

# 大森式地震計の改良(第1報)\*

うず電流式制振器について

樋口長太郎\*\*

## Improvement of the Omori's Seismograph by the Application of an Eddy Current Damper (Part 1)

C. HIGUCHI

*Meteorological Research Institute*

An experimental research was made on "Eddy current damper" applicable to the general seismographs.

A pair of MK-5 (having the same magnetic properties as "Alnico-V) permanent magnets of the same dimension were used as a magnetic source, and a copper plate as a conductor. The damping factor of this kind relating to the intensity of the magnetic field and the thickness of the conductor was obtained experimentally some 20 years ago by Prof. Hagiwara, the Earthquake Research Institute, and it was expressed by the following empirical formula

$$f = C\sigma B^2SD,$$

where  $f$  is the damping factor,  $C$  is a dimensionless constant determined by the geometrical dimensions of the magnetic field and the conductor,  $\sigma$ ,  $B$ ,  $S$  and  $D$  are specific conductivity, magnetic flux density, area of the magnetic field and thickness of the conductor respectively.

The following results were revealed after the writer's experiments.

- (1) In order to obtain the maximum value of  $f$  for a given magnetic source, the length of the air gap should be chosen as the magnetic energy in this gap to be maximum, and the conductor should be as thick as possible in the air gap.
- (2) In order to obtain the maximum value of  $f$  for a certain thickness of a conductor, the magnetic source must be designed in such a way that the magnetic energy conserved in the air gap, as nearly thick as the conductor, attains its maximum.
- (3) The constant  $C$  in the above formula, which has no dimension, was doubled compared with the value recommended by Prof. Hagiwara. This difference is considered to come from the difference of the shape of cross-section and also the improved measurement of the flux density.

### § 1. ま え が き

現用の大森式地震計には、うず電流式制振器が用いられているが、制振度が小さくて完全な働きをしていないといわれている。これを改良するために高粘度のシリコン液を用いる液体式制振器の採用を考えたが、この液はわずかではあるが温度による粘度変化があり、また振子の固有周期が大きく復元定数が小さいから、液面の変化による振子のゼロ位置の不安定も考えられるので、より

\* Received July 20, 1953

\*\* 気象研究所地震研究室

弾力なうず電流式制振器の試作を行うことにし基礎実験を進めていたが、一応終わったからその結果を報告する。なお、標題について奇異に感ぜられる向きもあるかと思うが、この名称は電気計器関係者の常用語であり、またこれは筆者が別に研究している動電式制振器とともに電磁式に属するものであるから、区別しておいたほうがよいと考えた。

## § 2. うず電流式制振器の特性

うず電流式制振器の制振係数  $f$  は次の式であらわされている<sup>(1)</sup>。

$$f = C\sigma B^2SD. \quad (1)$$

ここに  $\sigma$  : 導体の比電気伝導度,  $B$  : 磁界の磁束密度,  
 $S$  : 磁界の面積,  $D$  : 導体の厚さ,  
 $C$  : dimension を持たない量で磁界および導体の幾何学的形状で定まる  
 (単位 : CGS 電磁単位. 以下すべて同じ)

この式の  $f$  および  $\sigma$  は地震計の定数、構造および導体の材質から定まるものであり、 $C$  の値はすでに実験的に出されている<sup>(2)</sup>。残る量  $B^2$ ,  $S$ ,  $D$  は磁源と導体に関するものであるが、 $D$  もまた一般には地震計の構造から制限されるものである。したがって、この制振器の特性は、これに採用する磁源の特性だけによって左右されることになる。

磁源の空隙の長さを  $l_a$  とすると、その空隙にたくわえられる磁気エネルギーは  $B^2Sl_a$  に比例し(1)式の右辺はこの量に関係する。いま、磁源が与えられたとすれば  $D=l_a-\delta$  とおいて、

$$(1) \text{ 式は } f = C\sigma B^2S(l_a-\delta)$$

となり  $\delta$  によって他の要素の値は変化しないから  $\delta=0$ ,  $D=l_a$  の場合に  $f$  の値は最大となる。また、 $f$ ,  $D$  が与えられた場合には  $l_a=D$  のとき  $B^2Sl_a$  の値が  $f$  に整合し、またそれが空隙の磁気エネルギーの最大に相当するように磁源の形状および大きさを設計すれば最も合理的な制振器が得られることになる。

## § 3. 永久磁石について

磁界の強さの計算は一般的には磁化の強さ  $H$ , 磁束密度  $B$  をベクトル量としてあつかい、また透磁率  $\mu$  は  $B$  の函数であるというやっかいな問題に遭遇するが、磁界は静磁界で現象は準定常的であり、また磁路の大部分は平等断面の強磁性体からなっていて磁束の大部分がその中に局限されているという条件ならば、透磁率の値を常数とみなし一次元の回路として問題を扱っても良好な近似が得られる。また、永久磁石を含む磁気回路は空隙の磁気抵抗とその磁束の逆数との関係が直線的であるという事実から<sup>(3)</sup>,<sup>(4)</sup> 磁石の起磁力および内部抵抗が一定の値をもち、その値は磁石の内

(1), (2) 萩原尊礼：震研彙報 12 (1934) 482—491, または振動測定 169

(3) 抜山 平一：電磁気学第 1 卷 246—251

(4) 小林勝一郎：電気評論 第 4 卷 第 14 号 (1926) 526—534

部を通る磁束の密度にかかわらない、という仮定のもとに問題を扱うことができる。

Fig. 1 において磁石の見掛けの透磁率を  $\mu_m$ 、空隙の透磁率を  $\mu_a$ 、磁石および空隙の長さをそれぞれ  $l_m, l_a$ 、磁石および磁極の断面積をそれぞれ  $a_m, S$  とすると、磁束  $\Phi$  と磁石の見掛けの起磁力  $F$  および空隙の磁気抵抗  $R$  との関係は次式であらわされる。

$$\Phi \frac{l_m}{\mu_m a_m} + \Phi \frac{l_a}{\mu_a S} = F, \quad (2)$$

$$\Phi = \frac{F}{\frac{l_m}{\mu_m a_m} + \frac{l_a}{\mu_a S}}. \quad (3)$$

(3) 式の分母の第1項は与えられた磁石については一定のもので

$$\frac{l_m}{\mu_m a_m} = R_0$$

を永久磁石の見掛けの内部磁気抵抗といい分母の第2項

$$\frac{l_a}{\mu_a S} = R$$

を外部磁気抵抗という。これらを (3) 式に入れて

$$\frac{1}{\Phi} = \frac{R_0 + R}{F} \quad (4)$$

が得られる。また、

$$F = H_m l_m$$

として  $H_m$  を永久磁石の単位長当りの見掛けの起磁力という。

空隙の磁束密度を  $B = \Phi/S$  とすると、(4) 式から

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{F}{S(R_0 + R)} = \frac{H_m l_m}{S(R_0 + l_a)} \quad (5)^{5)}$$

空隙の体積は  $v_a = S l_a$  であるから

$$B^2 v_a = \left( \frac{H_m l_m}{S(R_0 + l_a)} \right)^2 S l_a. \quad (6)$$

この式の最大は  $l_a = S R_0$  の場合であり、したがって

$$R = R_0. \quad (7)$$

のとき空隙にたくわえられる磁気エネルギーは最大となる。すなわち

$$\begin{aligned} B^2 v_a (max) &= \frac{(H_m l_m)^2}{4 R_0} = \frac{1}{4} \frac{H_m^2 l_m^2}{l_m / \mu_m a_m} = \frac{1}{4} \mu_m H_m^2 a_m l_m \\ &= \frac{1}{4} \mu_m H_m^2 v_m, \quad v_m = a_m l_m. \end{aligned} \quad (8)$$

(5) 空気の透磁率  $\mu_a$  は 1 とする。

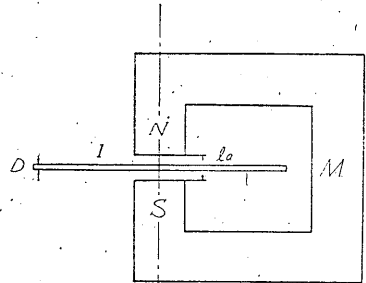


Fig. 1

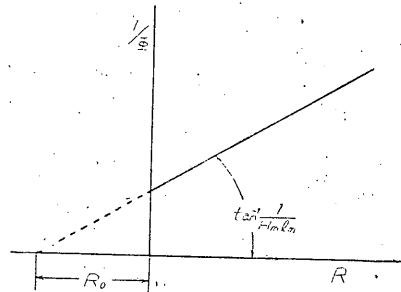


Fig. 2

ここに、 $\mu_m H_m^2$  は永久磁石に固有のもので、その性能を表わす量である。

空隙の長さ  $l_a$  を変えて外部磁気抵抗  $R$  を変化させ  $1/\Phi$  と  $R$  との関係を図示すれば、(4)式か

ら了解できるように、Fig. 2 に示すような直線が得られる。この図から永久磁石に関する  $F$ 、 $H_m$ 、 $\mu_m$  および  $R_0$  などの値を求めることができる。

§ 4. 永久磁石についての実験

Fig. 3 に示すように、2個の同形の永久磁石を向かい合わせ、その空隙の長さを変えて、それぞれの磁束密度を一侧の空隙について測定した。磁石の材質はいずれも MK-5 磁鋼でその形状および大きさはFig. 4 のとおりである。測定点は空隙で 10 か所 (A-A および B-B) 周縁で 3 か所 (B-B面)(Fig. 3)、測定

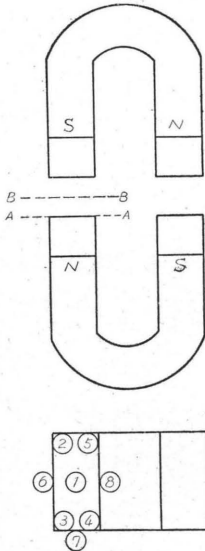


Fig. 3

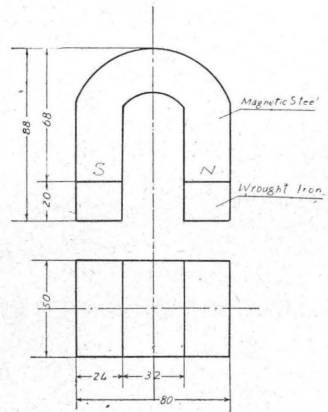


Fig. 4

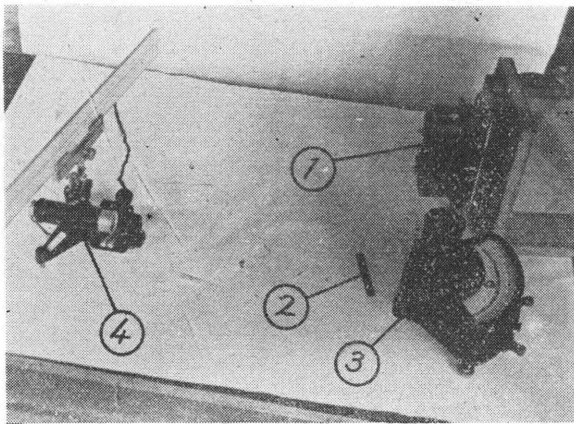


Fig. 5

- 1. Magnet
- 2. Search coil
- 3. Flux meter
- 4. Lamp scale

装置は磁束計 (横河製) のフレをラムプスケールで読みとる方式として、サーチコイルのまど面積はほぼ  $1\text{cm}^2$  に作った (Fig. 5)。

測定の結果は第 1 表, Fig. 6 に示してある。この図において  $B_i$  は空隙の磁束密度,  $B_0$  は周縁の磁束密度のいずれも平均値である。Fig. 7 は Fig. 6 に示された  $B_i$ ,  $l_a$  の値を採用して空隙の磁束  $\Phi$  および外部磁気抵抗  $R$  を算出し  $1/\Phi$  と  $R$  と関係を図示したものである。

$1/\Phi$  と  $R$  との関係は Fig. 7 に示すとおり直線となるから、これを式であらわすと、 $a$  および  $b$  を定数として

$$1/\Phi = a + bR \tag{9}$$

となる。

$1/\Phi$  と  $R$  との関係がかように直線的であることは、Fig. 8 に示す等価回路のように内部起磁

第 1 表

空隙長 (cm)	磁 束 密 度 $\times 10^{-3}$ (Gauss)												
	空 隙 (A-A)					空 隙 (B-B)					周 縁 (B-B)		
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	6	7	8
0.3	7.11	6.50	6.11	6.72	6.50						1.21	0.93	0.88
0.4	5.95	5.40	5.34	5.95	5.51						1.37	1.32	0.99
0.5	5.34	5.10	5.12	5.28	5.17						1.59	1.15	1.37
0.6	4.73	4.29	4.57	4.84	4.24						1.32	1.43	1.10
0.7	4.24	3.85	4.18	4.46	4.13						1.65	1.15	1.54
0.9	3.80	3.41	3.74	3.96	3.58	3.58	3.14	3.63	3.58	3.99	1.21	1.32	1.43
1.1	3.47	3.36	3.47	3.63	3.41	3.36	3.14	3.30	3.08	2.81	1.32	1.43	1.65
1.3	2.97	3.03	3.14	3.25	3.14	2.92	2.70	2.64	2.64	2.70	1.43	1.37	1.32
1.5	2.75	2.92	2.86	2.97	2.97	2.81	2.64	2.64	2.42	2.58	1.43	1.26	1.43
1.7	2.42	2.25	2.53	2.22	2.47	2.36	2.09	2.42	2.31	1.92	1.26	1.26	1.43
1.9	2.25	2.09	2.36	2.47	2.14	2.09	1.65	2.20	1.92	1.76	0.82	1.04	0.82

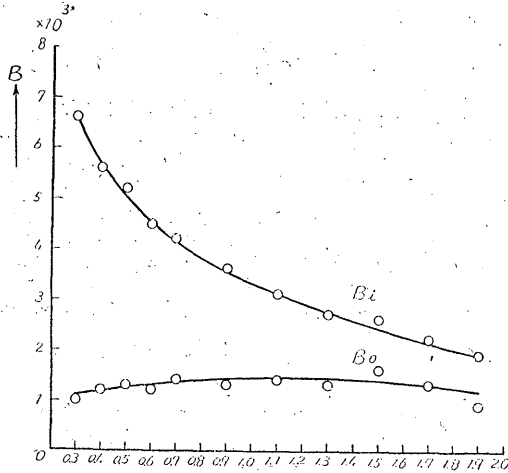


Fig. 6

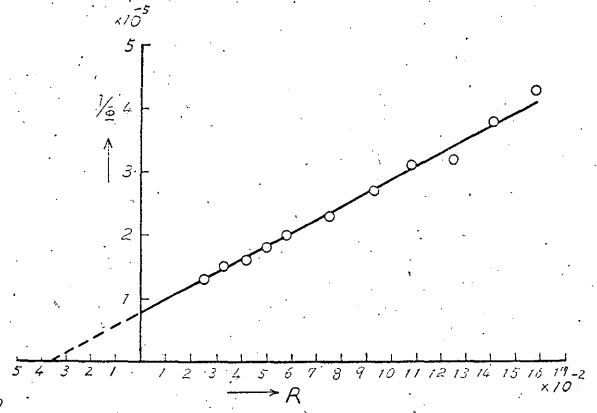


Fig. 7

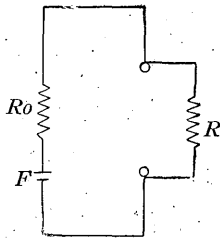


Fig. 8

力  $F$  と内部磁気抵抗  $R_0$  とをもつ磁源の端子に外部磁気抵抗  $R$  を負荷したものに相当すると考えることができる。したがって、

$$a = R_0/F, \quad b = 1/F$$

なる関係となり、これらを (9) 式に代入すれば

$$1/\phi = (R_0/F) + (R/F) \quad (10)$$

となって (4) 式に等しくなる。

この式と Fig. 7 から供試磁石の各値を求めると第2表に示す値となる。

第 2 表

$F = H_m l_m$	4808
$R_0$	0.036
$H_m$	334
$\mu_m$	33.4
$\mu_m H_m^2$	$37.3 \times 10^5$

以上の結果かう一側の空隙について  $B^2 v_{a(\max)}$ , およびそのときの  $B, l_a$  を算出すると (8) 式

$$\text{から } B^2 v_{a(\max)} = \frac{1}{4} \times 37.3 \times 173 \times 10^5 = 16.2 \times 10^7, \quad (\text{a})$$

$$l_a/S = R = R_0 = 0.036, \quad l_a = 0.036 \times 12 = 0.432 \text{cm}, \quad (\text{b})$$

$$v_a = S l_a = 12 \times 0.432 = 5.18 \text{cm}^3, \quad B = \left( \frac{16.2}{5.18} \times 10^7 \right)^{1/2} = 5580 \quad (\text{c}) \quad \text{となる.}$$

#### § 5. § 4. の実験の吟味

この実験の計算については萩原、力武両博士発表の論文<sup>(6), (7)</sup>にならって、磁束が空隙にだけあるものとして行った。しかし、一般にこの種の実験にはフリンジング磁束<sup>(8)</sup>による効果を考へて (9), (10) 式の  $R$  の値は

$$R = (1/\beta)(I_a/S)$$

なる式で計算している。 $\beta$  の値の正確なことは測定にまたなければならないが、この実験については  $l_a = 0.3 \sim 2 \text{cm}$  で  $1.5 \sim 2$  の範囲にあるものと考えられる。

Fig. 6 の  $B_0$  曲線はフリンジング磁束と漏洩磁束との交ったものについての磁束密度を示したもので、これにより空隙外の磁束分布の様子が大体うかがうことができる。この図で注目すべきことは空隙の磁束密度と周縁のそれとを比較して  $l_a$  が磁極の短辺の長さに近い値 (2cm) になっても  $\frac{B_0}{B_i}$  の値が 1 に達しないことである。これは磁石材料の性能がよいこと (保磁力が大きいので  $l_m$  を小さくすることができる) と磁極に軟鉄片を使用したことの効果があずかっているものと思われる。

この実験はうず電流式制振器の磁源としての永久磁石の性能を調べるために § 3. に述べた仮定がなりたつという考えに基いて行ったもので、磁極から出ている磁束だけを対象としており漏洩磁束については全くふれていないから、磁石の真の性能を見出すことは不可能である。したがって、ここに出ている結果を磁石製造業者が発表している減磁曲線などに直接結びつけることはできない。

#### § 6. 制振器についての実験

大森式地震計につける制振器の位置は地震計の構造から制限されて振子の重錘から先の方にとりつけることは困難であるので、導体を重錘の直下につけることにした。

磁源は § 4 のものをそのまま用い、導体は厚さ 0.1cm の市販の銅板とし、それらの配置、寸法などは Fig. 9, 10 に示してあるとおりである。また、振子の振動記録は現用の地震計と同じようにススがきで行わせ、描針は重錘の上面に直接固定した。振子の固有周期を 15, 20sec の 2 種の場合について磁石の空隙長  $l_a$  を変え、そのおのおの自由振動記録をとったものが Fig. 11, 12 に示したものである。

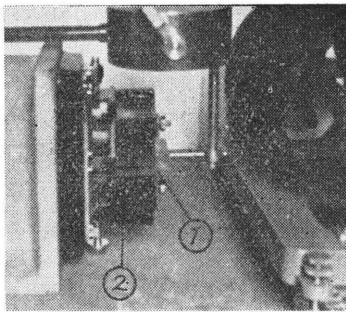
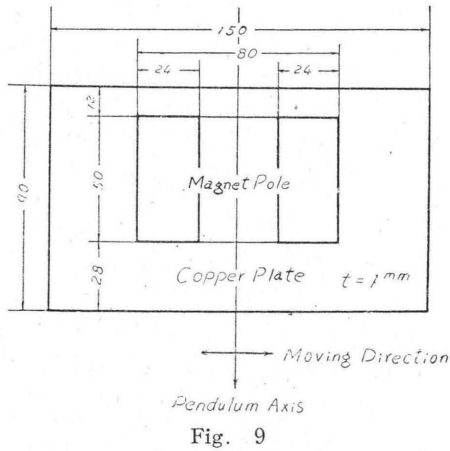
#### § 7. § 6. の実験の結果

この実験で振子が臨界制振の場合の所要制振係数  $f$  と重錘の質量  $M$  および固有周期  $T_0$  との関

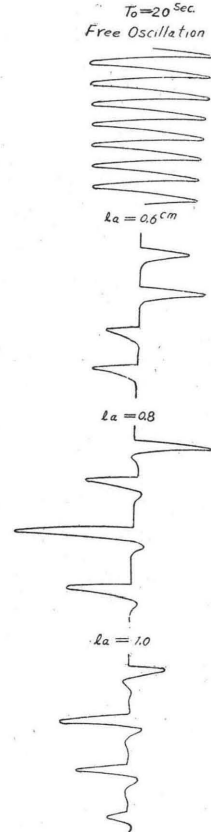
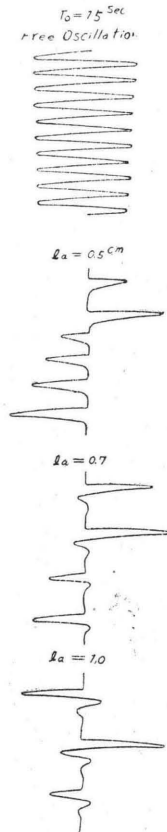
(6) 前出 (1)

(7) 力武常次: 震研彙報 23 (1945) 37-46

(8) フリンジング磁束とは磁極面から外部へ彎曲して出て相手極の面またはその近辺に入る磁束をいう



1. Conductor  
2. Magnet



$$\text{係は} \quad f = 4\pi M/T_0 \quad (11)$$

で表わされる。これに数値を入れると  $M = 1.6 \times 10^4 \text{gr}$ ,  $T = 15 \text{sec}$  として  $f = 1.34 \times 10^4$   $T_0 = 15 \text{sec}$  の場合臨界制振は Fig. 10 から  $l_a = 0.5 \text{cm}$  のとき得られている。この磁束密度  $B$  は 5,200 である (Fig. 6).

$$\text{また,} \quad \sigma = \frac{1}{1.72} \times 10^{-3}, \quad S = 12, \quad D = 0.1$$

として、これらの値を (1) 式に代入すると、磁石数は 2 であるから  $C (2 \times 1.89 \times 10^4) = 1.34 \times 10^4$  となり、 $C$  の値は 0.354 となる。固有周期を 20sec とした場合にもこれと同じ結果がでる。

萩原博士は  $C$  の値として 0.2 くらいを推奨し、これを条件として磁極と導体との幾何学的形状の比を定めている<sup>(9)</sup>。この実験では上記の条件にくらべて導体の形状が不利なものであるにもかかわらず  $C$  の値が 2 倍の値に近くなったことは注目すべきことである。

(9) 前出 (1)

両者の実験方法の相違点のおもなるものをあげると、萩原博士の方法では (a) 磁源は 1 対の磁極をもつ電磁石、(b) 磁極の形状は正方形に近い、(c) 空隙の長さおよび磁束を一定にし導体の形状を変えて制振係数を測定している、(d) 磁極から出る全磁束をバリチェック法で測り、サーチコイルの面積は磁極の面積  $3\text{cm} \times 4\text{cm}$  および  $4\text{cm} \times 4\text{cm}$  に対して  $6\text{cm} \times 6\text{cm}$  となっている、この実験では (a) 磁源は 2 対の磁極をもつ永久磁石、(b) 磁極の形状は矩形、(c) 導体の形状は一定とし空隙の長さを変えて (磁束が変る) 制振係数を測定した、(d) サーチコイルの面積を  $1\text{cm}^2$  にして空隙の磁束密度を磁束計で測定した。

以上を比較して特に相違すると考えられる点は (d) の項である。すなわち、萩原博士の場合は磁極面積にくらべて 2 倍以上の面積をもつサーチコイルを使って全磁束を測り、その値を全磁束  $\Phi$  として計算に採用している。したがって、 $f$  の一定値に対して  $B^2$  の値が実情より大きくなったので  $C$  の値が小さくでてきたものと思われる。力武博士<sup>(10)</sup>もこの点に論及し、 $C$  の値は計算値が実験値の約 2~3 倍となり、これは漏洩磁束の影響によるものであると指摘している。これを要するに  $C$  の値は磁極および導体の形状と空隙磁束の密度分布により左右されるものであると考えられる。

次に、この磁源で得られる制振係数の最大  $f_{\max}$  は § 2, § 3 に述べた理論および § 4 の実験結果から

$$D = l_a = 0.43\text{cm}, \quad B^2 S l_{a\max} = 16.2 \times 10^7, \quad \sigma = (1/1.72) 10^{-3}, \\ C = 0.36, \quad \text{磁石数} = 2$$

として

$$f_{\max} = 2 \times \left( 0.36 \times \frac{1}{1.72} \times 16.2 \times 10^4 \right) = 6.8 \times 10^4$$

となる。(11) 式に上の値を入れて  $T_{0\min} = 4\pi M / f_{\max} = 3\text{sec}$ .

すなわち、この磁源によって  $T_0$  が約 3 sec まで臨界制振にすることができることになる。ただし、このときは導体の厚さは約 0.4cm (材質は銅) としなければならない。

### § 8. む す び

地震計の制振器には、うず電流式のものがあるがその性能から考えて適しているが、制振係数の大きなものを作ることが困難であったため用途が制限されていた。最近 Alnico 級の磁石が市場に出まわってきたので、これを使って大森式地震計の制振器を作を試み、実験の結果充分間に合うものができることをたしかめた。

この実験は広野地震研究室長指導のもとに中央気象台地震計室で行った。和達台長、井上地震課長から終始御激励と御配慮をうけ、地震課職員諸氏にはいろいろお世話になった。また、実験の大部分は地震課小野崎誠一君の協力によるもので、器材の製作は気象研究所工作係馬場技官ほか職員諸氏の手を煩わした。筆をおくにあたり、以上しるした方々に厚くお礼申し上げます。

(10) 前出 (7)