

磁気レベル移行特性を利用した積分形 電圧調整継電器とその動作解析

永 野 泰 男*・田 原 徳 夫**

(昭和45年5月19日受理)

1. 緒 言

負荷時電圧調整用タップ切換変圧器を制御する継電器として、近年積分形電圧調整器が採用されるようになったが、この継電器は線路電圧の基準電圧に対する変動分を積分し、その値が規定値に達すれば変圧器のタップを切換え線路電圧を調整するように動作するので、このような制御を行なうことにより、系統電圧の質を向上し、タップ切換え回数を合理的に減少するとともに変圧器のタップ切換機構ならびに他の制御機器の寿命の延長に貢献している。しかし一般に積分形電圧調整器は誘導円板等の可動部分をもち、動作回数の多いこの種調整継電器に可動機構を有することは保守、寿命等の点で不利である。それ故継電器の静止化が要望されるわけであるが、この場合最も困難な事柄はその使用目的から非常に大きな積分時定数と高度の安定性が要求されることであり、このためどのような積分回路を採用するかが問題である。

最近半導体素子を用いた積分形電圧調整器も開発されているが、諸特性の安定性に問題が残されている。一方角形ヒステリシス特性を有する単一鉄心内部の磁気レベル移行時間を利用した限時継電器が発表されているが¹⁾、この継電器は熱的に不安定なトランジスタを併用しているため、系統電圧調整用継電器として必要な安定した長限時特性を得ることが困難である。また自己帰還形磁気増幅器を応用した限時継電器も開発されている²⁾。

筆者等は磁気レベル移行量が入力信号電圧の積分値に比例することに着目し、この原理を適用した積分回路が静止形調整器に最適であると考え、この種継電器の開発研究を行なってきた^{3~7)}。

ここに報告する静止形電圧調整器の積分回路は、その回路構成において外部帰還形磁気増幅器と同じであるが、その使用目的が相違している。元来磁気増幅器の動作には遅れ時間があり、特に電源電圧が規定値よりも格段に小さい領域においては遅れ時間が一層大きくなることが知られているが⁸⁾、この積分回路の使用方法は動作遅れを最大限に利用しようとするものである。すなわち、この場合も電源電圧は飽和電圧の数分の一程度の小さな値を使用し、制御巻線の印加電圧を極力小さくすることにより長時間の積分特性を得ている。

* 電気工学教室 教授

** 電気工学教室 助手

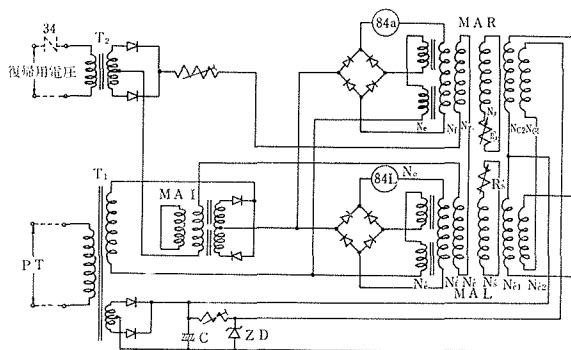
この方式による継電器はタップ切換用回路の入力信号として十分な出力を有し、かつトランジスタのような熱的に不安定な素子は使用せず、温度変化や電源周波数の変動に対しても安定した長時間の限時特性を得ている。

2. 装置の概要

2.1 構成および動作説明

積分形電圧調整継電器は、系統電圧の規準値からの偏差電圧の電圧時間面積に逆比例した時限で変圧器のタップを切換えるためのものであり、第1図は筆者等の開発した電圧調整継電器の概略の接続図である。第1図において、 T_1 は系統電圧(PT を通して)からの入力、 T_2 は MA_R 、 MA_L の復帰用電圧が印加されている。 MA_R 、 MA_L は必要な限時特性を与えるための外部帰還形磁気増幅器であり、 $84R$ 、 $84L$ はそれぞれタップ切換用補助継電器である。これ等の磁気増幅器は角形ヒステリシス特性をもつ鉄心を使用している。また MA_1 は復帰時に復帰信号による MA_R 、 MA_L の逆方向飽和電流によって補助継電器が誤動作するのを保護するため挿入した自己帰還形磁気増幅器である。

MA_R 、 MA_L の制御巻線 N_{C1} 、 N_{C1}' には系統電圧に比例する直流電圧が、同様に N_{C2} 、 N_{C2}' には定電圧が印加されており、次章で説明するように MA_R 、 MA_L の鉄心の磁気レベルは上記電圧差の積分値に比例して移行し、磁気レベルが飽和値に達した側の出力電流が増加して補助継電器を動作さす。この場合入力電圧印加から補助継電器動作までの時間は、大略偏差入力電圧の積分値(電圧時間面積)に逆比例することになる。 N_s 、 N_s' は限時調整用の短絡巻線であり、この回路の抵抗値を R_s 、 R_s' で調整することによって限時特性を調整することができる。

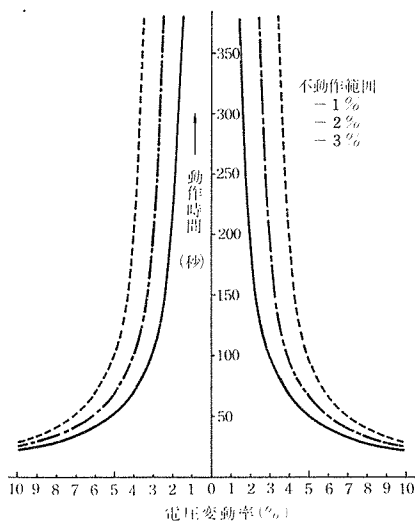


第1図 電圧調整継電器の基本回路

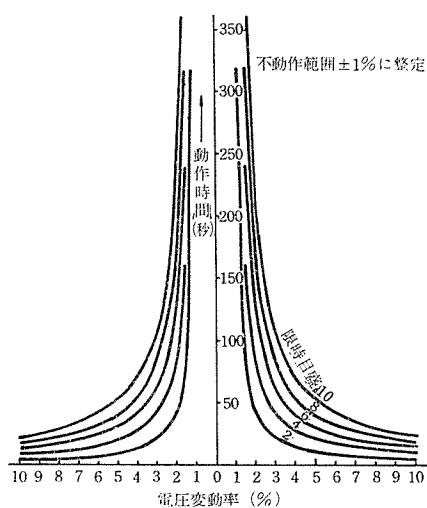
2.2 特性

(1) 限時特性

第2図に限時特性曲線を示す。不感帯を与える回路は第1図においては省略してあるが、これは PT 電圧に比例した2種類の電流を調整することで可能である。不動作範囲を



第2図 不動作範囲を変更する限時特性曲線

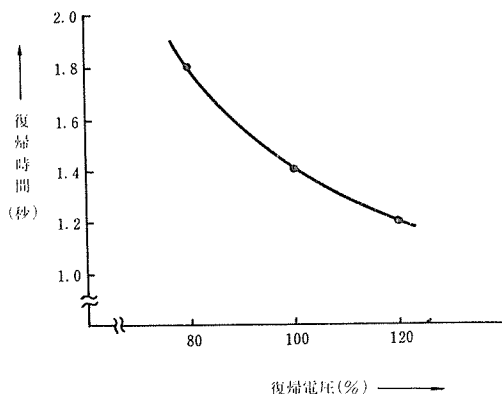


第3図 限時目盛を変更する限時特性曲線

±1%～±2%～±3%と変更すると、実線，一点鎖線，点線の曲線のように変化する．第3図は限時目盛を変更した場合の特性を示す．限時目盛の変更は，不動作範囲は変わらずに限時特性のみが目盛に比例して短くなる．

(2) 周波数特性

50Hz および 60Hz のどちらを使用しても支障のない程度に周波数の影響は少ない．また限時特性，不動作範囲ともに周波数による影響はほとんどなく，基準電圧のずれに相当する誤差が認められる程度である．この周波数の影響の少ない理由は，信号回路に直流を使用していること，限時素子の時間遅れが直流の電圧時間積分値によること，角形特性の鉄心を使用しているため，励磁電流が非常に小さく，またその大きさが周波数の影響をあまり受けないこと，などが考えられる．



第4図 復 帰 特 性

(3) 温度特性

20°Cを基準として，その±20°C変化における特性は，不動作範囲，限時特性ともに周波数誤差と同様にわずかである．

(4) 復帰特性

第4図に復帰時間の電圧特性を示す．これは復帰電圧が変動した場合に時間がどのように変化するかを測定したものである．定格電圧の80%の電圧まで低下しても1.8秒で完全

に復帰する。変圧器タップ切換機構の1操作に要する時間が2秒以上であるので、この程度の復帰時間があれば十分である。

3. 限時回路の動作解析

第1図 MA_R , MA_L は必要な限時特性を得るための磁気増幅器であり、単なる増幅器としての使用目的とは異なり、一般の磁気増幅器に比較して負荷巻線 N_L , N_L' に印加する電圧は各鉄心の飽和電圧に比較して小さく(約 $1/5$)、その動作解析も従来の磁気増幅器とは異なった方法をとらなければならない。

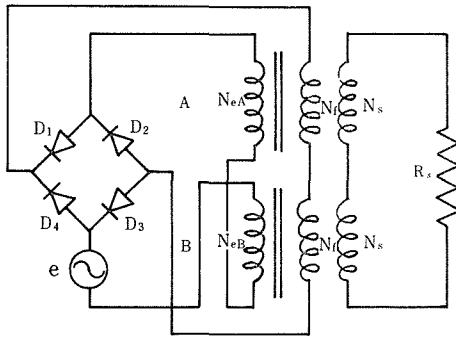
一般に鉄心内の磁気レベルが $\Delta\Phi_1$ から $\Delta\Phi_2$ に変化するためには $\Delta\Phi_2 - \Delta\Phi_1 = 1/N \int \Delta e \cdot dt$ で示されるように時間 Δt が必要である。また鉄心内部の磁気レベル変化量はこの鉄心に印加される電圧 (Δe) の積分値に比例しているから、この印加電圧 (Δe) を制御することにより遅れ時間を調整することができる。

外部帰還形磁気増幅器の動作解析ならびにその跳躍時間の算定方法に関しては川西氏の論文⁹⁾があるが、この論文においては次の二つの仮定が置かれている。

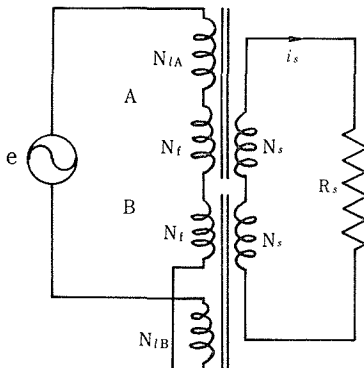
(1) 保持力 H_C は無視できる程度に充分小さい。

(2) 制御回路抵抗はあまり大きくなく、自由磁化状態とする。

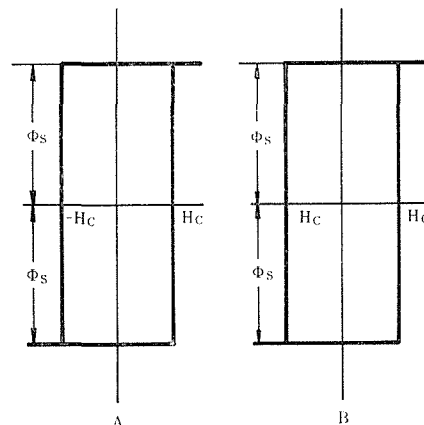
しかし本限時回路の動作においてはこの二つの仮定を除かなければ十分な解析を行なうことができない。すなわち(1)の仮定においては励磁電流を無視したことになり、後述するように各巻線間の電圧配分を正確にとらえることができない。(2)の仮定に



第5図 基本回路



第6図 基本回路の等価回路



第7図 鉄心の履歴特性

においては第1図の短絡巻線 (N_s, N_s') を流れる高調波電流の影響を明らかにすることができない。したがってこの限時回路の動作解析にあたっては上記の二つの仮定を解除した。

第5図は限時回路の動作を説明するための基本回路であるが、この回路は第1図の MA_R , MA_L の負荷 (補助継電器) および制御巻線、復帰用巻線を除いて単純化したもので、その任意の半周期における基本回路の等価回路は第6図のように書くことができる。また MA_R , MA_L の両鉄心は第7図に示すような角形の履歴特性をもち、 D_1, D_2, D_3, D_4 の整流器は理想的な特性をもつものとする。さらに実際の積分回路は磁気レベルが鉄心の飽和端に達したとき、急速に出力を得るために 100% 以上の過帰還がかけられている。

3.1 拘束磁化状態における動作

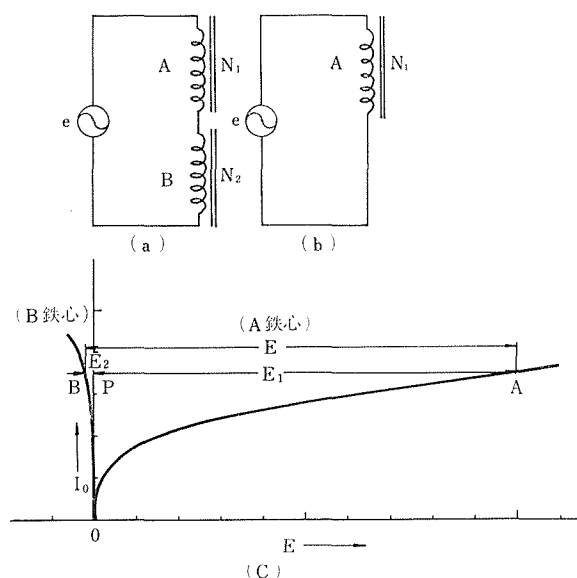
一般に角形履歴特性をもつ鉄心においては、保持力 H_C よりも小さな起磁力でも鉄心内の磁束は変化し、第8(c)図の右側に示すような磁化特性をもっている。このように鉄心が単一の場合には簡単にその特性を知ることができるが、鉄心2個に巻線数 N_1, N_2 ($N_1 > N_2$ とする) をほどこし、これを第8(a)図のように直列に接続したとき、それぞれの鉄心特性を重ね合せて単純にその動作を考えることができない。

いま第8(a)図において任意の電源電圧 e に対して励磁電流を i_0 とすると、各鉄心の起磁力は

$$AT_A = N_1 \cdot i_0 \geq H_C$$

$$AT_B = N_2 \cdot i_0 < H_C$$

となり、励磁電流は $i_0 \geq H_C/N_1$ で定まる大きさをもつから N_2 回巻かれている鉄心では起磁力は H_C に達することができない。言い換えると、 N_2 回巻かれている鉄心の履歴特性曲線の幅がみかけ上広がって、起磁力の不足が生ずると考えることができる。このように角形履歴特性をもった2個の鉄心を直列に接続すると相互の影響により、まったく異った特性を示すことがわかる。この2個直列に接続した鉄心のそれぞれの磁化曲線を求めると第8(c)図のようになる。縦軸に関して N_1 巻線の鉄心の特性が右側で、 N_2 巻線の鉄心が左側である。この図から任意の電源電圧 E に対して各巻線間電圧は N_1 側には $\overline{AP} = E_1$, N_2 側には $\overline{BP} = E_2$ なる電圧がかかる。また回路に流れる励磁電流は $\overline{OP} = I_0$ とな



第8図 角形鉄心の磁化特性

る。したがって、

$$\overline{AP} + \overline{BP} = E_1 + E_2 = E,$$

ところが図からもわかるように起磁力の小さい N_2 側鉄心の電圧 E_2 は E_1 に比較して無視し得る程度に小さいから、

$$\overline{AP} = E_1 \simeq E \quad (\overline{AP} \gg \overline{BP}).$$

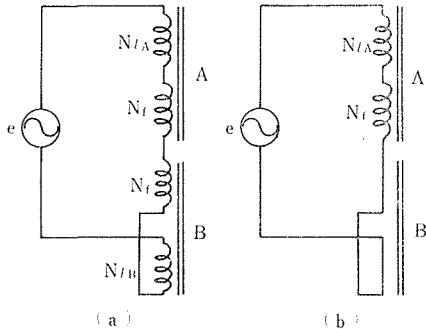
となる。このように角形履歴特性をもつ鉄心が異った巻線をもつ場合、これを直列に接続すると電源電圧は巻数の多い方の鉄心にほとんど全部かかって、巻線の少ない方の鉄心にかかる電圧は無視することができる。すなわち

$$AT_A = N_1 \cdot i_0$$

$$AT_B = N_2 \cdot i_0 \simeq 0$$

が近似的に成立する。したがって第8(a)図は同(b)図と等価であると言い得る。

一方第8(a)図は第9(a)図に等価であるから角形履歴特性をもつ鉄心を用いた拘束磁化状態にある外部帰還形磁気増幅器の任意の半周期における等価回路は第9(b)図を用いて表わすことができる。



第9図 拘束磁化状態における等価回路

以上のことから帰還率 $\beta \geq 1$ の場合、負荷巻線および帰還巻線による起磁力が互に打消す極性にある側の鉄心では、前述のようにその巻線電圧は近似的に零となり

$$AT = (N_f - N_l) \cdot i_0 = 0$$

として動作解析を行なえる。

第2図の基本回路の電源電圧を正弦波とし、 D_1, D_3 が導通し D_2, D_4 が不導通の半周期について考える。導通している整流器を短絡、不導通の整流器を開放とすると、この期間においては基本回路の等価回路は第9(b)図の

ように書くことができるから、 A, B 各鉄心における起磁力 AT_A, AT_B は励磁電流 i_0 とすると前述のように

$$AT_A = (N_f + N_l) \cdot i_0 \tag{1}$$

$$AT_B = (N_f - N_l) \cdot i_0 \simeq 0$$

したがってこの半周期において、 A 鉄心では磁束が変化するが、 B 鉄心では磁束の変化はない。ここで電源電圧を $e = E_m \sin \omega t$ 、各鉄心中の磁束をそれぞれ ϕ_A, ϕ_B とすると

$$N_{lA} \frac{d\phi_A}{dt} = \frac{N_{lA}}{N_{lA} + N_f} e \tag{2}$$

$$N_{IB} \frac{d\phi_B}{dt} = 0.$$

この半周期における両鉄心の磁気レベル移行量 $\Delta\phi_A^{(0\sim\pi)}$, $\Delta\phi_B^{(0\sim\pi)}$ は

$$\begin{aligned} \Delta\phi_A^{(0\sim\pi)} &= \frac{1}{N_{IA} + N_f} \int_0^{\pi/\omega} e dt \\ \Delta\phi_B^{(0\sim\pi)} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

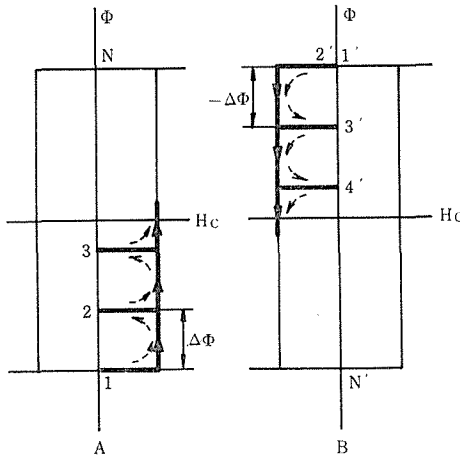
一方次の半周期 (D_1 , D_3 不導通, D_2 , D_4 導通) では(1)式は

$$\begin{aligned} AT_A &= (N_f - N_{IA}) \cdot i_0 \simeq 0 \\ AT_B &= (N_f + N_{IB}) \cdot i_0 \end{aligned} \quad (4)$$

となり, 磁気レベル移行量 $\Delta\phi_A^{(\pi\sim 2\pi)}$, $\Delta\phi_B^{(\pi\sim 2\pi)}$ は

$$\begin{aligned} \Delta\phi_A^{(\pi\sim 2\pi)} &= 0 \\ -\Delta\phi_B^{(\pi\sim 2\pi)} &= -\frac{1}{N_{IB} + N_f} \int_{\pi/\omega}^{2\pi/\omega} e dt. \end{aligned} \quad (5)$$

(5)式における(−)符号は磁気レベルの下降を意味している.



第10図 拘束磁化状態における磁気レベル移行

$t = 0$ における各鉄心の磁気レベルの位置を第10図のようにA鉄心では下の飽和端(1の点)に, B鉄心では上の飽和端(1'の点)にあると仮定すると, 磁気レベルの移動は, 初めの半周期($0 \sim \pi$)でA鉄心が下の飽和点1から離れて2の位置まで $\Delta\phi_A^{(0\sim\pi)}$ だけ磁気レベルが上昇し, この間B鉄心においては磁気レベルは1'の位置に停止している. 一方次の半周期($\pi \sim 2\pi$)では, A鉄心の磁気レベルは2の位置に停止しており, B鉄心が上の飽和点1'から離れて3'の位置まで $\Delta\phi_B^{(\pi\sim 2\pi)}$ だけ磁気レベルは下降する.

したがって鉄心の飽和磁束を ϕ_s とすると, 下端(上端)から上端(下端)まで磁気レベルが移動するのに要する時間 T は次のようにな

る.

$$T = \frac{2\phi_s}{\Delta\phi_A^{(0\sim\pi)}} \cdot \frac{1}{f} + \Delta T. \quad (6)$$

ここで f は電源の周波数, $\Delta T = \alpha/\omega$, α は磁気レベルが飽和端に到達したときの電源電圧の位相角である.

3.1 自由磁化状態における動作

電源電圧 e の $0 \sim \pi$ の半周期における第2図の等価回路は第6図となる．等価回路において，任意の短絡抵抗 R_s を接続したときの回路方程式は

$$N_{lA} \frac{d\phi_A}{dt} + N_f \frac{d}{dt} (\phi_A - \phi_B) + N_{lB} \frac{d\phi_B}{dt} = e \quad (7)$$

短絡巻線については

$$N_s \frac{d}{dt} (\phi_A - \phi_B) = R_s \cdot i_s \quad (8)$$

(7), (8) の両式から

$$N_{lA} \frac{d\phi_A}{dt} + \frac{N_f}{N_s} R_s \cdot i_s + N_{lB} \frac{d\phi_B}{dt} = e \quad (9)$$

B 鉄心における磁束 ϕ_B は R_s を流れる電流 i_s によって生ずるからこれを

$$\phi_B = K \cdot i_s \quad (10)$$

とおくと (9) 式は

$$N_{lB} \frac{d}{dt} (K \cdot i_s) + \frac{N_f}{N_s} R_s \cdot i_s = e - N_{lA} \frac{d\phi_A}{dt} \quad (11)$$

(11) 式における左辺第1項は B 鉄心における負荷巻線 N_{lB} にかかる電圧であり，第2項は帰還巻線 N_f にかかる電圧を示している．又右辺第2項は A 鉄心の負荷巻線間電圧であるが，この値も短絡電流 i_s の影響で変化する．

短絡巻線 N_s に電流 i_s が流れるので変圧器作用により回路電流は増加する．この増加分を Δi_0 とすると，各鉄心における起磁力は

$$\begin{aligned} AT_A &= (N_{lA} + N_f) (i_0 + \Delta i_0) - N_s \cdot i_s \\ AT_B &= (N_{lB} - N_f) (i_0 + \Delta i_0) + N_s \cdot i_s. \end{aligned} \quad (12)$$

また $i_s = (N_{lA} + N_{lB}) / N_s \cdot \Delta i_0$ であり， $N_{lA} = N_{lB} = N_l$ とおくと (12) 式は

$$\begin{aligned} AT_A &= (N_l + N_f) \cdot i_0 - (N_l - N_f) \cdot \Delta i_0 \\ AT_B &= (N_l - N_f) \cdot i_0 + (3N_l - N_f) \cdot \Delta i_0 \end{aligned} \quad (13)$$

したがって各鉄心の起磁力は短絡電流が増加するに従い増加するから，各負荷巻線間電圧は上昇する． i_s が増加して $|\phi_A| = |\phi_B|$ となったとき各負荷巻線間電圧 e_{lA} , e_{lB} は

$$e_{lA} = e_{lB} = \frac{1}{2} e, \quad (14)$$

i_s が減少して前節の拘束状態になったときは

$$e_{lA} = \frac{N_{lA}}{N_{lA} + N_f} e, \quad e_{lB} = 0. \quad (15)$$

なお任意の i_s に対してはこれらの値の中間の値をとる.

次に磁気レベルが一方の飽和端から他方の飽和端に達するまでの所要時間 T を求める.
任意の i_s における N_{lA} 端子電圧を

$$N_{lA} \frac{d\phi_A}{dt} = e_{lA} \quad (16)$$

とすると, $0 \sim \pi$ の期間においては, A 鉄心の磁気レベル変化量は

$$\Delta\phi_A^{(0 \sim \pi)} = \frac{1}{N_{lA}} \int_0^{\pi/\omega} e_{lA} dt \quad (17)$$

B 鉄心では (14) 式より

$$-\Delta\phi_B^{(0 \sim \pi)} = -\frac{1}{N_{lB}} \int_0^{\pi/\omega} (e - e_{lA} - \frac{N_f}{N_s} R_s \cdot i_s) dt \quad (18)$$

次の半周期では, 鉄心の対称性から

$$\begin{aligned} -\Delta\phi_A^{(\pi \sim 2\pi)} &= \Delta\phi_B^{(0 \sim \pi)} \\ -\Delta\phi_B^{(\pi \sim 2\pi)} &= \Delta\phi_A^{(0 \sim \pi)}. \end{aligned} \quad (19)$$

したがって電源周波数 1 サイクルの期間における磁気レベルの移動量は

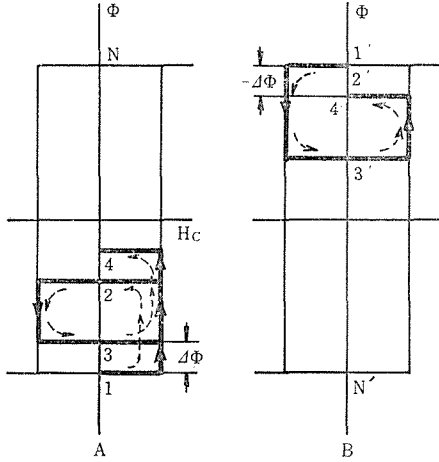
$$\begin{aligned} |\Delta\phi| &= |\Delta\phi_A^{(0 \sim \pi)} - \Delta\phi_A^{(\pi \sim 2\pi)}| = |\Delta\phi_B^{(0 \sim \pi)} - \Delta\phi_B^{(\pi \sim 2\pi)}| \\ &= \frac{1}{N_{lA}} \int_0^{\pi/\omega} e_{lA} dt - \frac{1}{N_{lA}} \int_{\pi/\omega}^{2\pi/\omega} (e - e_{lB} - \frac{N_f}{N_s} R_s \cdot i_s) dt. \end{aligned} \quad (20)$$

以上のことから鉄心中の磁気レベルは第11図に示すように, 鉄心 A では $0 \sim \pi$ の期間 1 から 2 へ上昇し, $\pi \sim 2\pi$ の期間 2 から 3 へ下降する. 一方 B 鉄心では $0 \sim \pi$ で正の飽和端にとどまり, $\pi \sim 2\pi$ で 2' から 3' へ下降する. この結果, 1 を離れて N に到達するまでの時間 T は

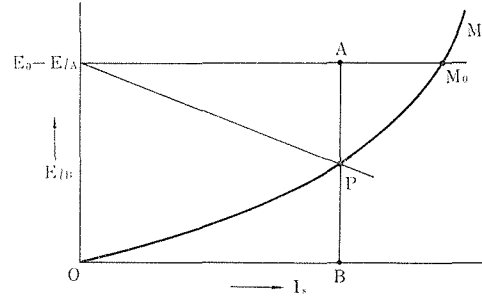
$$T = \frac{2\phi_s}{\Delta\phi} \cdot \frac{1}{f} + \Delta T. \quad (21)$$

ΔT は (6) 式と同様 $\Delta T = \alpha/\omega$ である.

実際には, 遅れ時間は (21) 式の T に, 更に α に達した後, 完全に鉄心が飽和するまでの時間も加算しなければならないが, T に比較して極めて小さいので無視しても誤差はほとんどない. 又この過程における時間の計算方法は文献 (9) に詳細に報告されている.



第11図 自由磁化状態における磁気レベル移行



第12図 短絡電流対負荷巻線電圧

(21) 式の $\Delta\phi$ は i_s により定まる値であるから、 T を求めるためには i_s を求める必要がある。 i_s を求めるためには (11) 式を i_s について解いてもよいが、式中の K は実際には i_s の関数であるから i_s を簡単に求めることは困難である。

e の平均電圧を E_0 、各端子電圧をそれぞれ E_{IA} 、 E_{IB} 、 i_s の平均値を I_s とすると

$$E_{IB} + \frac{N_f}{N_s} \cdot R_s \cdot I_s = E_0 - E_{IA}. \quad (22)$$

(22) 式において I_s と E_{IB} の関係を別に実測しておけば、任意の R_s に対する I_s は容易に求めることができる。ただし E_{IA} も前述のように I_s によって変化するが、その変化割合は極めて小さく、近似的に R_s と直線的に変化すると考えてよく、その比例定数は実験的に容易に決定することができる。

第12図は N_s 巻線から交流励磁した場合の I_s と E_{IB} の関係を求めたものである。この図において \widehat{OM} 曲線上の一点 P を通る垂線を引き、横軸との交点を B とし、垂線上において $\overline{BA} = E_0 - E_{IA}$ になるように A 点を定める。 A 点を通り、横軸に平行な直線を引き縦軸との交点を D 、 \widehat{OM} 曲線との交点を M_0 とすれば

$$\overline{AP} = (E_0 - E_{IA}) - E_{IB} = \frac{N_f}{N_s} R_s \cdot i_s. \quad (23)$$

第12図と (23) 式の関係から、任意の R_s に対する I_s および E_{IB} を定めることができる。

4 実験結果

実験には第2図の基本回路を用い、磁気レベル移動状態を測定するために、別にさぐりコイルを補足する。

使用鉄心は角形履歴特性をもつセンデルタで、その形状は厚さ 0.1mm の環状巻鉄心で

外径70mm, 内径50mm, 高さ20mm の大きさをもつ. 磁気的な特性は

$$B_{10} \quad 15.0 \sim 16.0 \text{ (KG)}$$

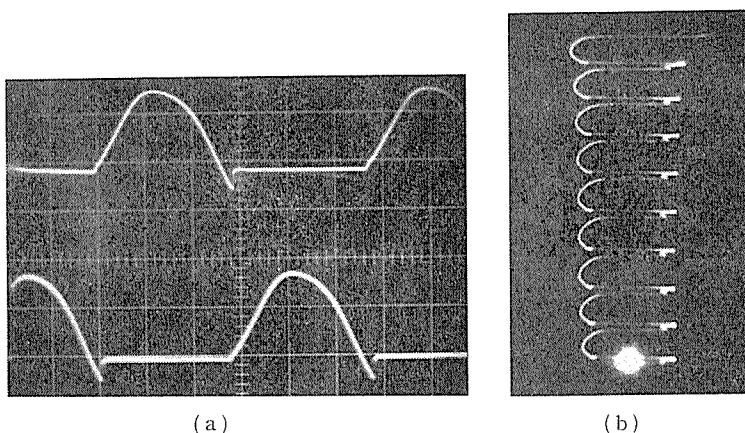
$$B_r/B_{10} \quad 93 \sim 98.5 \text{ (\%)} \quad$$

$$H_c \quad 0.07 \sim 0.15 \text{ (Oe)}. \quad$$

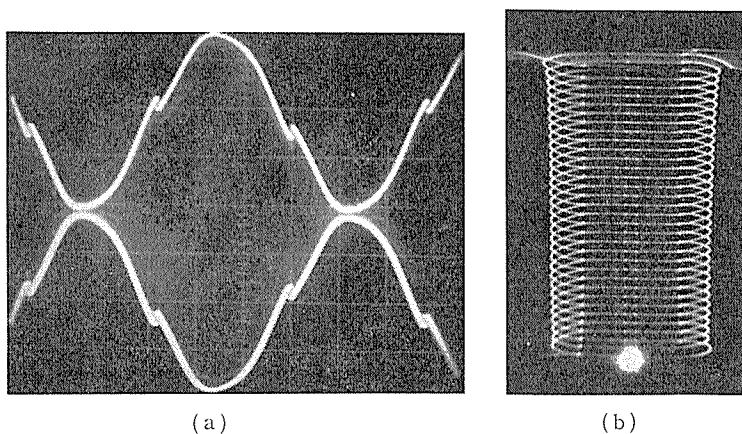
4.1 磁気レベル移行状態

磁気レベル移行状態を観測するために, あらかじめ逆方向に電圧を印加して磁気レベルの位置を一方の飽和端にセットしておく.

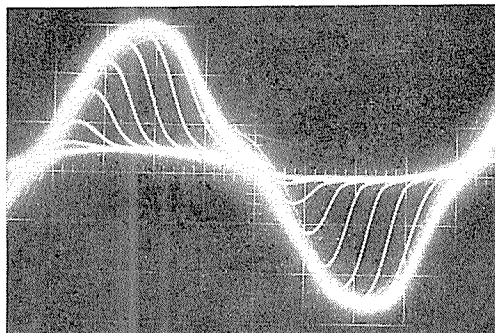
第13(a) (b) 図は, 短絡巻線が開放の状態, すなわち拘束磁化状態における各負荷巻線間電圧, および磁気レベル移行状態を示したもので, 移行時間は鉄心の特性と印加電圧のみによって決り, 制御できないことがわかる. 第14(a) (b) 図は短絡巻線を15オームの抵抗で短絡したときの特性を示している. 第15図は後者の場合の磁気レベルが飽和端に達した後鉄心が完全に飽和するまでの過程を示したもので数サイクルでその状態を終了している.



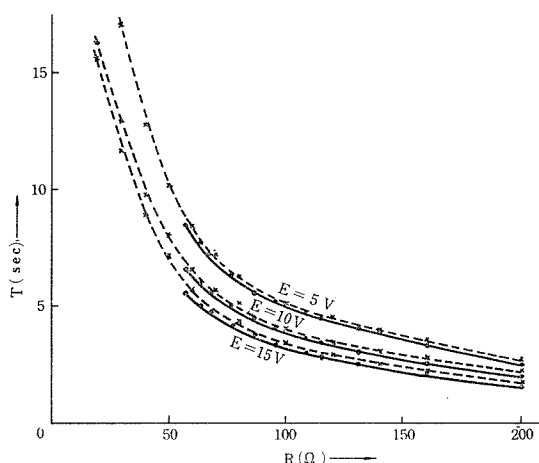
第13図 拘束磁化状態における負荷巻線電圧と磁気レベル移行特性



第14図 自由磁化状態における負荷巻線電圧と磁気レベル移行特性



第15図 飽和端における磁気レベルの飽和過程



第16図 短絡抵抗—磁気レベル移行時間特性

4.2 磁気レベル移行時間

第16図は短絡抵抗—磁気レベル移行時間特性を示したものであるが、図中実線は実験値を示し、点線は3.2で述べた方法で短絡抵抗に対して求めた各負荷巻線間電圧 E_{IA} , E_{IB} を用いて計算した値である。実験値と計算値との間に若干の差異が認められるが、これは両鉄心の特性がわずかに非対称であることが主な原因と考えることができる。

5 結 言

本積分形電圧調整継電器はすでに負荷時電圧調整用タップ切換変圧器の制御用継電器として実用化され、極めて安定な動作を得ている。

回路解析は磁気レベル制御機構を解明する目的で、短絡電流のみに着目して行なったが一応その目的を達成した。実際の回路における信号電流その他に附加される巻線電流については、そのアンペア回数を加算するだけで、容易に動作解析はできる。

文 献

- 1) C. E. Hardies : AIEE, Comm & Elect, Nov, (1959)
- 2) 浜岡：昭和32 電気四連大
- 3) 永野・堂坂：昭和37 電気東海支部連大
- 4) 永野・堂坂：昭和38 電気四連大
- 5) 永野・飯尾・堂坂：岐阜大学工学部報, No. 14, 昭和39
- 6) 永野・田原：昭和41 電気東海支部連大
- 7) 永野・田原：昭和42 電気四連大
- 8) H. F. Storm : Magnetic Amplifier, P. 156, 1951.
- 9) 川西：電学誌, Vol 77, No. 829, Oct, 1957

Summary

The integration-type voltage regulation relay using the transition characteristics of magnetic level in the core and its operation analysis.

Yasuo NAGANO, Norio TAHARA

(Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering)

As a relay to control the on-load tap changing transformer for the voltage regulation, the integration-type voltage regulation relay has been developed in recent years. This relay integrates the error of the line voltage to the reference, and when its integrated value reaches the normal value it changes the tap of the transformer to adjust the line voltage. The control makes the following contributions.

- (1) It improves the quality of the line voltage.
- (2) It reduces the frequency of the tap changing rationally.
- (3) Consequently it extends the life-time of the tap changing mechanism and other control machines.

Generally, the integration-type voltage regulator has a movable-element like an induction disk, which is disadvantageous to maintenance. Therefore it is required to be made static, but in this case it is very difficult to obtain a long time delay and high stability.

For these reasons it becomes a matter what kinds of the time-limit circuit must be employed. The static time-limit circuit can be produced with the semi-conductor or magnetic amplifier. In this paper, the time-limit relay consists of the normal type magnetic amplifier which substitutes the voltage-time integral value by the transition of magnetic level in the core.

This time-limit relay has the following advantages.

- (1) As the semi-conductor is not used, it is stable thermally.
- (2) As it has no movable-element, it has long life-time characteristics.
- (3) As comparatively large output current can be obtained, it is fit to a relay for the power.
- (4) As the transition of magnetic level is used, its time-limit characteristic is very long and stable.

At present, this relay is applied to on-lines and produces satisfactory results.