氣象集誌

第二輯 第十七卷 第六號

論文

地磁氣及び地電流の灣型變化並に脈動に関する研究*

畠 山 久 尙

第一部 地磁氣の灣型變化に就いて

1. 緒 言 灣型變化と云ふのは磁氣擾亂の一種で、磁氣記象紙上に於ける形が海岸線の灣入に似て居るものである。その一例を第 1 圖に示した様に、1 時間乃至 3, 4 時間の内に正常値から離れて一つの極大或は極小を示して再び正常値に戻るか、又は正常値を中心に一つの振動をして再び正常値に戻る様な變化をするものである。中緯度でその變化の較差は大きい時には 100γ に達する。出現の回数は割合多く筆者が調べた所でも相當の大きいものが 3 年間に 400 回位即ち 3 日に 1 回位の割合で起つて居る。

第 1 圖 磁氣記象紙 (豊原, 昭和 9 年 9 月 30 日—10 月 1 日) 約 1/4 大
(寸法値は原記象紙上にて H では $1.64\gamma/\text{mm}$, D では $1^\circ/\text{mm}$)

典型的な磁氣嵐に就いては昔から研究されて居て、その性質も略明らかになつて居るが、灣型變化に就いては未だ餘り顯著な研究がない。L. Steiner は O'Gyalla の、Lubiger は Samoa の、E. Wiechert は Gr. Raum の資料を用ひて研究した論文を發表して居るが、彼等は灣型變化を正變化と負變化 (水平分力に就き) とに分けただけだつた。そして正變化は夜半の 1, 2 時間前に、負變化は正午の 1, 2 時間前に一番多く現はれる點では皆一致して居るが、正變化と負變化の中間の變化即

* H. Hatakeyama: Investigations on the Bay-Disturbance and the Pulsation of the Terrestrial Magnetic Field and of the Earth-Current. 中央氣象臺彙報.

これは中央氣象臺英文彙報第 12 卷第 1, 2, 3 號に發表したものの概要である。

ち水平分力よりも偏角に大きく出る變化は度外視して居り、又高緯度に於ける狀況も調べて居ない。

Birkeland は彼の有名な論文に於いて磁氣嵐の數種の型に就き詳しい研究をして居るが、彼が polar elementary storm と稱したものは中緯度に於ける灣型變化に相當して居る。併し残念な事に Birkeland の調べた polar elementary storm の起時はグリニチ平均時の夜間に限られて居り、又南半球に於ける資料も貧弱で、その爲め幾分誤解に陥つて居る所もある。近頃 McNish が又灣型變化に関する序報的な論文を出して居るが、資料の配布が矢張り地球上全般に行き亘つてゐない爲め、彼の與へた電流系は不完全である。

筆者は中央氣象臺臨時豐原地磁氣觀測所に於いて得られた磁氣記象紙、並に柿岡地磁氣觀測所、青島測候所に於いて得られた資料及び外國の磁氣觀測所から取寄せた自記紙寫しを材料として、灣型變化を研究し、その起因に就いて一つの假説を提出し、これより極光帶の上層に於ける空氣の運動に觸れて見た。

2. 豐原に於ける灣型變化 從來の考へ方に從へば、灣型變化は正常曲線の片側にのみ偏るものであつたが、よく調べて見ると一分力が此の様な變化をして居る時他の分力では一組の極大と極小とを生ずる事がある。それで我々は後者の様な變化をも灣型變化の仲間に入れる事とした。即ち各要素で極大又は極小を現はすか或は一組の極大極小を現はすかして、1 時間乃至 4 時間で原の平常値に戻る様な變化の中、合成した較差 25 γ 以上のものを此處では資料として用ひる事とした。調査に用ひた磁氣記象紙は昭和 7 年 8 月 1 日より昭和 10 年 8 月 31 日に至る期間のもので、可成り擾亂の著しい日でも灣型變化に對する平常値が容易に描ける限りは棄てる事なく用ひた。

第 2 圖に見る様に灣型變化の始まり t_0 と終り t_6 の間を六等分し、これを $t_1, t_2, \dots, t_5$ とする。 $t_1, t_2, \dots, t_5$ 等に於ける各分力の平常値からの偏倚を読みとつた。灣型變化の起時を中央標準時の 2 時間毎の組即ち 0—2 時, 2—4 時, $\dots$, 22—24 時に分ち、それぞれの組に於いて $t_1, t_2, \dots, t_5$ に於ける各要素の平均を勘定した。その結果から水平面内に於ける擾亂ベクトルを描いたものが第 3 圖である。この圖で直交軸は磁氣的南北及び磁氣的東西にとつてある。

第 3 圖を一見して直に我々は灣型變化の主な擾亂ベクトルの日變化と、水平擾亂ベクトルの廻轉方向の日變化とを認め得る。

これ等の變化は大氣の上層に於ける電流によるものと考へられる。この電流の強さと方向を示す

第 2 圖 灣型變化

第 3 圖 灣型變化に於ける擾亂ベクトル圖

第 4 圖 豐原に於ける電流矢と灣型變化の電流系

矢が第 4 圖に表はしてある。破線で示した矢は t_2 に於けるもので、實線で示した矢は t_1 に於けるものである。

毎月の灣型變化の数は第 5 圖の下方に示してある。又毎月の磁氣特性數を同圖の上方に示したが、この兩者は大抵の場合平行に變化して居る。これは一つは灣型變化が他の磁氣擾亂を伴つて起る事が多い爲めであり、又灣型變化自身磁氣特性數を増す傾向にある爲めでもある。灣型變化全部の中 80% は磁氣特性數 1 或は 2 の日に起り、20% が特性數 0 の日に起つて居る。

3 箇年間の灣型變化の月々の和は第 6 圖に示す通りで、春分秋分の頃に二つの極大、夏至冬至の頃に二つの極小を有する復振動をして居る。これは前記諸外國に於ける觀測結果と一致し、又磁氣擾亂が分點月に多いと云ふよく知ら

第 5 圖 各月の灣型變化の數と月平均磁氣特性數

れた事實とも一致して居る。

3. 地球上に於ける擾亂の分布 豊原に於ける灣型變化の際の擾亂の特質は以上でほぼ明らかになつたのであるが、次にはこれを柿岡及び青島に於ける變化と比較してみた。比較に用ひた灣型變化の數は 29 で、これ等は總て極年期間中から選ばれた。又その起時も一日中の總ての時刻に當る様特別の注意を拂つた。殆ど總ての場合を通じ 3 箇所に於ける擾亂磁氣のベクトル圖は相似になり、變化の較差の比は殆ど一定である。平均に於いて豊原、柿岡、青島に於ける較差の比は 100:71:79 であつた。即ち灣型變化に於ける擾亂は北の方で大きいのである。

第 6 圖 灣型變化の數の年變化

次には極年期間中から四つの灣型變化を選んで、その時の磁氣記象紙を約 30 箇所の外國の觀測所から取寄せ、これに就いて調べて見た。この四つの灣型變化の起時は一日の中の色々な時刻に當る様特に注意した。これより豊原に於けると同様の手順で擾亂ベクトルを求め、これに對應する電流矢を求めた。その中の一例昭和 7 年 8 月 28 日 2 時 10 分及び 2 時 34.5 分 (共にグリニチ平均時) に對するものを第 7 圖に示す。圖中太陽に直面して居る點は◎印で示してある。他の 3 回の灣型變化に就いてのものでも殆ど大同小異で、これ等から見ると第 4 圖に書き込んだ様な電流系が灣型變化と對應するものの様に見える。唯高緯度にある逆流帶は場合場合に從つて北に偏る事

第 7 圖 昭和 7 年 8 月 28 日の灣型變化の電流矢、實線の矢は 2 時 10 分、
破線の矢は 2 時 34.5 分 (共にグリニチ時)

も南に偏る事もある。又この逆流帶上で發散する點や收斂する點も地方時で 3, 4 時間の範圍内で東西に移動するが、平均に於いては第 4 圖に示した通りである。

以上では未だ極光帯の内部即ち極附近の状態が明瞭でない。これを調べるには Roald Amundsen の北極探險 (1903-1906) に Gjoahavn 及び King Point に於いて得た磁氣記象紙の寫しが全部印刷して出版されて居るのを利用した⁽¹⁾。兩地の經緯度は第 1 表に示す通りである。

斯様に緯度の高い所で得られた磁氣記象紙を見ると普通の意味に於ける日變化は、灣型變化やもつと複雑な polar disturbance に比べると、非常に小さい事が直に氣が附く。筆者はこ

第 1 表

地 名	地 理 的		磁 氣 的	
	經 度	緯 度	經 度	緯 度
Gjoahavn	95°53' W	68°37' N	308°2	77°8
King Point	138°08' W	69°06' N	259°4	70°2

れ等の記象紙に就き一日の平均値からの 2 時間毎の平均偏倚を読み取り、擾亂磁場の日變化を出して見た。結果は第 8 圖に示してある。これで見ると緯度のずつと高い Gjoahavn に於いてはべ

(1) Geofysiske Publikasjoner, Vol. 8.

クトル圖は略圓形であるに對し、極光帯に近い King Point に於いては殆んど南北の方向にのびて居る。

例によつて斯様な磁氣擾亂に相應する上層の電流矢を考えると、極冠の中に於いては、早朝は東に向かひ、午前は南に、晝すぎには西に、晚

第 8 圖 Gjoahavn (左) 及び King Point (右) に於ける日平均擾亂

第 9 圖 極附近の電流系, 下部は晝, 上部は夜の部分

には北に向く。これ等の形は上層に一樣な電流層があり、それが一日の中に時計廻りに廻轉するとすれば説明が附く。極光帯に於いては、電流矢は早朝は西に午後は東に向かひ、中間の時間では消えて了ふ。これは東西に延びる上層の電流帯があり、その中で一日の中の半分は西向きに、半分は東向きに電流が流れて居るとすれば説明出来る。だから極の近くに於ける電流系は第9圖に示す様なものになる。

4. 灣型變化の起因は地球の内にあるか外にあるか この問題を幾分解析的に取扱ふため昭和7年8月28日の2時—3時の擾亂磁場を材料として用ひた。擾亂磁場の配布を見ると同一緯度圈上では經度の sine 又は cosine で變つて居ると見て大差ない様である。そこで此の様に假定して垂直分力及び北向き分力の擾亂を磁氣經度 65° に於ける値に引き直した。その結果は第10圖に示す通りである。角度の關係で此の引き直しが非常に不確かになる地點があるが、それは圖中斜十字點で示した。

第10圖中に描いた曲線は磁氣緯度に対する兩分力の擾亂の配布の趨勢を示すもので、これを一見しただけでも擾亂磁場は磁氣緯度 65° 邊の上空を西向きに流れる電流による事は明かである。地球の永久磁場に就いて Gauss がやり、日變化磁場に就いて Chapman がやつたと同様に各分力を球函數に展開して、各項に就き内部に原因を有つ部分と外部に原因を有つ部分とを比べて見ると、概して前者は後者の $2/3$ 位になる。即ち斯様な擾亂の主な原因は地球表面よりも外にあり、これによつて地殻中に感應される電流が二次的原因となるものと考へられる。この感應電流の一部分が地表に於いて地電流として觀測されるものである。併し今の場合の様に高緯度で大きな變化のあるものを球函數に展開する事に果してどこまで信用をおき得るか疑はしい節もある。それにも拘はらず第10圖を一見してわかる様に主な原因が外にある事は確かであり、若し地球表面より内にあるとすれば垂直分力の擾亂の配布はこうはならない。

第10圖 擾亂磁場の垂直分力 (ΔZ) と磁氣的北分 (ΔN) の緯度に対する配布

5. 灣型變化と極光との間の關係 強い磁氣嵐と極光出現との間に密接な關係がある事はよく

知られた事實である。併し灣型變化と極光との間にどんな関係があるかと云ふ事に就いては何も研究がなかつた。最近 L. Harang は地磁氣、極光、上層大氣の電離度等の同時觀測をして面白い結果を出して居るが、その中に polar magnetic storm と極光とを同時に觀測した例を示して居る。既に述べた様に polar storm は中緯度に於ける灣型變化に對應するものであるから、この Harang の研究は灣型變化と極光との間に密接な関係のある事を暗示して居る。

筆者は豊原に於ける灣型變化の資料とアラスカに於ける極光觀測記録⁽¹⁾とを使つて兩者の間の直接の關係を調べた。1932 年 8 月より 1934 年 12 月に至る間に Fairbanks にある Alaska Agricultural College and School of Mines で、毎回の極光出現の起時終時と最大光輝の時刻とが觀測されて居る。それによると極光出現の觀測可能の日數 669 日であつたに對し、實際に極光を觀測したのは 437 日であつたから、極光が觀測されたのは全體の日數の 65% に當る。

一方豊原に灣型變化が出現したと殆ど同じ頃に Fairbanks で極光を觀測した回數は 153 回で、灣型變化があつても極光を觀測しなかつた回數は 34 回であつた。即ち灣型變化の起つた回數の 82% 以上は極光出現を伴つて居る。この百分率は前記の 65% より遙かに大きいから、灣型變化と極光との間には密接な關係があると云ふ事を結論出来る。

次に Fairbanks に於ける極光の最大光輝の時刻と豊原に於ける灣型變化の最大偏倚の時刻の間の關係を調べて見た。結果は

第 2 表

第 2 表に示してある。兩方の起時は日本中央標準時による 1 時間毎の組に分けて調べた。表を見ると直に頻度は兩

灣型變化最大偏倚の時刻 ——極光最大光輝時刻(時間)	<-4-3-2-1 0 1 2 3 4>
頻 度 (%)	3 0 7 5 16 23 15 10 7 14

者の差 1 時間の所で極大となる事に氣が付く。即ち極光の最大光輝後 1 時間で灣型變化最大偏倚となるものが一番多いのである。これが灣型變化と極光との間に密接な關係のある事を示すもう一つのそして更に信頼度の高い根據である。

6. 圓環に沿つて電荷の分布が與へられた場合の球面上の電場 以上に述べて來た所は總べて觀測から得られた事實を羅列したに過ぎない。次に灣型變化の機巧或は原因に就いて考察を進めたいのであるが、その第一段階として球面上にある圓環に沿つて電荷の分布を與へた時、此の球面上に於ける電場はどの様になるかと云ふ問題を解いて見る。

第 11 圖に見る様に圓環の中心は球の一つの直径の上に載つて居り、圓環の面はこの直径に垂直である。O を球の中心とし、 $P_1(r, \theta_1, \varphi_1)$ は圓環の上の點、 $Q(a, \theta, \varphi)$ は球面上の點、 $OP_1=r$ 、 $OQ=a$ とする。圓環に沿つて電荷が $k \varphi$ の形で與へられ、その配布が時間が経つても變らない

(1) Terr. Mag. and Atm. Elec., Vol. 40, p. 269 (1935),

の表からとり、 $P_{11}^1, \dots, P_{17}^1$ は (3) 式によつて直接計算した。これ等の値によつて球面上経緯度 5 度或は 10 度毎の電位に相當する値を得、これより單位の長さに対する電位傾度を計算して電場の強さに相當する量と方向とを得た。その結果を圖示すれば第 12 圖甲及び乙の様である。同じ強さ

第 12 圖 乙

第 12 圖 甲

の電場が乙に於ては半分の長さで示してある。

第 12 圖の甲乙をよく見ると電場を示す矢の配布は第 4, 7, 9 圖に於ける電流系と非常によく似て居る事に氣附く。上に解いた數學的問題を地球へ引き直して考へる時には、電荷の配布を與へた圓環を極光帶と考へ、電場を計算した球面を上層の電離層に相當させればよい。第 12 圖甲乙に示した様な電位傾度が若し地球の上層の電離層中に存在するならば、大體圖中の矢で示される様な方向及び強さで若干の電流が流れる筈である。電離層の傳導度がさほど大きくない限りは、上の様に靜電氣的に得た値と實際にある値との間には大差はないものと考へられる。

以上の様に考へて來ると地上で觀測される灣型變化は電離層中に於て極光帶から漏洩して來る電流によつて起される勘定になる。然らば極光帶に於ける電荷の配布乃至は電位の配布が前に述べた様に經度の餘弦函數に似た形をとるのは何故であるか、この點に就いては次節に於て考へて見る事とする。

7. 結 論 1. 太陽からの微粒子輻射の役割 前節に述べて來た様に灣型變化が極光帶に沿ふて大きいと云ふ事は極光帶の上空に割合細く纏つた強い電流がある事で説明出来る。電流の向きは太陽に向つた側では東向きで、太陽と反對側では西向きになつて居る。この極光帶上層に於ける電流が灣型變化の第一の原因で、低、中緯度及び極冠中に於ける電流の循環は連續の條件を満すだけのものに過ぎない。既に第 5 節に述べた様に灣型變化と極光の出現との間には非常に深い關係がある。又 Tromsø に於ける Harang の觀測によれば polar storm の起つた時には E 層の電子密度は平常の十倍以上に達して居る。

太陽から輻射された帶電微粒子が地球大氣の中に入る時には地球磁場のために曲つて極光帶附近に集るものが多く、この微粒子によつて極光帶上空の大氣は著しく電離されるものと考へられる。Birkeland, Steiner, Wiechert 等は太陽から輻射された帶電微粒子の直接の磁場によつて polar elementary storm や灣型變化を説明しようとしたが、その様な考へ方では前述の觀測結果を總べて説明し盡す事は出来ない。太陽から輻射された帶電微粒子の役割は極光帶上空の電離層の異常電離にあると考へるのが至當であらう。

2. 極光帶上空の大氣の運動 極光帶上空に於いて上の様な異常電離が起つた時に、灣型變化を起すに必要な電流は如何なる作用で起されるだらうか、これにはダイナモ作用を考へればよい。極光帶上空の地球の永久磁場中で電離度の高い空氣が動くと、その中に電流を流さうとする起電力が起る。極光帶の様な高緯度では地球の水平分力より垂直分力の方がずっと大きいから、空氣の運動が水平であれば大きな起電力が起る勘定である。

既に述べた様に灣型變化の電流系は太陽に對して固定してゐる。だから上に記した様な空氣の運動は常に存在して居るもので、唯極光帶上空で強い電離が起つて居る期間だけ地球磁場に擾亂が起

る。上の様な電流を起すに必要な空氣の水平運動は、北極光帶に就いて云へば午前 8 時から午後 7 時までの晝の部分は南向きで午後 1 時 2 時頃が最も速く、午後 8 時から午前 7 時までの夜の部分は北向きで午前 1 時 2 時頃が最も速い。南極光帶では運動の方向が反對になる。そして極光帶外に於ける電流の循環は、極光帶に於ける主流の兩端及その附近に電荷が集積する事から起る當然の歸結である。

極光帶上空の空氣を比抵抗 r の針金と考へ、此の針金の小部分 dl が v 秒毎の速さで南向き又は北向きに動いた時に、此の針金の中に感應される起電力は dV (電磁單位) $= vZdl$ である。こゝで Z は磁場の垂直分力である。この起電力によつて針金の中に流される電流 i は $dV = irdl$ の式からきまる。これ等の式から i を Z, r, v で表はせば $i = Zv/r$ となる。

電流 i の流れてゐる直線の針金から距離 a だけ離れた所に於ける磁場 ΔN は

$$\Delta N = 2i/a = 2Zv/ar, \quad \therefore v = \frac{\Delta N ar}{2Z}.$$

灣型變化の際に觀測される擾亂磁場の南北成分は極光帶に於ては數百 γ から千 γ 程度に達する。 $\Delta N = 1000 \gamma$, $Z = 50000 \gamma$ ととる事としよう。比抵抗は $r = \frac{1}{b \int \sigma_{\perp} dh}$ で表され、 $\sigma_{\perp}$ は磁場に垂直な方向の電氣傳導度、 b は極光帶の幅とすればよい。Chapman は $\int \sigma_{\perp} dh$ を 2×10^{-6} 電磁單位、 a を 135 杆と推算した。前述の様に Harang によれば polar storm の起つて居る時には電離層の電離度は平常の 10 倍以上に達して居るのであるから、その際の $\int \sigma_{\perp} dh$ は 2×10^{-6} 電磁單位又はそれ以上と推算される。極光帶の幅を 100 杆と假定するならば北向き又は南向きの空氣の運動の速さは 6.8 秒米と出る。

3. 擾亂日變化と灣型變化 第 4 圖及び第 9 圖に示した電流系の圖は一見して Chapman の擾亂日變化の電流系の圖と酷似して居る事に氣が付く。唯違ふ所は 4, 5 時間の位相の違ひがある事である。併し Chapman が用ひた統計材料でも正確に正午で南北分力が消えて居る譯ではなくその點が午前の方に寄つて居るものもあり、又柿岡の材料について上松、高橋兩氏が調べた所でも同様であつた。Angenheister の調査でも同様な傾向が見られる。

結局擾亂日變化の電流系と灣型變化の電流系との間にはその形に於いても亦その位相に於いても何等本質的な違ひは無い。一方擾亂日變化の電流系の起源に關しては今の所何等の定説が無い状態である。既に述べた様な空氣の運動は常に起つて居るのであるから、磁氣嵐の場合の様に強い電離の状態が幾日も續く場合は、その期間中灣型變化の電流系が起つて居ると考へられる。これ即ち擾亂日變化の電流系である。こう考へると灣型變化と擾亂日變化とは共通な簡單な假説で説明される事になる。同じ考へで地磁氣の脈動の多くのものも説明出来るのであるがそれに就いては次に述べる。

第二部 地磁氣の脈動に就いて

1. 結 言 地磁氣の脈動に就いては既に少なからぬ研究がなされて居る。その中ある一地點に於いて觀測される脈動の諸性質を調べたものでは故寺田先生の御研究が一番詳細を極めたもので、殆ど餘す所なく調べてある。併し地球上廣い地域に亘つての配布に關しては研究の数が少なく、僅かに Angenheister や Rolf の調査があるに過ぎぬ。筆者は柿岡及び豊原に於いて觀測された地磁氣の脈動を比較したり、寺田先生の用ひられた磁氣記象紙を調べ直したり等してこれ迄知られて居なかつた脈動の諸性質を見出し、脈動の機巧に關する假説を提出した。

2. 三崎油壺で觀測された脈動 一地點に於ける脈動の諸性質に就いては寺田先生の御研究で殆ど盡されて居るのであるが、筆者は灣型變化の性質と比較する都合上次の様な方法で補足的な研究を行つた。

先づ週期的に變化する磁場の各成分は何れも單弦運動的に變るものと假定する。さうすると南北成分及び東西成分が一回振動する間に脈動の擾亂ベクトルは一つの橢圓を描く事になる。第 13 圖はこの橢圓のベクトル圖を示すものとする。X 軸は北へ向き Y 軸は西へ向くものとする。x, y 軸は橢圓の主軸とし、X 軸と x 軸の間の角を α とする。x, y 軸についての橢圓の式はよく知られて居る通り

第 13 圖

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

である。座標軸を X, Y 軸に轉換し、 $\frac{dX}{dY} = 0$ の所の X の値と $\frac{dY}{dX} = 0$ の所の Y の値を計算すると次の様になる。

$$\left. \begin{aligned} X_0 &= (X)_{\frac{dY}{dX}=0} = \sqrt{a^2 \cos^2 \alpha + b^2 \sin^2 \alpha}, \\ Y_0 &= (Y)_{\frac{dX}{dY}=0} = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + b^2 \cos^2 \alpha}. \end{aligned} \right\}$$

X が Y より遅れて居る位相角を Θ としこれを a, b, α で表はすと

$$\cos \Theta = \frac{(a^2 - b^2) \sin \alpha \cos \alpha}{X_0 Y_0}$$

となる。これ等の式により、磁氣記象紙から讀取つて得た X_0, Y_0, Θ を使つて、 $b/a, \alpha$ 、擾亂ベクトルの廻轉の方向を算出する事が出来る。これ等の量を一々計算によつて求めるのは面倒であるから簡単のために第 14 圖の様な圖表を作つて、これによつて求める事とした。圖中縦軸は Θ (2π ラジアン)の百分率で示す、横軸は Y_0/X_0 にとつてある。そして圖中には二組の曲線が書き込んであ

第 14 圖

り、一組は b/a の曲線、他の組は α の曲線である。第 14 圖に示したのは圖の 1/8 だけである。

寺田先生が御使ひになつた磁氣記象紙の一部を拜借して、脈動の一つながり毎に平均の Y_0/X_0 及び平均の θ を出し、第 14 圖の様な圖表の助けによつて b/a , α , 擾亂ベクトルの廻轉方向を求めた。

色々の時刻に對する α の分布は第 15 圖に示す様である。此の研究に用ひた波群の總數は 508 あつた。第 15 圖を見ると方位角の日變化は半日週期を持つて居る事が一見してわかる。擾亂ベクトルは夜半頃と正午頃とに正南北に向き、又その時刻に對して變化してゆく向きは反時計廻りになつて居る。此の様な變り方は第 3 圖に示した灣型變化の擾亂ベクトルの一日中の變化と大變よく似て居る。但し灣型變化の際には南向きに變化したとか北向きに變化したとか云ふ事があるが、脈動の場合は兩者とも同じく南北の方向に出ると云ふ違ひがある。

3. 灣型變化に伴つた脈動 縦横の尺度の関係上灣型變化は普通の一日一枚の自記紙の上に著しく記録されるものであり、又それには脈動が伴ふ事が多いと云ふ事は磁氣觀測に携つて居る者の間ではよく知られて居る事實である。併し脈動は普通の自記紙の上では唯小さなギザギザになつてし

まつて、各成分に就いて振幅や位相の關係を詳しく調べる事は出来ない。脈動を見易くするには磁力計の感度をよくし又早廻しにせねばならぬ。所がこうすると灣型變化は眼立たぬものとなつてしまふ。こう云ふ譯で灣型變化とこれに伴ふ脈動との關係に就いて調べた人は未だない様である。

併し自記装置の早廻しの度を適度にすると兩方共その性質を調べる事が出来る様になる。豊原で昭和 8 年 3 月 22 日に及び 23 日に此の好例 2 個を得る事が出来た。その中の一つ 3 月 22 日 20 時より 21.5 時に至る灣型變化の際の自記紙の寫しを第 16 圖 (圖版第六參照) に示した。圖中 A, B, C で示したのは脈動で

ある。灣型變化のベクトル圖と脈動の擾亂ベクトルの振動の方向とは第 17 圖に示した。この圖から灣型變化の主な擾亂ベクトルの方向と脈動の振動の方向とが略一致して居る事が一見してわかる。3 月 23 日の灣型變化でも略同様である。

第 17 圖 昭和 8 年 3 月 22 日の灣型變化のベクトル圖と脈動の擾亂ベクトルの振動の方向

この事は既に第 2 節で統計的には明かになつて居たのであつたが、こゝで個々の場合に就いても、その關係のある事が明かになつたのである。

4. 柿岡及豊原に於ける脈動の振幅の比較 異つた觀測地點で相對應する脈動の振幅を比較したものは極めて少ない。Angenheister の研究では低緯度の地殆ど全部に就いて殆ど同時に脈動が現はれると云ふ觀測結果を得て居り、Rolf は脈動の振幅が極光帶の近傍で非常に大きいのに對し Lovö や Rude Skov の様な所でさやつと痕跡が記録されるに過ぎず、Seddin より南方では何も觀測されなかつた。これ等の二例は脈動に二種類あり、一つは赤道に近い所に起源があり、他は極に近い所に起源がある事を暗示するものゝ様である。

柿岡と豊原に於いて三成分揃つた脈動群の早廻し記錄の得られたものが極年期間中二例あつた。

第 15 圖 脈動の α の 1 日中の變化

これは大變数が少ない様であるが、夫は兩所で三成分を同時に早廻しにする機會が少ないからであつて、後にも述べる様に水平分力だけの早廻しは兩所で長期間に亘つて同時記録をとつたから、水平分力についての實例は澤山ある。二つの例といふのは一つは昭和 8 年 7 月 13 日 20 時 02—05 分のもので、他は同 8 月 24 日 20 時 16—18 分のものであつた。これ等の脈動群に就き既述の様な手段でベクトル圖(楕圓)を作り地理的南北を基準とした楕圓の長軸の方位角、長軸の長さ、 b/a 等を第 3 表に示す。

第 3 表

月 日	地 名	方 位 角	長軸の長さ	b/a
7 月 13 日	豊 原	N 43° E	5.91γ	0.07
	柿 岡	N 48° E	3.35	0.12
8 月 24 日	豊 原	N 54° E	2.29	0.28
	柿 岡	N 58° E	2.04	0.08

表を見るに方位角は兩者殆ど一致して居る。柿岡に於ける長軸の長さを豊原に於けるそれで割つた値は前の場合には 0.57、後の場合には 0.89 で何れも緯度の高い方が大きく、これは灣型變化の場合と同様である。

次には水平分力に於ける脈動群の平均振幅を兩所に就いて比較してみた。上の場合と同様柿岡に於ける水平分力の振幅を豊原に於ける振幅で割つて得た頻度分布は

第 4 表

脈動の振幅の比	出現頻度
0.4—0.6	11%
0.6—0.8	22
0.8—1.0	44
1.0—1.2	6
1.2—1.4	6
1.4—1.6	11

第 4 表に示す通りである。これを見ると出現頻度の分布には二つの山があるらしい。一つは 1 よりも小さく、一つのは 1 より大きい。即ち前者では高緯度で振幅が大きく、後者では低緯度で振幅が大きい。出現する数は前者の方がずつと多く、その振幅の比の値は灣型變化の振幅に於ける比の値と似たものである。

5. 結 論 以上の様な觀測結果から結論される事は、脈動には二種あり、一つは極光帶方面に起源を持ち、他は赤道方面に起源を持つ。第一の種類の脈動に對應する電流系は灣型變化の電流系と似たもの或はそれ自身と考へられ、第二の種類の脈動の電流系は磁氣嵐の電流系即ち赤道環型電流系と似たものと考へられる。

第一種の脈動の機巧としては次の様な可能性が考へられる。第一には極光帶上層に常に存在すると考へられる南北向きの空氣の運動に振動性の變化のある事、第二には極光帶上層の空氣が垂直の方向に振動する事、第三には極光帶上層大氣の電離の強さに振動性の變化ある事等が數へ擧げられる。何れにしても主原因は灣型變化の場合と同様極光帶上層の大氣中にあり、低緯度に於ける電流の循環は唯連續の條件を滿すものに過ぎぬ。

第二種の脈動の機巧としては赤道附近に於ける上層大氣の垂直方向の振動を考へればよい。

第 三 部 地電流の灣型變化及び脈動に就いて

1. 緒 言 Chapman, Whitehead, Ertel 等は磁氣ポテンシャルの變化によつて地殻の中に

感應される電流に關する理論を展開した。これ等の理論と Schuster, Chapman 等の地磁氣日變化の理論とを組合せて考へる事により、地磁氣の日變化及地電流の日變化は共に上層大氣中にある或種の電流に依るものであると考へられて居る。地表で觀測される磁場の變化は、上層の電流の變化による部分と、地殻中に感應された電流の地表から地心に至るまでのものの積分効果とから成り立つて居る。これに對し地表で觀測される所謂地電流は、地殻中に感應された電流の地表に於ける値である。

地電流の變化は日變化、磁氣嵐に對應する地電流の嵐、灣型變化、脈動、不規則な變化並に局地的な氣象的な起源を持つた擾亂（驟雨、雷雨、暴風雨雪に伴ふ擾亂等）とから成り立つて居る。所で日變化に就いては前述の様な研究もあるのであるが地電流の擾亂に關しては觀測材料が少ない爲め殆ど調べたものがなかつた。幸ひ豊原地磁氣觀測所では地電流の觀測も實施して居るので筆者はその材料によつて地電流の灣型變化及び脈動に就いて調べて見た。その結果を第一、二部に記した所と比較して見るに、地電流の此の種の擾亂も日變化と同様、上層大氣中の電流の或種の變化が主因となりこのため起つた磁場の變化で感應されたものとして説明される。

尙ほ豊原に於いては地電流は殆ど東西の方向に近く現はれ易い。これは地殻の電氣傳導度が南北の方向に於ける方が東西の方向に於けるよりずつと大きいとして説明される。

2. 地磁氣及び地電流の脈動の比較 地磁氣の三成分と地電流の二成分の揃つた脈動の早廻し記録が昭和 8 年 7 月 13 日と 8 月 24 日の二回豊原で得られた。その中 7 月 13 日の分を第 18 圖（圖版第六參照）に示した。全體の形から見て地電流の東西成分は地磁氣の水平分力とよく對應し（東向きの電流と水平分力の減少と相對應す）、南北成分は偏角とよく對應する（北向きの電流は西偏角の減少と相對應す）。

更に詳しく調べるため第二部に於いて用ひたと同様の方法により、兩者の脈動の主な振動の方向、 b/a 等を求めた。その結果を

第 5 表

第 5 表に示す。

この表で最も眼を惹く點は地電流と地磁氣の橢圓ベクトル圖の長軸の方向が一致しないで地電流が東西の方向に偏つて出易い點である。

月 日		方位角	長軸の長さ	b/a
7 月 13 日	地 電 流	S 64° E	1.20 mv/100 m	0.10
	地 磁 氣	N 43° E	5.91 γ	0.07
8 月 24 日	地 電 流	S 56° E	0.69 mv/100 m	0.06
	地 磁 氣	N 54° E	2.29 γ	0.28

3. 地電流の脈動の統計的研究 寺田先生が地磁氣の脈動でなされたと同じ様な事を地電流の脈動に就いてやつて見た。脈動を週期別にして出現頻度分布を作つてみると第 19 圖の様に 41—50 秒の所で極大となる。寺田先生の地磁氣の脈動の場合は 50—60 秒の所で極大が現はれたので、それ

と比較すると地電流の場合は幾分週期の短い所で頻度極大となる様である。

一方(地電流脈動の振幅÷地磁氣脈動の振幅)は週期の短くなる程値の大きくなること云ふ事がわかつて居るから、これと結び付けて考へると興味が深い。併し週期別にした出現頻度分布は一つには磁力計の感度と自記紙を繰り出す速さによるが、他方では磁力計の吊下磁石及び電流計のコイルの機械的性質

第 19 圖 地電流の脈動の週期別頻度分布

にもよるから一概には論じ難い。

次には週期別に分類して時刻に対する出現頻度の分布を求めた。週期が 40 秒より短い所では晝間に著しい極大が出るが、60 秒より長い所では夜間に極大が現はれる。これは寺田先生が地磁氣の脈動に就いて得られた結果と矢張り一致して居る。

前節に於いて地磁氣の脈動に就いて行つたと同様の方法で $Y_0/X_0-\theta$ 圖(第 14 圖)により、地電流の脈動につき主な振動の方向 α , b/a , 擾亂ベクトルの廻轉の方向等を求めた。週期には拘はらずに時刻に対する主な振動の方向の分布を見ると第 20 圖の様になる。圖を見ると一日中に於ける脈動の主な振動方向の變化は、地磁氣の脈動に於けると同様半日の週期をもつて居る。そして地磁氣及び地電流の脈動の主な振動の方向は、お互に殆ど垂直であるが、併し丁度直角には交つて居ない。既に前節でも述べた様に地電流に於ける擾亂が東西の方向に偏つて起り易い傾向が現在の場合にも明瞭に見る事が出来る。

振動の方位角の平均値を 2 時間毎の各組について計算し、次に三崎に於ける地磁氣の脈動の振動の方位角も同様に 2 時間毎の平均をとつた。次にこれ等につき方位角

第 20 圖 地電流の脈動の α の 1 日中の變化

の似よつたものを集めて三群とし、各群につき相對應する方位角を表示すれば第 6 表の様である。

尙ほこれを圖で示せば第 21

圖となる。これによると磁力が北に向つて居る時は電位傾度は西に向つて兩者殆ど直角であるが、 a や c の場合には直角より 20° 乃至 40° も偏つて居る。

第 6 表

群	地 電 流 (豊 原)	地 磁 氣 (三 崎)
a	S 42° W	N 68° W
b	S 71° W	N 13° W
c	N 63° W	N 66° E

第 21 圖 地磁氣及び地電流の脈動の平均振動方向

4. 地磁氣及び地電流の灣型變化の比較 地磁氣の灣型變化と地電流の灣型變化との同時の記録は非常に澤山ある。第 22 圖に見る様に脈動の場合と同様、地電流の東西成分に於ける變化は地磁氣の水平分力と、地電流の南北成分は地磁氣の偏角とよく似た形で變化して居る。

個々の灣型變化のベクトル圖から主な變化の方向を読み取り、似た方向のものは集めて三群とし、各群に就いての平均を示すと第 7 表の様になる。これを圖示したものが第 23 圖である。これ等の圖を見ると脈動の場合に述べたと同じく地電流の變化は東西の方向に偏つて起り易い傾向がはつきり見られる。

第 22 圖 地磁氣(上)及び地電流(下)の灣型變化の同時記録(豊原 昭和 8 年 8 月 21 日)

第 23 圖 地磁氣及び地電流の灣型變化の主な擾亂の方向

第 7 表

群	地 電 流	地 磁 氣
a	S 44° W	N 83° W
b	S 79° W	N 1° E
c	N 85° E	S 13° W

5. 地磁氣及び地電流の變化の方向が直角でない事に就いて Ertel⁽¹⁾及び平山氏⁽²⁾は變化する磁場によつて異方性地殻

(1) Veröff. d. Preusz. Met. Inst., Nr. 391 (1932).

(2) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷, 第 456 頁(昭和 10 年).

中に感應される電流の問題を理論的に取扱つた。その結果を借用して上記の観測結果にあてはめて見る。

地殻は異方性電気傳導度を持つものとする、電流 Q の成分 i_r, i_θ, i_φ と電場の成分 E_r, E_θ, E_φ との間の関係は次の様になる。

$$i_r = \sigma_{rr}E_r + \sigma_{r\theta}E_\theta + \sigma_{r\varphi}E_\varphi,$$

$$i_\theta = \sigma_{\theta r}E_r + \sigma_{\theta\theta}E_\theta + \sigma_{\theta\varphi}E_\varphi,$$

$$i_\varphi = \sigma_{\varphi r}E_r + \sigma_{\varphi\theta}E_\theta + \sigma_{\varphi\varphi}E_\varphi.$$

こゝに $\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r}$, $\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi r}$, $\sigma_{\theta\varphi} = \sigma_{\varphi\theta}$ である。 $r=a$ と $r=d(\theta, \varphi)$ の間の地殻が異方性電気傳導度 $\sigma_{ik}(r, \theta, \varphi)$ を持つものとする。準定常状態に對する Maxwell の式

$$\text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{i}, \quad -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot } \mathbf{E},$$

を解くと、電場の θ 及び φ 成分として次式を得る。

$$E_\theta = -\frac{a\bar{\theta}}{\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{im \left\{ \frac{E_n^m}{n+1} - \frac{I_n^m}{n} \right\}}{E_n^m + I_n^m} (K_3 H_\theta - K_4 H_\varphi),$$

$$E_\varphi = -\frac{a\bar{\theta}}{\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{im \left\{ \frac{E_n^m}{n+1} - \frac{I_n^m}{n} \right\}}{E_n^m + I_n^m} (K_5 H_\theta - K_3 H_\varphi).$$

こゝに μ は地殻の透磁率であり、 E_n^m, I_n^m は振幅及び位相角を表はす複素常數である。又

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{\sigma}_{ik} d\varphi = \bar{\sigma}_{ik} \begin{cases} = \bar{\theta} (i=k), \\ = 0 (i \neq k), \end{cases} \quad \frac{1}{d} \int_0^{a+d} \sigma_{ik} dr = \bar{\sigma}_{ik}(\theta, \varphi), \quad (i, k = r, \theta, \varphi)$$

$$K_3 = \frac{1}{\Delta} (\bar{\sigma}_{\theta r} \bar{\sigma}_{r\varphi} - \bar{\sigma}_{rr} \bar{\sigma}_{\theta\varphi}), \quad K_4 = \frac{1}{\Delta} (\bar{\sigma}_{rr} \bar{\sigma}_{\varphi\varphi} - \bar{\sigma}_{r\varphi}^2), \quad K_5 = \frac{1}{\Delta} (\bar{\sigma}_{rr} \bar{\sigma}_{\theta\theta} - \bar{\sigma}_{r\theta}^2),$$

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} \bar{\sigma}_{rr} & \bar{\sigma}_{r\theta} & \bar{\sigma}_{r\varphi} \\ \bar{\sigma}_{\theta r} & \bar{\sigma}_{\theta\theta} & \bar{\sigma}_{\theta\varphi} \\ \bar{\sigma}_{\varphi r} & \bar{\sigma}_{\varphi\theta} & \bar{\sigma}_{\varphi\varphi} \end{vmatrix}.$$

E_θ と E_φ の比をとると

$$\frac{E_\theta}{E_\varphi} = -\frac{K_4 H_\varphi - K_3 H_\theta}{K_5 H_\theta - K_3 H_\varphi}.$$

特に $\bar{\sigma}_{r\theta} = \bar{\sigma}_{r\varphi} = 0$ の場合は

$$\Delta = \bar{\sigma}_{rr} \begin{vmatrix} \bar{\sigma}_{\theta\theta} & \bar{\sigma}_{\theta\varphi} \\ \bar{\sigma}_{\varphi\theta} & \bar{\sigma}_{\varphi\varphi} \end{vmatrix} = \bar{\sigma}_{rr} \Delta', \quad K_3 = -\frac{\bar{\sigma}_{\theta\varphi}}{\Delta'}, \quad K_4 = \frac{\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}}{\Delta'}, \quad K_5 = \frac{\bar{\sigma}_{\theta\theta}}{\Delta'},$$

となり結局

$$\frac{E_\theta}{E_\varphi} = -\frac{\bar{\sigma}_{\varphi\varphi} H_\varphi + \bar{\sigma}_{\theta\varphi} H_\theta}{\bar{\sigma}_{\theta\theta} H_\theta + \bar{\sigma}_{\theta\varphi} H_\varphi},$$

$$\therefore E_{\theta}H_{\theta} + E_{\varphi}H_{\varphi} \frac{\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}} + (E_{\theta}H_{\varphi} + E_{\varphi}H_{\theta}) \frac{\bar{\sigma}_{\theta\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}} = 0.$$

少くとも二組の $E_{\theta}, E_{\varphi}, H_{\theta}, H_{\varphi}$ の値があれば $\frac{\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}}, \frac{\bar{\sigma}_{\theta\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}}$ の値を求める事が出来る。又テンソル橢圓の主軸の方向は次の式から求められる。

$$\alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(-\frac{2\bar{\sigma}_{\theta\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta} - \bar{\sigma}_{\varphi\varphi}} \right).$$

第 5, 6, 7 表に掲げた材料から、上の諸量の値を求めこれを第 8 表に示した。第 8 表を見ると極大電気伝導度の方何れの場合にも

第 8 表

殆ど南北の方向にある。地圖で見ても明かな様に豊原附近の地形は西樺太山脈も鈴谷山脈も又これに挟まれた鈴谷平野もすべて南北の方向に走つて居る。前記の

脈動或は灣型變化	$\frac{\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}}$	$\frac{\bar{\sigma}_{\theta\varphi}}{\bar{\sigma}_{\theta\theta}}$	α
脈動（各個）	0.487	-0.072	N 7°8' W
脈動（統計的）	0.338	0.066	N 5°6' E
灣型變化	0.364	0.209	N 20°6' E

様な數學的の取扱ひをする場合に、地殻が異方性の電気伝導度をもつて居ると見ねばならないのは、要するに觀測地點附近の地形的或は地質的の相貌を大まかに見れば、さう云ふ効果を持つと云ふ事であらう。これ等の點に就いては他の觀測所又は外國に於ける觀測結果と比較する事が出来れば面白いと思ふ。

二種の氣塊の混合*

荻原 晰 二

1. 緒 言

寒暖兩氣の混合の問題は既に古く J. M. Pernter⁽¹⁾, W. von Bezold 等に依つて理論的に研究されて居るが 1930 年に日高博士⁽²⁾は之を嚴密に解かれてゐる。然しながら寒暖兩氣の混合に依つて起れる蒸氣の凝結量は極めて少く雨や雪の原因とはなり得ない。

最近 Rossby⁽³⁾は氣塊の定量的な判別をなす爲に氣塊に conservative なものとして溫位及び混合比を選び之を縦横軸に取つて所謂 Rossby 圖を作つた。氣塊の特性たる溫位及び混合比は其の發生地附近に於ては到る處一定な値を持つてゐるけれ共それが移動するに従つて次第に變化する。此の

* S. Ogiwara: On the Mixing of Two Air Masses. 中央氣象臺彙報.

(1) J. M. Pernter: ZS. f. Met. 1822, S. 421.

(2) 日高孝次: 海洋氣象臺歐文報告. 第 4 卷, 53 頁.

(3) C. G. Rossby: Thermodynamics applied to Air Mass Analysis. Mass. Inst. Tech. Vol. I, No. 3, 1932.