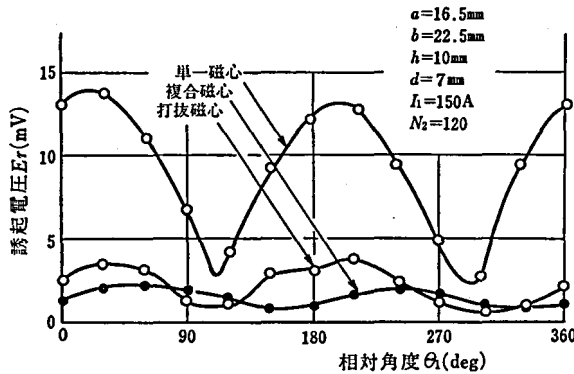


図13 磁心構造による誘起電圧の比較

同じ程度に誘起電圧を減少できており、その結果、残留電流を小さくできる。打抜磁心の製造工程での複雑さなどを考えれば、簡単な工程のみで製作できる複合磁心のほうが総合的に優れているといえよう。

複合磁心、打抜磁心共に誘起電圧を零にすることは、実験では不可能であった。誘起電圧波形はかなりひずんでおり、磁心の磁化特性の局部的なばらつきや磁心の雑音^④などによるもの

と考えられる。したがって、磁心の材質による影響を多少ながら受けることになる。

以上のように、複合磁心を用いた場合、残留電流を大幅に減少できる。その理由は、磁心の端面に出入りする磁束によって生じる不均一をも含めて補償が行なわれるためと考えられる。

複合磁心を構成する場合、巻磁心の実効透磁率分布の特性上、単に重ね角を180°にするだけで良く、簡単な工程を経るだけで有効な補償を可能にしているといえよう。

5. 高感度漏電検出器

磁気シールドと複合磁心は、共に残留電流を減少させるのに効果があることを示した。ただし、それぞれの方法は、漏電検出器を高感度で使用したい場合には、必ずしもその要求をじゅうぶん満足するに至っていない。(5)式で示したように、対象の異なったパラメータを減少させると残留電流は相乗的に減少すると考えられる。

表2 補償効果の比較

補償方法	残留電流 I_{rm} (mA)
補償なし	0.052
シールド	0.021
複合磁心	0.007
シールド+複合磁心	0.003

備考) $a=25\text{mm}$, $b=35\text{mm}$, $h=20\text{mm}$,
 $d=7\text{mm}$, $I_1=100\text{A}$, $N_2=120$

磁気シールドは磁界を減少させ、複合磁心は実効透磁率の不均一を減少させる効果がある。したがって両者を組合せることによって残留電流を大幅に減少させ、漏電検出器の高感度化を図ることが可能になる。

表2は、これらの方法に関する比較を行なったものである。

シールドと複合磁心の組合せによって得られる残留電流は、補償を行なわない場合の約6%に減少している。これは、一次電流が100Aの回路に1mAの漏電が生じた場合、残留電流が漏電二次電流の半分以下になっていることに相当しており、極めて高感度な漏電検出器が得られている。

6. あとがき

残留電流を減少させて漏電検出器の感度を向上させる方法について述べた。特に感度の高い漏電検出器を得るためには、残留電流を決定づける二つ以上の因子について、組合せ補償をすることが有効である。

本文に示した、磁気シールド、複合磁心共に、磁心の特性等を考慮せずに簡単に構成できる方法であり、実用上好都合であるといえよう。

本研究は、筆者が昭和52年度文部省内地研究員として、東京工業大学において行なったものである。御指導いただいた東京工業大学安田力教授、小林健二助手に御礼申し上げる。

平素より御指導いただいている信州大学山田一助教授に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) 川瀬：「漏電しゃ断器の迷惑動作と誤動作」電設工業 Vol. 20, No. 8, p.61 (1971).
- (2) 山本・山田：「単相用零相変流器の残留電圧の解析」電気学会雑誌, Vol.91, No.6, p.1101 (1971).
- (3) たとえば山本・山田：「零相変流器」特開昭48-63226.
- (4) 山本・山田：「単相用地絡検出器の特性に及ぼす残留磁気の影響」電気学会論文誌, Vol. 98-B No. 3, p.219 (1978).
- (5) 山本・山田：「単相用地絡検出器の磁心寸法が実効透磁率の不均一分布に与える影響」磁性材料研究会資料 MAG-77-17 (1977).
- (6) J. Misencic et al: Ground Fault Circuit Breaker Optimizes Protection of People and Equipment. Westinghouse Engr. Vol. 33, No. 3, p.83 (1973).
- (7) 大橋・岡村他：「零相変流器の残留電流補償法」昭35電気四学会関西支部大会 3-2.
- (8) M. Weiner: Magnetostrictive Offset and Noise in Flux Gate Magnetometers. IEEE Trans. Vol. MAG-5, No. 2, p.98 (1969).

付 録

(6)式の導き方

図3において、空気中の任意の点 P (r, θ) のベクトル・ポテンシャルは、 z 方向成分 A_z のみであり、次式である²⁾。

$$A_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log \frac{r_2}{r_1} \quad \text{(付1)}$$

r_1, r_2 について

$$\left. \begin{aligned} r_1^2 &= r^2 + d_1^2 - 2rd_1 \cos(\theta - \theta_1) \\ r_2^2 &= r^2 + d_2^2 - 2rd_2 \cos(\theta - \theta_2) \end{aligned} \right\} \quad \text{(付2)}$$

と書けるから、 $r > d_1$ の範囲では次式で表せる。

$$\begin{aligned} \log r_1 &= \log r + \frac{1}{2} \log \left[1 - \frac{d_1}{r} \varepsilon^{j(\theta - \theta_1)} \right] \left[1 - \frac{d_1}{r} \varepsilon^{-j(\theta - \theta_1)} \right] \\ &= \log r - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{d_1}{r} \right)^n \cos n(\theta - \theta_1) \end{aligned} \quad (\text{付 3})$$

r_2 についても同様に, $r > d_2$ の範囲で

$$\log r_2 = \log r - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{d_2}{r} \right)^n \cos n(\theta - \theta_2) \quad (\text{付 4})$$

したがって, A_z は次式に変形される.

$$A_z = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{nr^n} \left[d_1^n \cos n(\theta - \theta_1) - d_2^n \cos n(\theta - \theta_2) \right] \quad (\text{付 5})$$

磁界の円周方向成分 H_θ は

$$\begin{aligned} H_\theta &= \frac{1}{\mu_0} (\text{rot } A_z)_\theta = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ &= \frac{I_1}{2\pi r} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{d_1}{r} \right)^n \cos n(\theta - \theta_1) - \left(\frac{d_2}{r} \right)^n \cos n(\theta - \theta_2) \right] \end{aligned} \quad (\text{付 6})$$

スカラー・ポテンシャル Ψ_0 と磁界 $\mathbf{H}(H_r, H_\theta, H_z)$ との関係は

$$\mathbf{H}(H_r, H_\theta, H_z) = -\text{grad } \Psi_0 \quad (\text{付 7})$$

であるから, (付 6) を用いて, (付 7) を満足するような Ψ_0 を求めると

$$\Psi_0 = \frac{I_1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{nr^n} F_n'(\theta) \quad (\text{付 8})$$

ここに,

$$F_n'(\theta) = -d_1^n \sin n(\theta - \theta_1) + d_2^n \sin n(\theta - \theta_2)$$

が得られる.