

短週期の地球電磁場變化に就いて*

星 爲 藏

On the geo-electro-magnetic Variations of shorter Period.

By T. Hoshi.

Assuming that the geo-electro-magnetic variations are produced by a known agency of external origin, and that the earth is a homogeneous isotropic medium for the case of short periodic variations of the order less than some few minutes, the components of the magnetic field and electric field under general consideration are given as follows:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_r &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \bar{\pi}_2}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \bar{\pi}_2}{\partial \alpha^2} & \mu \mathfrak{C}_r &= -\left[\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \right] \nabla^2 \bar{\pi}_2 \\ \mathfrak{B}_\theta &= \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_2)}{\partial r \partial \theta} & \mu \mathfrak{C}_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (r \nabla^2 \bar{\pi}_1) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\nabla^2 \bar{\pi}_2) \\ \mathfrak{B}_\alpha &= -\frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_2)}{\partial r \partial \alpha} & \mu \mathfrak{C}_\alpha &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \alpha} (r \nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla^2 \bar{\pi}_2) \end{aligned}$$

where \mathfrak{B} is magnetic induction, \mathfrak{C} is total current density composing of conduction current and displacement current and $\bar{\pi}_1, \bar{\pi}_2$ which may have the form $\pi e^{-i p t}$, are any functions satisfying the condition

$$\nabla^2 \pi + \left(\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} i p + \frac{\epsilon\mu}{c^2} p^2 \right) \pi = 0.$$

In a particular case where radial component of the magnetic field is existent, the functional forms are

$$\pi_1 = 0, \quad \pi_2 = \frac{1}{r} [A_n J_{n+\frac{1}{2}}(\xi r) + B_n Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi r)] P_n^k(\cos \theta) e^{-i p t},$$

where A_n, B_n are constants to be determined from boundary conditions and

$$\xi = \frac{p \sqrt{\epsilon\mu}}{c} \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma}{\epsilon p} \right)^2 + 1} e^{i \frac{\varphi}{2}}, \quad \varphi = \arctan \frac{4\pi\sigma}{\epsilon p}.$$

We have applied the above analysis to the variability of vertical component of geomagnetism and related phenomena of the earth-current, and come to the conclusion that the variability and E-W component of the earth-current must behave in a likely mood or the phase-difference between them is 0 or π , and N-S component is $\frac{\pi}{2}$ behind the variability.

Conference to the observational data supports that the analysis holds good, but observations made at Toyohara Magnetic Observatory contain some difficulties which the author is inclined to attribute to some local anomalies.

§0. 序

本文に於ては、短週期の地球電磁場變化を取扱はんとするのであるが、最初に、一般的考察を行ひ、夫の結果を個々の場合、特に、鉛直分力の變化度及び地電流の場合に適用する。電磁場變化の

* 昭和 14 年 6 月 23 日大日本氣象學會講演會にて發表。

源は地球外部に存在し、その分布状態が知られてゐるものとするが、夫の發現の原因及び機構には觸れない。

§1. 一般的考察

電導率 σ , 電媒常數 ϵ , 誘磁率 μ が何れも一定常數である媒質に於ける電磁場基本式は次の如くである。

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathfrak{B} &= \frac{4\pi\sigma}{c} \mathfrak{C} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \mathfrak{C}}{\partial t} = \mathfrak{C} & \text{c) } \operatorname{div} \mathfrak{C} &= 0 \\ \text{b) } \operatorname{rot} \mathfrak{C} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} & \text{d) } \operatorname{div} \mathfrak{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

磁氣感應 \mathfrak{B} が vector-potential \mathfrak{A} を有するならば、次の關係を満足することを要する。

$$\text{a) } \mathfrak{B} = \operatorname{rot} \mathfrak{A} \quad \text{b) } \operatorname{div} \mathfrak{A} = 0 \quad (2)$$

今、 \mathfrak{A} の各成分を次の如くに與へる。

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{A}_r &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \bar{\pi}_1}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \bar{\pi}_1}{\partial \alpha^2} \\ \mathfrak{A}_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_1)}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \bar{\pi}_2}{\partial \alpha} \\ \mathfrak{A}_\alpha &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_1)}{\partial r \partial \alpha} - \frac{\partial \bar{\pi}_2}{\partial \theta} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

茲に、 $\bar{\pi}_1, \bar{\pi}_2$ は $(r, \theta, \alpha; t)$ の函数である。(3) は、明かに、(2.b) を満足する。

\mathfrak{B} の各成分は、(3) と (2.a) より次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{B}_r &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \bar{\pi}_2}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \bar{\pi}_2}{\partial \alpha^2} \\ \mathfrak{B}_\theta &= \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_2)}{\partial r \partial \theta} \\ \mathfrak{B}_\alpha &= -\frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 (r \bar{\pi}_2)}{\partial r \partial \alpha} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

(1.a) と (4) より次の關係を得る。

$$\left. \begin{aligned} \mu \mathfrak{C}_r &= -\left[\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \right] \nabla^2 \bar{\pi}_1 \\ \mu \mathfrak{C}_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (r \nabla^2 \bar{\pi}_1) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\nabla^2 \bar{\pi}_2) \\ \mu \mathfrak{C}_\alpha &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \alpha} (r \nabla^2 \bar{\pi}_1) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\nabla^2 \bar{\pi}_2) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$\bar{\pi}_1, \bar{\pi}_2$ は何れも $e^{-i p t}$ ($p = \frac{2\pi}{T}$, $T = \text{週期}$) なる因子を有するものとし

$$\pi_j(r, \theta, \alpha; t) = \pi_j(r, \theta, \alpha) e^{-i\omega t} \quad j=1, 2. \quad (6)$$

とおく. π_1, π_2 は次の関係を満足することを要する.

$$\nabla^2 \pi_j = - \left(\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} ip + \frac{\varepsilon\mu}{c^2} p^2 \right) \pi_j \quad j=1, 2. \quad (7)$$

傳導電流が省略出来るときは:

$$\nabla^2 \pi_j = - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} p^2 \pi_j \quad j=1, 2.; \quad (8)$$

變位電流が省略出来るときは:

$$\nabla^2 \pi_j = - \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} ip \pi_j \quad j=1, 2. \quad (9)$$

である.

(7), (8), (9) を満足する函数は夫々次の如くである.

$$\left. \begin{aligned} \pi_j &= \frac{1}{\sqrt{r}} Z_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{p\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma}{\varepsilon p}\right)^2 + 1} \cdot e^{i\frac{\varphi}{2}} \cdot r \right) P_n^k(\cos\theta) e^{-ik\alpha} \\ \varphi &= \arctan \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon p} \end{aligned} \right\} \quad (7')$$

$$\pi_j = \frac{1}{\sqrt{r}} Z_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} pr \right) P_n^k(\cos\theta) e^{-ik\alpha} \quad (8')$$

$$\pi_j = \frac{1}{\sqrt{r}} Z_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{4\pi\sigma\mu}}{c} e^{i\frac{\varphi}{2}} \cdot r \right) P_n^k(\cos\theta) e^{-ik\alpha} \quad (9')$$

茲に, $Z_{n+\frac{1}{2}}(z)$ は Bessel 函数で, 一般には, c_1, c_2 を係数として

$$Z_{n+\frac{1}{2}}(z) = c_1 J_{n+\frac{1}{2}}(z) + c_2 Y_{n+\frac{1}{2}}(z) \quad (10)$$

なる形を有する. $P_n^k(\cos\theta)$ は k 階 n 次の球面陪函数で, 特に, $\frac{\partial \pi_j}{\partial \alpha} = 0$ なるときは $P_n(\cos\theta)$ となる.

媒質の不連続があるときは, π_j は次の境界条件を満足せねばならぬ. 不連続層の半径を R とする.

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } \left[\frac{\partial}{\partial r} (r\pi_1) \right]_{r=R} &= \left[\frac{\partial}{\partial r} (r\pi_1') \right]_{r=R} & \text{b) } \left[\frac{1}{\mu} \nabla^2 \pi_1 \right]_{r=R} &= \left[\frac{1}{\mu'} \nabla^2 \pi_1' \right]_{r=R} \\ \text{c) } [\pi_2]_{r=R} &= [\pi_2']_{r=R} & \text{d) } \left[\frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial r} (r\pi_2) \right]_{r=R} &= \left[\frac{1}{\mu'} \frac{\partial}{\partial r} (r\pi_2') \right]_{r=R} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

§3. 地球電磁場への應用

以上の考察を地球の電磁場へ應用するのであるが, それには地球内外の物理常數を知らねばならぬ.

大氣中に於ける電導率は、高さに依つて違ふのであるが、便宜上、一様な媒質と考へ、 $\sigma=5 \times 10^{-4}$ e.s.u., $\epsilon=\mu=1$ とする。斯の如き状態に於ては、週期が1分以下なれば、6% 以下の誤差の範囲内に於て、傳導電流を省略出来る。

地殻表層の電導率は、時と場所に依つて異なるのであるが、大體 10^8 e.s.u. である。電磁場變化の週期が充分小さければ、減衰が大きく、主として、表層附近に限定され、地殻内深部の物理的状態に關係しない。故に、短週期の變化に關する限り、地球は一様な電導率、誘磁率を持つものと見做す。 $\epsilon=1$ とすれば、地殻内に於ては、常に、變位電流を省略してもその影響は極めて小さい。

大氣中に於ける量には指標 0 を、地殻内の量には指標 1 を附して區別することとし、

$$\xi_0 r = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{c} p r; \quad \xi_1 r = \frac{\sqrt{4\pi \sigma_1 \mu_1 p}}{c} e^{i\frac{\pi}{4}} \cdot r = \rho_1(r) e^{i\frac{\pi}{2}}, \quad \rho_1(r) = \frac{\sqrt{4\pi \sigma_1 \mu_1 p}}{c} r \quad (12)$$

と略記する。

磁場の鉛直分力と是に關聯する地電流を考ふる場合には π_2 を採ればよい。その大氣中に於ける形と地殻内に於ける形は、夫々の次の如く與へられる。

$$\pi_2^0 = \frac{1}{\sqrt{r}} [A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 r) + B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 r)] P_n^l(\cos \theta) e^{-t(p^2 + i a)} \quad r > a \quad (13)$$

$$\pi_2^1 = \frac{1}{\sqrt{r}} A_n^1 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 r) P_n^l(\cos \theta) e^{-t(p^2 + i a)} \quad r < a \quad (14)$$

但し地球の半徑を a とする。

變化源より地表面上に達した變化の分布は知られてゐるものとしてある。即ち係數 A_n^0 が與へられてゐる。 B_n^0, A_n^1 は地表面上に於ける境界條件より決定される。

境界條件は (11. e. d) 及び (13) (14) に依つて次の如くである。

$$\left. \begin{aligned} A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) + B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) &= A_n^1 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a) \\ A_n^0 j_0(a) + B_n^0 y_0(a) &= \frac{1}{\mu_1} A_n^1 j_1(a) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

但し

$$\left. \begin{aligned} j_\lambda(r) &= \xi_\lambda r J_{n-\frac{1}{2}}(\xi_\lambda r) - n J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_\lambda r) \\ y_\lambda(r) &= \xi_\lambda r Y_{n-\frac{1}{2}}(\xi_\lambda r) - n Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_\lambda r) \end{aligned} \right\} \lambda = 0, 1 \quad (16)$$

是より

$$B_n^0 = \frac{\frac{1}{\mu_1} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) j_1(a) - j_0(a) J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)}{-\frac{1}{\mu_1} j_1(a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) + J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a) y_0(a)} A_n^0 \quad (17)$$

$$A_n^1 = \frac{J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) y_0(a) - j_0(a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)}{-\frac{1}{\mu_1} j_1(a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) + J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a) y_0(a)} A_n^0 \quad (18)$$

地表面に於ける、磁場各分力（空气中）及び地電流各成分（地殻内）を示せば次の如くである。

$$\left. \begin{aligned}
 \mathfrak{H}_r^0 &= \frac{n(n+1)}{r\sqrt{r}} [A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) + B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)] P_n^l(\cos\theta) e^{-l(\rho t + i a)} \\
 \mathfrak{H}_\theta^0 &= \frac{1}{r\sqrt{r}} [A_n^0 j_0(a) + B_n^0 y_0(a)] \frac{\partial P_n^l(\cos\theta)}{\partial\theta} e^{-l(\rho t + i a)} \\
 \mathfrak{H}_\phi^0 &= \frac{i l}{r\sqrt{r} \sin\theta} [A_n^0 j_0(a) + B_n^0 y_0(a)] P_n^l(\cos\theta) e^{-l(\rho t + i a)} \\
 \mathfrak{E}_\theta^1 &= \frac{l\rho}{c\sqrt{r} \sin\theta} A_n^1 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a) P_n^l(\cos\theta) e^{-l(\rho t + i a)} \\
 \mathfrak{E}_\phi^1 &= -\frac{i\rho}{c\sqrt{r}} A_n^1 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a) \frac{\partial P_n^l(\cos\theta)}{\partial\theta} e^{-l(\rho t + i a)}
 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

次に、地球の存在する爲に、地球外部に及ぼす影響に就て考へる。變化源より地球に向ふ變化を一次、地球の存在する爲に生ずる變化を二次と呼ぶことにする。

地表面に接した大氣中に於ける、一次變化に對する二次變化の比は次の如くである。

$$\begin{aligned}
 \frac{B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)}{A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)} &= \frac{\frac{1}{\mu_1} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) j_1(a) - j_0(a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)}{-\frac{1}{\mu_1} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) j_1(a) + J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) y_0(a) J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)} \\
 &= - \left[1 + \frac{\frac{2}{\pi} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)}{\frac{1}{\mu_1} J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) j_1(a) - J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) y_0(a) J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)} \right]
 \end{aligned}$$

地殻表層の誘磁率は大体 1 に近いものとされてゐるから、 $\mu_1 = 1$ とする。 $\xi_0 a$ は 1 より小さいから、その自乗を 1 に比して省略すれば、上式の次の如くなる。

$$\left[\frac{B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)}{A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)} \right] = - \left[1 - \frac{(2n+1) J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_1 a)}{\xi_1 a J_{n-\frac{1}{2}}(\xi_1 a)} \right] = - \left[1 - \frac{2n+1}{\rho_1(a)} e^{i\frac{\pi}{4}} \right] \quad (20)$$

$T = 60^{\text{分}}$, $\sigma_1 = 10^8$ e.s.u., $a = 6.37 \times 10^8$ cm, $c = 3 \times 10^{10}$ とすれば $\rho_1(a) = 242$ となる。依つて、二次變化の一次に對する比は、殆ど 1 に近い。符號は互に相反するから、磁場の鉛直分力は打消し合ひ、水平分力は互に強め合ふ如くに作用する。

§ 4. 鉛直分力變化度と地電流との關係

磁場鉛直分力の時間的變化の割合即ち變化度（以下鉛直分力變化度を單に變化度と呼ぶことにす）と地電流各成分との關係を考へる。

前章 (19) の第一式より鉛直分力の時間的變化を求むれば：

$$\frac{\partial \mathfrak{B}_r^0}{\partial t} = -\frac{ipm(n+1)}{r\sqrt{r}} [A_n^0 J_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a) + B_n^0 Y_{n+\frac{1}{2}}(\xi_0 a)] P_n^l(\cos \theta) e^{-i(\gamma t + l\alpha)} \quad (21)$$

となる。これと地電流東西成分 \mathfrak{E}_a^l 及び南北成分 \mathfrak{E}_θ^l を夫々對比すれば、(15) の第一式を参照して：

$$\frac{\mathfrak{B}_r^0}{\mathfrak{E}_a^l} = \frac{cn(n+1)}{a} \frac{P_n^l(\cos \theta)}{\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^l(\cos \theta)} \quad (22)$$

$$\frac{\mathfrak{B}_r^0}{\mathfrak{E}_\theta^l} = -\frac{icn(n+1)}{la} \sin \theta \quad (23)$$

となる。

電磁場の分布状態を考へなければ、上の二式は $\frac{c}{a}$ に等しい。

$$\frac{c}{a} = \frac{3 \times 10^{10}}{6.37 \times 10^8} = 47.1 \text{ (}\Gamma/\text{sec/e.s.u./cm)} = 0.000157 \text{ (}\gamma/\text{sec/mv/100 m)}$$

變化度と地電流東西成分とは、その變化の形は全く同一である。變化度と地電流南北成分とは、位相が $\frac{\pi}{2}$ だけ南北成分の方が後れてゐる。

變化のセンス、は磁場鉛直分力の増加するとき（實測に於ては、鉛直分力は鉛直下方に向ふものを正とするから、鉛直分力の減少に當る）是に對應する地電流東西成分は $\frac{P_n^l(\cos \theta)}{\frac{\partial}{\partial \theta} P_n^l(\cos \theta)}$ の符號の正

負に依つて東又は西、南北成分は南に向ふ。

上の解析に於ける座標系は、電磁場變化に就ては、磁氣經、緯度に相當するものと見るべきであるから、地電流測定の際の極板の方向が磁氣經、緯度に對して傾きをなす場合には、解析的には地電流南北成分が零なる場合でも、實測には南北成分の變化が現はれる。

赤道環又は極光圏上層にあると考へられる電流環に依る電磁場變化に於ては、vector-potential は磁氣緯度 θ のみの函數と考へられるから、磁場は半徑 r 方向と緯度 θ 方向の成分のみ現はれ、地電流は經度 α 方向の成分のみ有する。斯くの如き場合、地電流測定の際の極板の方向が、磁氣方位と一致しないときは、その傾きに従つて、南北成分が現はれる。然しその變化の形は、東西成分と同形で、位相の違ひはないのである。此の關係は磁氣嵐の如き場合に、よく見受けられる所である。

§5. 實測と理論の比較

實測と理論とを比較する前に、變化度の測定法に就て一言する。

變化度の測定は、導線を以つてループを作り、このループの包む面積内を過る磁氣感應束の時間的變化に依つて、導線内に誘導される電流を測るのである。この方法に依れば、小磁石を用ひた磁力計にては、とても檢出できない様な小變化をも記録することが出来る。

Faraday's induction law に依れば:

$$JR = \oint \mathcal{E}_i d\gamma = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \iint \mathcal{B}_n df.$$

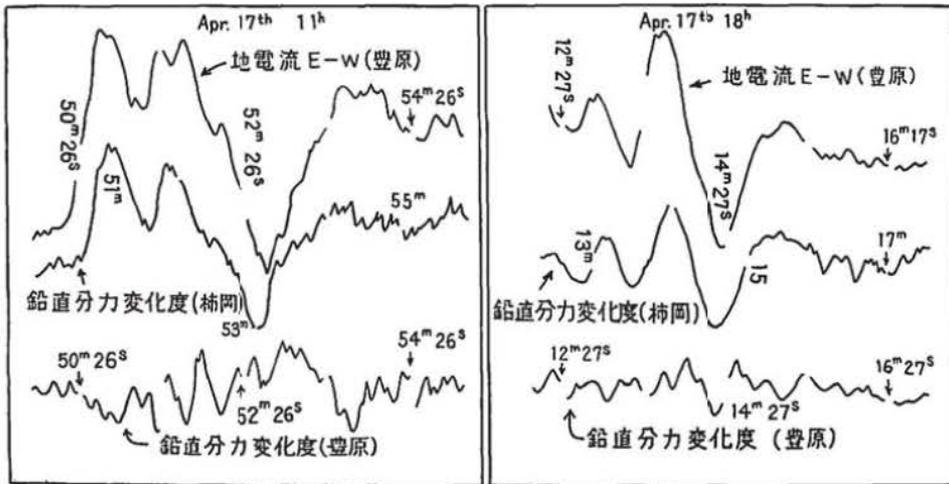
である*. 茲に, J はループを流れる電流, R はループの全抵抗, $\oint \mathcal{E}_i d\gamma$ はループに沿ふ電位差で Randspannung と呼ばれ, $-\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \iint \mathcal{B}_n df$ はループの包む面積内を過る磁氣感應束の時間的變化の符號を替へたもので magnetischer Schwund と呼ばれる. γ を右ネヂを廻す方向にとれば, \mathcal{B}_n はネヂの進む方向に相當し, J は γ と同じ方向ならば正, 然らざるときは負とする.

ループの包む面積内に於て, 鉛直分力の場所に依る違ひ及び土地の誘磁率の場に依る違ひがないものとすれば, 面積素 df に就て積分することが出来て:

$$JR = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{B}_n}{\partial t} F$$

となる. 茲に, F はループの包む全面積である.

實測の變化度と地電流各成分とを比較してみるに, 豊原に於けるものは, 變化度と地電流東西成分とが同じ形のこともあり, 變化度と地電流南北成分とが同じ形のこともあつて, 上の理論では説明出来ない場合がある. 然るに, 柿岡に於ける變化度が, 豊原に於ける地電流東西成分と同じ形の變化をする. 次にその例を示す.



豊原に於けるこの不一致に就ては, 何に依るものであるか, 茲に, 明瞭ならしむることが出来ないのであるが, 豊原に於ては, 鉛直分力の日變化の振幅が他の同緯度に於けるよりも小さいこと,

* 變化度の測定に, この式を用ふことは, 近似的に正しい. 實際には, 導線の電氣容量, 自己感應を考慮しなければならぬが, それ等の影響は極く小さいものである.

變化度の日變化が、殆ど、鉛直分力の日變化と同じ形を呈することから、局部的異狀に依るものではないかと考へられる。

柿岡に於ける變化度と、豊原に於ける地電流とが、理論の如くに、一致することは、一見奇異に感ぜられるが、擾亂は、世界的に、殆ど同時に起るものであるから、あながち不可能な事柄ではないのである。柿岡の地電流と豊原の地電流とは、大抵の場合酷似してゐるから、柿岡の地電流も同じ形であらうと思はれるのであるが、遲廻の記象では、細い變化は明らかでないのである。

概 要

短週期の場合の地球電磁場變化を、地球は一様な媒質であると云ふ假定の下に、理論的に考究し、その結果を、鉛直分力の變化度と地電流の實測と比較した所、豊原に於ては、その正否が分明でないが、柿岡に於けるものは、大體、理論と一致することが分つた。

擧筆するに當り、記象紙の参照を許された今道所長に深甚の感謝を表する者である。

(豊原地磁氣觀測所)
