

UDC 621.318.43.024.1: 621.3.012.6

論文

53-B 77

## プランジャ形直流電磁石の過渡特性の解析

正員 別所 一夫 (金沢大)

正員 山田 外史 (金沢大)

正員 金丸 保典 (名古屋大)

## 1. まえがき

自動化システムの発達とともに、電磁継電器、電磁弁など、各種の電磁石が多くの分野で使用されている。今日、これらの用途に対して電磁石の高速動作が求められ、更に大形化に伴いますます応答時間が重要視されるようになった。

しかしながら、過渡時におけるその動作解析はこれまで十分に検討されてはいない。また、その解析法の多くは集中定数的解析、つまり  $L-R$  回路と慣性質量に基づいた検討が行なわれているにすぎない。そして本研究で取扱っている、積層されていない鉄心中でうず電流に主に起因する磁束の拡散や、その遅れ時間などについての定量的検討はほとんど行なわれていない。また、電磁石の大形化に伴い強磁性体の磁気特性、形状と漏れ磁束および局所的な磁気飽和などが電磁石の過渡特性に与える影響を無視することはできず、その解析は極めて複雑である<sup>(1)-(3)</sup>。

このように、電磁石中の正確な磁束分布が問題となる場合には、その解析手段として有限要素法は極めて有効である。有限要素法は近年電気工学の分野に導入され電界、磁界などの解析に多くの成果が得られている<sup>(4)(5)</sup>。電磁石の場合にこの解析法を用いることにより、うず電流の影響を含めた正確な過渡的磁束分布、漏れ磁束、および磁束の時間遅れなどを詳細に検討することができ、具体的、定量的には握ることができた。更に、有限要素法をプランジャが動作するときにも適用し、その結果、磁束分布、うず電流を考慮した状態でのプランジャの動作特性を明確にし、動作時間を定量的に求めることができた。

本研究では、円筒プランジャ形直流電磁石を使用し以下に直流電磁石のON動作について有限要素法を用いた数値解析結果、ならびに試作した電磁石による実験結果を示し、その結果を比較することにより解析の妥当性と複雑な動作特性の詳細な検討を行なった。

## 2. 基本動作と解析法

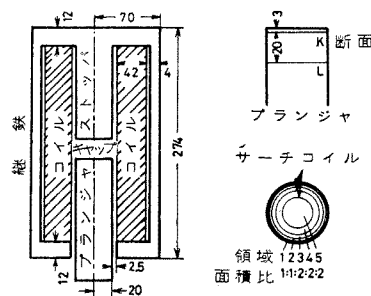
〈2・1〉基本動作 第1図に本研究のために製作した円筒プランジャ形直流電磁石を示す。この電磁石は、普通の直流電磁石のように磁気回路は軟鉄の非積層鉄心で作り、コイルはPVC線を用い、電磁石全体はしんちゅうの支持機構で保持されている。また、第2図に折れ線近似した鉄心の特性を示す。

直流電磁石に定電圧を印加したときの過渡状態の推移、すなわちON状態の動作例を第3図に示す。この動作は三つのモードに区分される。

(1) モード(I) 電圧が印加された後、プランジャが動作するまでの期間。この状態において磁束は電流に対して時間遅れを生じて増加する。この状態を準過渡状態と呼ぶことにする。

(2) モード(II) プランジャの動作中の期間・電氣的過渡状態であるとともに、プランジャの動作も伴う状態で過渡状態と呼ぶことにする。

(3) モード(III) プランジャがストッパに到達

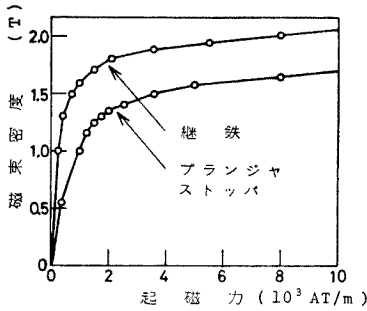


第1図 プランジャ形直流電磁石

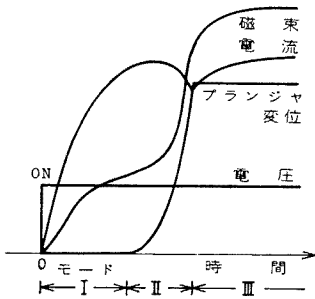
Fig. 1. Plunger-type DC electromagnet.

Analysis of the Transient Characteristics on the Plunger-type Electromagnet. By Kazuo Bessho, Member, Sotoshi Yamada, Member (Department of Electrical Engineering, Kanazawa University) & Yasunori Kanamaru Member (Department of Electrical Engineering, Nagoya University).

別所一夫: 正員, 金沢大学工学部電気工学科  
山田外史: 正員, 金沢大学工学部電気工学科  
金丸保典: 正員, 名古屋大学工学部博士課程



第2図 鉄心の B-H 特性  
Fig. 2. B-H curve of iron core.



第3図 動作モード  
Fig. 3. Operation mode.

した後、定常状態に達するまでの期間。

本研究では、準過渡状態および過渡状態における鉄心中の磁化過程とその動作時間を求めることが目的である。そこで実験および解析をそれぞれの状態に分けて行ない、その動作を明確にする。すなわち、準過渡状態は電磁石に一定のギャップをもたせて、単一時定数をもった指数関数状の磁化電流を加えた場合の鉄心の磁化過程を調べる。このようにすれば鉄心自体の過渡的磁化機構が明確になり検討が容易になる。

実験は、過渡状態の検討のために、てこを用いた装置により慣性質量のみが作用するようにした。この装置により動作時の解析が容易になるだけでなく、フランジャの動作に伴ううず電流の影響をより明確にすることができた。

〈2.2〉 解析方法 電磁石の解析に有限要素法を用いるにあたり次のような仮定を設けた。

(1) コイル中のうず電流は無視でき、電流密度はコイル領域中で均一である。

(2) 電磁石の磁化特性は、折れ線近似した(第2図)。

(3) 継鉄部より外部への磁束の漏れはない。

ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を用いた基本式は(1)式で与えられる。

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A}\right) = \mathbf{J}_a + \mathbf{J}_e \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\mathbf{J}_a$ : 印加されたコイル電流の電流密度、 $\mathbf{J}_e$ : 鉄心内に生ずるうず電流密度

$$\mathbf{J}_e = -\kappa \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \dots\dots\dots (2)$$

第1図の電磁石のように回転対称な場に対しては、電流密度、ベクトルポテンシャルは  $\theta$  方向成分のみで

$$\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial z} (r A_\theta) \right\} = -J_\theta + \kappa \frac{\partial A_\theta}{\partial t} \dots\dots\dots (3)$$

となり、この微分方程式に対する汎関数は、(4)式となる。

$$\mathcal{L} = \iint_R \left( \int_0^B \frac{1}{\mu} b db \right) r dr dz - \iint_R \left( J_\theta - \kappa \frac{\partial A_\theta}{\partial t} \right) A_\theta r dr dz \dots (4)$$

上式において、うず電流項  $-\kappa(\partial A_\theta / \partial t)$  は各時間において場所のみの関数とみなす。この汎関数を最小にする  $A_\theta$  の値を求める。

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\theta} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

有限要素法により系の領域  $R$  を三角要素に分割し各三角要素領域でベクトルポテンシャルを一次関数で近似し、離散化して(5)式の計算を行なうと、(6)式の連立方程式が得られる。

$$[S] \{A_{\theta i}\}_t + [P] \left\{ \frac{\partial A_{\theta i}}{\partial t} \right\}_t - [C]_t = 0 \dots\dots\dots (6)$$

(6)式は、三角要素の頂点のベクトルポテンシャル  $A_{\theta i}$  に対する連立一次微分方程式となるので、時間微分に対しては台形近似法を用いて解き、(6)式に(7)式を代入すると(8)式が得られる。

$$\{A_{\theta i}\}_t = \{A_{\theta i}\}_{t-\Delta t} + \left\{ \frac{\partial A_{\theta i}}{\partial t} \right\}_{t-\Delta t} + \left\{ \frac{\partial A_{\theta i}}{\partial t} \right\}_t \frac{\Delta t}{2} \dots\dots\dots (7)$$

$$\left( [S] + \frac{2}{\Delta t} [P] \right) \{A_{\theta i}\}_t = [P] \left( \frac{2}{\Delta t} \{A_{\theta i}\}_{t-\Delta t} + \left\{ \frac{\partial A_{\theta i}}{\partial t} \right\}_{t-\Delta t} \right) + [C]_t \dots\dots\dots (8)$$

$\{A_{\theta i}\}_{t-\Delta t}$ 、 $\{\partial A_{\theta i} / \partial t\}_{t-\Delta t}$  の値が得られれば連立方程式  $\{A_{\theta i}\}$  の値が得られる。 $t=0$  における初期値は、 $\{A_{\theta i}\}_{t=0}=0$ 、また  $[C]_{t=0}=0$  とすれば、(6)式より、

$$\{P\} \left\{ \frac{\partial A_{\theta i}}{\partial t} \right\}_0 = \{C\}_0 - \{S\} \{A_{\theta i}\}_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

が得られ、以上の方法により時間  $t$  におけるベクトルポテンシャル  $\{A_{\theta i}\}_t$  の値を具体化できた。この計算を行なうことにより準過渡状態における解析が得られる。

過渡状態の計算は、準過渡状態の計算にギャップ長の変化を加えたものである。すなわち、プランジャに作用する電磁力はプランジャの極面を通る磁束によって作られるとして、次式で与えられる。

$$F_m = -\frac{1}{2} \int_S \left[ \left( \frac{1}{\mu_0} - \frac{1}{\mu} \right) B_0 z^2 + (\mu_0 - \mu) H_0 r^2 \right] ds \quad \dots\dots\dots (10)$$

この吸引力  $F_m$  を用いて、運動方程式より  $\Delta t$  時間後におけるプランジャの移動量を計算すると、

$$\Delta z = v_t \Delta t + \frac{1}{2} \left( \frac{F_m}{M} \right) \Delta t^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。但し、 $M$  はプランジャ質量であり、 $v_t$  は  $t$  時間におけるプランジャの速度である。この移動量より次の計算時間における計算領域での三角要素の座標系を作り、準過渡状態の計算式を用いて次の時間の値を求める。このフローチャートを第4図に示す。

このように空間的磁束分布を有限要素法を解きながら、時間的には差分法を用いて解く。有限要素法を用いているため、二次元の磁束分布を計算する時間は比較的短く、精度も良く動作特性を明らかにすることができた。

### 3. 準過渡状態における動作特性

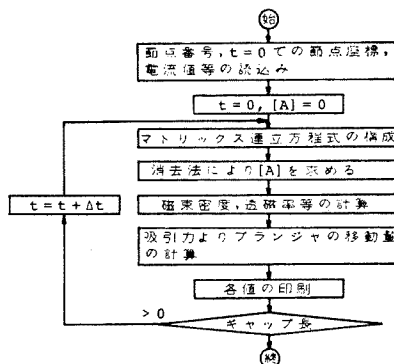
直流電磁石に電流を印加したとき、初期段階において、プランジャを通る磁束はうず電流のためすぐ増加せず、起磁力よりかなり遅れる。この磁束の遅れが電磁石の動作時間を決定することになり、極めて重要な値となる。

うず電流に関する磁束の遅れ現象は交流磁界に対しては、多く取扱われているが、直流電磁石のようにON、OFF時に過渡的に生ずるうず電流による磁束の時間遅れについて取扱った例は少ない。ここではON状態について、電流を印加したときの磁束の空間的分布と時間遅れについて検討する。

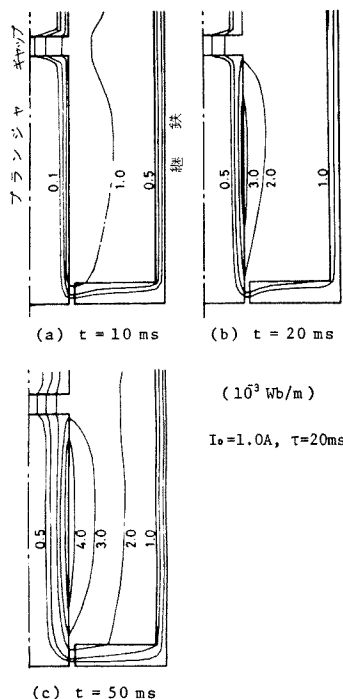
〈3・1〉 磁束分布および磁束の遅れ時間 試作した電磁石の有限要素法による解析結果、ならびに実験結果を次に示す。コイルに印加される励磁電流は、仮定(I)よりコイルが巻かれている領域に対して、

$$J_{a\theta} = J_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

となり、その計算結果を第5図に示す。但し、コイル電流  $I_0 = 1.0 \text{ A}$  ( $J_0 = 3.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ )、 $\tau = 20 \text{ ms}$  としたときのベクトルポテンシャル  $A_{\theta}$  の等高線を示したものである。この解析のために電磁石は375個の三角要素で分割されている。(8)式の計算にあたり時刻



第4図 過渡状態のフローチャート  
Fig. 4. Flow chart for the transient state.



第5図 準過渡状態のベクトルポテンシャル分布

Fig. 5. Magnetic vector potential distribution at the quasi-transient state.

$\Delta t$  は全体の計算時間と印加電流の定数  $\tau = 20 \text{ ms}$  を考慮して  $\Delta t = 5 \text{ ms}$  とした。このベクトルポテンシャルと磁束との関係は(13)式で与えられる。

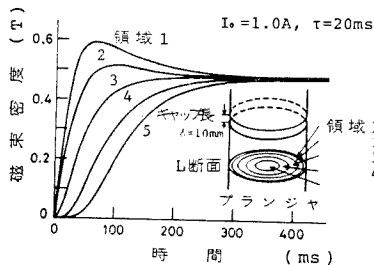
$$\phi(\pi r^2) = \int_S \text{rot } A_\theta ds = 2\pi r A_\theta \dots\dots\dots (13)$$

第5図は電磁石の一部について描いたものであり、電流印加直後ではプランジャ鉄心の表層部に磁束が集中し、時間の経過に伴い内部へと浸透していくようすを示す。すなわち、表皮効果によりプランジャの中心部ほど磁化の時間遅れが大きくなっている。その後、浸透が進み内部磁化がほぼ均一となり定常状態に達する。

ギャップに接するプランジャの磁極表面の磁化分布は時間の経過に伴って特異な振舞いを示す。これはギャップ中では磁束は常に半径方向に一様に分布するため、その影響がギャップに面した磁極面に伝わって第5図に示すような結果となる。その後、時間の経過とともに鉄心内に磁束が浸透し、最初鉄心表層部を通過していた磁束は時間の経過とともにギャップ中と同様な磁路を通ることになるためである。このギャップ近傍での鉄心に生ずる効果を表皮効果と対応させて極面効果と呼ぶことにする。

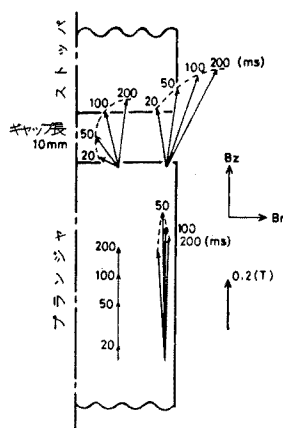
次にこの表皮効果と極面効果を伴うプランジャ中の磁束の応答を第6図に示す。図は、ギャップより 23 mm 離れたプランジャの  $L$  断面(第1図参照)での磁束密度の変化を示し、各領域での磁束密度の平均値の応答である。表層部に近い 1, 2 の領域では、その磁束密度の上立りは非常に速く励磁電流の上立り以上であり、顕著な磁束密度のオーバシュート現象が見られる。中心部では表皮効果により磁束の時間遅れを示している。

極面効果を端的に示す現象として、第7図に示す鉄心各部における磁束密度ベクトルの変化がある。ギャップより離れた表層部においてはそのベクトルの方向



第6図 プランジャ鉄心中の磁束密度の応答(計算値)

Fig. 6. Response of the flux density in the plunger core (calculated value).



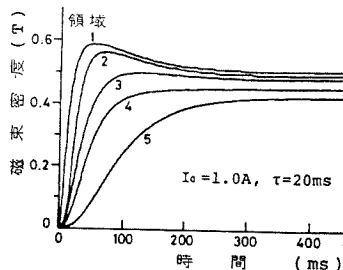
第7図 磁束密度ベクトルの応答(計算値)

Fig. 7. Response of the flux density vector (calculated value).

は変わらず、大きさのみが時間と共に変化する表皮効果が見受けられるが、ギャップに接する磁極表面部の磁束密度ベクトルは時間と共に方向と大きさが変化している。これは初期段階では表層部を通過している磁束が、ギャップでは一様となるように中心軸方向に向かっているが、時間の経過とともに磁束が鉄心内部に浸透し、その結果ギャップ面に垂直方向に向かうためと考えることができる。

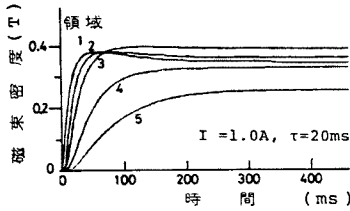
次に、これらの現象を実測した結果を示す。これは第1図に示すように、プランジャの同じ断面に同心円状に設けたサーチコイルを用いて、各領域は隣り合う2個のサーチコイルに現われる電圧差を積分することにより得られる。

第8図はギャップより 23 mm 離れた  $L$  断面での磁束密度の過渡応答である。これは第6図の計算結果と良く一致しており、表層部でのオーバシュート現象や表皮効果が見られる。定常値が各領域で異なるのは、オーバシュートを生じたときのヒステリシス現象によって残留磁束が異なるためと考えられる。



第8図  $L$  断面の磁束密度の応答

Fig. 8. Response of the flux density at the cross section  $L$ .



第9図 K断面の磁束密度の応答

Fig. 9. Response of the flux density at the cross section K.

第9図はギャップに近いK断面での磁束の変化を示しているが、表層部でのオーバシュート現象はL断面に比較してそれほど大きく現われない。これは、極面効果に伴う磁極面近傍での磁束の浸透によるものと考えられる。

なお、励磁電流の時定数を  $\tau = 100 \text{ ms}$  とした場合にはオーバシュート現象は見受けられない。このことはオーバシュート現象が電流の時定数に関係していることを示す。すなわち、このプランジャ鉄心の拡散時定数は<sup>(6)</sup>,

$$\tau_0 = \frac{\mu \kappa a^2}{\nu_1^2} = 0.14 \text{ s} \dots\dots\dots (14)$$

但し、 $\nu_1$ : Bessel関数  $J_0(\nu_1) = 0$  の解 = 2.405

a: プランジャの半径 = 0.02 m,  $\mu$ : 透磁率 =

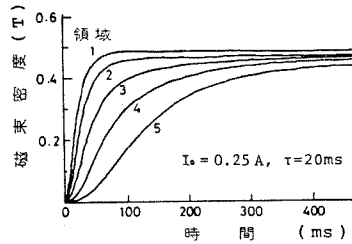
$1.2 \times 10^{-3} \text{ H/m}$ ,  $\kappa$ : 導電率 =  $1.7 \times 10^6 \text{ } \Omega/\text{m}$

となるため、励磁電流の時定数が拡散時定数に近づくこととオーバシュート現象は見受けられなくなる。

(3.2) 磁束の立上り時間 第10図は、ギャップ長  $\delta = 0 \text{ mm}$  のときのL断面での磁束密度を測定した結果である。この場合にはギャップ長  $\delta = 10 \text{ mm}$  のとき(第8図)に見受けられたオーバシュート現象は現われない。これは表皮効果のみが現われてギャップに帰因する極面効果が伴わないためである。

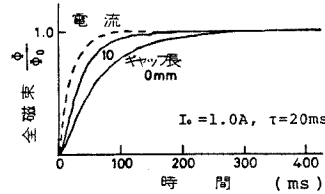
第11図は、プランジャ鉄心中を通る全磁束をその定常状態の値で基準化した場合の時間変化を示す。図より、定常値に達するまでの時間はギャップ長が小さいときの方が遅くなっていることがわかる。この原因は、明らかに極面効果によるオーバシュートによるものである。但し、ギャップ長を大きくすると必然的に磁束量が減少するために、ギャップ長を大きくすることで全磁束の立上り時間を速くしても有効な電磁力を得ることにはならない。

(3.3) 極面効果 第6図および第8図で示したオーバシュート現象は、表皮効果にギャップでの極面効果が伴って生ずるものである。すなわち、電流が印加した直後の過渡状態ではプランジャを通る磁束は表



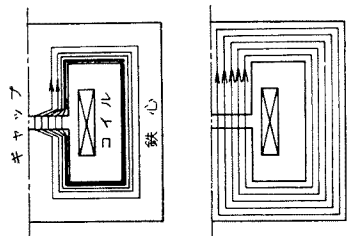
第10図 ギャップ  $\delta = 0$  のときの磁束密度の応答

Fig. 10. Response of the flux density for the gap length  $\delta = 0 \text{ mm}$ .



第11図 全磁束の応答

Fig. 11. Response of the total flux through the plunger core.



(a) 過渡状態 (b) 定常状態

第12図 極面効果

Fig. 12. Pole face effect.

層部に集中するが、ギャップでは全面に広がり、第12図(a)の磁路となる。一方、定常状態では磁束はプランジャ内部にはほぼ均一に広がるため、表層部の磁束の磁路のみを考えるとギャップ中での磁路は過渡状態のように広がらず、(b)図のように鉄心中とほぼ同じように通ることになる。すなわち、電流が印加された直後に表層部を通る磁束の磁気抵抗は、ギャップ部分の磁路の広がりのために小さく、時間の経過とともに増加しその磁気抵抗が変化する。その結果、鉄心表層部の磁束のオーバシュートを生ずるものと考えられる。このようなオーバシュート現象は表皮効果と極面効果によって生ずるものであり、そのことは鉄心部分における磁気回路の磁気抵抗が、ギャップの磁気抵抗に比

較して大きくなると（ギャップ長が小さな場合）生じなくなることからも明らかである。

4. 過渡状態の解析

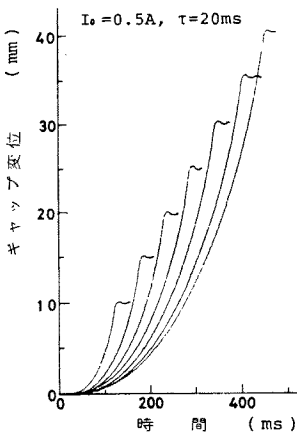
前章は純電氣的な過渡状態の解析であったが、本章では電磁力によるプランジャが動作する機械的運動も含めた過渡状態を解析する。さきに、磁化電流を印加した場合のうず電流による表皮効果、極面効果による特異な磁化過程を明らかにしたが、プランジャが動作する場合にはそのギャップ長の減少による磁束の変化に伴って生ずるうず電流の発生についても考慮しなければならない。ここでは、プランジャの動作時における磁化状態、電磁力、プランジャの動作特性などを調べて複雑な動作状態を握する。

〈4・1〉プランジャの動作特性 過渡状態の動作解析にあたり、てこを用いた実験装置によりプランジャ重量を取除き、慣性質量のみで取扱えるようになっている。この装置による電磁石の過渡状態における動作を第 13 図に示す。これはギャップを電磁石軸方向の中央に配置し、ギャップ長  $\delta=10\sim 40\text{ mm}$  の範囲で 5mm ごとに覚えて測定した結果である。図より到達時間がギャップ長に比例していることがわかる。鉄心中にうず電流が生じ、かつギャップ長により磁束密滞が大きく変化し、漏れ磁束の割合も大きく変わっているにもかかわらず、このような特性が得られることは興味あることである。

これらの曲線は時間のほぼ 4 乗に比例し、その動作特性は近似的に次式のように表わせる。

$$z = K t^4 \dots\dots\dots (15)$$

プランジャは電流印加直後はほとんど動かず、ギャ



第 13 図 プランジャの動作曲線

Fig. 13. Operation curves of the plunger.

ップ長が約半分になるまでにその動作時間の約 84 % を要する。すなわち、前章において述べた準過渡状態におけるプランジャ内の磁束の立上り時間が、動作時間全体に重要な意味をもっていることを示している。

次にこの状態における磁束分布、磁束の時間変化およびプランジャの動作特性を有限要素法を用いた数値解析により示す。この実験では、てこにより慣性質量のみが作用するようになっているので、数値計算ではてこの質量も含めた等価質量を用いる。

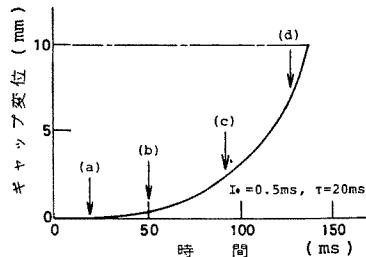
第 14 図は、初期ギャップ長  $\delta_0=10\text{ mm}$ 、 $M=6.0\text{ kg}$ 、印加電流  $I_0=0.5\text{ A}$ 、時定数  $\tau=20\text{ ms}$  の場合の計算値であり、実験値と比較してやや動作時間が長くなっているが、ほぼ一致した結果が得られる。

第 15 図(a)~(d)は、第 14 図に示した各時間における磁束分布を示す。第 15 図(a),(b)はプランジャは動かないで励磁電流が定常値に近い値に達する準過渡状態の過程を示す。(c),(d)図ではプランジャが駆動している状態で、ギャップ長の減少に対して磁束は増加しようとするが、磁束の変化に伴う鉄心内のうず電流によって磁束の増加が妨げられる。

第 16 図はプランジャ動作時のプランジャ鉄心の L 断面での磁束密度変化の計算結果を示す。すなわち、表層部 1, 2 では準過渡状態でのオーバシュートを示した後ギャップの減少に伴い更に急激に増加する。他方、内部磁束の立上りは遅くてプランジャがストップに達する間、緩慢な増加を続ける。

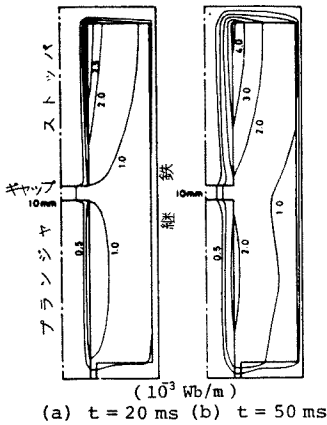
以上、直流電磁石の動作過程に生ずる現象を詳細に調べた。これらの動作過程において、ギャップ長と動作時間の間に比例関係があり、動作曲線は時間の四次関数に近い特性を示すことが明らかになった。この解析の結果を直接に電磁石の最適設計に用いることはできないが、今後の設計のための解析において有益な示唆を得ることができた。

〈4・2〉電磁石の動作時間 次に直流電磁石の動作質量、ギャップ位置、ギャップ長、励磁電流の大き



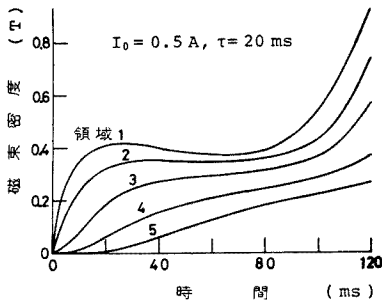
第 14 図 プランジャの動作曲線(計算値)

Fig. 14. Operation curve of the plunger (calculated value).



第 15 図 過渡状態のベクトルポテンシャル分布

Fig. 15. Magnetic vector potential distribution at the transient state.

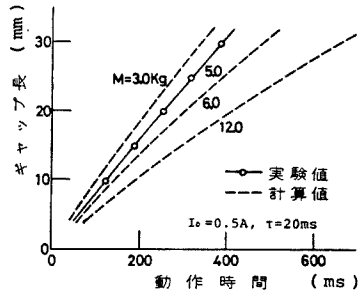


第 16 図 過渡状態の磁束密度の応答(計算値)

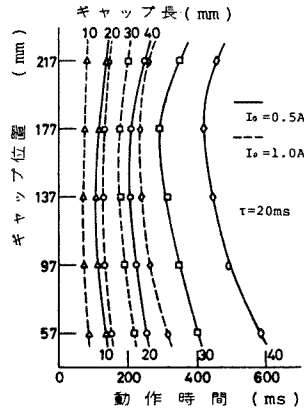
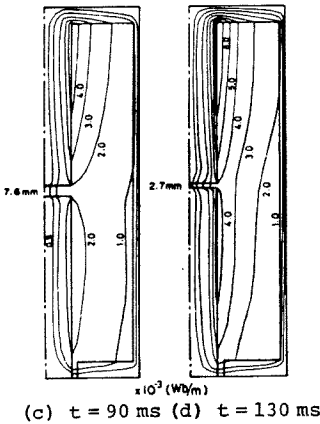
Fig. 16. Response of the flux density at the transient state (calculated value).

さなどを変えたときの動作時間について検討する。

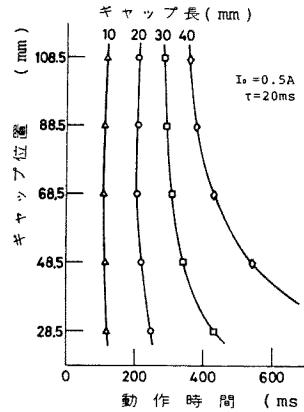
第 17 図はプランジャ質量を変えた場合の動作時間を計算値および実験値により示す。第 13 図で示した



第 17 図 プランジャ質量に対する動作時間  
Fig. 17. Operating time for various values of the plunger mass.



第 18 図 ギャップ位置に対する動作時間  
Fig. 18. Operating time for various values of the gap position.



第 19 図 小形電磁石の動作時間  
Fig. 19. Operating time on the small electromagnet.

ように、ギャップ長と動作時間は、かなりの直線性を有している。この図を用いれば、ストローク、動作時

間、および電磁力の関係が推定できる。次に励磁電流  $I_0=0.5, 1.0A$  の場合にギャップ位置、ギャップ長を変化させたときの動作時間を測定した結果を第 18 図に示す。ギャップ長  $\delta_0=40\text{mm}$ ,  $I_0=0.5A$  の場合については、ギャップ位置は電磁石中央より上方、すなわちプランジャよりストップを短くした方が動作時間が速い。

第 19 図は、これまでの電磁石の半分の長さ ( $l=137\text{mm}$ ) の電磁石について、同じ実験を行なった結果である。ギャップ長が小さいときにはギャップ位置による動作時間の変化は少ないが、ギャップ長が大きくなるとその影響は大きくなり、ストップを長くするほど動作時間が遅くなる。これはストップ部の磁路を長くするとストップ部と継鉄との接続部で局部飽和を生ずるために、ギャップ部を通る磁束が少なくなり動作時間が長くなるためである。

## 5. ま と め

直流電磁石の動作特性を解明するために、プランジャ形直流電磁石を対象にして、有限要素法によりその動作の詳細を明らかにした。有限要素法の適用により具体的な磁気回路中におけるうず電流のための起磁力に対する磁束の時間遅れ、プランジャの動作時間について定量的には握ることができた。磁束の時間遅れについては、鉄心中のうず電流による表皮効果ならびに新たにギャップ付近における極面効果も、立上り時間を決定するのに重要な要素であることが明らかとなった。プランジャの動作中においては、磁束の確立す

る段階が動作時間中のほとんどを占めることが明らかになり、電磁石の動作時間を速くするためにはその磁気回路中のうず電流の影響を少なくするような構造が必要である。

以上は、直流電磁石のうず電流が発生するときの動作特性の解明を行なったが、今後はこれらの検討に基づいて直流電磁石の高速化と動作時間を含む電磁石の最適設計法を確立しなければならない。

終りにあたり、本研究に協力された卒業研究の学生大野節生君(現、日本国有鉄道)、市村一男君(現、北陸電力 K.K)に感謝する。また、計算には本学計算機センタ FACOM 230-35 を使用し、装置は本学工作センタにて製作したことを付記し感謝の意を表す。

(昭和 52 年 8 月 5 日受付, 同 53 年 1 月 5 日再受付)

## 文 献

- (1) 別所・山田・藤本:「大形直流電磁石の動作解析」磁気応用研資 AM-75-5 (昭 50)
- (2) S. Yamada, Y. Kanamaru & K. Bessho: "The transient magnetization processes and operation in the plunger-type electromagnet", *IEEE Trans. Magnetics* 6, 1056 (1976)
- (3) 別所・山田・金丸:「直流電磁石の過渡特性」磁気応用研資 AM-77-19 (昭 52)
- (4) M. V. K. Chari: "Finite element solution of the eddy-current problem in magnetic structure", *IEEE Paper T 73320* (1973)
- (5) O. C. ツィエンキーウィッチ, 他: マトリックス有限要素法 p.181 (昭 49) 培風館
- (6) H. H. ウッドソン, J. R. メルヒャー: 電気力学 II p.9 (昭 45) 産業図書