

図中の記号は以下のように説明される

- N : the number of detonators
- L_1, L_2 : self-inductance
- M : coefficient of mutual inductance
- R_1 : resistance of a leading wire
- R_2 : resistance of a leg wire and a bridge
- f : frequency, $\omega = 2\pi f$
- i_1, i_2, e : instantaneous value
- I_1, I_2, E : effective value

この解析の目的とするところは、種々の変数間の関係を求め、さらには、発破器の仕様を決定していくことにある。つまり、 E, f が与えられた時に R_2 に流れる電流 I_2 を求めることによって、 E, f を逆算する。

Fig. 3 において、電圧の瞬時値を e 、1 次回路に流れる電流の瞬時値を i_1 、2 次回路に流れる電流の瞬時値を i_2 とすると、次の 2 式が成り立つ。

$$NL_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1 + NM \frac{di_2}{dt} = e \quad (1)$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2 i_2 + M \frac{di_1}{dt} = 0 \quad (2)$$

ここで、電圧、電流をそれぞれ正弦波とすると、
 $e = E \sin(\omega t - \theta)$

$$i_1 = I_1 \sin(\omega t - \theta + \varphi_1)$$

$$i_2 = I_2 \sin(\omega t - \theta + \varphi_2)$$

のように e, i_1, i_2 は表わされる。ただし、 $\theta, \varphi_1, \varphi_2$ は位相角である。次に、これを複素電圧、複素電流を用いて表わせば、

$$\begin{aligned} e &= E e^{j(\omega t - \theta)} \\ i_1 &= I_1 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_1)} \quad (j = \text{The imaginary unit}) \\ i_2 &= I_2 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_2)} \quad (\epsilon = \text{Natural logarithm}) \end{aligned}$$

となり、(1)、(2) 式中の微分が以下のように簡略化される。ただし、実際の値は上式の虚部から求めることができる。

$$\frac{di_1}{dt} = j\omega I_1, \quad \frac{di_2}{dt} = j\omega I_2$$

$$I_2 = \frac{\omega M \sqrt{(\omega R_1 L_2 + \omega N R_2 L_1)^2 + (R_1 R_2 - \omega^2 N L_1 L_2 + \omega^2 N M^2)^2}}{(R_1 R_2 - \omega^2 N L_1 L_2 + \omega^2 N M^2)^2 + (\omega R_1 L_2 + \omega^2 N R_2 L_1)^2} E$$

となり、上式に種々の値を入れることによって、電橋に流れる電流値 I_2 を求めることができる。また、

$$I_2 = \frac{-Z_{21}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} E = \frac{-Z_{21}}{Z_{22}} \frac{Z_{22}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} E = \frac{-Z_{21}}{Z_{22}} I_1$$

であるから、発破母線電流と脚線電流は、比例関係にあると言える。

次に、 I_2 算出過程で無視した位相について考える。

電磁誘導発破において問題になることは、発破母線これを使用して、(1)、(2) 式を順次変形して行くと、

$$NL_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 I_1 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_1)} + NM \frac{di_2}{dt} = E e^{j(\omega t - \theta)}$$

$$L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2 I_2 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_2)} + M \frac{di_1}{dt} = 0$$

さらに、微分を簡略化して、

$$NL_1 \{j\omega I_1 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_1)}\} + R_1 I_1 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_1)} + NM \{j\omega I_2 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_2)}\} = E e^{j(\omega t - \theta)} \quad (1')$$

$$L_2 \{j\omega I_2 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_2)}\} + R_2 I_2 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_2)} + M \{j\omega I_1 e^{j(\omega t - \theta + \varphi_1)}\} = 0 \quad (2')$$

ここで、電圧、電流の位相は、後で考えることとして無視すれば、(1)', (2)' の複素数はすべて無視できて

$$\begin{aligned} j\omega N L_1 I_1 + R_1 I_1 + j\omega N M I_2 &= E \\ j\omega L_2 I_2 + R_2 I_2 + j\omega M I_1 &= 0 \end{aligned}$$

となる。簡単のために

$$\begin{aligned} R_1 + j\omega N L_1 &= Z_{11} & j\omega N M &= Z_{12} \\ j\omega M &= Z_{21} & R_2 + j\omega L_2 &= Z_{22} \end{aligned}$$

と置けば、

$$Z_{11} I_1 + Z_{12} I_2 = E$$

$$Z_{21} I_1 + Z_{22} I_2 = 0$$

上式を解けば、

$$I_1 = \frac{Z_{22}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} E$$

$$I_2 = \frac{-Z_{21}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}} E$$

ゆえに、2 次電流 I_2 は、

$$I_2 = \frac{-j\omega M}{(R_1 + j\omega N L_1)(R_2 + j\omega L_2) - (j\omega N M)(j\omega M)} E$$

これを、実際の計算に適合するように分母を実数化し、さらに絶対値をとると、

らば、問題は個々の位相についてはなく、1次側より見た力率に問題の的を帰することができる。ここで、1次側から見た合成インピーダンスを Z とすると、

$$Z = \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}} = \left(R_1 + \frac{\omega^2 NM^2 R_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \right) + j\omega \left(NL_1 - \frac{\omega^2 NM^2 L_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2} \right)$$

となるから、一次側の力率 $\cos \varphi$ は、

$$\cos \varphi = \cos \left[\tan^{-1} \left(\frac{\omega NL_1 - \frac{\omega^2 NM^2 L_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}}{R_1 + \frac{\omega^2 NM^2 R_2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}} \right) \right]$$

となる。この力率を、できるだけ大きくすることで、 E に対する I_2 が大きくなることは明瞭であろう。

次に、フェライト・コアによって決定される L_1, L_2, M の値の算出をする。

電磁誘導雷管では、Fig. 2のように環状磁性体を使用しているので、電気磁気学における無端ソレノイドのインダクタンス算出方法と全く同じである。

つまり補助母線のコアに対する巻数を n_1 、脚線のコアに対する巻数を n_2 、また、コアの磁気回路長を l 、断面積を S とすれば、 L_1, L_2, M は、

$$L_1 = \frac{4\pi\mu_r S n_1^2}{l} \times 10^{-7} \text{ (H)}$$

$$L_2 = \frac{4\pi\mu_r S n_2^2}{l} \times 10^{-7} \text{ (H)}$$

$$M = \frac{4\pi\mu_r S n_1 n_2}{l} \times 10^{-7} \text{ (H)}$$

となり、これを I_2 または、 $\cos \varphi$ を求める式に代入すれば良い。ただし、 μ_r は環状磁性体の比透磁率である。

4. 実験

4.1 実験装置

Fig. 4に実験室規模での実験装置を示す。試料としては、図のように雷管と等価な抵抗を接続したものをを用いている。発振器は、1msecから2secまで出力時間を制限できる時限装置の付いたものを使用して出来るだけ実際のものに近い形で実験した。計測は、発振器の出力端より電圧を、母線と脚線よりカーレントプローブで電流をそれぞれデジタルメモリーにいったん

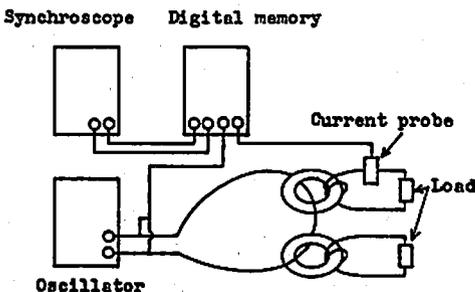


Fig. 4 A method of measurement

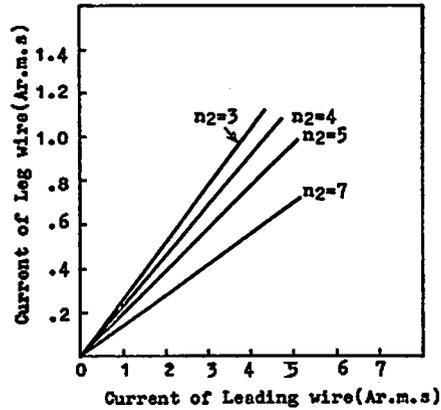


Fig. 5 Current of leading wire vs. current of leg wire

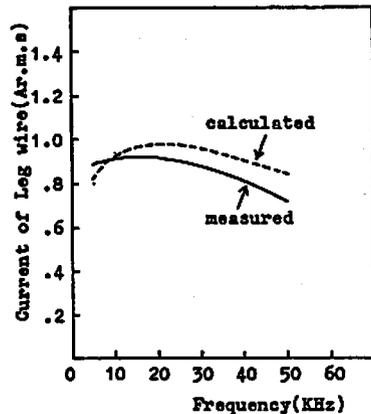


Fig. 6 Frequency of oscillator vs. current of leg wire

記憶した後にシンクロスコープで観測している。ここで使用したカーレントプローブは岩崎通信機株式会社製で、電磁誘導により交流電流を検出し交流電圧として出力するアナログ変換器である。電流感度は2mA/mVで、最大15Aまで測定可能で、800Hz~15MHzの周波数帯域をもっているもので、回路を切断することなく電流を計測できるところに特徴がある。

この計測では E, f, R_1, R_2, N, μ_r などを変化させ I_1, I_2 を主に計測した。

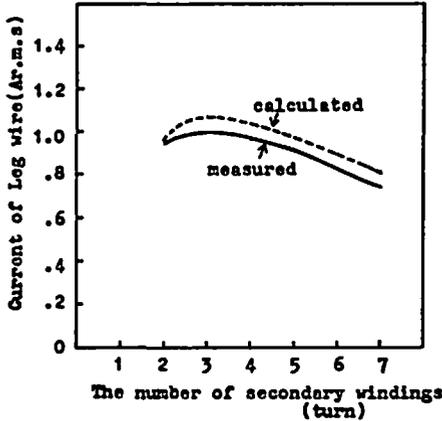


Fig. 7 The number of secondary windings vs. current of leg wire

4.2 実験結果

種々の計測結果の中から、この電磁誘導発破の特徴をよく示していると思われる3つのデータを図示したのが Fig. 5~Fig. 7 である。

Fig. 5 は発破母線の電流と電橋に流れる電流の関係を示している。先の理論計算でも示したように、両者間には、明らかに比例関係がある。また、脚線のコアに対する巻数 n_2 をパラメータとして記した。他の主な値は、 $R_1 = 4 \Omega$, $R_2 = 1 \Omega$, $N = 10$, $f = 14000 \text{ Hz}$ である。

Fig. 6 は、発振器の出力周波数と電橋に流れる電流との関係を示している。実測値は実線で示した方であるが、周波数により、エネルギーの変換量が異なっていることがわかる。主な値は、 $R_1 = 4 \Omega$, $R_2 = 1 \Omega$, $n_2 = 4$, $N = 10$, $P = 30 \text{ W}$ である。

Fig. 7 は、脚線のコアに対する巻回数と電橋に流れる電流との関係を示している。Fig. 6 と同様に実線が実測値である。巻回数によって脚線に流れる電流値が異なり、Fig. 6 と同様にピーク値が存在している。主な値は、 $R_1 = 4 \Omega$, $R_2 = 1 \Omega$, $N = 10$, $P = 50 \text{ W}$, $f = 14000 \text{ Hz}$ である。

5. 計算値と実測値との比較

Fig. 6 と Fig. 7 において点線で示した曲線が、先の計算式による計算結果である。計算値と実測値の曲線の傾向は、両グラフ共に同じである。実測値が計算値を下回っている原因としては、計算では、コアの結合係数を1として、 L_1 , L_2 , M を算出しているのであるが、実際には物理的に結合係数は1未満となること、また、コアの材質は決して一様ではなく、かなりのばらつきがあることなどがあげられる。しかしながら、計算値をもとにして、種々の設計仕様を決定すること

Table 1 Relative permeability and adaptive frequency

relative permeability	adaptive frequency (KHz)	
	lower bound	upper bound
10	10000	800000
50	1000	200000
100	400	10000
500	100	5000
1000	10	1000
5000	—	300
10000	—	100

は、決して無理があることではない。

6. 考察

以上のように電磁誘導雷管の設計には、理論面と実験面の両方からの推定が可能である。ただし、ここで記しておかなければならないことは、上述まででは、磁性体の透磁率の違いに、ほとんど触れずに解析してきていることである。このことに、あえて触れなかった理由は、電磁誘導雷管において磁性体の透磁率が最大の設計の留意点であるばかりでなく、発破の安全性に大きく関与するからである。そこで、Table 1 に磁性体の比透磁率と適応周波数との関係を、おおよその値であるが表にしてみた。このTable 1 は、東京電気化学工業株式会社の製品便覧を参考に、筆者が独自に算出したものであり、現在のフェライト磁性体の性能状況をおおよそつかんでいるものと思っている。この表からわかるように、比透磁率が大きくなるに従って、適応周波数は低くなっているのがわかる。適応周波数というのは、この周波数範囲において、その透磁率が保持される範囲を変わして、透磁率も、ある程度周波数の影響を受けることを意味している。つまり、適応周波数範囲外では、効率がかなり落ちる。ゆえに、電磁誘導雷管の設計前に発破器の出力周波数をあらかじめ決めた後に、それに見合った磁性体を選定する必要がある。本報の実験では、比透磁率が2000~3000のものを使用しているの、計算には $\mu = 2500$ を代入している。磁性体の正しい選択がなされれば、特殊な発破器にしか感応しないので、商用周波数を使用する動力電源などに対する安全性が高いことは自明である。

7. 結び

本報では、電磁誘導雷管による発破法の解析を行なったが、あくまでも、計算と室内実験によるものであるため、実際の発破にそのまま当てはめるには、少々危険が大きいだろう。しかしながら、この検討結果をもとに、実際規模の発破を進捗していくことはできる。

ただ、その場合問題となることは、使用する磁性体の磁束飽和を考慮しなければならないこと、また、発破回路布設による大地容量や、線間容量をも、発破器の周波数と対照して考慮しなくてはならないことなどである。

本報では、そのようなキャパシタンスを無視しているために、実際の発破の検討としては不十分なところもあると思われるが、基礎的な結論は得られたものと

して、ここに報告として投稿した。

- 1) 電気学会編：電気磁気学 第10章
- 2) 電気学会編：電気回路論 第3章, 第4章
- 3) 特公昭 49-22608：電気発破装置：植田武雄, 大角喜郎
- 4) 特開昭 54-156780

Theoretical Study of Electromagnetic Inductive Detonator

by Akihiko NAGAOKA*, and Michiaki SAKAGUCHI*

Nowadays, electric detonator is almost safe against the static electricity. However, we don't have a fundamental solution to avoid the dangers of leakage current and stray current.

In order to solve these problems, we worked out on theoretical study about the electric detonator initiated by electromagnetic induction.

In this method, the electric detonator will not cause an accidental fire by stray current, and also will not misfire by leakage current, because this electric detonator consists of a closed circuit.

When putting to practical use, we must pay attention to the selection of the magnetic material and the treatment of inductance in a blasting circuit.

(*Bibai Factory, Nippon Oil & Fats Co., Ltd.,
Koshunai 549, Bibai City, Hokkaido, Japan)