

鮮明に見られる。此雲形などは白烟の實驗で造られる烟の隆起に見る動きや形をよく表してゐると思ふのである。

翼状吊し雲の例は種々あるが代表的の異つたもの三例を挙げたに過ぎない。

吊し雲の下方に渦動片積雲群を伴つたもの 片積雲の一群が吊し雲の下方に在つて渦動状に動いてゐる例で渦動の存在を示すものである。(圖版第三寫眞 6) 實例を挙げれば次の如きものがある。昭和 8 年 9 月 9 日 12 時、昭和 9 年 2 月 1 日 13 時 8 分、昭和 9 年 7 月 10 日 8 時 43 分、昭和 10 年 11 月 8 日 14 時 3 分撮影等。

圓壩状のもの 昭和 10 年 10 月 3 日 7 時 27 分撮影の雲形(圖版第三寫眞 7)は圓壩と云ふのは見掛け上の形であるが雲形を形成する雲粒の動きを活動寫眞に依つて見る時はさながら垂直軸の周圍を雲粒が廻轉するに等しい動きが見られる。更に此雲粒の動きを観察すると下半部は廻轉してゐるものと見る事が出来るが上半部の雲粒は風上部に發生し風下に流れては消えて行く性質のもので氣層が渦動に依つて押し上げられて出來た部分で莢状雲形の重複してゐるものである。此寫眞は立體撮影で無いが先に述べた雲形機巧に従へば此雲の構造は見掛上一大廻轉をする圓壩状の一雲塊の如くに其雲粒は動くのであるが實は此雲の下部に發生した雲粒は廻轉縦軸の周りを廻つて上り圓壩状の雲塊を造つて風下に流れて消えて行くのであつて反對側の雲粒は之と反對の向きの廻轉をする對稱の動きをして居り此一對の渦から成る一塊の吊し雲と見るべきであると思ふ。此見方は廻轉氣流の範圍に雲粒が發生してゐる場合に就てであるが此廻轉氣流に依つて上層に重り合つてゐる不連続面が同時に押し上げられて出來る雲形も圓壩状を呈し其雲粒の動きを一方面から見る時は縦軸廻轉に類似した雲粒の動きとなる事は特殊の重複した笠雲の場合に就ても其例を見るのであつて外見のみに依つて判斷する事は少數の實例のみでは困難である。(第 5 圖 5)

翼状で廻轉雲形を伴つたもの 大正 15 年 8 月 4 日 10 時 30 分撮影の例は翼状に屬するもので其下方が廻轉雲形となつた稀な例である。之は嘗て「廻り雲」として其雲の動きを集誌第 5 卷 7 號に發表した事がある。

活動寫眞に撮影しながら之を立體的に撮影するために數間離れた箇所から部分的に同時撮影を行つた程度の簡単な方法に依つたものであるが此觀測から得た雲の方向は仰角 22 度、方位角北 50 度西を測定したのみで眞の雲の位置に關しては單に想像に依る考へを述べたに過ぎなかつたのである。其後 500 米の基線を用ひて二點觀測を實行して以來撮影した多くの吊し雲に就て觀測した結果を參考として「廻り雲」の眞の位置を推定して見ると富士山の東方風下の上空となり先の仰角と方位角から雲の高さや其位置は同方向の他の吊し雲の場合と比較して大差の無い事を知る。發生原因は他の吊し雲同様山の風下渦動に在る事が知られ此雲形は山に對して左方の主渦動(第 4 圖の A₁)に出來たものと考へられる。雲形の動きを撮影した映畫に依つて之を見るに雲塊は變形しながら廻

轉縦軸を上から見て時計の針と逆の方向に廻轉して昇り風下に流れて消えて行くのである。詳細は先に集誌に發表してあるため此處では省略する。(第 5 圖 6)

積雲状のもの 昭和 8 年 4 月 24 日 11 時 50 分撮影の例は山の風下に浮ぶ積雲状の特殊雲塊で普通の吊し雲として見る事は出來ないが風下一定空間に浮び雲形は渦動状に變化するが其存在は安定してゐるのであつて之も一種の吊し雲と考へるべきであると思ふ。其雲粒の動きは雲塊の下部に發生して弧を描きながら昇り雲底不定の一塊の積雲を構成して風下に消えて行き渦動に依る廻轉性の有る事を表してゐる。立體寫眞に依つて之を見ると山の風下に山に對して凸の弧状に積雲が連つて居り山の風下に出來る渦動に原因するものと見る事が出来る。(歐文報告第 6 卷 1 號に發表)(第 5 圖 7)

層積雲状のもの 昭和 8 年 5 月 11 日 11 時 57 分及同月 12 日 14 時 47 分に撮影した例は層積雲状のもので吊し雲として見難い雲形であるが之等も亦吊し雲中に屬すべきであると思ふ。12 日の雲形(第 5 圖 3)は先に翼状吊し雲の中に掲げた V 字に近い翼状のものである。11 日の雲形(第 5 圖 8)は一見 V 字に見えないが立體寫眞で之を見る時は V 字形を造つてゐるのであつて雲塊を側面から見る爲め其雲形が判然してゐないのである。(歐文報告第 6 卷 1 號發表)

積雲と莢状雲の組合はさつたもの 昭和 9 年 9 月 10 日 7 時 45 分、昭和 11 年 9 月 28 日 16 時 10 分、昭和 12 年 10 月 30 日 8 時 撮影の雲形は何れも此種のもので撮影例が比較的多い。何れも莢状雲形の吊し雲の下部に積雲形の雲の附着してゐる雲形(第 5 圖 9)で雲粒の動きを見ると積亂雲頭と其上に出來た領布雲との關係に在る事が知られる。積亂雲頭に出來る領布雲は雲頭が發達すると共に領布雲を貫いて昇つて行き領布雲は終に消失するが吊し雲の場合は積雲形の雲頭は上方に發達する事無く高さが一定して居り領布雲も雲頭に突き貫かれる事が無い。従つて兩雲形の變化は有るが位置關係は不變である。(第 5 圖 9)

昭和 12 年 10 月 30 日の例は 8 時に撮影したものが立體撮影となつてゐる。此雲形の動きを活動寫眞に依つて見る時は上部の莢状雲が翼状となる場合の有る事が知られるのであつて之は下部の積雲頭が上方に押し上げる範圍が翼状となる性質の有る事を示すものである。

之等の組合せ吊し雲は上部の雲形が押し上げられた不連続面に出來たもので下部の雲形は渦動部の上端が積雲形の雲として現はれて居るものである事が知られる。

結 論

雲形 楕圓或はレンズ形の所謂莢状雲型のものが普通現はれるが翼状或は V 状となる性質がある。此特殊の形が富士山の如き圓錐形の山或は風下氣流に對して同様の結果を表す山形の風下に出現する吊し雲の特性である。

雲形機巧 上層に高温下層に低温の氣流が山頂附近の高さで重り合つてゐる場合に下層氣流が山

の障害のために不連続面以上の高さに侵入して山頂及山腹を越せば風下山腹に沿つて下降する。一方山の両側を廻つて風下に流れ来る下層の低温気流が山の風下に造る渦動や衝突のために山に對して凸の V 字形範圍に氣流の隆起が構成される。此隆起の風上側に前記の山頂方面から下降して来る低温気流が衝突する事に依つて此 V 字形の範圍に氣流が著しく隆起する事になる。此隆起が不連続面を押し上げる程度に高まれば吊し雲が発生し其形は翼狀となる傾向を示す。此押し上げる力の大きさは雲形を定める事になる。

地球磁場の日變化に就いて(第二報)

平 山 操

§1. 電離層の電場

著者は第一報に於て、電離層内の電導度は非對稱テンソルなることを示し、之に依る電流の磁場を計算し實測と比較したが、この電流による電荷の蓄積は考慮しなかつた。

今空間密度を ρ とすると

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \mathbf{i} = 0.$$

然るに第一報⁽¹⁾ (12) 式により $\text{div } \mathbf{i} \neq 0$ にして、従つて ρ は電子密度の變化に伴ひ日變化を示すことになる。然し斯る電荷が電離層に存在することは空中電氣現象の否定する處である。依つてこれは電荷が蓄積されると同時に $\text{div } \mathbf{D} = \rho$ に相當する靜電場が起され全體として $\rho = 0$ ⁽²⁾ となると考へなければならない。

然るに電流の鉛直成分 i_z は境界面にては連続であるか、或は兩媒質に於ける i_z の差に相當する表面密度が存在するかの何れかでなければならぬが、表面密度の存在は空間密度と同じく不適當であるを以て、 i_z は連続でなければならぬ、従つて $i_z = 0$ とすると、 $\text{div } \mathbf{i} = 0$ より

$$\sigma_{zz}E_z + \sigma_{zx}E_x + \sigma_{zy}E_y = 0, \quad (1)$$

(1) (27) 式 $\nabla_*^2 \mathbf{R} = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial i_x}{\partial \lambda} + \frac{\partial i_y}{a \partial \theta}$ は $\nabla_*^2 \mathbf{R} = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial i_x}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial (\sin \theta i_y)}{\partial \theta}$ の誤り。

(2) 單位體積内の電荷 ρ が 0 となる代りに電離層全體としての ρ の和 $\int_0 \rho dz$ が 0 でも差支へなく、この場合には σ の代りに d の平均 $\bar{\sigma}$ を考へればよい。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{zz}E_z + \sigma_{zx}E_x + \sigma_{zy}E_y &= \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi}, \\ \sigma_{yz}E_z + \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y &= -\frac{\partial R}{\partial \theta}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

(1) を E_x, E_y, E_z について解くと

$$\left. \begin{aligned} E_z &= \frac{1}{\Delta} \left\{ (\sigma_{zy}\sigma_{yz} - \sigma_{zz}\sigma_{yy}) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} - (\sigma_{zx}\sigma_{xy} - \sigma_{zz}\sigma_{zy}) \frac{\partial R}{\partial \theta} \right\}, \\ E_x &= \frac{1}{\Delta} \left\{ (\sigma_{zz}\sigma_{yy} - \sigma_{yz}\sigma_{zy}) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} - (\sigma_{zx}\sigma_{zy} - \sigma_{zz}\sigma_{xy}) \frac{\partial R}{\partial \theta} \right\}, \\ E_y &= \frac{1}{\Delta} \left\{ (\sigma_{zz}\sigma_{yz} - \sigma_{zz}\sigma_{yz}) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \varphi} - (\sigma_{zx}\sigma_{xz} - \sigma_{zz}\sigma_{zx}) \frac{\partial R}{\partial \theta} \right\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sigma_{zz} & \sigma_{zx} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} & \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{vmatrix} \dots \dots \dots (3)$$

(2), (3) の σ に前報 (13) 式を代入すると ($h_y = 0$ とす)

$$\left. \begin{aligned} \Delta \cdot W_{xx} &\equiv \sigma_{zz}\sigma_{yy} - \sigma_{yz}\sigma_{zy} = \left(\frac{v^2}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e^2 + \left(\frac{v^2(v^2 + h^2 + \epsilon^2 h^2)}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i^2 \\ &\quad + \frac{\sigma_e \sigma_i}{(v^2 + h^2)_e (v^2 + h^2)_i} \left\{ v_e^2 (v^2 + h^2)_i + v_i^2 (v^2 + h^2)_e + 2\epsilon (v h_x)_e (v h_x)_i \right\}, \\ \Delta \cdot W_{xy} &\equiv \sigma_{zx}\sigma_{zy} - \sigma_{zz}\sigma_{xy} = -(\sigma_e + \sigma_i) \left\{ \left(\frac{v h_z}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e + \left(\frac{\epsilon v h_z}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i \right\}, \\ \Delta \cdot W_{yz} &\equiv \sigma_{zz}\sigma_{yz} - \sigma_{zz}\sigma_{yz} = (\sigma_e + \sigma_i) \left\{ \left(\frac{v h_z}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e + \left(\frac{\epsilon v h_z}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i \right\}, \\ \Delta \cdot W_{yy} &\equiv \sigma_{zz}\sigma_{xx} - \sigma_{zz}\sigma_{xx} = (\sigma_e + \sigma_i) \left\{ \left(\frac{v^2}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e + \left(\frac{v^2}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i \right\}, \\ \Delta \cdot W_{zz} &\equiv \sigma_{zy}\sigma_{yz} - \sigma_{zz}\sigma_{yy} = (\epsilon^2 - 1) \left(\frac{v^2 h_x h_z}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i^2 \\ &\quad + \frac{\sigma_e \sigma_i}{(v^2 + h^2)_e (v^2 + h^2)_i} \left\{ \epsilon ((v h_x)_e (v h_x)_i + (v h_x)_i (v h_x)_e) - v_e^2 (h_x h_z)_i - v_i^2 (h_x h_z)_e \right\}, \\ \Delta \cdot W_{zy} &\equiv \sigma_{xy}\sigma_{zx} - \sigma_{zz}\sigma_{zy} = (\sigma_e + \sigma_i) \left\{ \left(\frac{v h_x}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e + \left(\frac{\epsilon v h_x}{v^2 + h^2} \right)_i \sigma_i \right\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

$$\Delta = (\sigma_e + \sigma_i) \left[\left(\frac{v^2}{v^2 + h^2} \right)_e \sigma_e^2 + \frac{v_i^2 (v^2 + \epsilon^2 h^2)_i}{(v^2 + h^2)_i^2} \sigma_i^2 + \frac{2\sigma_e \sigma_i}{(v^2 + h^2)_e (v^2 + h^2)_i} \left\{ \epsilon ((v h_x)_e (v h_x)_i + (v h_x)_i (v h_x)_e) + v_e^2 v_i^2 \right\} \right] \dots \dots \dots (3')$$

こゝに $\epsilon = \frac{N_e}{N_i}$ にして σ_e, σ_i は夫々 $(\sigma_0)_e, (\sigma_0)_i$ を、又 e, i の脚符のないものは、電子及び正負

イオンによる伝導率の和 $\sigma_e + \sigma_i$ を表すものとす。

$\nu_i > h_i$ なる層 (前報第1表の推定によればこの高さは約 50 杆以下) に於ては $(\nu^2 + h_e^2 + \epsilon^2 h_e^2)_i$ $\approx (\nu^2 + h^2)_i$ と出来、 $W_{xx} = W_{yy}$ となり、前報 (13) と比較し簡単に次の如く書ける。

$$\begin{cases} W_{xx} = W_{yy} = \frac{\sigma_{\perp}}{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e + (\sigma_0 \sigma_{\perp})_i + 2((\sigma_{xy})_e (\sigma_{xy})_i + (\sigma_{yz})_e (\sigma_{yz})_i)} \\ -W_{xy} = W_{yz} = \frac{\sigma_{xy}}{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e + (\sigma_0 \sigma_{\perp})_i + 2((\sigma_{xy})_e (\sigma_{xy})_i + (\sigma_{yz})_e (\sigma_{yz})_i)} \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

但し分母の第二項 $(\sigma_0 \sigma_{\perp})_i$ は $N_i \gg N_e$ なるときは $\nu_i^2 + \epsilon^2 h_i^2 \approx \nu_i^2$ となるを以つて $(\sigma_{\perp}^2)_i$ となる。

然るとき流れの函数 R は (3) より

$$\nabla_*^2 R + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{W_{yz} \partial R}{W_{xx} \partial \theta} \right) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{W_{yz} \partial R}{W_{xx} \partial \varphi} \right) = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{E_x}{W_{xx}} \right) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{E_y}{W_{xx}} \right) \dots (6)$$

但し $\nabla_*^2 = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ を表す。

然るに前報 (29) により $N_e = K_e \sum_{s=0}^{\infty} a_s \cos^s \omega$, $N_i = K_i \sum_{s=0}^{\infty} a_s \cos^s \omega$ と書けるを以つて $\frac{W_{yz}}{W_{xx}}$ は θ のみの函数となるから

$$\nabla_*^2 R - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{W_{yz}}{W_{xx}} \frac{\partial R}{\partial \varphi} \right) = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{E_x}{W_{xx}} \right) - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{E_y}{W_{xx}} \right) \dots\dots\dots (6')$$

前報に示せる如く、 σ_{xy} は N_e のみにより決定されるに反し、 σ_{\perp} は主として N_i によるを以つて、 σ_{xy} の大きさは $N_e \approx N_i$ 即ち負イオンの存在しないときは、 σ_{\perp} と同等の大きさであるが、 $N_i > N_e$ に従ひ σ_{\perp} に比し小となり (6') の左邊第二項は省略し得るに至る。又 $(\sigma_{xy})_e (\sigma_{xy})_i$ は $(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e$ に比し常に小なるを以つて結局 W_{xx} は近似的に、

$$\frac{1}{W_{xx}} = \frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}} + (\sigma_0)_i \dots\dots\dots (5')$$

故に $\frac{1}{W_{xx}}$ は $\frac{N_e}{N_i}$ の如何により異なるが、 N_e が N_i と大差ないときは略々 $\frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ により、其の値は第 5 表に示せる如く 1 電子による値は 10^{-13} (e.m.u.) の程度にして、實測される N_e により十分に日變化磁場を説明することが出来る。次に Pedersen は N_i を N_e の約 100 倍近い値⁽¹⁾ と推定したが、斯くの如く N_i が N_e に比し著しく大なるときは $\frac{1}{W_{xx}}$ は主として $(\sigma_{\perp})_i$ によつて決定され、矢張り又實測磁場の要求する全傳導度を與へるであらう。従来、日變化磁場に等價な電流は主として永久磁場に直角に流れる爲、日變化磁場は磁場に直角の方向の傳導度 σ_{\perp} によつて決定されると考へたが、以上の如く電離層に於ては、空間電荷の蓄積がないとすると、電離層内の電磁現象には σ_{\perp} でなく、 $(\sigma_0)_i + \frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ に等しい傳導率を有する媒質に於けると同等であつて、極

(1) P. O. Pedersen: The Propagation of Radio Waves. Appendix. p. 10.

めて興味深いことである。

§2. 大氣振動に依る磁場

前章により、日變化磁場は $(\sigma_0)_i + \frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ によつて決定されることを知つたので、(以下の σ は、 $\sigma = (\sigma_0)_i + \frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ を表す) 以下に大氣振動に依る磁場を出来るだけ嚴密に基本方程式より計算してみよう。

大氣振動 u による電場 $[u, B]$ は前報により、 ϕ を vector potential とすると

$$[u, B]_z = -H_0 \frac{\partial \phi}{r \partial \varphi}, \quad [u, B]_{\theta} = \frac{2H_0 \cos \theta}{r \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \varphi}, \quad [u, B]_{\varphi} = -\frac{2H_0 \cos \theta}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \dots (7)$$

今 $[u, B]_{\theta}$ 及び $[u, B]_{\varphi}$ を二つの部分に分け

$$[u, B]_{\theta} = -\frac{\partial S}{r \partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}, \quad [u, B]_{\varphi} = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial S}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Phi}{r \partial \theta} \dots\dots\dots (8)$$

但し S 及び Φ は $\phi \propto P_p^q e^{i(q\varphi + \omega t)}$ とすると

$$S = -\frac{2H_0}{p'(p'+1)} \frac{\partial \phi}{r^2 \partial \varphi}, \quad \nabla_*^2 \Phi = 2H_0 \left(\cos \theta \nabla^2 \phi - \sin \theta \frac{\partial \phi}{r^2 \partial \theta} \right) \dots\dots\dots (9), (10)$$

次に vector potential を A とすると電磁方程式の基本式より、單位はすべて電磁單位を用ふると ($\mu=1$ とす)

$$H = \text{rot } A, \quad \nabla^2 A = -4\pi i, \quad i = \sigma(E + [u, B]), \dots\dots\dots (11), (12), (13)$$

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad } \varphi \dots\dots\dots (14)$$

今 $A_r = 0$, $A_{\theta} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \varphi}$, $A_{\varphi} = -\frac{\partial u}{r \partial \theta}$ とおくと、

$$\nabla^2 u = -4\pi R \dots\dots\dots (15)$$

$$\nabla_*^2 R = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \sigma (E_{\varphi} + [u, B]_{\varphi}) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \sigma (E_{\theta} + [u, B]_{\theta}) \dots\dots\dots (16)$$

但し N_i と N_e の大小は明らかでないので以下に於ては、簡単に (6') に於ける $\frac{W_{yz}}{W_{xx}}$ の項を省略する。故に (15) 及び (16) により $[u, B]$ による磁場を求め得る譯で σ が常數であれば靜電場 φ は磁場には關係しないが、然らざるときは之を無視することは嚴密ではない。而るに電離層に於ける靜電場は不明であつて、 $[u, B]$ に比較さるべき大きさの靜電場の存否は現在の處不確である。故に以下に於ては靜電場は考へないことにする。而るときは (15) 及び (16) より

$$\nabla_*^2 \nabla^2 u - 4\pi \left\{ \sigma \nabla_*^2 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta \partial t} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi \partial t} \right\} = -4\pi \left\{ \sigma \nabla_*^2 \Phi + \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right\} \dots (17)$$

今 u, Φ 及び σ を次の如く表はすと

$$u = \sum_{n,m=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} u_{nm}^m(r) P_{nm}^m(\cos \theta) e^{i(m\varphi + \omega t)}, \quad \Phi = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \Phi_p^q P_p^q(\cos \theta) e^{i(q\varphi + \omega t)} \dots (18), (19)$$

$$\sigma = \sum_{r=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sigma_r^s(\theta) e^{is(\varphi+\omega t)}, \quad (\sigma_r^s(\theta) = \sigma_{r-s}^{-s}(\theta)) \dots \dots \dots (20)$$

之等を (17) に代入し $\varphi + \omega t$ の同類の項を比較し次いで $P_{n_r}^m(\cos \theta)$ の同類項を集めることにより

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r u_{n_r}^m) - \frac{n_r(n_r+1)}{r^2} u_{n_r}^m + \sum_{r=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (K_{n_r n_r}^{m-} (r, s) u_{n_r}^{m-s} + K_{n_r n_r}^{m+} (r, -s) u_{n_r}^{m+s}) = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} K_{p, n_r}^q (r, m-q) \frac{\Phi_p^q}{iq\omega} \dots \dots \dots (21)$$

但し $K_{n_r n_r}^{m-} (r, s)$ は

$$\sum_{n_p=0}^{\infty} K_{n_p n_r}^{m-} (r, s) P_{n_p}^m(\cos \theta) \equiv \frac{4\pi i(m-s)\omega}{n_r(n_r+1)} \left\{ n_p(n_p+1) \sigma_r^s P_{n_p}^{m-s}(\cos \theta) + \frac{s(m-s)}{\sin^2 \theta} \sigma_r^s P_{n_p}^{m-s}(\cos \theta) - \frac{\partial \sigma_r^s}{\partial \theta} \frac{\partial P_{n_p}^{m-s}}{\partial \theta} \right\} \dots \dots \dots (22)$$

併せて $r u_{n_r}^m \equiv v_{n_r}^m$; $r = b + z$ とおき, d を電離層の厚さとする, d は b に比して甚だ小なりと考へられるを以つて 1 に比し d/b を省略すれば $d \geq z \geq 0$ なる故 (21) は

$$\sum_{r=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\partial^2 v_{n_r}^m}{\partial z^2} - \frac{n_r(n_r+1)}{b^2} v_{n_r}^m + K_{n_r n_r}^{m-} (r, s) v_{n_r}^{m-s} + K_{n_r n_r}^{m+} (r, -s) v_{n_r}^{m+s} \right\} = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{b}{iq\omega} K_{p, n_r}^q (r, m-q) \Phi_p^q \dots \dots \dots (23)$$

或はより正確に求める必要あるときは, 其の補正項 $v_{n_r}^m$ を次式により求めればよい.

$$\sum_{r=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\partial^2 v_{n_r}^m}{\partial z^2} - \frac{n_r(n_r+1)}{b^2} v_{n_r}^m + K_{n_r n_r}^{m-} (r, s) v_{n_r}^{m-s} + K_{n_r n_r}^{m+} (r, -s) v_{n_r}^{m+s} \right\} = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{z}{iq\omega} K_{p, n_r}^q (r, m-q) \Phi_p^q - \frac{2z}{b^3} n_r(n_r+1) v_{n_r}^m \dots \dots \dots (24)$$

(23) に於て m 及び n_r を變化させることにより, 無限の聯立方程式が得られ, $v_{n_r}^m$ はこれを解くことにより求められるのであるが, 實際に於ては或有限個にて充分である. 例へば m に就いては $1/4$ 日週期位まで, n_r に就いては各成分に對し, 其の數項にて差支へなく, 赤道に對し對稱な場合には $1/m$ 日成分は $m+1, m+3, \dots, m+(2k-1)$, 非對稱な場合には $m, m+2, \dots, m+2(k-1)$ となる. 以下に於ては $1/m$ 日成分まで, 及び各成分に對し k 個を考へ, 且つ文字の繁雜を避ける爲に $\nu=1, 2, \dots, mk$ とし, m に對し $P_{n_1}^m, P_{n_2}^m, \dots, P_{n_k}^m$, $m+1$ に對し $P_{n_{k+1}}^{m+1}, P_{n_{k+2}}^{m+1}, \dots, P_{n_{2k}}^{m+1}, \dots$ とする. 斯くするときは $K_{n_r n_r}^m (r, s)$ 或は $v_{n_r}^m$ は單に $K_{\mu, \nu}$ 或は v_{μ} と書くのみにて間違ひを起すことはない.

併せて (23) に於て $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ の代りに λ^2 とおき, λ^2 と $v_{n_r}^m$ の係數 $K_{\mu, \nu} (r, s) \dots$ の行列式を作る.

$$D(\lambda) = \begin{vmatrix} \lambda^2 + K_{1,1} (r, 0), K_{1,2} (r, 0), \dots, K_{1,k} (r, 0), & K_{1,1} (r, 1), K_{1,2} (r, 1), \dots, K_{1,k} (r, 1) \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \end{vmatrix} \dots \dots \dots$$

$$\begin{vmatrix} K_{1,2} (r, 0), \lambda^2 + K_{2,2} (r, 0), \dots, K_{2,k} (r, 0), & K_{1,2} (r, 1), K_{2,2} (r, 1), \dots, K_{2,k} (r, 1) \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ K_{1,k} (r, 0), K_{2,k} (r, 0), \dots, \lambda^2 + K_{k,k} (r, 0), & K_{1,k} (r, 1), K_{2,k} (r, 1), \dots, K_{k,k} (r, 1) \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ K_{1,mk-1} (r, -(m-1)), K_{2,mk-1} (r, -(m-1)), \dots, K_{k,mk-1} (r, -(m-1)), & K_{1,mk-1} (r, -(m-2)), K_{2,mk-1} (r, -(m-2)), \dots, K_{k,mk-1} (r, -(m-2)) \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \\ K_{1,mk} (r, -(m-1)), K_{2,mk} (r, -(m-1)), \dots, K_{k,mk} (r, -(m-1)), & K_{1,mk} (r, -(m-2)), K_{2,mk} (r, -(m-2)), \dots, K_{k,mk} (r, -(m-2)) \\ \dots \dots \dots & \dots \dots \dots \end{vmatrix} \dots \dots \dots (25)$$

今 λ_i^2 を $D(\lambda) = 0$ の根とすると v_{ν} は容易に

$$v_{\nu} = V_{\nu} + \sum_{l=1}^{mk} (A_{\nu,l} e^{\lambda_l z} + B_{\nu,l} e^{-\lambda_l z}) \dots \dots \dots (26)$$

こゝに V_{ν} は (23) の特解である. 然るに $\delta_{\nu,l}$ を $D(\lambda_l)$ の或横行の $K_{\mu, \nu} (r, s)$ に關する小行列式とすると, $A_{\nu}, A_{\mu} \dots$ の間には次の關係がある.

$$\frac{A_{1,l}}{\delta_{1,l}} = \frac{A_{2,l}}{\delta_{2,l}} = \dots = \frac{A_{mk,l}}{\delta_{mk,l}} \equiv A_l.$$

$B_{\nu,l}$ に關しても同様な關係があるを以つて (26) は次の如く書くことが出来る.

$$v_{\nu} = V_{\nu} + \sum_{l=1}^{mk} \delta_{\nu,l} (A_l e^{\lambda_l z} + B_l e^{-\lambda_l z}) \dots \dots \dots (27)$$

次に大氣振動は高さに關し $e^{\beta z}$ なる形にて表されるものとすると, V_{ν} は

$$V_{\nu}^m = \frac{1}{D(\beta)} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{b}{iq\omega} \Phi_p^q \left\{ K_{p,1} (r, m-q) \frac{\partial D(\beta)}{\partial K_{p,1}} + K_{p,2} (r, m-q) \frac{\partial D(\beta)}{\partial K_{p,2}} + \dots + K_{p,mk} (r, -(q-1)) \frac{\partial D(\beta)}{\partial K_{p,mk}} \right\}.$$

然るに行列式 $|a_{kk}|$ の定理により $\sum_l a \frac{\partial D}{\partial a_{kk}} = \frac{D(k=k')}{0 (k \neq k')}$ なるを以つて,

$$V_{\nu}^m = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{b}{iq\omega} \Phi_p^q e^{\beta p z} \left\{ \epsilon_{\nu}^m + \left(\frac{p(p+1)}{b^2} - \beta^2 \right) \frac{\partial D(\beta)}{D(\beta) \partial K_{p,\nu} (r, q-m)} \right\} \dots \dots \dots (28)$$

但し $\epsilon_{\nu}^m = \epsilon_{p,q} = 1$; 其の他の場合には 0 である.

以上により A_l, B_l が決定されると問題は解決するのであるが, これは境界面に於ける條件, 即ち tangential force 及び normal induction の連続なるべき條件により決定される.

地表面と電離層の間及び電離層の上層に於ては夫々磁氣ポテンシャル Ω_1 及び Ω_2 を持つが, 上

層に於ては外部磁場なきを以つて、

$$\Omega_1 = \sum_{n_p=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ E_{n_p}^m \left(\frac{r}{a}\right)^{n_p} + I_{n_p}^m \left(\frac{a}{r}\right)^{n_p+1} \right\} P_{n_p}^m(\cos \theta) e^{im(\varphi+\omega t)}, \dots\dots\dots(29)$$

$$\Omega_2 = \sum_{n_p=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n_p}^m \left(\frac{b}{r}\right)^{n_p+1} P_{n_p}^m(\cos \theta) e^{im(\varphi+\omega t)} \dots\dots\dots(30)$$

又電離層内の磁場は $H_r = \frac{n_p(n_p+1)}{r^2} v_{n_p}^m, H_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial v_{n_p}^m}{\partial z} \frac{\partial P_{n_p}^m}{\partial \theta}$ である故

$$\begin{cases} V_{n_p}^m(0) + \sum_{i=1}^{mk} \delta_{i,\nu} (A_i + B_i) = -\frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m, \\ V'_{n_p}{}^m(0) + \sum_{i=1}^{mk} \lambda_i \delta_{i,\nu} (A_i - B_i) = -\left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m, \end{cases} \dots\dots\dots(31)$$

$$\begin{cases} V_{n_p}^m(d) + \sum_{i=1}^{mk} \delta_{i,\nu} (A_i e^{\lambda_i d} + B_i e^{-\lambda_i d}) = \frac{b}{n_p} J_{n_p}^m, \\ V'_{n_p}{}^m(d) + \sum_{i=1}^{mk} \lambda_i \delta_{i,\nu} (A_i e^{\lambda_i d} - B_i e^{-\lambda_i d}) = -J_{n_p}^m. \end{cases} \dots\dots\dots(32)$$

内外磁場の比 $I_{n_p}^m/E_{n_p}^m$ は地核と地殻の間の条件により決定される量にして、これに就いては、既に S. Chapman の計算があり、其の結果は實測比と極めてよい一致を示すを以つて、以下に於ては同氏の結果をその儘採用することにする。(μc=1 とする)

$$I_{n_p}^m/E_{n_p}^m = \alpha_{n_p}^m = \frac{n_p}{n_p+1} \left(\frac{c}{a}\right)^{2n_p+1} \left\{ 1 - \frac{R_{n_p}}{R_{n_p-1}} \right\} \dots\dots\dots(33)$$

$$\frac{R_{n_p-1}}{R_{n_p}} = \frac{kc}{2n_p+1} \left\{ 1 + \frac{n_p}{kc} + \frac{n_p(n_p+1)}{2k^2c^2} + \frac{n_p(n_p+1)}{2k^3c^3} + \dots \right\} \dots\dots\dots(34)$$

(31), (32) 及び (33) より A_i, B_i を消去すると

$$\sum_{\nu=1}^{mk} \left[\left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} \lambda_i \sinh \lambda_i d + \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \cosh \lambda_i d - (J_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(d)) \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} = 0 \dots\dots(35)$$

$$\sum_{\nu=1}^{mk} \left[\left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} \cosh \lambda_i d + \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \frac{\sinh \lambda_i d}{\lambda_i} + \left(\frac{b J_{n_p}^m - V_{n_p}^m(d)}{n_p} \right) \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} = 0 \dots\dots(36)$$

(i=1, 2, …, mk)

但し Δ は $\delta_{\nu i}$ (ν=1, 2, …, mk, i=1, 2, …, mk) を要素とする行列式を表す。

(35), (36) に於て、 $\frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}}$ を要素とする行列式 $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} \right|$ は Δ^{mk-1} に、又 $\left| \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} \right|$ の $\frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}}$ に對する小行列式は $\delta_{\nu i} \Delta^{mk-2}$ に等しいことを考慮し $J_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(d)$ 及び $\frac{b J_{n_p}^m - V_{n_p}^m(d)}{n_p}$ に就いて解くと、

$$J_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(d) = \sum_{\nu=1}^{mk} \sum_{i=1}^{mk} \left[\left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} \lambda_i \sinh \lambda_i d + \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \cosh \lambda_i d \right] \frac{\delta_{\nu i}}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}}, \dots\dots\dots(37)$$

$$-\frac{J_{n_p}^m}{n_p} + V_{n_p}^m(d) = \sum_{\nu=1}^{mk} \sum_{i=1}^{mk} \left[\left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} \cosh \lambda_i d + \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \frac{1}{\lambda_i} \sinh \lambda_i d \right] \frac{\delta_{\nu i}}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} \dots\dots\dots(38)$$

然るに

$$(-1)^{mk} \left(\prod_{i=1}^{mk} \lambda_i^2 \right) \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} = \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} \begin{vmatrix} K_{1,1} & K_{2,1} & \dots & K_{m,1} \\ K_{1,2} & K_{2,2} & \dots & K_{m,2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ K_{1,m} & K_{2,m} & \dots & K_{m,m} \end{vmatrix} = (-1)^{mk-1} \lambda_1^2 \lambda_2^2 \dots \lambda_{mk}^2 \begin{vmatrix} \delta_{1,1} & \delta_{1,2} & \dots & \delta_{1,i-1} & K_{\nu,1} & \delta_{1,i+1} & \dots & \delta_{1,m} \\ \delta_{2,1} & \delta_{2,2} & \dots & \delta_{2,i-1} & K_{\nu,2} & \delta_{2,i+1} & \dots & \delta_{2,m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \delta_{m,1} & \delta_{m,2} & \dots & \delta_{m,i-1} & K_{\nu,m} & \delta_{m,i+1} & \dots & \delta_{m,m} \end{vmatrix}$$

なるを以つて

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} = -\frac{1}{\lambda_i^2} \sum_{j=1}^{mk} K_{\nu,j} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{j,i}}$$

之を ξ 回繰返せば

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{\nu i}} = \frac{(-1)^\xi}{\lambda_i^{2\xi}} \sum_{j_1=1}^{mk} \sum_{j_2=1}^{mk} \dots \sum_{j_\xi=1}^{mk} K_{\nu,j_1} K_{j_1,j_2} \dots K_{j_{\xi-1},j_\xi} \frac{\partial \Delta}{\partial \delta_{j_\xi i}} \dots\dots\dots(39)$$

次に $\sinh \lambda_i d = \sum_{\xi=0}^{\infty} \frac{(\lambda_i d)^{2\xi+1}}{(2\xi+1)!}, \cosh \lambda_i d = \sum_{\xi=0}^{\infty} \frac{(\lambda_i d)^{2\xi}}{(2\xi)!}$ なる展開をなし、且つ (39) なる関係を用ゐると、(37), (38) は夫々

$$J_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(d) = \sum_{\nu=1}^{mk} \sum_{\xi=0}^{\infty} \left[\frac{d^{2\xi+1}}{(2\xi+1)!} C_{\nu,\mu}(j_{\xi+1}) \left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} + \frac{d^{2\xi}}{(2\xi)!} C_{\nu,\mu}(j_\xi) \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \right] \dots\dots\dots(40)$$

$$-\frac{J_{n_p}^m}{n_p} + V_{n_p}^m(d) = \sum_{\nu=1}^{mk} \sum_{\xi=0}^{\infty} \left[\frac{d^{2\xi}}{(2\xi)!} C_{\nu,\mu}(j_\xi) \left\{ \frac{b}{n_p+1} \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m - \frac{b}{n_p} \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V_{n_p}^m(0) \right\} + \frac{d^{2\xi+1}}{(2\xi+1)!} C_{\nu,\mu}(j_{\xi+1}) \left\{ \left(\frac{b}{a}\right)^{n_p} E_{n_p}^m + \left(\frac{a}{b}\right)^{n_p+1} I_{n_p}^m + V'_{n_p}{}^m(0) \right\} \right] \dots\dots\dots(41)$$

こゝに $C_{\nu,\mu}(j_{\xi+1})$ は

$$C_{v,\mu}(j_{\xi+1}) = \sum_{j_1=1}^{mk} \sum_{j_2=1}^{mk} \dots \sum_{j_{\xi}=1}^{mk} (-1)^{\xi+1} K_{v,j_1} K_{j_1,j_2} \dots K_{j_{\xi-1},j_{\xi}} \dots (42)$$

(40), (41) より $J_{n_{\mu}}$ を消去し

$$\begin{aligned} & \left\{ n_{\mu}d(1+\alpha_{n_{\mu}}) + \frac{(2n_{\mu}+1)b}{n_{\mu}+1} \right\} E_{n_{\mu}} + \sum_{\xi=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{mk} \left[\frac{b^2 d^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} \frac{1-n_{\nu}+1\alpha_{n_{\nu}}}{n_{\nu}+1} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \right. \\ & + \frac{n_{\mu}(1+\alpha_{n_{\mu}})d^{2\xi+1}}{(2\xi+1)!} C_{v,\mu}(j_{\xi}) + \frac{bd^{2\xi}}{(2\xi)!} \left\{ (1+\alpha_{n_{\nu}}) + \frac{n_{\nu}(1-n_{\nu}+1\alpha_{n_{\nu}})}{n_{\nu}+1} \right\} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \left. \right] E_{n_{\nu}} \\ & = n_{\mu} \{ V_{n_{\mu}}(d) - V_{n_{\mu}}(0) \} + b \{ V_{n_{\mu}}'(d) - V_{n_{\mu}}'(0) \} - \sum_{\xi=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{mk} \left[\frac{bd^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \right. \\ & + \frac{n_{\mu}d^{2\xi}}{(2\xi)!} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \left. \right] V_{n_{\nu}}(0) + \left\{ \frac{bd^{2\xi}}{(2\xi)!} C_{v,\mu}(j_{\xi}) + \frac{n_{\mu}d^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} C_{v,\mu}(j_{\xi-1}) \right\} V_{n_{\nu}}'(0) \dots (43) \end{aligned}$$

一般の場合には甚だしく複雑にはなるが $E_{n_{\nu}} (\nu=1, 2, \dots, mk)$ は (43) に於て $\mu=1, 2, \dots, mk$ とすることにより得られる mk 個の方程式を解くことにより決定することが出来る。

以下特別の場合として大気振動は電離層内に於て高さに無関係即ち $\beta_{\nu}=0$ である場合を考へる。

$$\begin{aligned} & \left\{ n_{\mu}d(1+\alpha_{n_{\mu}}) + \frac{(2n_{\mu}+1)b}{n_{\mu}+1} \right\} E_{n_{\mu}} + \sum_{\xi=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{mk} \left\{ \frac{b^2 d^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} + \frac{n_{\mu}bd^{2\xi}}{(2\xi)!} \right\} \frac{1-n_{\nu}+1\alpha_{n_{\nu}}}{n_{\nu}+1} C_{v,\mu}(j_{\xi}) E_{n_{\nu}} \\ & + \sum_{\xi=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{mk} \left\{ \frac{n_{\mu}d^{2\xi+1}}{(2\xi+1)!} + \frac{bd^{2\xi}}{(2\xi)!} \right\} (1+\alpha_{n_{\nu}}) C_{v,\mu}(j_{\xi}) E_{n_{\nu}} = - \sum_{\xi=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{mk} \left\{ \frac{bd^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} + \frac{n_{\mu}d^{2\xi}}{(2\xi)!} \right\} C_{v,\mu}(j_{\xi}) V_{n_{\nu}}(0). \quad (44) \end{aligned}$$

而るに $\frac{nd}{b}$ は 1 に比し甚だ小なるべきにより通常の場合には $\frac{nd}{b}$ は省略して差支へなく、この場合の E を E° とし、特に $\frac{nd}{b}$ を考慮する必要あるとき其の補正項を E' とすると

$$\bar{E}_{n_{\mu}}^{\circ} + \sum_{\nu=1}^{mk} L_{\nu,\mu} \bar{E}_{n_{\nu}}^{\circ} = - \sum_{\nu=1}^{mk} L_{\nu,\mu} \frac{V_{n_{\nu}}}{b} \dots (45)$$

$$\bar{E}_{n_{\mu}}' + \sum_{\nu=1}^{mk} L_{\nu,\mu} \bar{E}_{n_{\nu}}' = - \sum_{\nu=1}^{mk} M_{\nu,\mu} \bar{E}_{n_{\nu}}^{\circ} \dots (46)$$

こゝに

$$\bar{E}_{n_{\nu}} = \frac{1-n_{\nu}+1\alpha_{n_{\nu}}}{n_{\nu}+1} E_{n_{\nu}} \dots (47)$$

$$L_{\nu,\mu} = \frac{\left(1 - \frac{n_{\mu}+1}{n_{\mu}} \alpha_{n_{\mu}}\right)}{n_{\mu}+1} \left\{ \frac{(2n_{\mu}+1)b}{n_{\mu}+1} + n_{\mu}(1+\alpha_{n_{\mu}})d \right\}^{-1} \sum_{\xi=1}^{\infty} \left\{ \frac{b^2 d^{2\xi-1}}{(2\xi-1)!} + \frac{n_{\mu}bd^{2\xi}}{(2\xi)!} \right\} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \dots (48)$$

$$M_{\nu,\mu} = \frac{\left(1 - \frac{n_{\mu}+1}{n_{\mu}} \alpha_{n_{\mu}}\right)}{n_{\mu}+1} \left\{ \frac{(2n_{\mu}+1)b}{n_{\mu}+1} + n_{\mu}(1+\alpha_{n_{\mu}})d \right\}^{-1} \sum_{\xi=1}^{\infty} \left\{ \frac{bd^{2\xi}}{(2\xi)!} + \frac{n_{\mu}d^{2\xi+1}}{(2\xi-1)!} \right\} \frac{(n_{\nu}+1)(1+\alpha_{n_{\nu}})}{1 - \frac{n_{\nu}+1}{n_{\nu}} \alpha_{n_{\nu}}} C_{v,\mu}(j_{\xi}) \dots (49)$$

但し $L_{\nu,\mu}$ 或は $M_{\nu,\mu}$ に於て $n_{\mu}(1+\alpha_{n_{\mu}})d$ の項又は \sum の中の第二項等は勿論省略して差支へないのであるが、それが爲に毫も計算を困難ならしめることなく、又其れ等を $E'_{n_{\nu}}$ の方に入れるより形式上好都合でもあるからである。

(45) は直に Δ_L を $L_{\nu,\mu} (\nu, \mu=1, 2, \dots, mk)$ を要素とする行列式とすると

$$\bar{E}_{n_{\mu}}^{\circ} = - \sum_{\nu=1}^{mk} \left(\varepsilon_{n_{\mu}} - \frac{1}{\Delta_L} \frac{\partial \Delta_L}{\partial L_{\mu,\nu}} \right) \frac{V_{n_{\nu}}(0)}{b} \dots (50)$$

但し $\varepsilon_{n_{\mu}}$ は $n_{\mu}=n_{\nu}$ のとき 1 にして其の他の場合には 0 である。

電子の衝突回数は上層に至るに従ひ小になり、従つて σ_{\perp} は漸次著しく小となるを以つて、 $N_i \gg N_e$ なる場合には σ は零に近づぐが、 $N_i \approx N_e$ なる場合には $(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e$ は略々 ν に無関係なるを以つて結局 $\frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ は非常に大きくなり、従つて $L_{\nu,\mu}$ は 1 に比し大となるであらう。斯る場合には $\frac{1}{\Delta_L} \frac{\partial \Delta_L}{\partial L}$ は $1/L$ の大さにより、一方 $4\pi i m \omega \sigma$ は $\frac{n(n+1)}{b^2}$ に比し著しく大なるを以つて、結局 $E_{n_{\mu}}^{\circ}$ は (28) 及び (50) より

$$E_{n_{\mu}}^{\circ} = - \frac{(n_{\mu}+1)\varepsilon_{\mu}}{1 - \frac{(n_{\mu}+1)\alpha_{n_{\mu}}}{n_{\mu}}} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{1}{iq\omega} \Phi_p^q \dots (51)$$

之より見るに磁場は E_p^q 以外のものはすべて、 $1/L$ 或は其以下の大さなるを知る。即ち傳導度の大なる層に於ける大気振動に依る磁場は傳導度が多くての週期を以つて日變化するにも拘らず、その振動と同一週期の磁場のみが起ると云ふ甚だ興味深い結果に到達する。故に一つの振動により種々の成分の磁場を起すには傳導度は或範囲にあることが必要である。これに依れば従來の學者例へば Schuster, Chapman の如く、日變化磁場は大気振動と傳導度の日變化により種々の週期の磁場を現出するとの考へを無條件に採用することは不適當と云はねばならない。

次に傳導度が甚だ大ききはなく、 L が 1 に比し相當に小なるときは、 Δ_L 或は $\frac{\partial \Delta_L}{\partial L_{\mu,\nu}}$ は L の一次或は二次まで求めれば充分であり、 $C_{v,\mu}(j_{\xi})$ も $\xi=1$ のみにて差支へなく、問題は比較的簡單になる。

$$E_{n_{\mu}}^{\circ} = \frac{-(n_{\mu}+1)}{1 - \frac{n_{\mu}+1}{n_{\mu}} \alpha_{n_{\mu}}} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left\{ \varepsilon_{\mu} - \frac{1}{\Delta_L} \frac{\partial \Delta_L}{\partial L_{\mu,\nu}} \right\} \frac{\Phi_p^q}{iq\omega} \dots (52)$$

$$-L_{\nu,\mu} = \frac{1 - \frac{n_{\mu}+1}{n_{\mu}} \alpha_{n_{\mu}}}{2n_{\mu}+1} \cdot bdK_{\nu,\mu} \dots (53)$$

但し (28) に於ける $\frac{p(p+1)}{b^2}$ の項を無視したが、地上附近に於て觀測される程度の大気振動に依り實測される大さの磁場を生起せしめるに要する傳導度に対する $K_{\nu,\mu}$ の大さは $\frac{p(p+1)}{b^2}$ に比し甚だ大である。(52) によれば割合容易に計算出来るとは云ひ、 mk を多くとるときは、一般には非常な手数を免れない。然し行列式の性質から、 $L_{\nu,\mu}, L_{\nu,\mu+2}, \dots$ が零なるときは、 $E_{\mu}, E_{\mu+2}, \dots$ の大さ

は夫々 L^2, L^3, \dots であり, 又 $L_{r,\mu}(r, s)$ に於て r 或は s が大きくなるに従ひ, σ_r^s は小となるべきことが豫想される. 此等のことを考慮し, 計算に先立つて適当な項のみを残し他を省略することにより行列式の次数を少なくすることが出来る. 而して更によい近似値を得るには上の如くして求めた E_r を用ひ, 今まで考慮外に置いた E_{r+2}, \dots を計算し, 再び E_r を求めればよい.

今までは L 或は K の算出方法は考へなかつたが, これも一般には少からぬ困難を伴ふので, 特殊な場合に就いて考へることとする. 即ち σ は一般には第一報 (29) 式により $K' \sum_{r=0}^{\infty} a_r \cos^r \omega$ の如く書くべきであらうが, 以下 $r=2$ までとする. $K_{n_r, n_r}^{m-s}(r, s)$ を求めるには (22) の右邊の括弧内 (これを $I_{n_r, n_r}^{m-s}(r, s)$ と書く) のみを計算すればよい.

$$n_r(n_r+1)I_{n_r, n_r}^{m-s} = n_r(n_r+1)\sigma_r^s P_{n_r}^{m-s}(\cos \theta) + \frac{s(m-s)}{\sin^2 \theta} \sigma_r^s P_{n_r}^{m-s}(\cos \theta) - \frac{\partial \sigma_r^s}{\partial \theta} \frac{\partial P_{n_r}^{m-s}}{\partial \theta} \dots (54)$$

$$\left. \begin{aligned} I_{n_r, n_r}^{m,0} &= \left\{ a_0 + \frac{a_2}{2} - \frac{(n_r+3)(n_r+m+1)(n_r-m+1)}{2(n_r+1)(2n_r+1)(2n_r+3)} a_2 - \frac{(n_r-2)(n_r+m)(n_r-m)}{2n_r(2n_r-1)(2n_r+1)} a_2 \right\} P_{n_r}^m \\ &\quad - \frac{n_r}{2(n_r+2)} a_2 P_{n_r+2}^m - \frac{(n_r+1)(n_r+m)(n_r+m-1)(n_r-m)(n_r-m-1)}{2(n_r-1)(2n_r-3)(2n_r-1)^2(2n_r+1)} a_2 P_{n_r-2}^m \\ I_{n_r, n_r}^{m,1} &= \frac{n_r}{(n_r+1)} a_1 P_{n_r+1}^{m+1} - \frac{(n_r+1)(n_r-m)(n_r-m-1)}{n_r(2n_r-1)(2n_r+1)} a_1 P_{n_r-1}^{m+1} \\ I_{n_r, n_r}^{m,r,-1} &= \frac{(n_r+1)(n_r+m)(n_r+m-1)}{n_r(2n_r-1)(2n_r+1)} a_{-1} P_{n_r-1}^{m-1} - \frac{n_r}{n_r+1} a_{-1} P_{n_r+1}^{m-1} \\ I_{n_r, n_r}^{m,r,2} &= \frac{n_r a_2}{2(n_r+2)} P_{n_r+2}^{m+2} - \frac{(n_r-m)(n_r-m-1)\{n_r(n_r+1)-3\}}{n_r(n_r+1)(2n_r-1)(2n_r+3)} a_2 P_{n_r}^{m+2} \\ &\quad + \frac{(n_r+1)(n_r-m)(n_r-m-1)(n_r-m-2)(n_r-m-3)}{2(n_r-1)(2n_r-3)(2n_r-1)^2(2n_r+1)} a_2 P_{n_r-2}^{m+2} \\ I_{n_r, n_r}^{m,r,-2} &= \frac{(n_r+1)(n_r+m)(n_r+m-1)(n_r+m-2)(n_r+m-3)}{2(n_r-1)(2n_r-3)(2n_r-1)^2(2n_r+1)} a_2 P_{n_r-2}^{m-2} \\ &\quad - \frac{(n_r+m)(n_r+m-1)(n_r(n_r+1)-3)}{n_r(n_r+1)(2n_r-1)(2n_r+3)} a_{-2} P_{n_r}^{m-2} + \frac{n_r}{2(n_r+2)} a_{-2} P_{n_r+2}^{m-2} \end{aligned} \right\} (55)$$

§3. 大気振動

大気振動に関する研究は非常に多く枚擧に遑ない程であるが, 主に大気全體或は地表面附近の振動を取扱ひ, 地球磁氣方面の希求する電離層に於けるものに就いては特に研究せる者はないやうに思はれる. 然し斯る上層に於いても果して地上にて観測されるものと同じであるかどうかは當然問題にならねばならない.

従來は粘性を無視したが渦動粘性係数 ν は非常に大きく殊に大気下層に於ては $\frac{\partial u}{\partial t}$ に比較し $\nu \nabla^2 u$ は輕々しく省略することは不可であらう. 球座標の運動方程式に於ける ν を含む項は著しく複雑で, この數學的遂行は甚だ困難であるが, ν を等方性とする $\nu \frac{\partial^2}{\partial r^2}$ に比し他の $\frac{\nu}{r^2}$ の項は省

略して差支へなく問題は非常に簡單になる. 又地球の廻轉する場合は後日題を改めて論ずることとし以下に於ては單に成層圈の振動の位相を知るのが主なる目的であるので非廻轉と考へる.

通常書き方に従ひ $p = p_0(1 + \epsilon), T = T_0(1 + \tau)$ とし p_0 は高さのみの函数, T_0 を常數とすると運動方程式及び連続の式は夫々

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) u = -\frac{KT_0}{a} \frac{\partial \epsilon}{\partial \theta}, \dots (56)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) v = -\frac{KT_0}{a \sin \theta} \frac{\partial \epsilon}{\partial \varphi}, \dots (57)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) w = g\tau - KT_0 \frac{\partial \epsilon}{\partial z}, \dots (58)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon - \tau) + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{g}{KT_0}\right) w + \frac{1}{a \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta}(\sin \theta \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial \varphi}\right) = 0 \dots (59)$$

但し $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{2}{a} \frac{\partial}{\partial z}$ にして且つ大氣の高さは a に比して小さく $r = a + z$ とすれば $z \ll a$ にして $\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z}, \frac{1}{r} = \frac{1}{a}$ とおけるものと考へる.

今速度ポテンシヤル ϕ を誘導し

$$\phi = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \phi_p^q(z) P_p^q(\cos \theta) e^{i(q\varphi + \omega t)}, \dots (60)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \phi = KT_0 \epsilon, \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2\right) \left(w + \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) = g\tau \dots (61)$$

τ は輻射, 傳導等によるもの (τ_1) と氣壓變化による部分とに分けて考へ, 且つポルトロピック變化とすれば

$$\tau = \tau_1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \epsilon \dots (62)$$

(58), (59), (61) 及び (62) より ϕ と w を消去すれば

$$\left(KT_0 + \frac{i\nu q \omega}{\kappa}\right) \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial z^2} + \left\{\frac{2}{a} \left(KT_0 + \frac{i\nu q \omega}{\kappa}\right) - \frac{(2\kappa - 1)g}{\kappa}\right\} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \left\{q^2 \omega^2 - \frac{p(p+1)}{a^2} KT_0 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \left(\frac{g}{KT_0} - q^2 \omega^2 - \frac{2}{a} g\right)\right\} \epsilon = i\nu q \omega \frac{\partial^2 \tau_1}{\partial z^2} + \left(g + \frac{2}{a} i q \omega \nu\right) \frac{\partial \tau_1}{\partial z} - \left(\frac{g^2}{KT_0} - q^2 \omega^2 - \frac{2}{a} g\right) \tau_1 (63)$$

$\tau_1 = \tau_{10} e^{\lambda z}$ とすれば (63) の解は直に

$$\epsilon = A_1 e^{\lambda_1 z} + B_1 e^{\lambda_2 z} + \Theta \dots (64)$$

こゝに λ_1, λ_2 は次の方程式の二根であり, Θ は (63) の特解を表す.

$$\left(KT_0 + \frac{i\nu q \omega}{\kappa}\right) \lambda^2 + \left\{\frac{2}{a} \left(KT_0 + \frac{i\nu q \omega}{\kappa}\right) - \frac{(2\kappa - 1)g}{\kappa}\right\} \lambda + \left\{q^2 \omega^2 - \frac{p(p+1)}{a^2} KT_0 + \frac{(\kappa - 1)}{\kappa} \left(\frac{g^2}{KT_0} - q^2 \omega^2 - \frac{2}{a} g\right)\right\} = 0 \dots (65)$$

$$\Theta = \frac{ivq\omega\alpha^2 + \left(g + \frac{2}{a}ivq\omega\right)\alpha - \left(\frac{g^2}{KT_0} - q^2\omega^2 - \frac{2}{a}g\right)}{\left(KT_0 + \frac{ivq\omega}{\kappa}\right)\alpha^2 + \left\{\frac{2}{a}\left(KT_0 + \frac{ivq\omega}{\kappa}\right) - \frac{(2\kappa-1)}{\kappa}g\right\}\alpha + q^2\omega^2 - \frac{p(p+1)}{a^2}KT_0 + \frac{(\kappa-1)}{\kappa}\left(\frac{g^2}{KT_0} - q^2\omega^2 - \frac{2}{a}g\right)} \cdot \tau_{1,0} \quad (66)$$

従つて (61) より ϕ 及び w が求められ、之に境界条件を適用することに依り問題は解決されるのであるが、 β_1, β_2 を次の方程式の根とすると

$$\nu\beta^2 + \frac{2}{a}\nu\beta - iq\omega = 0 \quad (67)$$

$\alpha = \beta_1$ (或は β_2) なるときと $\alpha \neq \beta_1$ なる場合には異なる解を得るを以つて別々に考へる。

I. $\alpha \neq \beta$ なる場合

(61) の解は容易に

$$\phi = Ce^{\beta_1 z} + De^{\beta_2 z} + a_1' A_1 e^{\lambda_1 z} + b_1' B_1 e^{\lambda_2 z} + c' \Theta e^{\alpha z} \quad (68)$$

$$-w = \beta_1 C e^{\beta_1 z} + \beta_2 D e^{\beta_2 z} + \lambda_1 a_1' A_1 e^{\lambda_1 z} + \lambda_2 b_1' B_1 e^{\lambda_2 z} + \alpha c' \Theta \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0 \alpha \Theta}\right) \quad (69)$$

但し $a_1' = \frac{KT_0}{iq\omega - \nu\lambda_1\left(\lambda_1 + \frac{2}{a}\right)}, b_1' = \frac{KT_0}{iq\omega - \nu\lambda_2\left(\lambda_2 + \frac{2}{a}\right)}, c' = \frac{KT_0}{iq\omega - \nu\alpha\left(\alpha + \frac{2}{a}\right)} \quad (70)$

こゝに於て大気は上界まで一様である場合と、対流圏 ($\nu = \nu_1, T_0 = T_1$), 成層圏 ($\nu = \nu_2, T_0 = T_2$) とに分たれる場合を考へることとする。

i) 単層なるとき

境界条件として地表面 ($z=0$) に於て、速度成分はすべて零にして、非常に高層に於ても ∞ にならないとする。即ち

$$(\phi)_{z=0} = 0, (w)_{z=0} = 0, (\phi)_{z \rightarrow \infty} \neq \infty, (w)_{z \rightarrow \infty} \neq \infty \quad (71)$$

$\kappa = 1$ なるときは問題はないが、然らざる場合には λ の二根の實數部は何れも正になるので、 $z \rightarrow \infty$ に従ひ ϕ, w 及び ϵ は ∞ になるを以つて、(71) を満足する爲には A_1, B_1 の間には $A_1 e^{\lambda_1 z} + B_1 e^{\lambda_2 z} = 0$ (Z は充分大なる高さ) 或は $B_1 = -A_1 e^{(\lambda_1 - \lambda_2)Z}$ とならなければならないが、 $e^{(\lambda_1 - \lambda_2)Z}$ は非常に大なるを以つて、 z の餘り大でない間は B_1 のみを考へれば充分である。(但し λ_1, β_1 の實數部は夫々 λ_2, β_2 のそれより大とする)

$$b_1' B_1 + D + c' \Theta = 0, \lambda_2 b_1' B_1 + \beta_2 D + \alpha c' \Theta \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0 \alpha \Theta}\right) \quad (72)$$

故に $B_1 = \frac{c' \Theta}{(\lambda_2 - \beta_2) b_1'} \left\{ \beta_2 - \alpha \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0 \alpha \Theta}\right) \right\} \quad (73)$

ii) 二重層なるとき

上層 ($\nu = \nu_2, T_0 = T_2$) に於ては單に λ の代りに λ_2' とすればよく、境界条件は (71) の外に更に二

つの境界面 (tropopause) に於ける条件 (ϕ, w 及び ϵ が連続であるとする) を加へなければならない。

$$\left. \begin{aligned} a_1' A_1 + b_1' B_1 + C + D + c' \Theta &= 0, \\ a_1' \lambda_1 A_1 + b_1' \lambda_2 B_2 + \beta_1 C + \beta_2 D + \alpha c' \Theta \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) &= 0, \\ a_1' A_1 e^{\lambda_1 H} + b_1' B_1 e^{\lambda_2 H} + C e^{\beta_1 H} + D e^{\beta_2 H} - b_2' B_2 + \alpha c' \Theta e^{\alpha H} &= 0, \\ a_1' \lambda_1 A_1 e^{\lambda_1 H} + b_1' \lambda_2 B_1 e^{\lambda_2 H} + \beta_1 C e^{\beta_1 H} + \beta_2 D e^{\beta_2 H} - b_2' \lambda_2' B_2 + \alpha c' \Theta \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) e^{\alpha H} &= 0, \\ A_1 e^{\lambda_1 H} + B_1 e^{\lambda_2 H} - B_2 + \Theta e^{\alpha H} &= 0. \end{aligned} \right\} (74)$$

依つて A_1, B_1 及び B_2 は

$$A_1 = -\frac{\Theta}{\Delta} \begin{vmatrix} c' & b_1' & 1 & 1 & 0 \\ \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) & b_1' \lambda_2 & \beta_1 & \beta_2 & 0 \\ c' e^{\alpha H} & b_1' e^{\lambda_2 H} & e^{\beta_1 H} & e^{\beta_2 H} & 1 \\ \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) e^{\alpha H} & b_1' \lambda_2 e^{\lambda_2 H} & \beta_1 e^{\beta_1 H} & \beta_2 e^{\beta_2 H} & \lambda_2' \\ e^{\alpha H} & e^{\lambda_2 H} & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (75)$$

$$B_1 = -\frac{\Theta}{\Delta} \begin{vmatrix} a_1' & c' & 1 & 1 & 0 \\ a_1' \lambda_1 & \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) & \beta_1 & \beta_2 & 0 \\ a_1' e^{\lambda_1 H} & c' e^{\alpha H} & e^{\beta_1 H} & e^{\beta_2 H} & 1 \\ a_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 H} & \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) e^{\alpha H} & \beta_1 e^{\beta_1 H} & \beta_2 e^{\beta_2 H} & \lambda_2' \\ e^{\lambda_1 H} & e^{\alpha H} & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (76)$$

$$B_2 = \frac{\Theta}{\Delta} \begin{vmatrix} a_1' & b_1' & 1 & 1 & c' \\ a_1' \lambda_1 & b_1' \lambda_2 & \beta_1 & \beta_2 & \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) \\ a_1' e^{\lambda_1 H} & b_1' e^{\lambda_2 H} & e^{\beta_1 H} & e^{\beta_2 H} & c' e^{\alpha H} \\ a_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 H} & b_1' \lambda_2 e^{\lambda_2 H} & \beta_1 e^{\beta_1 H} & \beta_2 e^{\beta_2 H} & \alpha c' \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_1 \alpha \Theta}\right) e^{\alpha H} \\ e^{\lambda_1 H} & e^{\lambda_2 H} & 0 & 0 & e^{\alpha H} \end{vmatrix} \quad (77)$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} a_1' & b_1' & 1 & 1 & 0 \\ a_1' \lambda_1 & b_1' \lambda_2 & \beta_1 & \beta_2 & 0 \\ a_1' e^{\lambda_1 H} & b_1' e^{\lambda_2 H} & e^{\beta_1 H} & e^{\beta_2 H} & 1 \end{vmatrix} \quad (78)$$

$$\begin{vmatrix} a_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 H} & b_1' \lambda_2 e^{\lambda_2 H} & \beta_1 e^{\beta_1 H} & \beta_2 e^{\beta_2 H} & \lambda_2' \\ e^{\lambda_1 H} & e^{\lambda_2 H} & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

今 α, λ 及び β は $\frac{1}{a}$ に比し甚だ大にして, $\frac{1}{a}$ を無視出来るときは $\beta = \pm \sqrt{\frac{iq\omega}{\nu}}$ となり, λ 及び θ も其の程度の省略をすれば

$$\lambda_1 = \frac{g}{KT_0 + \frac{iq\omega}{\kappa}} \left(1 - \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{iq\omega}{KT_0} \right), \quad \lambda_2 = \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \cdot \frac{g}{KT_0 + \frac{iq\omega}{\kappa}} \left(1 + \frac{iq\omega}{KT_0} \right) \dots (79)$$

$$\theta = \frac{\left(\frac{iq\omega\alpha^2 + \alpha g - \frac{g^2}{KT_0}}{KT_0 + \frac{iq\omega}{\kappa}} \right)_{1,0}}{\left(\frac{iq\omega}{\kappa} \right) \alpha^2 - \frac{(2\kappa-1)}{\kappa} g\alpha + \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{g^2}{KT_0}} \dots (80)$$

更に τ_1 は H の高さに τ は 0 と考へれば A_1, B_1 等は次の如く展開出来る。

$$A_1 = \frac{2c'\theta}{\Delta} \beta_1 \left\{ b_1' (\lambda_2 + \beta_1 e^{\lambda_2 H} \sinh \beta_1 H - \lambda_2 e^{\lambda_2 H} \cosh \beta_1 H) - b_2' e^{\lambda_2 H} (\beta_1 \sinh \beta_1 H - \lambda_2' \cosh \beta_1 H) \right\} + \frac{2\alpha c'\theta}{\Delta} \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0\alpha\theta} \right) \left\{ b_1' (-\beta_1 + \beta_1 e^{\lambda_2 H} \cosh \beta_1 H - \lambda_2 e^{\lambda_2 H} \sinh \beta_1 H) + b_2' e^{\lambda_2 H} (\lambda_2' \sinh \beta_1 H - \beta_1 \cosh \beta_1 H) \right\} \dots (81)$$

$$B_1 = -\frac{2c'\theta}{\Delta} \beta_1 \left\{ a_1' (\lambda_1 + \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) - b_2' e^{\lambda_1 H} (\beta_1 \sinh \beta_1 H - \lambda_2' \cosh \beta_1 H) \right\} - \frac{2\alpha c'\theta}{\Delta} \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0\alpha\theta} \right) \left\{ a_1' (-\beta_1 + \beta_1 e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H - \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H) + b_2' e^{\lambda_1 H} (\lambda_2' \sinh \beta_1 H - \beta_1 \cosh \beta_1 H) \right\} \dots (82)$$

$$B_2 = \frac{2c'\theta}{\Delta} \beta_1 \left\{ b_1' e^{\lambda_1 H} (\lambda_2 + \beta_1 e^{\lambda_2 H} \sinh \beta_1 H - \lambda_2 e^{\lambda_2 H} \cosh \beta_1 H) - a_1' e^{\lambda_2 H} (\lambda_1 + \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) \right\} - \frac{2\alpha c'\theta}{\Delta} \left(1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0\alpha\theta} \right) \left\{ b_1' e^{\lambda_1 H} (\beta_1 - \beta_1 e^{\lambda_2 H} \cosh \beta_1 H + \lambda_2 e^{\lambda_2 H} \sinh \beta_1 H) - a_1' e^{\lambda_2 H} (\beta_1 - \beta_1 e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H + \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H) \right\} \dots (83)$$

$$\Delta = 2a_1' b_1' \left\{ \beta_1 (\lambda_1 - \lambda_2) (1 + e^{(\lambda_1 + \lambda_2)H}) - (e^{\lambda_1 H} + e^{\lambda_2 H}) \cosh \beta_1 H \right\} + (e^{\lambda_1 H} - e^{\lambda_2 H}) (\beta_1^2 - \lambda_1 \lambda_2) \sinh \beta_1 H \left\{ + 2b_2' \left\{ \beta_1 \cosh \beta_1 H ((\lambda_2' - \lambda_2) b_1' e^{\lambda_2 H} - (\lambda_2' - \lambda_1) a_1' e^{\lambda_2 H}) + \sinh \beta_1 H ((\lambda_2 \lambda_2' - \beta_1^2) b_1' e^{\lambda_1 H} - (\lambda_1 \lambda_2' - \beta_1^2) a_1' e^{\lambda_2 H} + \beta_1 e^{(\lambda_1 + \lambda_2)H} ((\lambda_2 - \lambda_2') b_1' - (\lambda_1 - \lambda_2') a_1') \right\} \right\} \dots (84)$$

(62), (63) 及び (64) により対流圏と成層圏の振動を知ることが出来るのであるが, 未だ可成り複雑

で一旦見て兩層にて如何に異なるかを判断することは困難である。 $\frac{\kappa-1}{\kappa}$ は 0 と 0.29 の間の値であるので大略を知る爲には之を 1 に對し無視して差支へなく, 又 $T_1 = T_2$ なりとすると $\lambda_2 = \lambda_2'$ は λ_1 に比し省略され, $1 - \frac{g\tau_{1,0}}{KT_0\alpha\theta} = \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{g}{KT\alpha}$ となるを以つて非常に簡單になる。

$$A_1 = -\frac{2\theta}{\Delta} \cdot \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{g}{KT_0} b_1' c' \beta_1 \dots (81')$$

$$B_1 = -\frac{2\theta}{\Delta} c' \beta_1 \left\{ a_1' \lambda_1' (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + (a_1' - b_2') \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H \right\} + \frac{2\theta}{\Delta} \cdot \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{c'g}{KT_0} \left\{ a_1' \beta_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + a_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H + b_2' \beta_1 e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H \right\} \dots (82')$$

$$B_2 = -\frac{2\theta}{\Delta} \beta_1 c' \left\{ a_1' \lambda_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + (a_1' - b_1') \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H \right\} + \frac{2\theta}{\Delta} \cdot \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \frac{c'g}{KT_0} \left\{ a_1' \beta_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + a_1' e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - b_1' \beta_1 e^{\lambda_1 H} (1 - \cosh \beta_1 H) \right\} \dots (83')$$

$$\Delta = 2b_1' \beta_1 \left\{ (a_1' - b_1') \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H + a_1' \lambda_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) \right\} \dots (84')$$

而るに $iq\omega > \frac{(\kappa-1)}{\kappa} \left(\frac{g}{KT_0} \right)^2 \nu$ 即ち $\nu < 10^8 - 10^9$ ならば $b_2' = b_1'$ にして斯る場合に就き, 地表面及び成層圏の氣壓變化を計算すると, 單層, 二重層の兩場合とも同様にして, (但し單層の場合に於ける H は tropopause でなく $\tau_{1,0}$ の殆ど零になる高さと考へる)

$$(\epsilon)_{z=0} = \theta \left(1 - \frac{c'}{b_1'} \right) = \frac{-\nu\alpha^2}{iq\omega - \nu\alpha^2} \theta, \quad (\epsilon)_{z \geq H} = -\frac{c'}{b_1'} \theta e^{\lambda_2 z} = \frac{-iq\omega}{iq\omega - \nu\alpha^2} \theta e^{\lambda_2 z} \dots (85), (86)$$

こゝに $(\epsilon)_{z \geq H}$ は z の餘り大ならざる範圍にのみ適用され, 非常に大なる高さに於ては更に A_2 を含む項が必要になる。即ち $z \geq z \geq H$ に對し

$$(\epsilon)_{z \geq H} = \frac{-iq\omega}{iq\omega - \nu\alpha^2} \theta \left\{ e^{\lambda_2 z} - e^{-\lambda_1(z-H) + \lambda_2 z} \right\} \dots (86')$$

これより成層圏の大氣振動の位相は地表面に比し, α が定數なるときは $\frac{\pi}{2}$ だけ早く, $\sqrt{i} \cdot \alpha$ (α : 實數) なるときは位相差はなく, 其の振幅は α が大なるに従ひ小さくなる。然し α が著しく大なる氣温變化は θ が略と α に逆比例するを以つて, 地表面に於ても其の振幅は甚だ小になり, 一方之と反對に α の小なる温度の變化は, 假令其の大きさが小であつても大なる氣壓振動を起し得るのである。一般に大氣中の温度變化は $\sum_{i=0}^{\infty} \tau_{i,0} e^{\alpha_i z}$ の形にて表され, 之に依つて強制される氣壓振動は $\frac{\tau_i}{\alpha_i}$ の大きさに主として支配される。通常自由大氣中の温度變化は地上數軒の高さにありと考へられてゐるが, それ以上の高さに於ても直接, 太陽輻射熱を吸収する爲の日變化が存在すべく, その振幅は小なるも一方 α も亦小であらうから, 之による氣壓變化も相當な大きになり得るであらう。

II. $\alpha = \beta$ の場合

大気下層に於ける熱の移動は主として渦動熱拡散度 (k) により T_0 を常數とすると $\frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T$ にて表されることは周知の如くである。

斯る τ_1 による氣壓變化は $k = \nu$ とすると $\alpha = \beta$ となり, (68) 及び (69) の代りに

$$\phi = C e^{\beta_1 z} + D e^{\beta_2 z} + a_1' A_1 e^{\lambda_1 z} + b_1' B_1 e^{\lambda_2 z} + c'' \Theta \cdot z e^{\beta_2 z} \dots (87)$$

$$-w = \beta_1 C e^{\beta_1 z} + \beta_2 D e^{\beta_2 z} + \lambda_1 a_1' A_1 e^{\lambda_1 z} + \lambda_2 b_1' B_1 e^{\lambda_2 z} + c'' \Theta \left\{ (1 + \beta_2 z) - \frac{g \tau_{1,0}}{K T_0 \Theta} z \right\} e^{\beta_2 z} \dots (88)$$

但し

$$c'' = - \frac{K T_0}{2\nu \left(\beta_2 + \frac{2}{a} \right)} \Theta \dots (89)$$

境界條件はすべて I の場合と同様とすると方法は前と全然同じであるから, 其の結果のみを書けば,

i) 單層なるとき

$$B_1 = \frac{c''}{(\beta_2 - \lambda_2) b_1'} \Theta \dots (90)$$

(85), (86) を求めたときと同様な省略をすれば (H は τ_1 の殆んど 0 になる高さ)

$$(\epsilon)_{z=0} = \frac{1}{2} \Theta, \quad (\epsilon)_{z=H} = -\frac{1}{2} \Theta \dots (91), (92)$$

ii) 二重層なるとき

Δ は I の場合と全く同じく, (81), (82), (83) に相當する式は各式の第一項はなくなり, 第二項は唯 $\frac{2\alpha c'}{\Delta} \Theta \left(1 - \frac{g \tau_{1,0}}{K T_0 \Theta} z \right)$ の代りに, $2c'' \Theta$ を置き換へるだけでよい。故に (81)', (82)', (83)' に相當する式は,

$$A_1 = -2b_1' c'' \beta_1 \Theta \dots (93)$$

$$B_1 = 2c'' \Theta \left\{ a_1' \beta_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + a_1' \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H + b_2' \beta_2 e^{\lambda_2 H} \cosh \beta_1 H \right\} \dots (94)$$

$$B_2 = 2c'' \Theta \left\{ a_1' \beta_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + a_1' e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - b_1' \beta_1 e^{\lambda_1 H} (1 - \cosh \beta_1 H) \right\} \dots (95)$$

故に $(\epsilon)_{z=0}$ 及び $(\epsilon)_{z=H}$ は

$$(\epsilon)_{z=0} = \Theta \left\{ 1 + \frac{\lambda_1 (1 - e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H) + \beta_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H}{2\{(\lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - \beta_1 (e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H - 1))\}} \right\} \dots (96)$$

$$(\epsilon)_{z=H} = \frac{\beta_1^2 (1 - e^{\lambda_1 H}) + \beta_1 \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H + \lambda_1^2 e^{\lambda_1 H} (1 - \cosh \beta_1 H)}{2\lambda_1 \{ \lambda_1 e^{\lambda_1 H} \sinh \beta_1 H - \beta_1 (e^{\lambda_1 H} \cosh \beta_1 H - 1) \}} \Theta \dots (97)$$

これにより β_1 が λ_1 に比し數倍大なるとき即ち $\nu = 10^6 - 10^7$ 程度或は其れ以下であれば, 單層の場合と同じく

$$(\epsilon)_{z=0} = \frac{1}{2} \Theta, \quad \Theta_{z=H} = -\frac{1}{2} \Theta \dots (98)$$

又, ν が更に大きくなり, $\lambda_1 \gg \beta_1$ なるときは

$$(\epsilon)_{z=0} = \Theta \left\{ 1 + \frac{1 - e^{\lambda_1 H}}{2\beta_1 H e^{\lambda_1 H}} \right\}, \quad (\epsilon)_{z=H} = \frac{\beta_1}{2\lambda_1} \Theta \dots (99)$$

故に渦動熱擴散度 ($k = \nu$) に依る大氣振動は k が $10^6 - 10^7$ 或は其れより小なるときは成層圈 (實際は $B_1 = B_2$ なるを以つて τ_1 が 0 なる高さより上層に於ては成層圈と同じ) と地表面附近とにては振幅等しく, 位相は逆になる。又 k がそれより大になるに従ひ成層圈の振動は小さくなり, 位相も其の程度により $\frac{\pi}{2} - \pi$ だけ遅くなる。

ν の値に就いては多くの實測があるが, 其の擴散範圍の大きさにより種々異なる値を測定して居り, 其の大きさは判然としないが, 海陸風の理論⁽¹⁾にて $\nu = 10^6 - 10^8$ とするとよく實際を説明することが出来る事を考へれば, 大氣振動の場合にも其の程度の大きさを有するものと考へて差支へないであらう。而るときは以上の計算により, 自由大氣の氣壓變化は I の場合の如く高さと共に比較的緩漫に減少する氣温の變化及び II の場合の如く地表附近に限られた氣温變化に依り強制されるものと考へられる。藤原先生等の調査された結果⁽²⁾(第 1 表) を見るに, 1 日振動は地上 1 杆附近に於いて既に地上と約 π の位相差があり, 其れより上層にては位相が略々一定であることは, II に於ける熱の移動が 1 杆以内であるとすれば簡単に説明することが出来る。而して 1/2 日振動に於て斯る飛躍のないのは地表近くの 1/2 日氣温變化が比較的小にして其の影響が現れないのであらう。又先生の調査によれば, 上層に行くに従ひ, 順調に漸次位相角が大きくなる傾向がある (1 杆につき, 1 日振動に於ては約 16° , 1/2 日振動にては約 6°) ことは以上の考への妥當なることを示唆するのではなからうか。Lindenberg の上層の氣温變化のみにては, 斯る現象は各地に於て同様に行はれて居るかどうかは不明であり又より高層に於ては果して如何は將來の測定に俟たなければならぬ。

第 1 表

高さ (km)	地上	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
$\epsilon_1 (10^{-5})$	2.11	0.42	1.11	1.85	2.40	2.77	3.26	4.06	4.98
ϵ_2	2.88	2.96	2.82	2.96	3.27	3.59	3.99	4.22	4.65
ϵ_3	0.34	0.44	0.40	0.91	1.25	1.32	1.40	1.43	1.44
ϵ_1	20.5°	74.5°	29.3°	26.8°	31.9°	42.4°	49.7°	57.8°	64.6°
ϵ_2	141.5°	131.3°	121.2°	118.7°	120.6°	121.5°	125.3°	129.8°	132.5°
ϵ_3	173.4°	194.5°	252.9°	260.1°	260.8°	258.3°	264.2°	264.4°	264.9°

(1) 例へば荒川, 宇津木: 氣象集誌. 第 2 輯, 第 5 卷, 第 5 號; 或は櫻庭: 同誌. 第 13 卷, 第 1 號.
 (2) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷, 第 10 號.

§ 4. 磁場の計算及び實測との比較

(52) により $E_{n\nu}$ の數値を計算するには先づ $\alpha_{n\nu}^m$ を求める必要がある. S. Chapman は實測及び理論より内外磁場の比は約 1/4 なることを見出したがそれは P_{m+1}^m 或は P_m^m に就いてのことにして, すべての成分が常に 1/4 を與へるものではない. 依つて同氏の求めた $\sigma_c = 3.6 \cdot 10^{-13}$ e.m.u., $c = 6120$ 軒を用ひ, n_m 及び m の種々の値につき α を計算し第 2 表に示す.

第 2 表

内外磁場の比					内外磁場の比				
n	m	振幅比	位相差 (内-外)	$\frac{(n+1)}{n} \alpha_{n\nu}^m$	n	m	振幅比	位相差 (内-外)	$\frac{(n+1)}{n} \alpha_{n\nu}^m$
2	1	0.414	19.2	0.492+0.172i	1	1	0.376	11.7	0.669+0.138i
4	1	0.334	33.6	0.261+0.174i	3	1	0.382	25.2	0.366+0.183i
6	1	0.236	46.9	0.124+0.133i	5	1	0.287	40.5	0.185+0.158i
3	2	0.437	18.8	0.441+0.150i	2	2	0.454	13.4	0.565+0.135i
5	2	0.355	29.6	0.263+0.146i	4	2	0.399	23.9	0.343+0.152i
7	2	0.270	39.0	0.148+0.120i	6	2	0.313	34.0	0.200+0.135i
4	3	0.431	19.5	0.381+0.135i	3	3	0.465	15.3	0.478+0.130i
6	3	0.350	28.0	0.238+0.126i	5	3	0.392	23.7	0.303+0.133i
8	3	0.273	36.0	0.144+0.105i	7	3	0.312	31.2	0.189+0.115i
5	4	0.414	20.7	0.327+0.123i	4	4	0.451	16.8	0.405+0.123i
7	4	0.336	27.9	0.210+0.111i	6	4	0.373	24.1	0.263+0.117i
9	4	0.266	34.9	0.132+0.091i	8	4	0.299	31.2	0.167+0.101i

$\sigma d = \kappa'(a_0 + a_1 \cos \omega + 2a_2 \cos^2 \omega)$ に於て, 赤道正午に於ける全傳導度を 5.10^{-6} e.m.u. になる如く κ' を定め, 上に得たる $\alpha_{n\nu}^m$ を用ひ, 一つの週期につき其の主な二項 P_{m+1}^m, P_m^m のみを考へ, $L_{n\nu, n\nu}^{m-s}(r, s)$ を計算したる結果を第 3 表に掲ぐ. こゝに $\sigma d = 5.10^{-6}$ e.m.u. としたるは後に知る如く, この値は實測に近い計算磁場を與へるからである. 但し表中の $L_{n\nu, n\nu}^{m-s}(r, s)$ の値は便宜上 $L_{n\nu, n\nu}^{m-s}(r, s) \div i \left(1 - \frac{n\nu+1}{n\nu} \alpha_{n\nu}^m\right)$ を與へてある. この表に於ける横の數字は $L_{n\nu, n\nu}^{m-s}(r, s)$ の添字の $n\nu$ を, 縦の數字は $n\nu$ を表す. 例へば横の 4 と縦の 7 により $L_{4,7}^{3,4}$ 即ち $P_4^3(\cos \theta)$ なる成分より $P_7^4(\cos \theta)$ なる成分が $\sigma r'$ により生ずるとき乗すべき係数が求められる.

前報の如く Chapman に倣ひ $\sigma d = \kappa' \left(1 + \frac{3}{2} \cos^2 \omega\right)$

と假定し, この表より $L_{n\nu, n\nu}^m$ を求め, (52) を用ひて計算したる地表面 ($r=a$) に於ける磁場を第 4 表に示す. 同表中 Ω_2^{-1} 或は Ω_4^{-1} 等は充分正確ではなく, これ等を精密に求めるには更に Ω_3^{-2}, \dots 等を考慮しなければならず, 同時に $\frac{n(n+1)}{b^2}$ の項も相當利いて來るであらう.

次に以上の計算の結果を實測の磁場と比較してみよう.

i) 振幅 1/2 日振動による磁場は前報第 3 表に擧げた Chapman の結果に比較すると, 1 日變化の小なることは全く同様であるが, 他の成分に就てはより一層よい振幅比を示す. 1 日變化の

第 3 表 $L_{n\nu, n\nu}^{m-s}(r, s)$ の表

m_ν n_ν	4 5	4 7	3 4	3 6	2 3	2 5	1 2	1 4	-1 4	-1 2
4 5 4 7	$\cdot 1727a_0$ $+ \cdot 1310a_2$ $- \cdot 0617a_2$	$\cdot 0018a_2$ $\cdot 1267a_0$ $+ \cdot 0816a_2$	$\cdot 1267a_1$ 0	$- \cdot 0050a_1$ $\cdot 0942a_1$ 0	$\cdot 0408a_2$ 0	$- \cdot 0040a_2$ $- \cdot 0309a_2$				
3 4 3 6	$\cdot 1510a_1$ $- \cdot 1440a_1$	0 $\cdot 0767a_1$	$\cdot 1584a_0$ $+ \cdot 1038a_2$ $- \cdot 0528a_2$	$\cdot 0024a_2$ $\cdot 1097a_0$ $+ \cdot 0670a_2$	$\cdot 1017a_1$ 0	$- \cdot 0063a_1$ $\cdot 0720a_1$	$\cdot 0238a_2$ 0	$- \cdot 0035a_2$ $\cdot 0176a_2$		
2 3 2 5	$\cdot 0630a_2$ $- \cdot 0958a_2$	0 $\cdot 0240a_2$	$\cdot 1320a_1$ $- \cdot 1268a_1$	0 $\cdot 0645a_1$	$\cdot 1357a_0$ $+ \cdot 0905a_2$ $- \cdot 0408a_2$	$- \cdot 0027a_2$ $\cdot 0864a_0$ $+ \cdot 0495a_2$	$\cdot 0634a_1$ 0	$- \cdot 0063a_1$ $\cdot 0422a_1$		
1 2 1 4			$- \cdot 0503a_2$ $- \cdot 0735a_2$	0 $\cdot 0154a_2$	$\cdot 1033a_1$ $- \cdot 1017a_1$	0 $\cdot 0440a_1$	$\cdot 0950a_0$ $+ \cdot 0588a_2$ $- \cdot 0238a_2$	$\cdot 0024a_2$ $\cdot 0528a_0$ $+ \cdot 0286a_2$	$- \cdot 0024a_2$ $\cdot 0117a_2$	$\cdot 0135a_2$ $- \cdot 0238a_2$
-1 4 -1 2							$0.238a_2$ $-0.135a_2$	$-0.117a_2$ $0.024a_2$	$-0.0528a_0$ $-0.0286a_2$ $-0.024a_2$	$0.0238a_2$ $-0.050a_0$ $-0.0588a_2$

第 4 表

n	m	半 日 振 動			1 日 振 動		
		$\Omega_{n\nu}^m(\gamma)$			$\Omega_{n\nu}^m(\gamma)$		
		振 幅	位 相 差	振 幅 比 (實測に對する)	振 幅	位 相 差	振 幅 比 (實測に對する)
2	1	3.63	-18°	0.42	3.16	-15°	0.37
4	1	3.15	161		0.44	153	
3	2	5.28	-19	1.01	1.66	-18	0.32
5	2	0.69	135		0.08	27	
4	3	2.99	-23	1.19	0.38	-30	0.15
6	3	0.27	29		0.02	27	
5	4	0.69	-39	1.19	0.07	207	0.12
7	4	0.05	30		0.00	—	
2	-1	0.03	23		0.31	168	
4	-1	0.05	204		0.50	-12	

第 5 表

高さ (km)	100	120	140	160	180	200	220	240	260	280	300
ν_e	$3.2 \cdot 10^3$	$5.5 \cdot 10^4$	$3.8 \cdot 10^1$	$2.5 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^4$	$6.4 \cdot 10^3$	$5.5 \cdot 10^3$	$4.4 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^3$
ν_i	$9.8 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^3$	$7.7 \cdot 10^2$	$3.7 \cdot 10^2$	$2.0 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$	$1.1 \cdot 10^2$	86	61
$(\sigma_0)_{(e.m.u.)}$	$8.8 \cdot 10^{-19}$	$5.1 \cdot 10^{-18}$	$7.4 \cdot 10^{-18}$	$1.1 \cdot 10^{-17}$	$2.3 \cdot 10^{-17}$	$4.4 \cdot 10^{-17}$	$5.1 \cdot 10^{-17}$	$6.4 \cdot 10^{-17}$	$7.8 \cdot 10^{-17}$	$1.0 \cdot 10^{-16}$	$1.4 \cdot 10^{-16}$
$(\sigma_0)_{(\gamma)}$	$5.2 \cdot 10^{-22}$	$3.0 \cdot 10^{-21}$	$4.2 \cdot 10^{-21}$	$6.6 \cdot 10^{-21}$	$1.4 \cdot 10^{-20}$	$2.5 \cdot 10^{-20}$	$3.0 \cdot 10^{-20}$	$3.9 \cdot 10^{-20}$	$4.6 \cdot 10^{-20}$	$5.9 \cdot 10^{-20}$	$8.3 \cdot 10^{-20}$
$\frac{(\sigma_0 \sigma_{\perp})}{\sigma_{\perp}}$	$5.6 \cdot 10^{-18}$	$1.1 \cdot 10^{-18}$	$7.2 \cdot 10^{-19}$	$4.9 \cdot 10^{-19}$	$2.8 \cdot 10^{-19}$	$1.5 \cdot 10^{-19}$	$1.3 \cdot 10^{-19}$	$1.3 \cdot 10^{-19}$	$1.2 \cdot 10^{-19}$	$1.2 \cdot 10^{-19}$	$1.3 \cdot 10^{-19}$

過小は σ 或は大気振動の緯度による配布を變へても取除くことは出来なく、電離度の 1 日變化を更に大きくすれば 1/3 日變化が又著しく大となり、結局 1/2 日振動のみにては實測される如き振幅比を與へることは不可能のやうである⁽¹⁾。尤も E 層の電子密度の日變化を分析すると a_3 も相當大きく a_2 に匹敵することを考へれば、上の振幅比の差異も緩和されるであらうが、E 層に於ける電子密度の日變化に関する測定の結果は未だ其の数も餘りないやうであり、従つて立入つた調査は後日に譲ることとする。

1 日振動による磁場は 1 日と半日、及び 1/3 日と 1/4 日變化は夫々よく一致せる振幅比をもつが、後者は前者の約 1/2 にして a_2 を更に大きくすればよく、實際に a_2 を倍にすると各成分の振幅比の一致することを確め得た。

振幅の絶対値は大気振動を電離層に於ても地上 4 軒と同じく前報 (25) 式にて表されるものとすると、第 4 表に見る如く半日振動及び 1 日振動共實測に近い大きさであり、今赤道正午に於ける電子密度を 3.10^5 , $d=50$ 軒とすると、1 電子による傳導率は 3.10^{-18} となる。前報第 1 表に示される電子の衝突回数 (ν) を用ひ計算したる $\frac{(\sigma_0\sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ の値と比較し、(第 5 表) N_i が N_0 と大差ないと假定すれば、電流層の平均の高さは約 110 軒と推定出来る。次に Pedersen は電離層の上層に於ては $N_i=N_0$ と考へてゐるが、この場合非常に高い σd の大なる層に於ては $L \gg 1$ となり ϕ_p^q に依る磁場は Ω_p^q のみとなり、其他の成分は Ω_p^q に比して著しく小となり、大気振動が斯る層に於ても前報 (25) 式と同じであるとする、 $\Omega_2^1=37.0^\circ$, $\Omega_3^2=39.0^\circ$ にしてこの 2 成分のみが著しく大なるを以つて、斯る上層に於ては大気振動は極めて小になるものと考へなければならぬ。

ii) 位 相 位相の遅れのあることは前報に於けると大差はない。前章に於て大気振動は比較的高さと共に緩漫に減少する気温變化による部分 (Θ_1) と、渦動熱擴散による極く地表の近くに限られる温度變化による部分 (Θ_2) とより成るものと考へ、大気下層の渦動粘性係数を海陸風等から推定される 10^6-10^7 とすると、藤原先生等の計算された自由大気變化の實測結果をよく説明することが出来たが、この考へによれば成層圏の大気振動は、 Θ_1 は $\frac{\pi}{2}$, Θ_2 は π に近い位相が早くなることが期待される。1/2 日振動は地表附近にて著しい位相の飛躍が認められないのでこの振動は主として Θ_1 によるものと考へられる。故に第 4 表に於ける位相の遅れを 20° とすると、この振動に依る磁場の time factor は前報 (25) 式及び (23) により $\cos(2\omega t+133^\circ+90^\circ-20^\circ)=\cos(2\omega t+203^\circ)$ となり、實測の 205° に比較し極めてよい一致である。

成層圏に於ける 1 日振動は Θ_1, Θ_2 の大小により決定されるが、より上層の気壓變化が分らない

(1) 磁力計の磁石の温度は一般に日變化をなし、これによる器械的の誤差は數 γ に達するのが普通であり、且つ、その位相は外部の気温と略々 π 位の差があるを以つて、實際の 1 日變化磁場は數 γ 小となることが豫想され、この不一致を除き得ることも考へられる。これに関しては將來更に調査を進める積りである。

ので不明であるが、これに就いては別の考察も可能である。現在電波傳播や極光等の測定から電離層に於ける著しい温度の日變化を考へる學者もあるが¹⁾、斯くの如き大きな變化は兎も角として、80 軒邊の高さに於ても水蒸氣の存在が考へられてゐるので直接太陽輻射熱の吸收も幾分なりとあるべく、其の結果は空氣の密度の極めて小なる斯る上層に於ては當然温度の變化も考へられるであらう。一般に輻射は $\sum J_s \cos^2 \omega$ の形にて表さるべく、温度の變化はこれと γ なる位相差があるとすれば、これに依る氣壓振動は $\sin(st+270^\circ+\gamma)$ であり、従つて磁場は $\cos(mt+250^\circ+\gamma)$ となり、 $\gamma=-45^\circ$ ならば實測磁場の位相を説明することが出来る。而して地表近くの γ は $-3^\circ-50^\circ$ であるから、電離層の気温變化の位相が地表近くと同じなるか、或は (電離密度に就いても位相の遅れが考へられるので) 稍早ければよい。もし温度の變化が存在するなら斯くの如き位相をもつことは當然考へ得べきことで、要するに電離層に於ける大気振動は對流圏或は電離層の温度變化に依つて起され得べく、而も其の位相は日變化磁場を説明するに好都合なるものであることが期待される。

一體日變化磁場を Chapman の如く唯一項の球函數 p_{m+1}^m にて表すことは非常な無理なこととなるべく、分析結果より逆に計算したる磁場と實測との間には非常な懸隔のあることも當然で、將來はより高次までの展開を行ひ、同時に各地に於ける E 層の電離度の日變化を知るを得ば、1/2 及び 1 日振動に依る高次の磁場の兩者に於て、振幅竝に位相に大差あることと照合し、兩振動の比較も推定し得べく、日變化理論を促進せしめることも亦大であらうと考へらる。

§ 5. 結 語

以上を要約すれば、

1. 空間電荷の蓄積がないことより、電離層内に於ける電磁場は $(\sigma_0)_i + \frac{(\sigma_0\sigma_{\perp})_e}{\sigma_{\perp}}$ なる傳導率を有する媒質に於けると同等であること。

2. 大気振動に依る磁場を基本方程式より導き、大気振動が地上と大差ないときは、日變化磁場を由來する電流層は、もし N_i が N_0 と大差ないときは 110 軒邊にあり、更に上層の傳導率の非常に大なる高さに於ては、振動と同週期の磁場のみに限定され、他の週期の磁場は極めて小なるを以つて、斯る上層に於ては、大気振動が甚だ小とならなければならない。

3. 渦動粘性を考慮し、大気振動は渦動熱擴散度による地表近くの温度變化 (Θ_2) と、高さと共に比較的緩漫に減少する温度變化 (Θ_1) による強制振動であると考へると、藤原先生等の調査結果をよく説明することが出来る。而してこれに依れば、成層圏に於ける氣壓振動の位相は地上に比し、 $\frac{\pi}{2}(\Theta_1)$ 或は $\pi(\Theta_2)$ 早くなることが期待され、計算磁場の位相差を消滅させることが可能なること、又電離層に於ても気温の日變化が豫想され、其の位相が地上の温度變化と同じであるか或は少し早ければ、矢張り磁場の位相差を説明し得ること。

(1) 例へば D. F. Martyn & O. O. Pulley の論文は地球物理學文獻抄 1936, p. 137 に紹介されてゐる。

以上の所論により、磁場の日変化は大気振動に依るものとして、振幅は勿論、位相に就いても完全に説明されるのであるが、位相については、こゝに於ては唯その可能性を指摘したのみで其の當否は將來の成層圏に於ける大気振動の測定に期待しなければならない。

終りに臨み、常に深甚なる御教導を賜はる岡田臺長先生及び藤原先生に對し又御代讀の勞をとられた山本學兄に對し衷心よりの謝意を表する次第である。

(昭和 13 年 10 月、於豊原地磁氣觀測所)

低氣壓に隨伴する潮汐副振動並びにウネりに就いて (I)

中野猿人

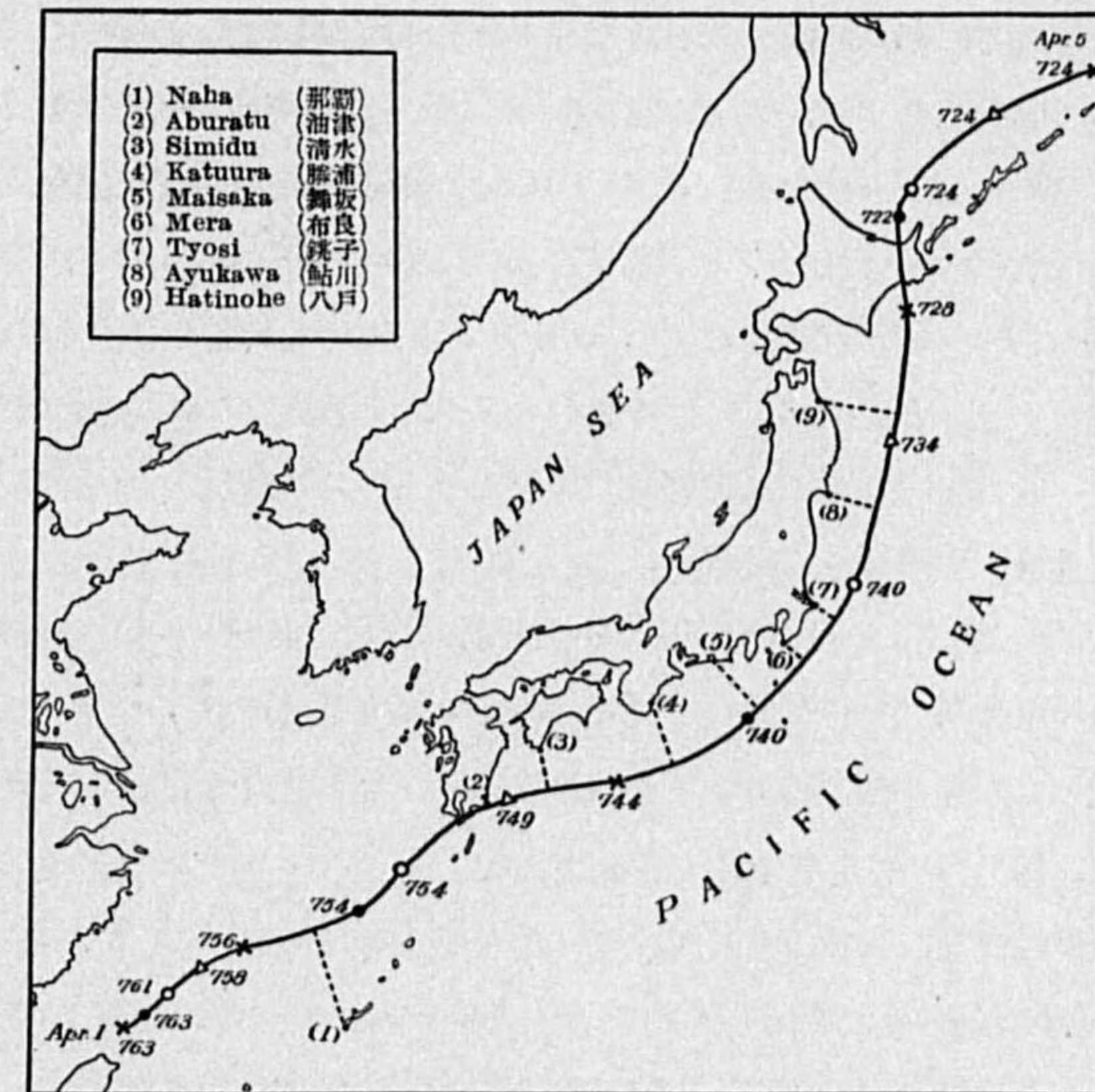
§1. 潮汐の副振動は洋上の氣象狀況を知る上に有力な手掛りとなるものであつて、既に多くの人々に依つて屢々論ぜられて來たが、副振動を起す波の本性に就いて論ぜられたものは割合に尠い。特に檢潮自記紙上に現はれる振動で、所謂副振動(灣の固有振動)よりも週期が短かく、又普通ウネリと呼ばれて居る波よりも遙かに週期の長い波に就いては、嘗て寺田博士⁽¹⁾が注意せられた事があるが、從來餘り注目せられなかつた様である。本報文は主として副振動を起す波の本性を明らかにする目的から、低氣壓襲來に際し本邦各地の檢潮所で得られた檢潮自記紙に基いて研究を進めたものである。若し之に依つて副振動を起す波の性質が幾分なりとも闡明せられたとすれば望外の幸である。尙、本報文中“ウネリ”と呼ぶのは普通所謂ウネリとは異り、上述の如く普通のウネリよりは遙かに週期の長い、檢潮儀に依つて始めて検出される様な波の事で、無論副振動の一種には違ひないが、普通所謂副振動(固有振動)と區別するために“ウネリ”と言ふ言葉を用ひ、之に對して所謂副振動の事を“固有振動”と呼ぶことにする。

§2. 昭和 11 年 4 月 1 日~5 日、本邦太平洋岸を進行した低氣壓に伴ひ、各地の檢潮記象に可也顯著な副振動が現はれた。此の低氣壓は略々日本の島弧に沿ふて進行したので、日本の各地で觀測された副振動を低氣壓に關聯させて比較研究する上には極めて都合良いものであつた。此の低氣壓は 4 月 1 日朝臺灣北方に發生し、徐々に發達しつゝ東北東に進み、3 日本邦南方海上に達する頃

(1) T. Terada: Secondary Undulations of Tides caused by Cyclonic Storms. Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. 2nd Ser. Vol. 6, 196-201 (1912); Scientific Papers, Vol. 2, 3-8 (1938).

から可也強いものとなつた。⁽¹⁾今『氣象要覽』⁽²⁾に據り、低氣壓の經路並びに中心の示度(耗)を示せば第 1 圖の如くである。但し Δ , \times , \bullet 及び \circ 印は夫々 0 時, 6 時, 12 時及び 18 時に於ける颯心の位置を示す。

第 1 圖



先づ調査した檢潮記象に就いて簡単に記述する。

(1) 那覇. 那覇では一般に滿潮時の際だけ副振動が起る傾向があるので、現在の研究の目的には餘り適當でない。又 3 月 31 日~4 月 6 日の記象を調べて見た處、此處では何等著しい副振動は現はれて居ない。實際低氣壓が沖縄附近に在つた頃は、まだ氣壓が極めて淺く、760~754 耗程度であつた。

(2) 油津. 油津では平常全振幅 8~10 厘の固有振動(卓越週期 15~20 分)が現はれる。

4 月 1~6 日の記象を見ると、固有振動は平常と比較して左程顯著ではないが、2 日 17 時頃、即ち颯心の最も近づく 6 時間前頃から 3 日 10 時頃にかけて現はれた週期 18~20 分及び 30 分の固有振動は平常と比較して幾らか著しい様である。最大全振幅は約 18 厘で 3 日 2 時頃に起つて居る。之に反しウネリは可也顯著である。即ち 2 日 15 時頃週期約 1 分及び 2~3 分のウネリが突然現はれ、約 1 晝夜繼續し、3 日 15 時頃から漸次衰へて行つた。最大全振幅は約 15 厘で 3 日 0 時頃起つて居る。尙、低氣壓が油津附近に在る頃は示度 750 耗位でまだ餘り深いものではなかつた。

(3) 清水(高知縣) 4 月 1~5 日の記象を見ると、低氣壓の近づく遙か以前即ち 1 日 21 時頃週期 20~25 分、全振幅 20 厘内外の固有振動⁽³⁾が現はれたが直ちに衰へ、其後は 3 日 5 時頃迄概ね全振幅 10 厘以下であつた。颯心の近づいた直後即ち 3 日 5 時頃から 9 時頃にかけて再び

(1) 日本海方面に在つた低氣壓を 4 日 6 時頃北海道襟裳岬附近で併合した。

(2) 『氣象要覽』(中央氣象臺刊行) 昭和 11 年 4 月號 427-428 頁。

(3) 此の振動の原因は現在の所不明であるが恐らく今考へて居る低氣壓と直接には關係がなからう。

23~25分週期の固有振動が現はれ、3日7時頃最大全振幅17種を示した。然し之も永くは續かず3日10時頃から漸次平常の振幅に復して行つた。要するに清水でも固有振動は左程顯著ではなく、又顯著固有振動の起り始や終の時刻を讀取る事は困難である。然しウネリは多少明瞭に現はれて居る。即ち此處では平常ウネリの現はれる事は稀であるが、3日2時頃から週期約3分のウネリが現はれ3日20時頃迄續いた。最大全振幅は4種で3日4時頃に起つて居る。

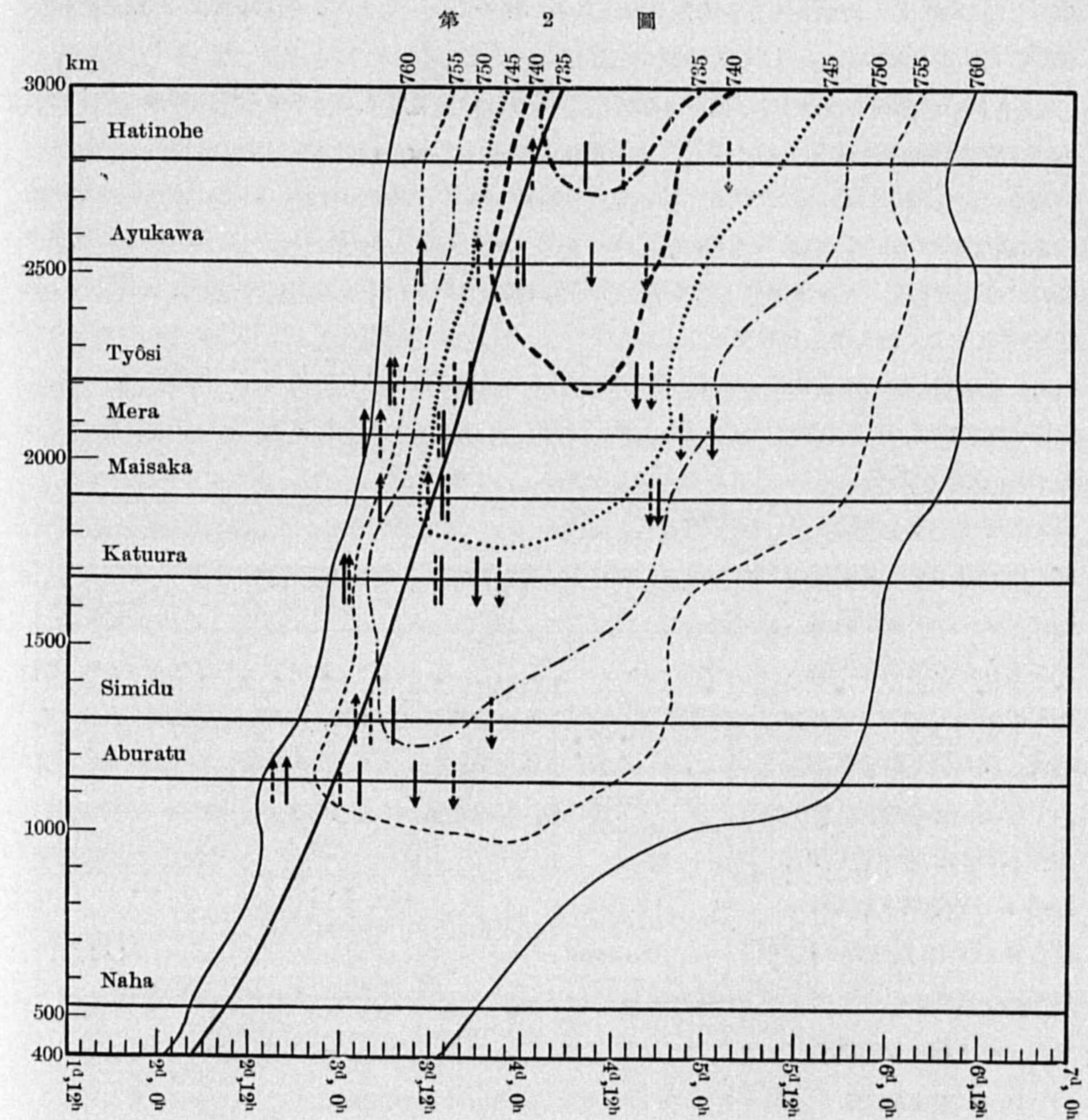
(4) 勝浦(和歌山縣) 3日0時頃迄は固有振動の全振幅概ね5~6種であつたが、3日0頃即ち低氣壓の最も近づく8時間前頃から急に振幅を増し、3日18時頃迄全振幅10種内外、週期20~22分の振動が繼續した。4日0時以後は低氣壓の近づく以前と殆んど變らぬ程度になつて居る。ウネリも同様3日1時頃から1~2分週期のものが急に激しく起り、3日21時頃迄繼續した。固有振動の最大全振幅は12種で3日13時頃起つて居り、ウネリの最大全振幅は10種で3日12時頃起つて居る。

(5) 舞坂。4月1~6日の記象を調べた處、週期8~10分の波が最も多く現はれて居るが、此の外に週期15~20分及び28~30分の波も屢々現はれ、更にウネリと見做すべき2~3分週期の波が之に伴ひ振動は非常に不規則である。然し顯著な振動の起時は比較的明瞭に讀取る事が出来る。即ち3日5時頃即ち低氣壓の最も近づく7時間前頃週期8~10分及び15~20分の波が急激に増幅し、3日14時頃最大となり全振幅14種を示した。それから漸次衰へて行つたが4日18時頃から急に消滅してしまつた。ウネリは3日12時頃から現はれ始め、3日14時頃最大となり全振幅9種を示し、それから漸次衰へ4日17時頃から見えなくなつた。

(6) 布良。布良の副振動は甚だ顯著である。2日22時頃迄は平常と殆んど變つた事はなかつたが、其の頃から漸次振動が激しくなり、特に3日3時頃即ち低氣壓の最も近づく12時間前頃から週期5~6分及び8~10分の振動が急に激しくなり、5日1時頃迄顯著に現はれた。一方ウネリと見做すべき0.8~0.9分週期の振動も3日5時頃から急に激しくなり、4日21時頃迄顯著に現はれ、其の頃から漸次平常に復した。固有振動の最大全振幅は52種に達し3日13時頃に起つて居り、ウネリの最大全振幅は18種で3日13時及び16時頃に現はれて居る。

(7) 銚子。4月1~6日の記象を調べたが、振動は左程著しくはなかつた。振動は非常に不規則であるが週期10~15分の波が最も多く現はれて居り、其の外にウネリと見做すべき0.8~0.9分及び1.5~2.5分週期の波が現はれて居る。3日6時頃迄は平常と殆んど變つた事はなかつたが、3日7時頃即ち低氣壓の最も近づく10時間前頃から10~15分週期の振動が急に激しくなり、4日15時頃迄續き、それから漸次衰へて行つた。之と同時に1.5~2.5分週期のウネリも3日7時頃から漸次激しくなり、4日17時頃迄續いた。固有振動の最大全振幅は13種で3日17時頃起つて居り、ウネリの最大全振幅は9種で3日15時頃に起つて居る。

(8) 鮎川。4月2~6日の記象を調べた處、副振動は不規則であるが可也顯著である。固有振動に相當する8~10分の波が卓越して居り約2分週期のウネリが混つて居る。3日7時頃迄は平常と殆んど變つた處はなかつたが、其の頃から振動が漸次激しくなり、3日10時頃即ち低氣壓の最も近づく10時間前頃から週期8~10分の固有振動が急に増幅し、4日9時頃迄顯著な振動が續いた。一方3日18時頃から週期約2分のウネリが漸次激しくなり、4日16時頃迄顯著であつた。固有振動の最大全振幅は約26種で4日0時頃に現はれて居り、ウネリの最大全振幅は約14種で3日23時頃に現はれて居る。



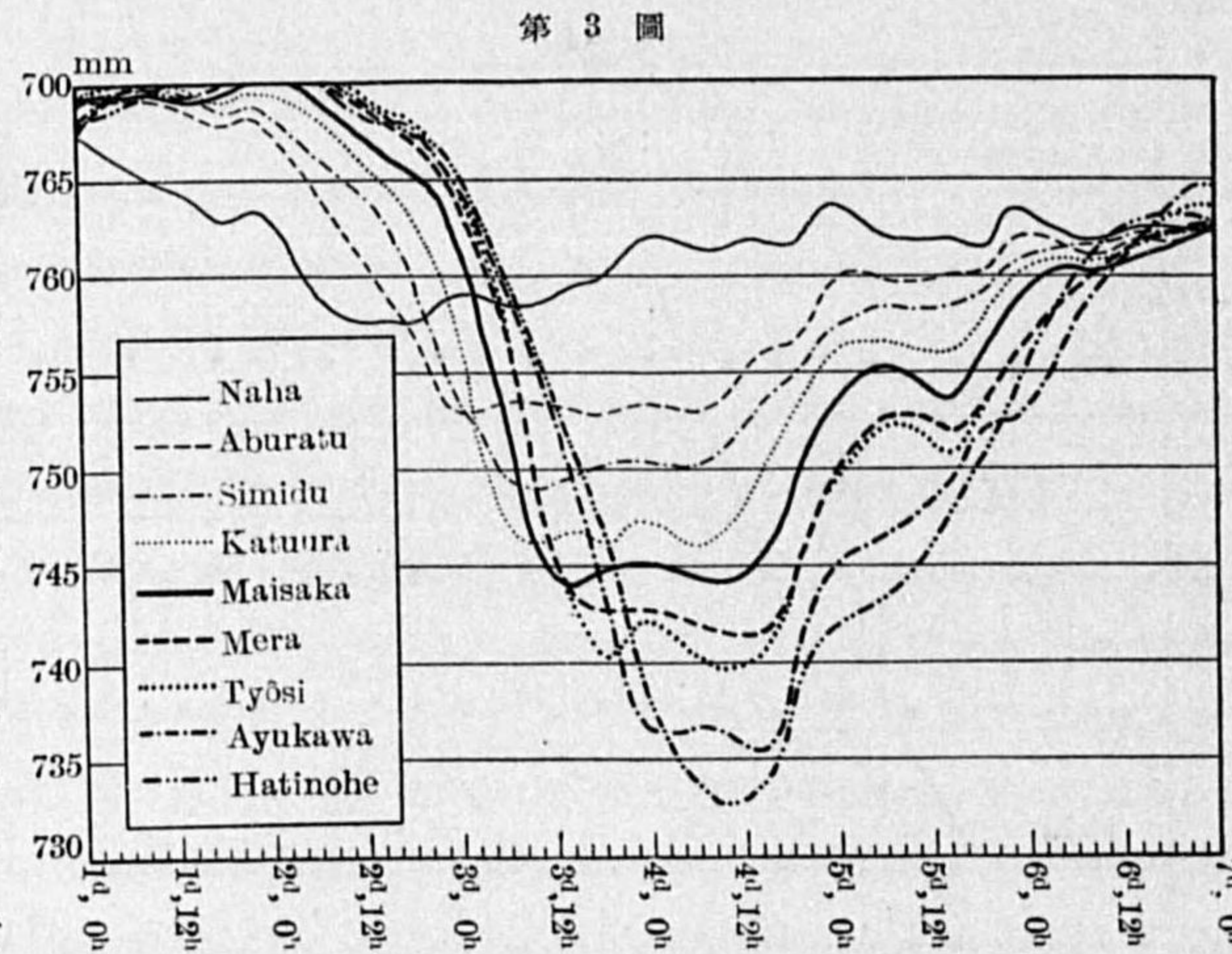
(9) 八戸. 4月1~6日の記象を調べた處、八戸では低氣壓の近づく遙か以前即ち1日13時頃から2日15時頃にかけて可也顯著な副振動が現はれて居るが、之は今考へて居る低氣壓とは直接關係が無い様に思はれるので、此の原因に就いては別に考へる事にして、茲では之以後の記象を調べた。振動は可也激しいが概ね規則正しい。固有振動は週期15~20分のものが卓越して居るが、外に30~40分週期の波が時々現はれて居る。特に顯著なのは週期2~3分のウネリで、振幅は却つて固有振動よりも大である。顯著固有振動の起り始めと終りの時刻は讀取り難いが、其の最大全振幅は4日8時頃に現はれて居り約22mmである。之に反しウネリの起時は明瞭に讀取る事が出来る。即ち4日1時頃から急に振幅が大となり、漸次増幅して4日13時頃最大全振幅28mmに達し、それより漸次衰へ、5日3時頃から急に小さくなつてしまつた。

§3. 以上の調査から知られる様に、顯著な“固有振動”は低氣壓の中心が各檢潮所に最も近く6~12時間位前から起り始めて居り、顯著な“ウネリ”は一般に之より多少後れて現はれ始めて居る。此の關係を圖に示せば第2圖の如くである。此圖で横軸には時間Tを、縦軸には低氣壓の進路に沿つて測つた距離Δを取つてある。但しΔの原点は4月1日6時に於ける低氣壓中心の位置に選んだ。太い實線は低氣壓中心の走時曲線とも謂ふべきもので、中心が各檢潮所への最近點(第1圖に示した垂線の足)に達した時のTとΔとの關係を示すものである。之から分る様に、低氣壓の進行速度は初め遅く、中頃幾分速く、後再び遅くなつて居るが、油津から八戸迄は大體一定で時速67mm程度である。第2圖の矢印↑及び↓は夫々顯著固有振動の始及び終の時刻を示し、矢印↑及び↓は

夫々顯著なウネリの始と終の時刻を示す。又縦線↑及び↓は夫々固有振動及びウネリの最大全振幅の起時を示す。

併、此の副振動と氣象との關係を見るため、先づ低氣壓の近づいた4月1~6日の天氣圖⁽¹⁾と『氣象月報』⁽¹⁾に依り、種々の等壓線の動向を追跡してみた。第3圖は各檢潮所

(1) 中央氣象臺刊行。



第3圖

に於ける氣壓の變化を示す。但し清水、舞坂、布良、銚子及び鮎川の方は夫々直ぐ近くに在る測候所清水、濱松、富崎、銚子及び石巻の氣壓を取り、油津、勝浦及び八戸の方は天氣圖を参照し乍ら比較的附近に在る二三の測候所の氣壓から内挿法に依つて求めたものである。尙、氣壓は全部海面更正を施してあることは勿論である。此の圖から760mm, 755mm, 750mm, 745mm, 740mm及び735mmの等壓線が各檢潮所に到着した時刻と過去つた時刻とを讀取つて圖に畫いてみれば第2圖の諸曲線の如くである。之から分る様に、各檢潮所に特有な顯著固有振動の起り始めは略々755mmの等壓線が到着する頃に相當して居る。此れに類似した事實は嘗て寺田博士⁽¹⁾が1908年6月23日及び1910年7月24~26日の颶風に就いて調べられた結果にも現はれて居る。寺田博士の得られた結果では750mmの等壓線が到着する頃に顯著副振動が起り始める傾向が見られる。750mmの時始まるか755mmの時始まるかは各低氣壓に就いて夫々異なるであらうが、兎も角或特定の等壓線が各檢潮所に到着する頃から顯著な副振動が起り始めると言ふ事實は、若し各檢潮所の波に對する感度が一々異なる事を考ふれば寧ろ著しい事實と言はなければならぬ。此の事は寺田博士も既に強調せられて居る所である。顯著副振動の終る場合には上の様な關係は餘り見られない。顯著副振動が低氣壓の近づく前後の或範圍に限られて居る事、就中低氣壓の最も近く6~12時間位前から顯著固有振動が起り始めるといふ事實は、低氣壓に因つて生ずる副振動の波の本性に就いて大きな暗示を與へるものである。即ち先づ當面の問題は上に調べた副振動が檢潮所の附近の氣象變化に因つて起されたものか、或は檢潮所附近の氣象狀況には殆んど關係なく、遙か颶心の近くに一旦起された波が傳播して來て檢潮所に現はれたものかといふ問題であるが、上に述べた様な事實が鍵となつて此の問題が或程度迄解決せられるのではないかと思はれる。此の爲めに次の様な調査を行つてみた。

(1) 檢潮所附近の風速と副振動との相關 副振動を起す原因の一つとして風が考へられる。風向や風速には地形の影響があるから、檢潮所附近の測候所に於ける風向、風速が必ずしも其の附近一帯の風向、風速を代表するものでない事は言ふ迄もないが、4月1~6日の天氣圖に就いて見るに、此の場合は測候所の風向、風速が大體附近一帯の風向、風速を代表して居ると見做して差支へない事が判つたので、檢潮所の直ぐ近くに測候所の在る場合(清水、舞坂、布良、銚子、鮎川)は『氣象月報』其他から測候所の風速を取り、及檢潮所の直ぐ近くに測候所の無い場合(油津、勝浦、八戸)は傾度風速の公式⁽²⁾

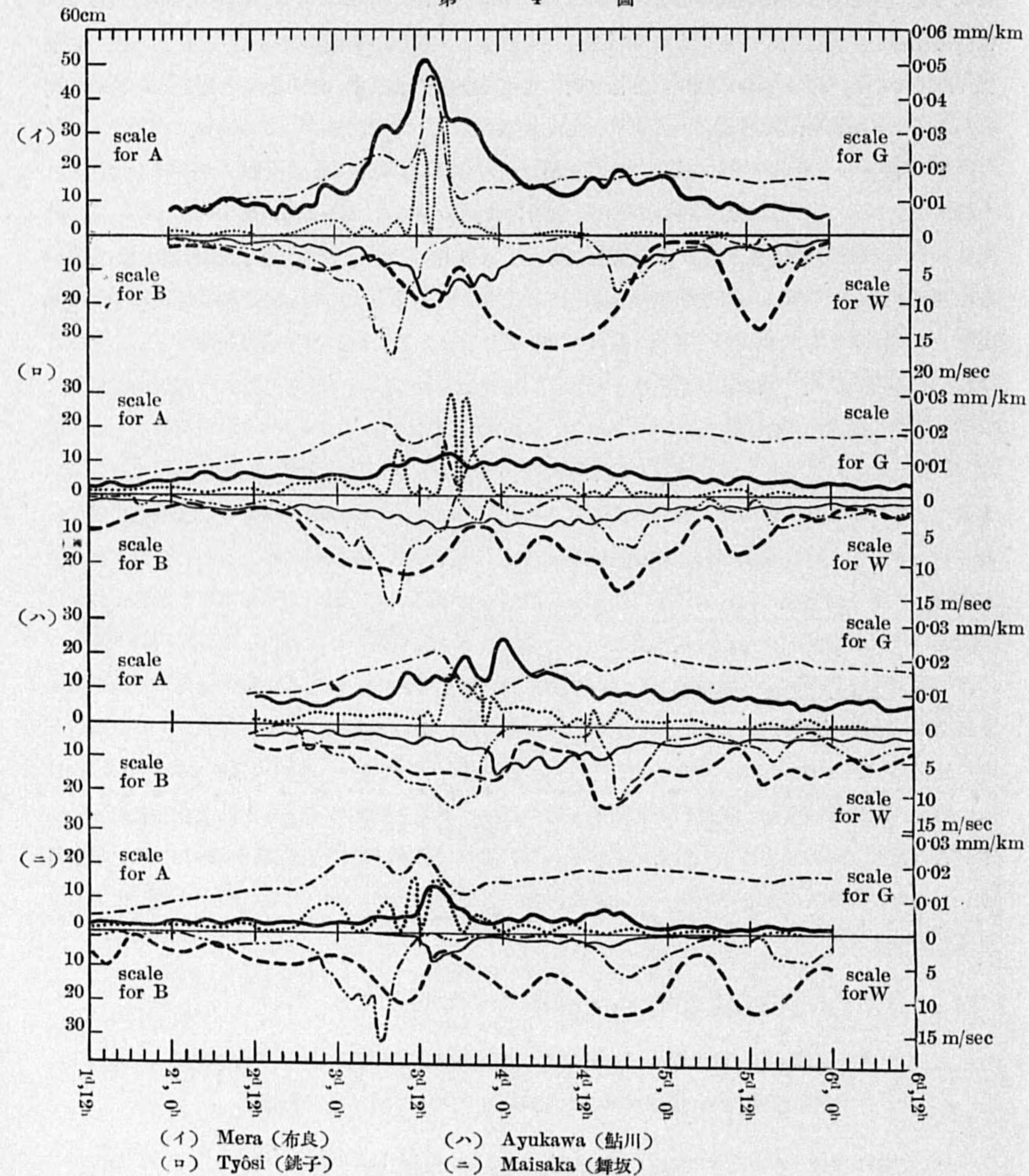
$$W = \sqrt{\frac{R}{\sigma} G + (\omega R \sin \varphi)^2} - \omega R \sin \varphi \quad (1)$$

W = 風速, R = 低氣壓中心から考へて居る地點迄の距離, σ = 空氣の密度,
G = 氣壓傾度, ω = 地球自轉の角速度, φ = 考へて居る地點の緯度

(1) 前掲論文參照。(2) 岡田武松:『氣象學』, 上卷, 175頁(昭和9年)。

に依つて風速を計算し、之を検潮所附近の代表風速と考へて之と副振動の大きさとの相関を調べた。
第4圖に其の二三の例を示す。圖の太い實線(—)は検潮記象から測つた固有振動の全振幅 A (耗)を、
細い實線(—)は同じくウネリの全振幅 B (耗)を示し、太い破線(---)は風速 W (米/秒)を

第 4 圖



示す。此の圖から判る様に、固有振動やウネリの大きい時は概して風速も大きい事は事實であるが、然し兩者の相関は左程密接ではない様である。即ち、例へば(布良)第4圖(イ)に就いて見るならば、固有振動及びウネリの特に顯著なのは3日5時~4日0時頃であるが、一方風速は3日22時~4日14時頃最大である。又5日14時前後に風速は可也大きくなつて居るが、其の頃の固有振動やウネリの振幅は非常に小さい。勿論風速が大になつた瞬間に副振動が大となる譯ではなく、兩者の間に幾らか位相の差(副振動の方が多少後れる)のある事は容易に想像される事であり、又例へば C. Boergen の公式⁽¹⁾

$$H = \frac{H_m}{\left(1 + \frac{1.94\alpha W}{r}\right)\left(1 + \frac{\alpha}{t}\right)} \quad (2)$$

H = 波高(米), r = 對岸距離(哩), W = 風速(米/秒), t = 風が吹初めてからの時間(時), α = 常數⁽²⁾, H_m = r 及び t が非常に大きくなつた時の波高⁽³⁾

からも判る事である。然し風速が最大となるすつと以前に副振動が最も激しくなつて居り、最大風速の起つた後に却つて副振動が概して小さいと言ふ事實は、検潮所附近の風が直接副振動を起したものでない事を示すに充分であらう。

(2) 検潮所附近の氣壓の時間的變化と副振動との相関 検潮所の所在地の氣壓と副振動との關係は既に前述した通りである。検潮所附近の氣壓の時間的變化即ち $\frac{dP}{dt}$ と副振動との相関を調べてみよう。氣壓(海面更正を施したもの)は風に比べると場所に依る變化が小さいから、前に求めた検潮所に於ける氣壓 P は略々其の附近一帶の氣壓を代表するものと見做して差支へないであらう。第3圖から $\left|\frac{dP}{dt}\right|$ を測つて圖に畫くと第4圖の鎖線(— · — · —)の如くである。之から判る様に、検潮所附近の氣壓の變化と副振動との相関も左程密接ではない。即ち例へば第4圖(ハ)(鮎川)に就いて言へば、 $\left|\frac{dP}{dt}\right|$ の極大は副振動の極大となる數時間前に起つて居るが、兩者間に左程密接な因果關係が有る様には見えない。若し3日16時頃に起つて居る $\left|\frac{dP}{dt}\right|$ の爲めに3日23時~4日2時の副振動の極大が起つて居るとするならば、4日17時頃に起つて居る $\left|\frac{dP}{dt}\right|$ の極大の後に副振動が少しも著しくなつて居ない事實を説明するのが困難である。布良だけは多少兩者の相関を思はせる點も無いではないが、布良以外の検潮所は全部鮎川と同様兩者の間に左程密接な相関のない事を示してゐる。

(3) 氣壓微變動、不連續線、寒冷前線等との關係 氣壓微變動、不連續線並びに寒冷前線の通過、及

(1) Ann. d. Hydr., Bd. 18, S. 3 (1890); O. Krümmel: "Handbuch der Ozeanographie," Bd. 2, S. 74 (1923); H. Thorade: "Probleme der Wasserwellen", S. 51 (1931).

(2) C. Boergen に依れば α = 1.864.

(3) C. Boergen に依れば $H_m = \frac{W}{3}$; V. Cornish に依れば $H_m = 0.37 W$.

び局所性驟雨(特に雷雨性のもの)等は副振動を起す一つの原因と考へられて居る。⁽¹⁾それで此等を少しく調べて見た。先づ氣壓微變動であるが、現在著者が調べる事の出来た唯一の資料は東京中央氣象臺に於いて觀測されたスプリング式自記氣壓計の記象並びにリシヤール式スタトスコープの記象だけに過ぎないので残念乍ら全般的な結論を引出す事は出来ない。唯調べた結果を簡単に述べると、兩記象共概して氣壓微變動は著しからず、4月3日6~10時、3日15~20時、4日1~4時及び4日9~16時に全振幅0.2~0.4 毫の微壓變化(卓越週期は8~10分なるも、5分内外の振動も時々認めらる)が起つて居り、3日9時頃と4日3時頃とが最も著しく全振幅0.3~0.4 毫であつた。一方布良の檢潮記象を見ると、3日13時頃副振動の振幅が最大となつて居るので、之が3日9時頃の氣壓微變動に因るものと強いて考へれば考へられぬ事もないかも知れぬが、4日3時頃の氣壓微變動に相當する顯著な潮汐副振動が少しも認められぬ所から考へると、少くとも布良の場合は檢潮所の直ぐ近くの氣壓微變動が副振動の主原因をなして居るとは考へ難い様である。銚子に就いても同様の事が言へる。次に不連続線であるが、4月1~6日の天氣圖に就いて見るに、2日18時頃低氣壓の中心(東經129°,北緯30°)を過り沖繩から朝鮮西海岸の方に延びて居る不連続線と、3日18時頃低氣壓の中心(東經142°,北緯36°)から出て南方小笠原諸島方面に延びて居る不連続線と、4日18時頃伊豆半島北部から房總半島南部を通つて東北東に走つて居る局部的の弱い不連続線とが有る。3日、4日及び5日の6時の天氣圖には一つも不連続線が見られないので、恐らく上記の不連続線は極一時性のものであつたらうと思はれる。従つて今調べて居る檢潮所附近を通過したらしい時刻は勿論、通過したか否かも不明でない。又實際檢潮記象を調べても上記の不連続線が主因となつたと思はれる様な顯著副振動は餘り認められないのである。次に寒冷前線であるが、4月1~6日の天氣圖を見ると2日18時頃九州の西部五島列島附近に稍、目星いのが見られるが、之は九州、四國地方に來る前に逸早く消失してしまつた様である。此の外には寒冷前線の目星いものは一つも見られない。又4月2日朝から4日朝にかけて日本内地の各所に全般的な降水は有つたが局所性驟雨の襲來した形跡も認められない。

(4) 氣壓傾度及び其の時間的變化と副振動との相關 氣壓傾度及び其の時間的變化も副振動を起す一原因と考へられる。今檢潮所の氣壓を P 、颯心の氣壓を P_0 とし、檢潮所から颯心迄の距離を r とすれば、 $G = \frac{P - P_0}{r}$ は檢潮所と颯心間の平均氣壓傾度を表はす。種々の時刻に就いて G の値を計算し、之を圖に畫けば第4圖の上の鎖線(---)の如くである。但し G を計算する際、 P は第3圖から讀取つたものを用ひ、 P_0 は第1圖に示した中心示度から内挿法に依つて求めたものを用ひた。次に G の値から $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ を計算して圖に畫けば第4圖の點線(.....)の如くである。之に依れば、布良以外の總ての檢潮所に就いて、 G と副振動の振幅との間には殆んど密接な關

(1) 高橋達敏: 琵琶湖南部の靜振に就いて(第二報),『海と空』,第18卷,第11號,387-394頁(1938年)。

係が見られないが、 $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ の方は多少關係が有るらしく、 $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ の最大となつた頃に副振動の最大振幅が起つて居る。然し $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ が顯著副振動の直接原因であるか否かは現在の所不明である。若し $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ と副振動との間に密接な因果關係が有るとすれば、副振動の極大は當然 $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ の極大の後に現はれそうに考へられるが、布良では $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ の極大となる3時間前に副振動は既に極大に達して居るのである。此の事實から考ふれば、 $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ が副振動と無關係と言ふ譯ではないが直接の原因ではなく、 $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ の變化に隨伴して起るべき他の氣象變化、例へば颯心附近の氣壓微變動等が寧ろ直接の原因になつて居るのではないかと考へられる。尙、 G は前述の如く平均氣壓傾度であつて檢潮所の存在する地點の實際の氣壓傾度とは多少異つて居る。それで念の爲め天氣圖に就き等壓線の間隔から、主として檢潮所附近の氣壓傾度の變化を追跡して見た處(勿論此の様な方法では高、大體の傾向を知り得るに過ぎないが)檢潮所附近の氣壓傾度は副振動と深い關係は無いらしい事が判つた。

要するに如上の調査結果から考へられる事は、現在の顯著副振動は主として檢潮所の直ぐ近くの氣象變化に因つて直接生じたものではなく、遙か颯心の近傍に一旦起された波が傳播して來て檢潮儀に現はれたものではないかといふ事である。若し此の様に考ふるならば、前に述べた事實、即ち顯著副振動が低氣壓の最も近づいた前後の或範圍内に限定せられて居り、就中低氣壓の最も近づく6~12時間位前から顯著な固有振動が起り始めるといふ事實に對して一應尤もらしい説明を下す事が出来る。

§4. 今、一つの假想的な場合として、低氣壓の中心から凡ゆる方向に一聯の長波が傳播して行くものと考へやう(實際低氣壓の中心から放射狀に傳播する長波が實在するらしい事は最近發表せられた大谷技師等の研究⁽¹⁾に徴しても明らかである)。此の種の波を起す原因は色々考へられるが、颯心附近の微壓變化は最も有力なものと思はれる⁽²⁾。借、中心から出て行く長波の一つ一つは急速に消滅し、數百軒も傳播すれば最早顯著な波ではなくなるものと考へられる。今、假りに週期10分の副振動を考へ、海の深さを平均500米、1000米及び2000米とすれば、波長は夫々42軒、59軒及び84軒となる。低氣壓の擾亂域の半徑を假りに300軒とすれば、中心から其の周縁迄の間に含まれる波の数は夫々7.1、5.1及び3.6個に過ぎない事になる。此の様な急激な勢力の逸散は比較的狭い波源から放射狀に傳播せられる波を考ふれば説明がつく⁽³⁾。即ち氣壓變化に因つて起された長波を考ふれば、其の運動の式は通常の記號⁽⁴⁾を用ひ

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = gh \nabla_1^2 \phi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_0}{\partial t} \quad (1)$$

で與へられる。但し ϕ は速度ポテンシャルで水面の昇降 ζ との間

(1) 大谷東平、高品佳清: 颯風域内の波浪又はうねりと風との關係に就いて、『氣象集誌』,第2輯,第17卷,第1號,1-6頁(昭和14年)。(2) 大谷技師等も同様の考を述べて居られる(前掲論文參照)。

(3) 寺田寅彦: 前掲論文參照。(4) H. Lamb: "Hydrodynamics", 6th Ed., 296-297 (1932)。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = g\zeta + \frac{p_0}{\rho} \quad (2)$$

なる関係が有る。

$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$ を省略すれば、(1) から

$$-\int \frac{\partial \phi}{\partial n} ds = \frac{1}{\rho g h} \frac{d}{dt} \iint p_0 dx dy \quad (3)$$

が出る。 p_0 は海面に働く壓力の強さで、作用範囲は水深 h よりは大であるが波の波長 λ よりは小さいものとする。又 (3) の積分は p_0 の作用範囲に就いて考へたもので、 s 及び n は其の範囲の周縁及び其れへの法線に沿ふて測つた長さを表はす。今、氣壓變化の強さを $f(t)$ で表はせば

$$f(t) = \frac{1}{\rho g h} \frac{dP_0}{dt} \quad (4)$$

但し

$$P_0 = \iint p_0 dx dy$$

である。随つて、若し氣壓變化 (即ち現在は氣壓微變動) が颯心を中心とする或狭い範囲 (上に規定した様な數學的意味に於いて) 内で起つて居るとすれば、問題は極座標で

$$f(t) = \lim_{r \rightarrow 0} \left(-2\pi r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \quad (5)$$

の條件の下に

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = g h \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \quad (6)$$

を解くことに歸着する。而して若し微壓變化 $f(t)$ が $\frac{2\pi}{\sigma}$ の週期を有し、一定の振幅を以て行はれるものとするれば

$$\phi \propto \sqrt{Y_0^2(kr) + J_0^2(kr)} \quad (7)$$

但し

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\sigma}{\sqrt{gh}}$$

又若し kr が大ならば

$$\phi \propto \frac{1}{\sqrt{kr}} \quad (8)$$

なる事が容易に證明される。然るに $\zeta \propto \phi$ であるから

$$\zeta \propto \sqrt{Y_0^2(kr) + J_0^2(kr)} \quad (9)$$

又 kr が大なるときは

$$\zeta \propto \frac{1}{\sqrt{kr}} \quad (10)$$

となる。 $\sqrt{Y_0^2(kr) + J_0^2(kr)}$ なる函数は $r=0$ から $r=3\lambda$ 位迄は急速に減小し、其の後は極めて徐々に減小して行く函数である。斯くて、前述の如く、颯心から出て行く長波の一つ一つが急速に消滅し數百軒も傳播すれば最早顯著な波でなくなる事が頷ける譯であり、随つて又顯著副振動が颯心の最も近づいた前後の比較的狭い範囲内に限定せられて居る事も説明せられるのである。若し低氣壓に因つて生ずる副振動の波の性質が事實、上に假定した様なものであるとすれば、相互の距離が

擾亂區域の直徑よりも近い様な二箇所の檢潮所の檢潮記象には良く似た様な副振動が現はれて居るべきだと考へられるが、此の條件を略々満足して居る布良と舞坂、清水と油津との記象には實際に其の様な副振動が現はれて居る。

§5. 次に、颯心で起された波が傳播して行つたものとの假定の下に、實際の記象に就いて副振動の振幅と檢潮所から颯心迄の距離との關係を調べてみた。

今時刻 t に於ける颯心の位置から檢潮所迄の距離 (直線距離) を r とし、 t に於いて颯心から出た波が檢潮所迄傳はつて行くに要する時間を τ とし、時刻 $t+\tau$ に於ける固有振動及びウネリの全振幅を檢潮記象から讀取つて之を夫々 A, B とする。茲で注意すべき事は先づ波の傳播速度の問題である。 A, B として測つて居るのは一つ一つの波ではなく波の群であるから、傳播速度としては波の群の速度 (Group velocity) を取るのが至當である。今一つ一つの波の速度 (Wave velocity) を c 、波長を λ 、群の速度を U とすれば

$$U = c - \lambda \frac{\partial c}{\partial \lambda} \quad (1)$$

である⁽¹⁾。完全な長波の場合は $c = \sqrt{gh}$ 即ち $\frac{\partial c}{\partial \lambda} = 0$ であるから、波の速度 c と群の速度 U とは同じものになるが、一般には群の速度の方が小さい。副振動の波は嚴密に言へば “elliptic trochoidal wave” と考ふべきであるから

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right) \quad (2)$$

随つて

$$U = c - \lambda \frac{\partial c}{\partial \lambda} = \frac{c}{2} \left\{ 1 + \frac{4\pi h/\lambda}{\sinh(4\pi h/\lambda)} \right\} \quad (3)$$

(3) から $\frac{h}{\lambda}$ が微小のとき即ち長波のときは $U=c$ 、 $\frac{h}{\lambda}$ が大なるとき即ち表面波では $U = \frac{c}{2}$ で、一般に $\frac{c}{2} < U < c$ なる事が分る。又 elliptic trochoidal wave の波長 λ と週期 T との關係は

$$\frac{2\pi}{gT^2} = \frac{\tanh(2\pi h/\lambda)}{\lambda} \quad (4)$$

である。今、週期 T と海の平均の深さ h との種々の値に對する波長 λ 及び傳播速度 c, U 等を計算すれば次表の如くである。此の表に依れば、週期 10 分の波 (固有振動) では群の速度 U は波の速度 c と略々等しく、随つて之は長波と見做して差支へなく、週期 3 分の波 (ウネリ) でも略々然りであるが、週期 1 分の波 (ウネリ) になると大分長波の性質を失つて居る事が分る。

楮、前記 τ の値を實際計算するには次の如くした。即ち颯心から檢潮所に至る適當な波の傳播経路 (直線経路に非ず) を考へ、之を幾つかに分割し、経路の長さ Δs に相當する部分の平均水深 h を水路部發行の『日本近海水深圖』⁽²⁾ から測り、一方檢潮記象に現はれた固有振動或はウネリの卓越週期 T から (4) に依つて波長 λ を求め、(2) 及び (3) から傳播速度 U を計算し

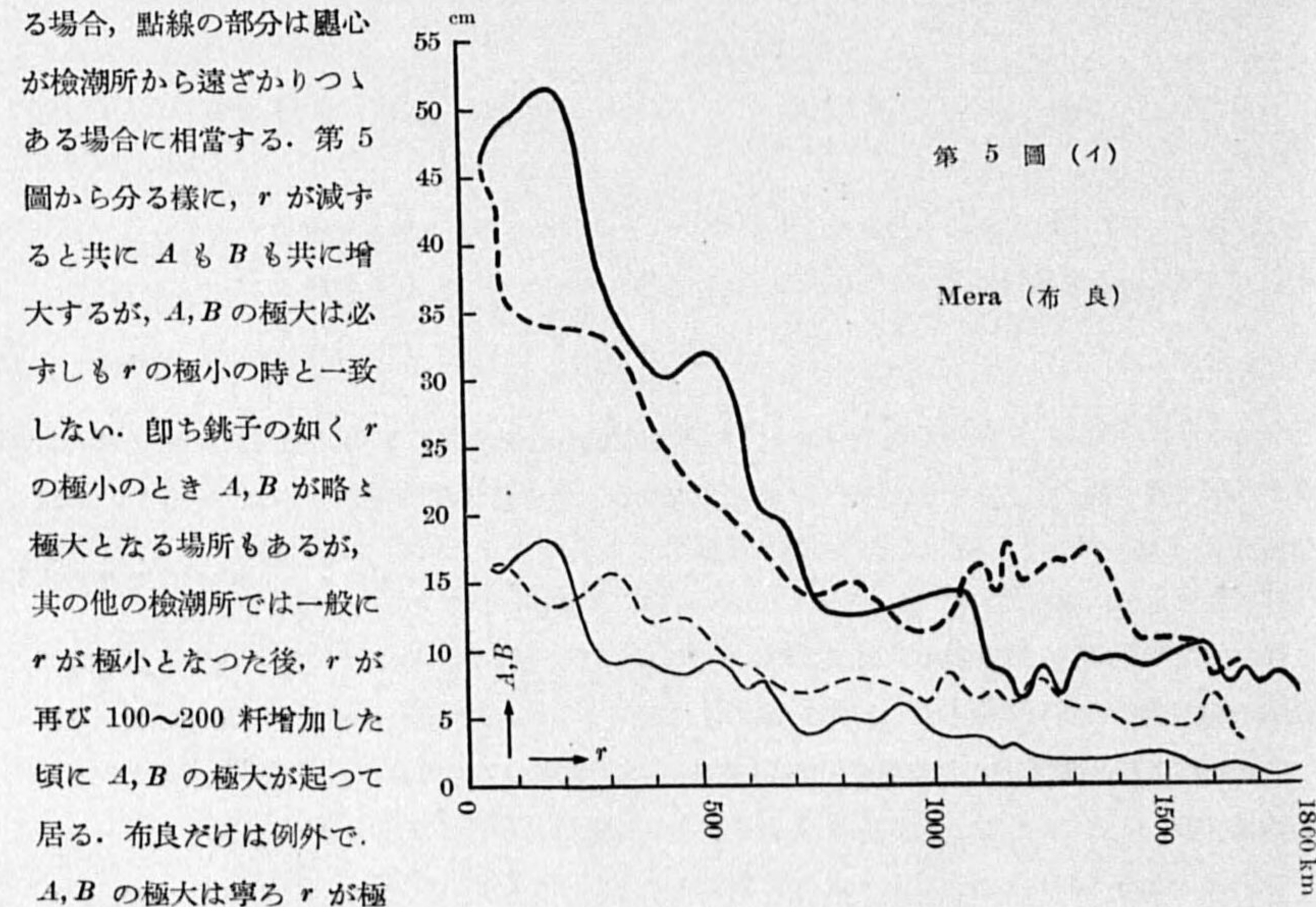
(1) H. Lamb: "Hydrodynamics", 6th Ed., 444 (1932). (2) 檢潮所附近の浅い部分は『水路部海圖』に依る。

週期 T	平均水深 h	波 長 λ		波 の 速 度 c		群 の 速 度 U	
		e. t. wave	長 波	e. t. wave	長 波	e. t. wave	長 波
10 分	米	秆	秆	米/秒	米/秒	米/秒	米/秒
	500	42.0	42.0	70.0	70.0	69.9	70.0
	1000	59.2	59.4	98.7	99.0	98.3	98.7
	2000	83.7	84.0	139.5	140.0	138.5	139.5
3000	102.3	102.9	170.5	171.5	168.6	170.5	
3	500	12.5	12.6	69.4	70.0	68.0	69.4
	1000	17.5	17.8	97.2	99.0	93.3	97.2
	2000	24.2	25.2	134.4	140.0	123.7	134.4
	3000	28.9	30.9	160.6	171.5	141.7	160.6
1	500	3.8	4.2	63.3	70.0	52.4	63.3
	1000	4.8	5.9	80.0	99.0	55.4	80.0
	2000	5.4	8.4	90.0	140.0	49.0	90.0
	3000	5.5	10.3	91.7	171.5	46.5	91.7

$$\tau = \sum \frac{\Delta s}{U} \quad (5)$$

に依つて τ の略値を求めたのである。

$r(t)$ と $A(t+\tau)$ 或は $B(t+\tau)$ との関係を示す二三の例を第 5 圖に掲げる。但し太い曲線は固有振動 (A)、細い曲線はウネリ (B) に相当し、兩曲線共實線の部分は 颯心が検潮所に近づきつゝある場合、點線の部分は颯心が検潮所から遠ざかりつゝある場合に相當する。第 5 圖から分る様に、 r が減すると共に A も B も共に増大するが、 A, B の極大は必ずしも r の極小の時と一致しない。即ち銚子の如く r の極小のとき A, B が略と極大となる場所もあるが、其の他の検潮所では一般に r が極小となつた後、 r が再び 100~200 秆増加した頃に A, B の極大が起つて居る。布良だけは例外で、 A, B の極大は寧ろ r が極



第 5 圖 (イ)

Mera (布良)

小となる 100~150 秆以前に起つて居る。 $A(t+\tau)$, $B(t+\tau)$ の極大が一般に $r(t)$ の極小の後に起る事に對しては色々の方面から説明を下す事が可能である。

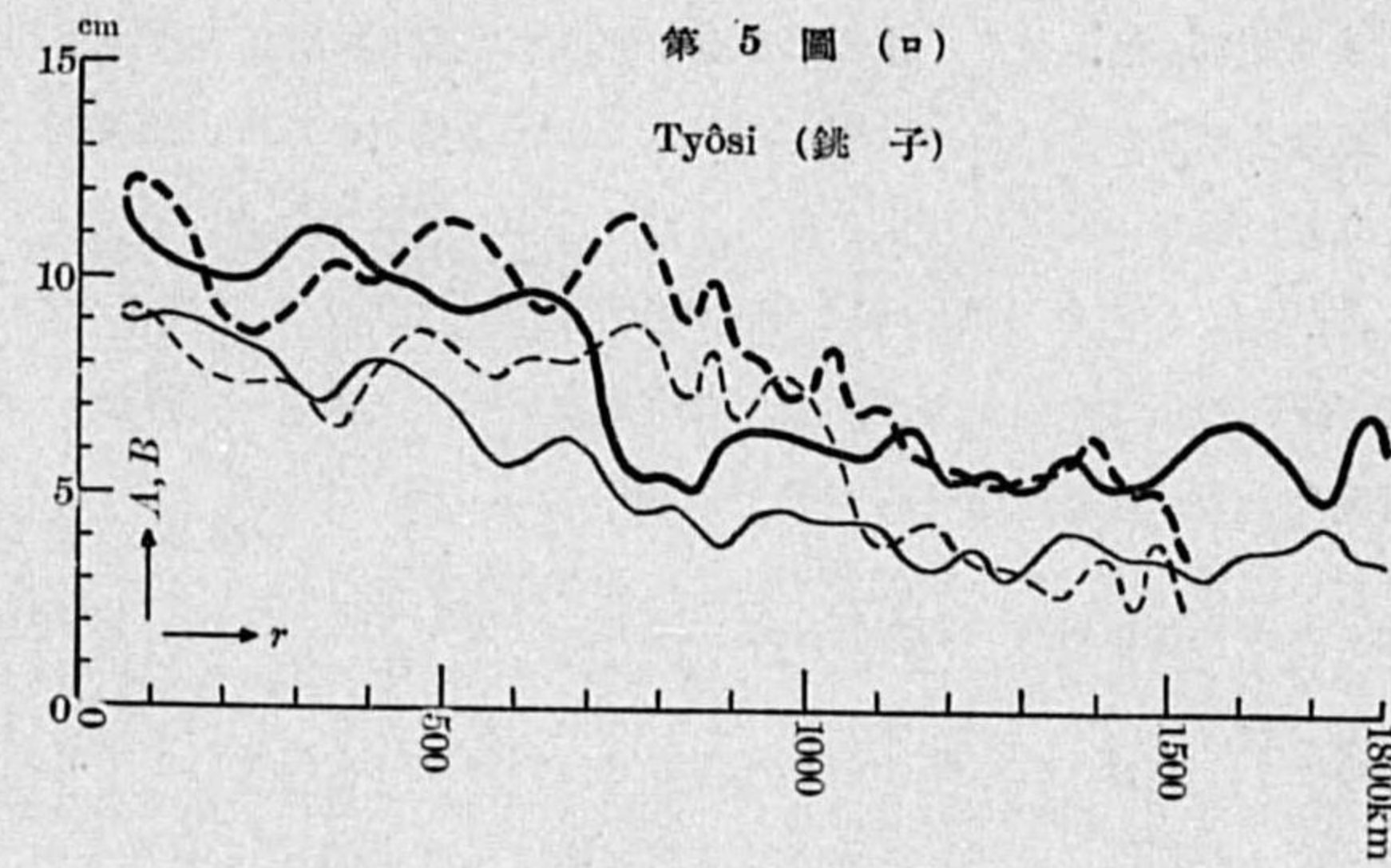
例へば波の“餘效”とも言ふか、副振動の原因が去つても副振動其物は直ちに無くなる譯ではなく或時間残存するといふ事から、

或は又著者が嘗て論じた副振動の勢力の蓄積といふ事からも説明する事が出来る⁽¹⁾。布良に於いて A, B の極大が却つて r の極小の以前に起つて居る理由に就いては、餘り充分とは言へませんが、一つの可能な説明

として次の様に考へれば良いであらう。即ち前述の議論で微壓變化の強さ $f(t)$ は振幅一定と考へたが、實際は振幅が一定でなく、颯心が布良に最も近づいた時よりも、近づく幾らか以前の方が振幅が大であつたものと考へるか、或は微壓變化が颯心でなくて颯心よりも多少低氣壓進路の前方で起つたものと思ふれば一應の説明はつく。事實銚子に於いて A, B の極大が r の極小に餘り遅れずに起つて居る事は此の説明を多少裏書する様に見える。尚、第 5 圖から氣の付く事は、固有振動 (A) よりもウネリ (B) の方が距離 r と振幅との關係がより密接である。即ち $r-A$ 曲線 (太い線) には現在考へて居る低氣壓とは直接關係のない様な顯著な振動が時々起る事がある (例へば勝浦の圖参照) が、 $r-B$ 曲線 (細い線) にはその様な事がない。此の點から考へれば、從來比較的閑却されたウネリは低氣壓に關聯して將來もつと研究する必要があると思はれる。

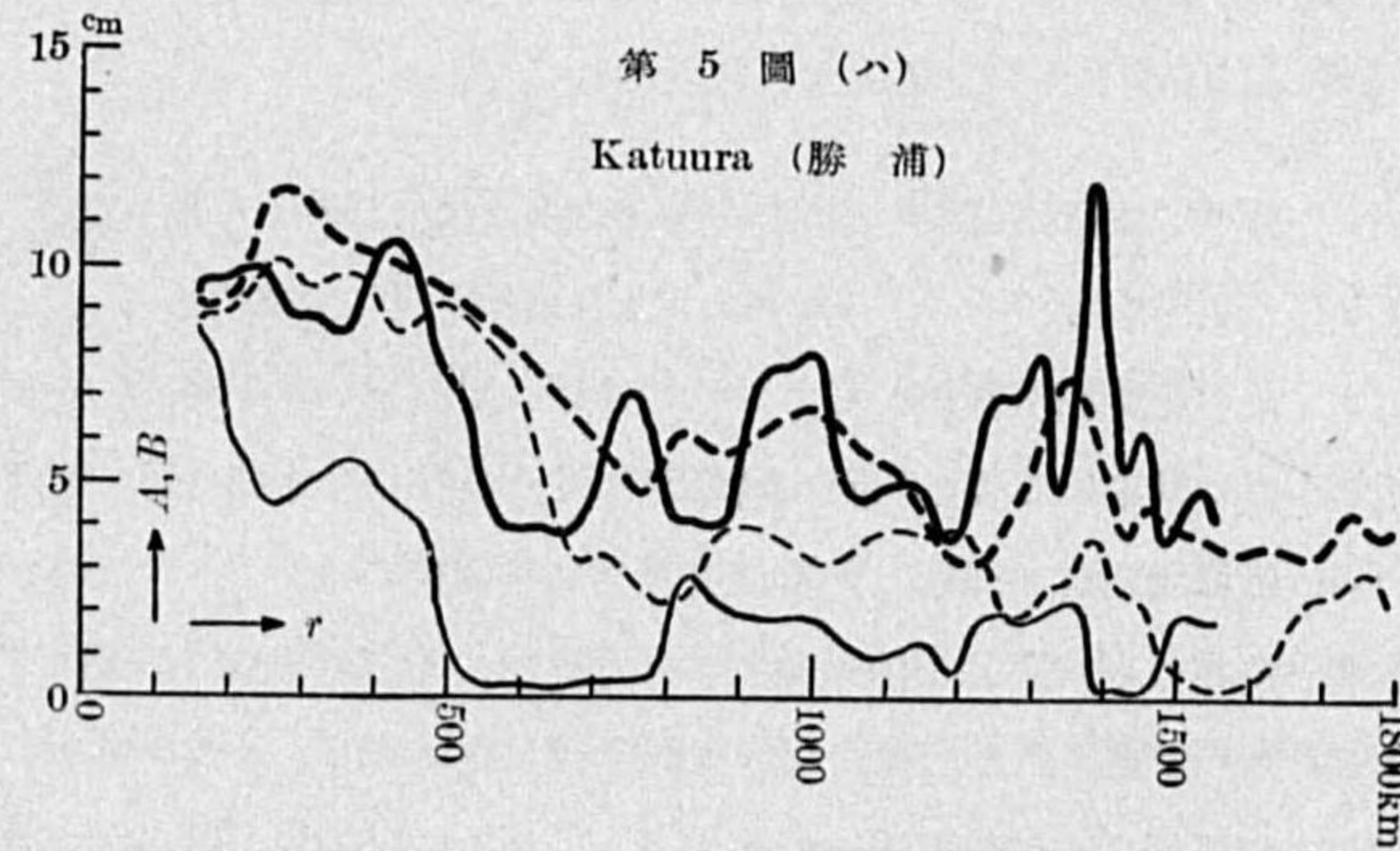
最後に、蛇足乍ら颯心の示度と固有振動及びウネリの振幅との關係を少しく調べてみたので其の

(1) M. Nakano: On the Accumulation and Dissipation of Energy of the Secondary Undulations of Oceanic Tides in a Bay (1st Paper), *Geophys. Mag.* 11, 139-159 (1937).



第 5 圖 (ロ)

Tyōsi (銚子)



第 5 圖 (ハ)

Katura (勝浦)

結果を簡単に述べやう。颯心の示度が深ければ固有振動及びウネリの振幅も一般に大きいであらうと想像されるから、例へば颯心の示度 $P_0(t)$ を横軸に取り、副振動の全振幅 $A(t+\tau)$ 又は $B(t+\tau)$ を縦軸に取り、種々の時刻に對する點 (P_0, A) 及び (P_0, B) をプロットして見れば、 P_0 の減ずると共に A 及び B が増す様な傾向が見られはしないかと期待される。そこで之を實行してみた所、成程此の様な傾向が全然見られぬ事はないが、上に述べた距離 r と A 或は B との関係がより密接なため、其れに隠されて十分に判らない。例へば布良の P_0-A 或は P_0-B 曲線 (圖は略す) に就いて言へば、 $P_0=740$ 耗を中心に顯著な山が現はれ、上述の如き P_0 が減ずると共に A 及び B が増すといふ傾向は $P_0>750$ 耗及び $P_0<730$ 耗の部分に認められるに過ぎない。 $P_0=740$ 耗は r の極小、換言すれば颯心が布良に最も近づいた時に相當して居る。要するに颯心の示度と副振動の振幅との関係は、存在するとしても距離 r との関係程大きなものではない。

§6. 以上論じた所を要約すれば次の如くである。

- (1) 顯著“固有振動”は颯心が各檢潮所 (太平洋岸) に最も近づく 6~12 時間前位から起り始める。又顯著な“ウネリ”は一般に之より多少遅れて現はれる。
- (2) 此の顯著固有振動の起り始めの時刻は或特定の等壓線 (現在の例では 755 耗) が各檢潮所に到着する頃に相當して居る。但し顯著固有振動の終りの時刻に對しては此の様な関係は見られない。
- (3) 檢潮所附近の風速、氣壓傾度及び氣壓變化の速さ $\frac{dP}{dt}$ は現在の副振動とは餘り關係が無い。
- (4) 現在の副振動は不連続線及び寒冷前線の通過、局所性驟雨に因つて起つたものではない。檢潮所附近の氣壓微變動も現在の副振動を起した主原因とは考へ難い。
- (5) 氣壓傾度の時間的變化の大きさ $\left| \frac{dG}{dt} \right|$ が大きい時に副振動は顯著である。
- (6) 現在の顯著副振動は檢潮所附近の氣象變化に因つて直接生じたものではなく、主として颯心に近い處に起された波が傳播して檢潮儀に現はれたものらしく思はれる。而して此の波を起す主原因は颯心附近の微壓變化と思はれる。
- (7) 副振動の大きさは檢潮所から颯心迄の距離と密接な關係が有る。而して此の關係は“固有振動”よりも“ウネリ”の場合がより密接である。
- (8) 尙、颯心の示度が深いとき副振動の振幅が大きい様な傾向が見られる。

終に臨み、本調査に際して種々の便宜を與へられ、且つ常に激勵を賜つた中央氣象臺長岡田武松博士、並びに貴重なる資料を御提供下さつた海洋氣象臺、各檢潮所及び測候所の方々に對して深甚なる謝意を表し度い。又種々有益なる御助言を賜つた藤原博士、關口博士、川畑理學士に對し衷心より御禮を申し上げる次第である。

昭和 14 年 1 月、於中央氣象臺

東京の都市氣候

喜多豊一

1. 氣壓、氣温、濕度及雲量の觀測

東京の中心に位置する中央氣象臺、南部にある中央氣象臺品川暴風信號所、北部の瀧野川觀測所の實測成績を用ひ東京の小氣候を調査した。勿論東部、西部及び更に外周の地點の觀測成績に就いて論じなければ都市氣候の全貌を窺ふ事は出来ないが、先づ第一着として主に昭和 12 年の成績に依つて考察を試みる事とする。

2. 位置

所名	地名	海面上の高さ (米)	晴雨計海面 上の高さ (米)	寒暖計地上 の高さ (米)
中央氣象臺	麹町區竹平町 2	41	5.8	1.2
品川暴風信號所	品川區東品川 1ノ8	1.3	2.7	1.2
瀧野川觀測所	瀧野川區西ヶ原町 66	23.5	24.8	1.3

3. 氣壓

氣壓の小氣候的差異は至つて小い。中央氣象臺 (以下中央と呼ぶ) と瀧野川とに於ける平均氣壓 (海面の度) を比較すれば、中央が瀧野川より小なるを + にとり (以下各項目共中央が品川、瀧野川より小なるを + にとる) 次表に之を示した。

瀧野川—中央

月 時	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
6	+0.09	+0.08	+0.02	+0.02	-0.04	+0.08	-0.01	+0.02	+0.08	+0.05	+0.02	+0.04
10	+0.02	+0.07	+0.03	+0.02	-0.03	+0.03	-0.05	+0.06	+0.12	+0.04	+0.14	+0.08
12	-0.04	+0.03	-0.15	+0.03	+0.03	-0.10	+0.11	+0.31
14	+0.05	0.00	+0.04	-0.06	-0.07	-0.03	-0.06	-0.04	+0.09	+0.03	+0.10	+0.07
18	+0.04	0.00	+0.02	-0.06	-0.03	+0.01	+0.04	+0.04	+0.08
22	+0.07	+0.40	+0.03	+0.02	-0.07	+0.02	+0.03	+0.04	+0.07	+0.04	+0.06	+0.06

即ち兩地の氣壓差は極めて小く、誤差の範囲内にあるが正負の符號の配置を見ると規則正しさが認められる。偶然の一致かも知れないが中央氣象臺刊行氣象略表 (天氣圖附録) の裏面の等壓線及最多風向の圖の 5 月及 7 月の氣壓勾配が南高北低であるのと一致してゐる。又著者が曾て測候掛でスプリング晴雨計の記象と水銀晴雨計の觀測値とを比較した經驗からも耗の百分位の比較が全く無意味であるとは考へられない。

藤原先生は岩波講座‘大氣物理學’に測高公式は高さの差の小い程よくあてはまると述べられて

る。中央と瀧野川との観測材料によつて兩地の高離を計算して見た。6時、14時、18時の年平均気壓及び年平均気温を用ひ

6時 19.294 米, 14時 19.486 米, 22時 19.327 米

と出て實際に水準測量に依つて測定した兩地の晴雨計海面上の高さの差は 19.0 米であるから、30 種程度の差が認められる。

4. 氣 温

毎夜ラジオの氣象通報で放送される中央の 18 時の気温を聞くと瀧野川のそれとは晴天の日に著しい差を示し特に寒候期に著しく、中央の方が 3 度位高温を示すのが常である。この原因として考へられるものに屢々論ぜられる道路の舗装があるが、寧ろ自動車の排気瓦斯其他による大氣の潤濁及冬期の暖房装置等も預つてゐることゝ思はれる。

中央と品川、瀧野川とに於ける平均気温を比較すると、

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
時												
品 川—中 央												
6	+0.45	+0.36	+0.33	+0.16	+0.14	+0.21	+0.16	+0.11	+0.19	+0.23	+0.22	+0.47
14	-0.58	-0.62	-0.46	-0.22	-0.12	+0.01	0.00	+0.15	-0.41	-0.33	-0.24	-0.42
22	+0.38	+0.19	+0.10	+0.07	+0.08	+0.13	-0.03	+0.02	+0.01	+0.16	-0.01	+0.42
瀧野川—中 央												
6	-1.00	-0.57	-0.91	-0.91	-0.85	-0.70	-0.62	-0.89	-0.73	-0.71	-0.85	-1.24
10	-0.41	-0.17	-0.05	+0.23	+0.52	+0.18	+0.22	+0.51	+0.09	+0.02	-0.14	-0.22
12	+0.81	+0.54	+0.54	+1.33	+0.51	+0.48	+0.23	+0.29
14	-0.31	+0.37	+0.10	+0.98	+0.94	+0.70	+0.88	+1.41	+0.24	+0.34	+0.20	-0.03
18	-0.25	-0.21	-0.23	-0.17	-0.13	-0.61	-0.90	-1.13	-1.71
22	-1.03	-0.89	-0.92	-0.72	-0.78	-0.76	-0.55	-0.61	-0.86	-1.03	-1.16	-1.62

最初に一言を要する事は百葉箱の大き及形式と、寒暖計地上の高さとである。百葉箱の大きは各所共氣象観測法所載の寸法以上のもので形式は總て同一であり、地上の高さは第 2 節を参照せられ度い。

夜間及早朝は品川よりも中央、中央よりも瀧野川の気温は低くその勾配は夏季よりも冬季に著しい。晝過の気温は冬季にあつては中央が品川、瀧野川よりも高温であるが夏季には品川より中央は幾分低く、瀧野川は中央より著しく高い。春秋兩季には夏季と同傾向で割合一様な勾配である。

永年變化 中央の観測成績を中央氣象臺年報から拾つて表及圖を描いて見た。即ち各年の各時刻年平均を一表にまとめ各時刻に於ける前時刻との気温差を出した。例へば 1 時に於ける前時刻との気温差は 24 時と 1 時との年平均値の差で前時刻の方が高い時は -、低い時は + とした。この圖で注目される事は 17 時、18 時の前 1 時間の気温降下が昭和 3 年以來次第に減少してゐる事である。之は月別にしらればもつと顯著であるに違ひない。要するに夕方東京の中央では気温降下がこの 10 年間に比較して減少したと云へる。この原因に就いて考へられる有力な因子としては

前述した如くコンクリート高層建築の加熱及空氣潤濁度の激増であらう。

5. 水 蒸 氣 張 力

次に品川、瀧野川の中央との比較表を掲ぐ。

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
時												
品 川—中 央												
6	+0.14	-0.03	+0.17	+0.01	+0.17	+0.21	+0.08	+0.12	+0.45	+0.42	+0.18	+0.22
14	+0.16	+0.23	+0.61	+0.69	+0.69	-0.09	+0.31	+0.72	+0.87	+1.15	+1.02	+0.49
22	+0.23	-0.04	+0.11	+0.28	+0.27	+0.17	-0.21	+0.17	+0.12	+0.53	+0.28	+0.16
瀧野川—中 央												
6	-0.09	+0.01	+0.04	+0.09	-0.08	+0.06	-0.10	+0.21	+0.04	-0.03	-0.08	-0.03
10	+0.24	+0.24	+0.06	+0.26	+0.23	+0.29	-0.06	+0.29	+0.78	+0.39	+0.35	+0.26
12	+0.28	+0.21	+0.14	+0.40	+0.94	+0.48	+0.29	+0.29
14	+0.13	+0.30	+0.13	+0.22	+0.07	-0.10	-0.28	-0.03	+0.70	+0.37	+0.26	+0.21
18	+0.09	-0.03	-0.31	-0.39	-0.26	+0.51	+0.23	+0.10	+0.10
22	+0.19	+0.05	-0.03	+0.03	-0.02	-0.11	-0.46	+0.01	+0.14	+0.03	+0.02	-0.01

四季を通じ午前は中央が品川、瀧野川よりも水蒸氣張力は小である。午後は夏季にあつては海岸より内陸に入る程張力は減少する。

6. 濕 度

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
時												
品 川—中 央												
6	-0.2	-3.0	+0.7	-0.5	+1.3	+0.2	-0.7	-0.1	+0.5	+2.4	+0.5	+1.8
14	+3.6	+4.7	+7.0	+6.1	+2.1	-0.4	+1.9	+1.7	+5.1	+8.2	+7.8	+7.0
22	+1.5	-1.1	+0.7	+2.1	+1.5	+1.7	+1.1	+0.5	+1.6	+2.7	+1.7	+1.7
瀧野川—中 央												
6	+4.5	+3.5	+5.5	+6.0	+3.7	+4.2	+2.7	+4.0	+3.9	+3.7	+3.9	+5.6
10	+4.6	+4.2	+3.9	+1.5	-0.4	+0.7	-1.0	-0.5	+3.2	+2.9	+4.2	+4.4
12	-0.8	-0.5	-1.4	-3.1	+2.0	+1.4	+1.9	+2.3
14	+3.0	+2.7	+1.8	+1.1	-1.6	-2.1	-4.1	-4.3	+2.6	+1.6	+1.7	+2.5
18	+1.9	+0.9	-0.8	-0.8	-0.4	+5.1	+6.1	+6.4	+8.9
22	+6.5	+6.3	+4.3	+4.3	+3.8	+3.4	+0.8	+2.7	+5.2	+5.6	+5.6	+7.8

水蒸氣張力と同様四季を通じ午前は中央が品川、瀧野川よりも湿度は小である。午後は夏季にあつては海岸より内陸に入る程湿度は減少する。特に冬季夜間中央の乾燥は著しい。

7. 雲 量

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
時												
品 川—中 央												
6	-0.1	-0.7	+0.2	+0.3	0.0	+0.3	-0.2	-0.8	+0.3	-0.1	-0.1	+0.2
14	...	-0.3	0.0	-0.5	-0.6	-0.9	-1.2	-0.6	-0.9	-0.1	...	0.0
22	-0.6	-0.5	-0.5	+0.1	+0.3	0.0	-0.6	-1.7	-0.6	-0.2	+0.2	+0.5
瀧野川—中 央												
6	0.0	0.0	+0.5	+0.1	-0.1	+0.1	-0.1	+0.6	+0.1	-0.6	+0.3	+0.6
10	0.0	-0.6	+0.3	+0.2	-0.5	+0.1	+0.1	-0.4	-0.5	-0.2	0.0	-0.5

12	+0.3	+0.3	-0.4	-0.5	+0.2	-0.5	-0.4	-0.8
14	+0.1	-0.5	-0.1	+0.3	-0.1	+0.1	-0.2	-0.3	0.0	-0.3	-0.4	-0.4
18	+0.3	+0.1	-0.3	0.0	+0.4	+0.3	+0.1	+0.1	+0.1
22	-0.4	-0.6	-0.2	0.0	+0.2	+0.1	+0.1	+0.4	+0.3	+0.3	+0.3	+0.3

平均雲量の差は至つて小いが晝間中央の雲量は増加し、夜間は減少する傾向がある。

8. 以上に対する結言

以上の結果から東京の都市気候に対する結言を得る事は出来ないが、大膽に言つて東京の都市気候は気温、湿度に於いて都市性が最近特に著しく現はれて来たとは云へ未だ歐洲諸國に於ける大都市程顯著では無いと言へよう。之は海洋特に東京灣の影響及風速が稍大なるに依るものと思はれる。

9. 風の観測

東京の都市気候調査の目的を以て観測場所は甚だ僅少ではあるが、中央氣象臺、同品川暴風信號所、瀧野川観測所の観測及び本所區江東橋の東京府立第三中學校屋上の風力臺使用承諾を得設置した測風器械記象の計測結果を用ひ風向、風速の比較を行つた。

期間は昭和 12 年夏の數日と昭和 13 年 2 月 1 日から 3 月 17 日までである。

10. 位置

所名	海面上の高さ(米)	風力計地上の高さ(米)	
		風力塔	風力計檢定臺
中央氣象臺	41	26.9	9.3
品川暴風信號所	1.3		10.0
瀧野川観測所	23.5		10.6
江東橋観測所			19.1

11. 測器

江東橋の風力計は最初三杯風力計の小杯のものを用ひ、次に大杯のものを用ひ、其後四杯のものに変更した。三杯のものは中央氣象臺檢定掛で比較して戴き、四杯のものは檢定證附のものである。

12. 日平均値

2 月 1 日から 3 月 14 日に至る 4 箇所の風速日平均値を第 1 表に掲げる。2 月の月平均値に見る様に日平均値も大體は中央が一番大きく、江東橋、品川、瀧野川の順に減少してゐる。之は恰も風力計地上の高さの順であり、淵氏の調査に依れば中央氣象臺に於ける風力計檢定臺の風速は風力塔に於けるものゝ約七割である事⁽¹⁾から考へれば中央の風速の高さ 9.3 米に於ける値は大體瀧野川の値と略等しくなる。又江東橋に於ける風速も 10 米程度の高さを推定すれば、4 箇所の風速で最強は品川、次は江東橋で中央、瀧野川之に次ぐ事となり、風速の強弱は全く地物に依つて支配される事が考へられる。日平均値の表で江東橋が中央よりも大きい値が出てゐる事があるが、此の場合は大抵南風の吹く場合である。

(1) 淵秀隆氏：中央氣象臺無線塔測風報告。中央氣象臺彙報。第 6 冊 35 頁又は氣象集誌。第 2 輯、第 10 卷、423 頁。

第 1 表

1938 年	日	毎時平均(品川を除く)				風程平均			
		中央	品川	瀧野川	江東橋	中央	品川	瀧野川	江東橋
	1	4.20	4.7	2.95	3.41	3.80	3.3	2.61	3.08
	2	6.27	5.4	3.93	5.17	6.16	5.6	3.90	5.30
	3	5.25	4.4	3.43	4.16	5.63	5.2	3.56	4.31
	4	2.80	2.4	1.80	2.38	3.02	2.7	1.81	2.32
	5	3.00	2.7	1.87	2.48	2.85	2.5	1.71	2.37
	6	1.72	1.5	0.99	1.47	1.97	1.8	1.13	1.59
	7	1.71	1.4	1.08	1.58	1.63	1.4	1.00	1.52
	8	2.40	1.9	1.36	2.27	2.45	1.9	1.48	2.31
二	9	2.58	2.8	1.63	2.38	2.30	1.8	1.46	2.09
	10	3.44	3.2	2.25	2.84	3.76	3.5	2.32	2.85
	11	2.16	1.5	1.39	1.98	2.37	1.7	1.46	1.99
	12	3.51	3.3	2.74	3.15	3.46	2.9	2.48	2.94
	13	2.26	2.6	1.77	2.26	2.84	2.6	2.02	2.64
	14	2.74	2.9	1.95	2.70	2.79	2.5	1.91	2.74
	15	6.15	5.7	4.13	5.32	6.19	6.0	4.02	5.23
	16	2.48	1.1	1.50	1.96	2.43	1.7	1.46	1.95
	17	4.90	4.4	4.04	4.66	4.90	4.1	3.82	4.40
	18	4.09	4.0	2.90	4.83	4.09	3.8	2.66	4.69
	19	3.63	4.7	2.36	4.00	4.05	3.6	2.67	4.65
	20	3.40	3.0	2.84	3.48	3.23	1.8	2.67	3.38
	21	3.93	1.6	2.65	3.57	3.88	2.5	2.63	3.45
月	22	3.82	4.0	2.62	3.42	3.74	3.3	2.50	3.19
	23	4.00	3.4	2.90	4.06	4.26	4.1	3.09	4.38
	24	3.13	3.9	1.93	2.44	2.97	2.7	1.81	2.33
	25	5.19	4.6	3.60	4.19	5.07	4.9	3.43	4.05
	26	3.61	2.8	2.74	3.16	3.91	3.8	2.87	3.20
	27	2.23	1.5	1.52	2.13	2.31	1.8	1.47	2.14
	28	2.33	1.5	1.92	2.34	2.31	1.8	1.83	2.17
	平均	3.46	3.1	2.39	3.14	3.51	3.0	2.35	3.12
	1	2.50	1.0	1.83	2.02	2.59	2.1	1.82	3.04
	2	2.15	1.2	1.73	2.00	2.12	1.1	1.52	1.88
	3	2.65	2.6	1.74	2.37	3.10	2.7	1.91	2.46
三	4	2.37	1.7	1.70	1.76	2.34	1.3	1.65	1.69
	5	1.64	0.9	1.24	...	1.60	0.8	1.18	...
	6	2.16	1.9	1.59	...	2.99	1.3	1.55	...
	7	3.35	2.4	2.43	...	3.32	2.6	2.33	...
	8	2.50	2.1	1.48	1.82	2.46	1.9	1.58	1.83
	9	3.15	3.0	3.19	3.1	1.95	2.41
月	10	3.91	2.9	4.15	3.5	2.55	3.41
	11	2.61	1.7	1.75	2.13	2.61	1.8	1.68	1.93
	12	3.63	3.0	2.29	2.75	3.50	2.8	2.22	2.65
	13	3.71	4.0	2.45	2.88	3.78	4.0	2.49	2.91
	14	3.55	3.4	3.64	3.6	2.44	2.98

13. 南風の場合

昭和 12 年 8 月 4 日及び 10 日、11 日の値を第 2 表に示す。此等は南風卓越する場合で何れも江東橋は中央よりも大なる値を示す。殊に夕刻に於いて其の差が著しい。寺田先生も言はれた如く、⁽¹⁾東京は夕風が無く、夕方南風が卓越する事を記されてゐるが、江東は其の涼しい海風に大いに恵まれてゐるわけである。

(1) T. Terada, T. Kobayashi: On the Diurnal Variation of Winds in Different Coastal Stations of Japan. Report of the Aeronautical Research Institute, I. p. 45, 1922. 吉村冬彦氏 蒸發皿. 228 頁。

富士山の雲形分類

阿部正直

緒言

山腹に沿ひ或は其附近に現はれる雲形の多くは其山の障害に依るために起る氣流状態を示してゐる事は普通考へられる所である。之等の雲形の變化を活動寫眞を利用して調べて見ると雲粒の動きは風速風向の變化から不連続面の存在を明かにするのみで無く氣温に關する不連続面や渦動の存在をも指摘し之等の事情が又雲形上にも表現されてゐるのであつて雲形は空間に於ける未知の氣流状態を示す標識であると云ふ事が出来る。

富士山は標高の大きい事と山形が單純である事から發生する雲形も多種であるのみでなく山雲として基本型のものが多い。従つて富士山の雲に就て基本型の雲形を定めて之を分類して置くならば他の一般の雲形を取扱ふ上にも便利であると思ふ。分類方法は氣流状態に依るものと雲粒の動きから見た雲形に依るものとに就て試みたのであるが前者の方法に依つて直接分類する事は困難な場合もあるので之は氣流状態を説明する意味での分類とし普通の分類には後者を使用する事とした。又山の特殊雲形を取扱ふ場合に其形を言ひ表す從來の學名だけでは山の氣流を示す事は不充分である。笠雲とか吊し雲、旗雲、帯雲などは山雲の名稱として使用されて來たもので其名に依つて雲形と共に氣流状態をも或程度迄推察する事が出来る。山雲の形は之等に止まらず多様なものが出現するので笠雲の形でも一樣ではない。斯く雲形が氣流状態を示すのであるから雲形名稱を定めて置く必要を感じる。筆者は此意味で特別の名稱の無い山雲に關する名稱試案を行つたのである。勿論總ての雲形に就ては無く試案を行つたものに就て名稱を紹介して置く事とした。雲名中「ね」「つみ」「ちぎれ」等の文字は藤原博士の命名されたね雲、つみ雲、ちぎれ雲等の頭文字を借用した事を御断りして置く。

氣流状態に依る分類

雲形を支配するものは氣流であるが其状態は主として次の原因に依る。乃ち

風速の大小、高さに依る風向風速の變化と氣温の變化、不連続面の有無上昇又は下降氣流の有無等である。

氣流状態に依る雲形の分類を行ふに當つては一定條件の下に次の簡単な氣流實驗をして分類を定めたのである。山の模型は富士山五萬分一のものを用ひ氣流は吸出し装置に依る。

上下一様の風速に在る場合（單純氣層型とす） 風速が弱い時風下山腹で靜かに循環氣流が出來てゐるが風速が強まるに連れて渦動状態となり風下山腹一帯に渦亂流が出来る。風速が増すと共に渦動は強くなり、山頂を越して來た氣流は吹き下し形となる。以上の變化を次の如く4種の形に分類出来る。

1. 無風状態
2. 循環状態（第1圖1）
3. 渦動状態（第1圖2）
4. 吹き下し状態（第1圖3）

第1圖 風速變化に依る風下氣流の形



上層の風速が強く下層風速が弱い不連続状態の場合

（上強下弱型）不連続面を造るためには山の模型の中腹以上に同じ氣流の向きに吹出し口を置いた別の氣流を吹き出させる装置を用ひ、上下氣流を區別するためには下層氣流内に白煙を混じる事とした。此時上下氣流の早さが等しい時は下方の氣流は上方の氣流の下部に重つて風上山腹を登り山頂を越えて風下に流れて行くが上層の氣流の速度が増すと従つて下層氣流は壓せられて山頂を越えにくくなり終には中腹以上には白煙を含んだ下層氣流は見られなくなる。中腹以下が無風の時は此特別の場合に相當する。

上層風速が弱く下層風速が強い不連続状態の場合（上弱下強型）下層氣流の一部は上層氣流に混じて風上山腹を登つて山頂を越すが此特別の場合として中腹以上が無風の場合は下層氣流は山頂を越えず兩側山腹を廻つて風下に流れて行く、不連続面には渦動が出来る。

溫暖な氣流に依る場合（暖氣型）溫暖な氣流が上昇する状態として分類したもので積雲、積亂雲などの原因を造る。

寒冷な氣流に依る場合（冷氣型）寒冷な氣流が比重の大きいために下降する状態として分類したもので下降雲形の原因を造る。

風向を異にする上下層の有る場合（異風向型）不連続面の上下の風向が逆である場合山の風下山腹に逆方向の下層氣流が有る時は上層風に依つて風下山腹に誘起する逆氣流を助長させる形と

なる。之は風洞實驗に依つて見る事が出来る。

気温逆轉層の有る場合 此型は層積雲などの上部に見られるもので雲粒の上昇するのを牽制される状態に在る事を表す。活動寫眞に依つて此雲粒の動きは見る事が出来る。

類別 單純氣層型（無風状態、循環状態、渦動状態、吹下し状態）（第 1 圖） 上強下弱型、上弱下強型、暖氣型、冷氣型、異風向型、気温逆轉型。

雲粒の動きに依る分類

雲粒の動きから雲形を大別すれば先に歐文報告第 6 卷第 1 號に發表した如く、移動型、風上型、風下型とする事が出来るが、是等の型は水平氣流に依るものであり之に對し空氣の比重に依る上昇、下降氣流が考へられるから上昇型、下降型をも分類する必要がある。又自然界に現はれる雲形は多少に拘らず上昇型或は下降型が前の三種の何れの型にも組合さつてゐる場合が多い。雲形は次の 20 種に分類出来る。風上型と風下型は實用上から障害型と逆流型に改稱する事とした。

移動型 山の影響を受けても雲塊全體としては消失、出現する事無く其儘一般氣流と共に流れて行く雲形を云ふ。

障害型 雲塊は位置を變へず雲粒は常に雲塊の風上側に發生し風下側に消え行く雲形を云ふ。發生箇所により夫々風上、風下、上層の三障害型に區別する。主に山又は渦動の上を氣流が越す時に出来る雲形であるが時には渦動や上昇氣流の上部の雲形である事もある。（第 2 圖 1）

逆流型 前同様に雲塊全體としては静止して見えるが雲粒は發生してから一定距離を流れて逆行し消失する雲形を云ふ。山の風下山腹に出来る逆氣流に依る雲形は此型に屬し、渦動氣流から成る事も有る。（第 2 圖 2）

上昇型 上昇氣流に依る雲形を指し積雲、積亂雲は此型に屬す。氣流状態の分類中の暖氣型に相當するものである。（第 2 圖 3）

下降型 下降氣流に依る雲形を云ふ。氣流状態の分類中冷氣型に相當する。（第 2 圖 4）更に特殊の場合として静止型、廻轉型が考へられる。

静止型 此型に屬するものは單に見掛上から區別するのは事實上困難であるが移動型に對し静止状態に在ると見なす雲形を云ふ。

廻轉型 廻轉氣流に依つて出来た廻轉狀の雲形を云ふ。斯く雲形は雲粒の動きから基本型として七大別されたが是等の型が組合はさつたもの或は雲群から成るものもあつて次の如く更に多様の雲形に分類される。

分裂障害型 一定空間内では移動型の雲塊として現はれ其雲向は障害型雲粒の流れと同様で此空間範圍内を脱すれば消え去る雲形を云ふ。小雲塊群から成る障害型の雲形は此部類に屬す。先に歐文報告第 6 卷第 1 號に發表した雲形分類に於ては此型に屬する雲形に對し不連続風上型としたも

のである。（第 2 圖 5）

分裂逆流型 一定空間内では移動型の雲塊として現はれ其雲向は風下型雲塊の流れと同様で此空間範圍内を脱すれば消え去る雲形を云ふ。小雲塊群から成る逆流型雲形は此部類に屬す。先に不連続風下型として發表した雲形である。（第 2 圖 6）

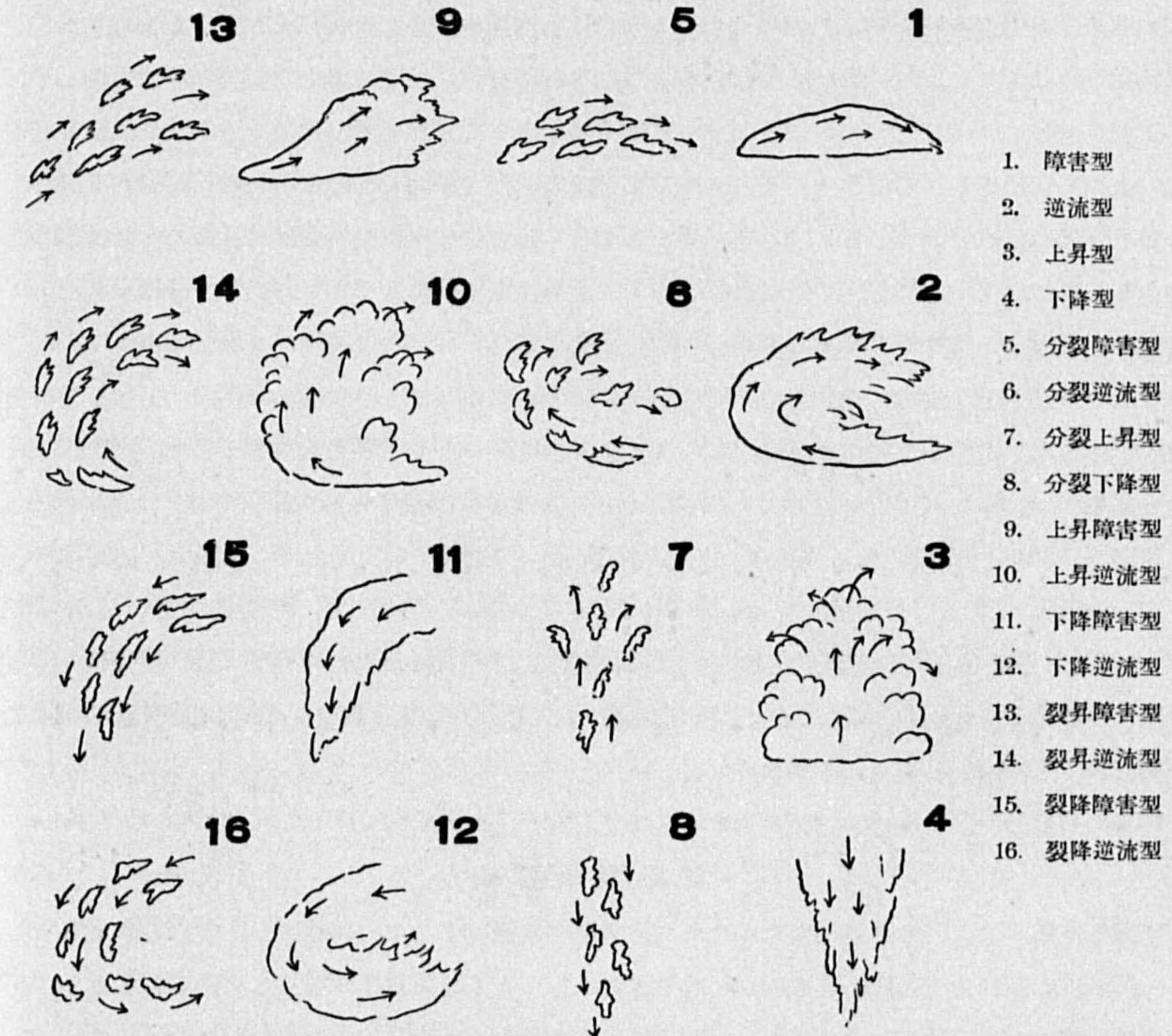
分裂上昇型 上昇氣流内に在る雲塊が上昇する時の雲形を云ふ。上昇雲塊が小雲塊群から成つてゐる場合は此部類に屬す。（第 2 圖 7）

分裂下降型 下降氣流内に在る雲塊が下降する時の雲形を云ふ。逆流型雲塊が小雲塊群から成つてゐる場合は此部類に屬す。（第 2 圖 8）

分裂廻轉型 片雲群から成る廻轉型を云ふ。

上昇障害型 障害型の雲形に上昇運動が著しく伴つた場合の雲形を云ふ。（第 2 圖 9）

第 3 圖 雲形分類圖



上昇逆流型 逆流型の雲形に上昇運動が著しく伴つた場合の雲形を云ふ。(第2圖10)

分裂上昇障害型 分裂障害型の雲形に上昇運動が著しく伴つた場合の雲形を云ふ。(第2圖13)

分裂上昇逆流型 分裂逆流型の雲形に上昇運動が著しく伴つた場合の雲形を云ふ。(第2圖14)

富士山の雲形に関しては大體此程度の分類で殆んど満足されるのであるが上昇型に対する下降型に就ても亦右の上昇四通りの型と同様下降障害型(第2圖11), 下降逆流型(第2圖12), 分裂下降障害型(第2圖15), 分裂下降逆流型(第2圖16)を分類する事が出来るのであつて, 此型に屬するものは一般雲形を取扱ふ場合を考へれば分類して置く必要がある。氣流の下降運動は上昇運動に比して其雲形に及ぼす影響が著しくない事と例へて下降運動が雲形に含まれてゐても之を區別し難い場合が多いから山腹に沿つて山を越える雲形は障害型として表し高地から断崖に流れ落ちる極端な形の場合に之を下降障害型として區別するのが適當であると考へる。又逆流型は雲粒の動きが逆行又は方向を變へる型であるから之を下降雲形に就て見れば下降雲粒が不連続面に會して強風のため急激に共進路を變更した場合生ずる雲形は下降逆流型として分類すべきであると思ふ。

移動型に就ては先に述べた如く一般氣流と共に流れる雲形を指すのであるが或雲形が移動してゐるか否かを定めるには雲形のみで區別する事は困難であつて雲形を暫時熟視するか又は活動寫眞其他の方法を利用する必要がある。同一種類の雲形であつても移動してゐる事と無い事があり雲形と移動の有無が直接の關係を有してゐない事もあるから雲形分類に移動の有無を區別する事は不適當であるかも知れない。然し其必要があれば各型の名稱の上に移動なる文字を附して分類すればよいと思ふ。此場合には各型に屬する夫々の雲粒の動きを持つ雲形が其儘移動する事を云ふ。

以上の分類方法に従つて富士山の各種雲形を分類するに當り以下に引用した實例は主として昭和7, 8年に撮影した中から選び, 不足のものは其前後に撮影したものを用ゐる事とした。之は既に歐文彙報第6巻第1號に詳細發表してある爲め之を参考とする便宜からである。

類別 移動型, 障害型(1), 逆流型(2), 上昇型(3), 下降型(4), 静止型, 廻轉型, 以上基本の雲形。分裂障害型(5), 分裂逆流型(6), 分裂上昇型(7), 分裂下降型(8), 分裂廻轉型, 上昇障害型(9), 上昇逆流型(10), 下降障害型(11), 下降逆流型(12), 分裂上昇障害型(裂昇障害型)(13), 分裂上昇逆流型(裂昇逆流型)(14), 分裂下降障害型(裂降障害型)(15), 分裂下降逆流型(裂降逆流型)(16)。(數字は挿圖との参照番號)

移動の有無を區別する時は「移動」なる文字を名稱の上に附す。

移動型の雲形

移動型に屬するものは多種の雲形に現れて来るから移動型としての特殊雲形を定める事は出来ない。眞の移動型は山の影響から遠ざかつた上空に求むべきであるが山に關して移動型となるものは山麓を流れて行く積雲や層積雲なども有る。之とても上昇氣流を示す雲形であつて移動型として

の特徴を備へてゐるのでは無い。従つて此型は範圍の定まつた障害型, 逆流型に對して制限されない空間を流れる雲を分類したものである。

山麓に出来る層積雲 山麓に長く横はり水平に進行してゐる雲で不連続面に出来たものには雲頭が後方に靡いて此面の存在を表してゐるものがある。

實例1. 昭和7年10月26日10時25分撮影。

不連続面を示す雲形例としては

實例2. 昭和7年10月13日8時25分及10時10分撮影。

障害型の雲形

此種の雲形には山の風上に出来るものと風下に出来るものとある。風下に出来るものは逆氣流に依る雲形である可きであるが雲底の高さの關係上逆流型雲形の上部のみが雲として現はれてゐるため障害型としての雲粒の動きだけが見られるのである。

風上山腹或は山麓に出来る雲 中腹に出来る雲形では寶永山附近の山腹を越える形で層積雲が出来る。又之が稀に莢狀雲の事もある。雲粒の動きは障害型で此種の雲形の中には不連続面に接して出来るものがある。

實例1. 昭和7年9月5日11時26分撮影。

之は寶永山附近に出来た層積雲である。

實例2. 昭和8年1月14日9時55分撮影。

之も同様に寶永山附近の層積雲である。此雲は強弱二氣層の不連続面に接して下方の弱風層内に出来てゐるもので其雲粒が寶永山の傍を越えて風下に消えて行く動きは風速の早い事を表はす。

風下山麓に出来る層積雲 障害型に屬するとは云へ風下山腹の渦動が原因となる場合には其雲形の上部は風上山腹や山麓に出来る障害型雲形に比して凹凸が多くなるものと見られるが此様な形のものが多い。

實例. 昭和8年1月29日10時撮影。

此雲の雲粒の動きは風下に向つて流れ雲の上部は凹凸があり波立つた動きをしてゐる。

風下山腹に出来る傾斜した棒狀の雲 此雲形は山腹に向つて傾斜した棒狀の特殊雲形で雲粒は雲の傾斜に添つて下方から上方へ流れて風下に消えて行く。山の中腹以上が一體に擴がつた層積雲上に在る場合には此雲形は層積雲の雲底から下方に向つて斜に垂れ下つて居る。

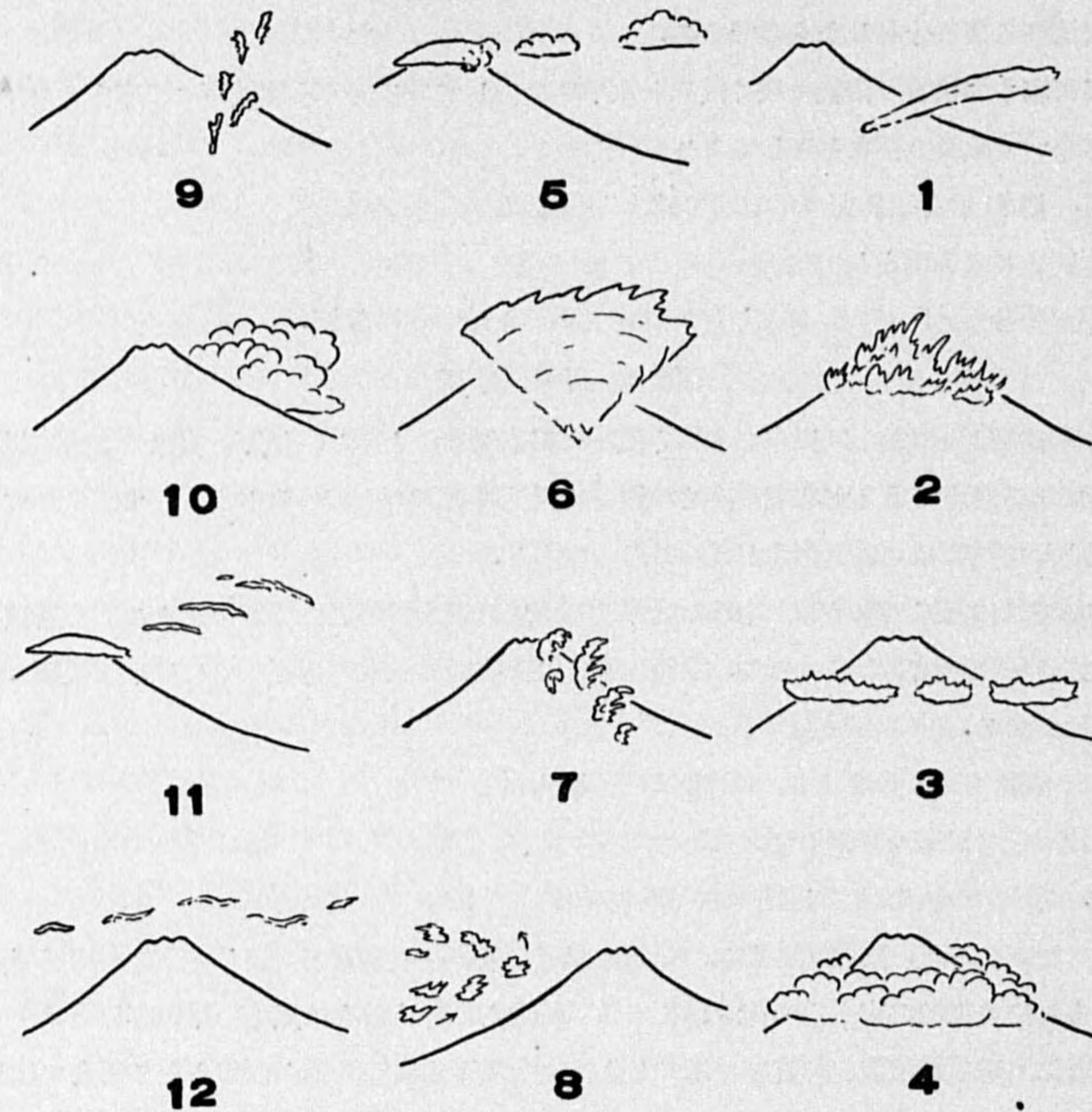
實例1. 昭和7年10月28日11時35分撮影。

實例2. 昭和9年3月7日10時50分撮影。

實例1は層積雲の下方に傾斜した雲形を示す。名稱試案 棹雲(第3圖1)

風下空間に出来る莢狀雲或は層積雲 此雲形は山の風下空間に浮んでゐて流れ去らず唯其雲粒の

第3圖 雲形各種



みか雲塊内を流れて絶えず新陳代謝が行はれてゐるもので吊し雲として知られ其雲形は多様である。此種雲形の種類に就ては別項を設けて後頁に記す事とした。又此雲形機巧に就ては「富士山の吊し雲と其機巧」と題して別に詳細発表してある。

山の中腹に出来る帯雲 山の中腹に静止する如く見える帯雲も其雲粒の動きを見ると風上から風下に向つて流れ雲塊の風下部で消失して行く。或場合には此細長い雲形の風下部に逆気流を示す雲粒の動きが見られる事が有るが、此時は障害型と逆流型の二様の動きを持つ雲形となる。

實例。昭和8年5月26日8時53分撮影。

山頂に出来る雲 此雲は笠雲其他之に類する雲形で障害型雲形として代表的のもので其形も亦多様である。

笠雲 莢状で山頂に接したものと山頂を離れたものがあり、二重、三重或は其以上複雑した形のものも現はれる。

風下部の亂れた笠雲 笠雲の變形で旗雲に似て居り風下渦動で亂れた形と成る。笠雲の種類に就ては後頁に詳述する。

逆流型の雲形

山の風下に誘起する逆気流の動きが雲粒に現はれてゐる雲形である。

風下山麓に出来る層積雲 此雲形は風下山腹に誘起する逆気流に依る。此種の雲形の中には雲の上部が風速の強い不連続面になつてゐて雲の上端が引きちぎれた形となつてゐるものがあり其雲粒の動きと正確なる観測からそれを發見する事が出来る。

實例1。昭和8年4月27日10時5分撮影。

實例2。昭和8年8月24日16時40分撮影。

山頂近くに出来る白色渦亂状の雲 山頂附近の風下山腹に接して渦亂状の白色雲形が出来る事がある。此雲は冬季に現はれ概して當日の前後の天候は良好である。雲粒の動きは逆流型であつて風速の大きい事を示してゐる。其雲形は白色纖維性で白髪に似た感じを與へる。

實例1。昭和7年12月14日14時撮影。

實例2。昭和9年1月1日8時56分撮影。

名稱試案 翁雲。(第3圖2及圖版第四寫真1)

山頂附近或は風下山腹に接する小雲塊 小雲塊で風下山腹の逆気流の影響を受けてゐる雲形と見られ雲粒の動きは渦動状である。

實例。昭和8年5月9日9時15分撮影。

風下空間に浮ぶ莢状或は積雲状の雲 此雲形は山の風下に起る渦動を表すもので吊し雲の部に屬すべきものである。

實例。昭和8年4月24日11時50分撮影。

之は積雲形の例である。

名稱試案 積吊し。(第5圖9)

東南山麓の上空に浮ぶ特殊積雲群 此雲形は見掛け上普通の積雲に類似してゐるが其雲粒の動きに相違があり雲形にも特色がある。雲粒の動きは普通積雲の如く上昇気流に依る動きが見られると同時に渦動状態に有る事が見られる。撮影後約1時間の正確なる観測の結果を参考とすれば此雲は弱風層と其上部に重なる強風層との不連続面に接して弱風層内に發生した積雲で此不連続面に起る渦動の影響が現はれてゐるのである。

實例。昭和8年1月28日11時30分撮影。

名稱試案 境積雲。(第3圖3)

上昇型の雲形

此型は上昇気流に依るものであるから主として積雲形のものである。

山麓に浮ぶ小積雲群 日射を受ける側の山麓に並んで出来る積雲群で積雲特有の中央に上昇気流共周囲に下降気流を表す雲粒の動きが見られる。實例 1 は水平移動をしない場合。實例 2 は水平移動をしてゐる場合である。

實例 1. 昭和 7 年 11 月 11 日 12 時 20 分撮影。

實例 2. 昭和 8 年 4 月 27 日 9 時 30 分撮影。

山腹や山麓に群立する積乱雲 上層高く送も弱風又は無風状態の続く場合には相當に雄大な形の積乱雲が出来るが十分に發達する程度のは少ない。

實例. 昭和 8 年 7 月 13 日 13 時 41 分撮影。

山を圍む積雲群 山腹や山麓に發生して山を圍む積雲群で夏季に多く雲粒の動きは積雲特有の上昇運動が見られる。

實例. 昭和 8 年 7 月 14 日 15 時 16 分撮影。

名稱試案 圍み雲。(第 3 圖 4)

笠雲の風下に發生する積雲 笠雲の風下縁が亂れてゐる場合乃ち上昇障害型の時に其風下に連続して積雲が發生する事がある。風下渦動に卷込まれた下層の暖気流に原因するものである。

實例. 昭和 12 年 11 月 24 日 7 時 30 分撮影。

名稱試案 吹出し笠の積雲。(第 2 圖 5)

静止型の雲形

此型は移動型と同様に静止か否かを區別する事は事實上困難な問題であるが其移動が殆んど見られず静止型と看做す程度の雲形としては山麓に發生した層雲などは此例とする事が出来る。

實例. 昭和 7 年 9 月 25 日 8 時 25 分撮影。

迴轉型の雲形

圓錐形縦軸迴轉雲形 山の風下に於ける渦動に依つて發生し垂直軸の周りを迴轉する頂點を下にした圓錐狀の雲形。

實例. 昭和 10 年 5 月 22 日 15 時 55 分撮影。

名稱試案 獨樂雲。(第 3 圖 6 及圖版第五寫真 6)

層積雲底から垂下してゐる迴轉雲形 山頂に接した風下側に出来た螺子の如き縦軸迴轉の雲。

實例. 昭和 5 年 4 月 24 日 11 時撮影。

名稱試案 雄螺子雲。

分裂障害型の雲形

山を越える積雲 山の近くで發生し山を越えると共に消失する積雲で其雲粒の動きは上昇力が小

さく水平移動が大きいものである。

實例 1. 昭和 8 年 5 月 11 日 10 時 18 分撮影。

實例 2. 昭和 11 年 3 月 29 日 14 時 15 分撮影。

名稱試案 山越積雲。

山の風下空間の一定箇所に来る片積雲群 此片積雲群は山の風下一定空間に發生して渦動狀の動きをしながら流れて消え去るもので片積雲群からなる吊し雲に相當すべきものである。

實例. 昭和 8 年 2 月 15 日 9 時 5 分撮影。

名稱試案 ちぎれ吊し。

分裂逆流型の雲形

風下山腹に發生する白色片積雲群 此雲形は風逆流の雲形中で述べた白色の渦亂狀の雲が分裂した片積雲群から成つてゐるもので逆気流に依り發生した片積雲群が風下山腹を登りながら強い上層気流内に入つて逆行するのである。乃ち風下渦動を表す雲形で吹き下し型気流状態の一例である。

實例. 昭和 8 年 2 月 14 日 11 時 35 分撮影。

名稱試案 ちぎれ翁雲。(第 3 圖 7)

山の風下空間に浮ぶ片積雲群 此雲形は山に向つて流れて行く片積雲群が方向を變へて逆行し空間に於ける存在範圍は一定してゐるものである。此雲群は南側山腹に沿つて登る下層気流に依つて發生した雲が上層気流に會して進路を變へる場合の雲形であると見られる。

實例 1. 昭和 7 年 12 月 12 日 12 時 52 分撮影。

實例 2. 昭和 8 年 2 月 19 日 15 時 10 分撮影。

名稱試案 さまよひ雲。(第 3 圖 8)

渦動狀に群れ漂ぶ片積雲 吊し雲の下方又は山麓近くの空間に渦動狀をなして一定箇所を漂ぶ片積雲群からなる雲形で渦動の存在を示すものである。

實例 昭和 9 年 7 月 10 日 8 時 55 分撮影。

吊し雲の下方に出来た一例である。

名稱試案 むらがり雲。(渦動片積雲)

分裂上昇型の雲形

上昇する片積雲 山腹或は山麓附近に發生して上昇する片積雲で吊し雲が現れた時或は積雲發生の初めなどにも發生する。

名稱試案 昇り雲。(上昇片積雲)(第 3 圖 9)

上昇障害型の雲形

山頂を蔽ふ亂れた雲 山頂に積雲狀の笠の如く出来る雲の中で谷風に依る上昇型のも有るが笠

雲と同様に其雲粒が障害型の動きをしてゐるものがある。次の例は上昇気流が風下山腹の逆気流と合して笠雲の風下の部分が亂れて廣く上方に開いた形にたつてゐるものである。

實例 1. 昭和 9 年 11 月 7 日 14 時 16 分撮影。

名稱試案 末廣笠 (第 4 圖 13)

上昇逆流型の雲形

風下山腹に出来る大積雲 山の風下山腹に發生する大積雲で上昇力が盛んな時は其雲頭は山頂以上にも及ぶが上層風の爲めに其雲頭は風下に靡いた雲形と成る。夏季風速の弱い時に發生する。

實例. 昭和 8 年 7 月 14 日 11 時 10 分撮影。

名稱試案 背負雲 (第 3 圖 10)

山頂に出来る大積雲 此雲形は單に上昇型である場合にも出来る理であるが次の例は上昇逆流型に屬するものであつて日射を受ける方面の山腹に沿つて登る上昇気流の爲に山頂近くに發生した雲が山頂上方の弱風層で發達し更に上昇した時逆方向の氣流に會して雲頭が押し返されてゐる雲形である。

實例. 昭和 7 年 7 月 24 日 8 時 8 分, 10 時 5 分迄に撮影。

名稱は從來の樂雲に屬すべきものである。

其他の分類名稱に依る雲形に就ては撮影資料中に適當な實例が無いため省略する。

雲形雜例

笠雲の風下に竝ぶ弧形莢狀雲 弧形をした莢狀の雲が笠雲の風下に連続に發生して丁度雁が列をして飛ぶ如くに風下に向つて進んで行く雲形であつて笠雲の風下に出来る前進波動の山に發生した莢狀雲と察せられる。フィルムに撮影した此雲の動きは前進移動だけであつて各雲塊の雲粒の動きに就ては明かに見られない爲め分類型は不明であるが見掛上の形は莢狀雲であるから之を障害型とするならばそれが移動する雲形である事から移動障害型とすべきものと思はれる。

實例. 昭和 2 年 8 月 13 日撮影。

名稱試案 雁雲 (第 3 圖 11)

山頂の上空に浮ぶ莢狀片雲群 山頂の上空に片々として木の葉の如く或は天女の舞ふが如き形をして浮ぶ莢狀片雲群が出来る事がある。次の實例は此種の雲形を示すものであるが其動きがフィルムに撮影して無いため知る事が出来ない。唯雲形の外見からでは移動型と見られ又各雲塊が夫々障害型であるとも思はれる。又一方雲形全體としての配置から觀察するならば此片雲群は連続した一筋の曲線上に列んで居る事と其最右端に附隨してゐる少しく大型の積雲の形から見て之等の雲群は高橋氏の撮影命名された渦絲雲の如くに長い渦に依つて連続した關係に似た雲群であるかも知れない。参考として觀察したまゝを述べて置く。

實例. 昭和 11 年 5 月 10 日 18 時 12 分撮影。

名稱試案 天女雲 Fairy cloud. (第 3 圖 12)

雲形と不連続面

以上述べ來つた雲形は單獨で出現して居る事も有り又他の異種類の雲形と共に現はれてゐる事もある。單獨の雲形の場合に雲粒の動きが其上下層に於て風向風速を異にする氣流の存在を示す例は先にも述べたのであるが異種類の雲形が不連続面を挿挿んでゐる時には各の形は面の上下に於ける風向風速の相異に従つて特色を表す事になるから是等の雲形が不連続面の存在を示す事になる。

下層に層積雲上層に片積雲の有る雲形 此雲形は東南山麓に障害型の層積雲が有り其上に片積雲の有る形で下部の層積雲を形成する雲粒の動きと上部の片積雲の動きとは其方向を異にしてゐるのである。一般に下層氣流の風向は南寄りで上層風向は北乃至西の場合が多く上層の雲形は山腹に接する渦動狀の片積雲の場合、空間に發生して流れ行く片積雲の場合、下層の層積雲の上部がちぎれた形としての片積雲の場合などがあるが斯かる氣流状態に於ける雲の配置は見掛上の形に於て多少異つてゐても其例は比較的多いのである。

實例 1. 昭和 8 年 1 月 15 日 10 時 25 分撮影。

此例は層積雲の上部がちぎれた形となつてゐる場合で撮影後約 1 時間後に行つた正確なる觀測の結果を参考とすれば此雲は弱風層に在る南側山麓に發達した上昇氣流に依つて不連続面下に發生した層積雲である。雲底の雲粒の動きは南寄りの風を示し雲の上部は上方の強風の爲めに亂れた形となつて南東に向つて流れてゐる。

實例 2. 昭和 8 年 1 月 27 日 16 時撮影。

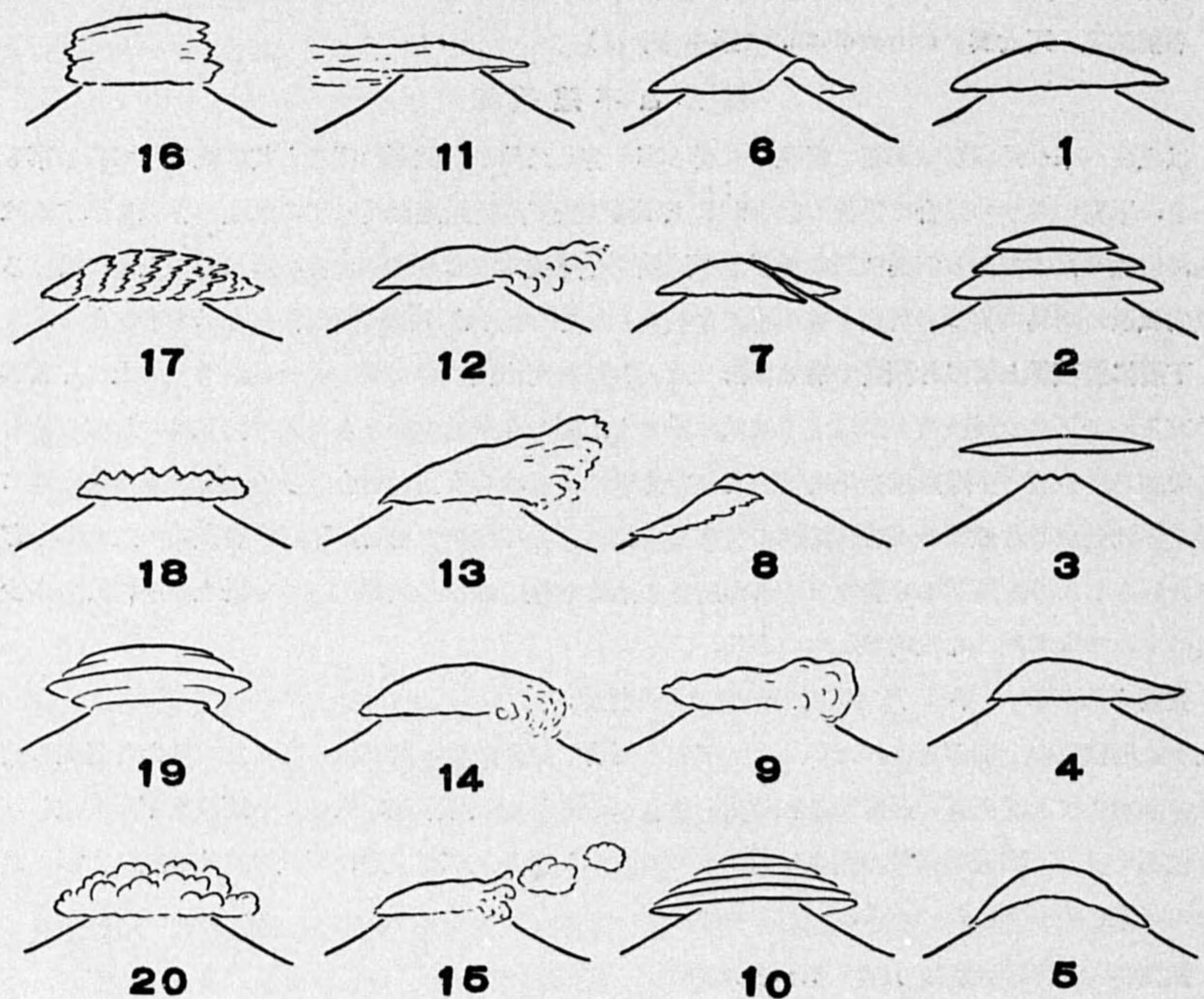
此例(圖版第四寫眞 4)は山の南方低く層積雲が有り其上方に片積雲と山頂附近の山腹に接した渦亂狀雲形のある状態で層積雲底の雲粒の動きは風向南を示し上部の片積雲の流れは風向北西を示してゐる。又同日 11 時 12 分に撮影した雲形は下方に層積雲を伴はない單純な形のものであるが此雲粒の動きには前同様に南寄りの氣流が下層に有る事が現はれて居る。16 時の例と比較するに日射方向の異つて來た事と雲底の降下した事に依る雲形の相異が見られるが雲粒の動きから見れば氣流状態に大差の無い事が知られる。

實例 3. 昭和 7 年 12 月 14 日 14 時撮影。

此例では山頂附近の山腹に接して白色の渦亂狀の雲が有り其南方に層積雲が長く連つてゐる。此二種の雲形を造る雲粒の動きに依れば下層に南西風上層に西北西風の有る事が知られ實例 2 と比較して風向の相異から來る雲形の違ひは有るが類似の氣流状態に在る事が知られる。

不連続面の氣流状態を示す層積雲の形 昭和 7 年 12 月 9 日 14 時 20 分に撮影した雲形は同一の高さに浮ぶ層積雲群で各雲塊は其位置に依つて雲粒の動きを異にして居り其動きが山の影響と

第4圖 笠雲各種



1, 2. 普通の笠雲と三蓋笠 (従来名稱) 3. 離れ笠 4. 庇笠 5. かいまき雲 (岡田臺長命名) 6. 破風笠
 7. 割れ笠 8. 前掛笠 9. うねり笠 10. 横筋笠 11. 尾曳笠 12. みだれ笠 13. 末廣笠 14. 渦笠
 15. 吹出笠 16. 圓壘笠 17. 波笠 18. 雞冠笠 19. レンズ笠 20. 積笠

風向気温に関する不連続面の存在を示す面白い实例である。(圖版第五寫眞 5 参照)

富士山の南東方面の空間に浮ぶ層積雲で山からの距離に従つて便宜上四部に分つて考へる事とする。A 雲は山に最も接近したもので雲粒の動きは南南西で障害型、B 雲は雲底が南南西で上部が北西となつてゐる逆流型、C 雲の雲粒の動きは北西で障害型、D 雲は移動型で雲向は北西である。D 雲を移動型としたのは撮影された範囲に於てあつて事實上是分裂障害型と察せられる。

上記雲粒の動きから此層積雲は風速に関する不連続面に發生してゐると云ふ事が知られるのである。又 B 雲の動きを調べて見ると雲を成す雲粒は發生後間も無く其上昇運動を牽制されて雲塊の外側に向つて廣がり一部は上層風の爲に流されて行き雲底と上部との雲粒の動く方向は異つてゐる。此上昇運動を抑へられる現象は上部に気温逆轉層の存在を示すものであるから一般に知られてゐる層積雲上に逆轉層の有ると云ふ事を雲粒の動きが示す一例となる。

次に ABCD 各雲粒の動く方向を比較して見るならば A から D に行くに従つて南南西の動きが北西に變化して居る事となり B 雲は此方向變化の中間に位する動きを表してゐる。今不連続面が山の障害の爲めに傾斜して山側の方が高くなつてゐるとするならば此面と雲の發生面とは交る事となるから A 雲は不連続面下に B 雲は両面の交叉線の附近に C 及 D 雲は不連続面以上に發生した事となり各雲粒の動きは必然的の結果と考へられる。

笠雲と吊し雲の種類と其分類

笠雲と吊し雲に就ては先に「富士山の吊し雲と其機巧」と題して發表した中に詳述してあるが雲形分類に當り其種類が多いので特に項を分つて分類すると共に其雲形に對する試案をも行ふ事とした。

笠雲の分類

一重或は二重三重等の笠雲 此笠雲は普通によく出現する雲形で重複した笠雲に對しては二重笠三重笠或は二蓋笠三蓋笠雲と呼ばれてゐるものである。是等の笠の形も一樣では無く氣象状態に依つて特色の有る形のものが出現する。(第4圖 1, 2)

山頂を離れて上方に現れた笠雲 实例。昭和8年2月14日7時7分撮影。

名稱試案 離れ笠。(第4圖 3)

笠の縁が片方長く伸びてゐる笠雲 实例。昭和7年11月12日12時50分撮影。

名稱試案 ^{ひさし}庇笠。(第4圖 4)

更に分類して風上庇笠と風下庇笠として笠の縁の伸びてゐる方向を表すのもよいと思ふ。

笠の縁が一樣に山腹に接してゐる笠雲 笠の縁が山體に接してゐる雲形で昭和10年6月17日に現れた此大形のものに對し岡田臺長は「かいまき雲」と命名されてゐる。小形の雲形に對しては「小かいまき雲」と呼ぶ可きか。(第4圖 5)

实例。昭和13年11月13日12時14分撮影。(小形の例)

笠の風下縁が屋根の破風に似た形の笠雲 实例。昭和8年6月22日6時33分撮影。

名稱試案 破風笠。(第4圖 6)

笠の風下縁が割れてゐる笠雲 实例。昭和8年9月10日7時35分撮影。

名稱試案 割れ笠。(第4圖 7)

山の風上山腹に布を掛けた如き變形笠雲 此雲形は笠雲とは見られない形であるが先の割れ笠が著しく風上山腹に偏して出來た特別の場合として見る事が出来る。

实例。昭和11年9月15日9時撮影。

名稱試案 前掛笠。(第4圖 8)

表面が大波の如く變つた形の笠雲 实例。昭和10年1月4日11時45分撮影。

名稱試案 うねり笠。(第4圖9)

横筋の有る笠雲 笠が重複して出来た形とも見られるもので横筋が多く、時には重なつた笠雲に変化する事がある。

實例。昭和11年5月6日11時36分撮影。

名稱試案 横筋笠。(第4圖10)

風上縁が長く長く伸びた笠雲 實例。昭和11年9月28日17時31分撮影。

名稱試案 尾曳笠。(第4圖11及圖版第四寫眞2)

風下縁が烟状に亂れた笠雲 實例。昭和11年1月29日7時19分撮影。

名稱試案 みだれ笠。(第4圖12)

風下縁が亂れて上方に広がつてゐる笠雲 實例。昭和9年11月7日14時16分撮影。

名稱試案 末廣笠(前述)(第4圖13)

風下縁に霧状の渦動が有る笠雲 笠の風下縁が亂れてゐる「みだれ笠」「末廣笠」等の場合には一般に渦動が存在してゐると考へられるが其渦動の形が特に目立つてゐる雲形である。

實例。昭和10年3月11日7時19分撮影。

名稱試案 渦笠。(第4圖14)

積雲を風下に連続発生させる笠雲 みだれ笠の一種で發生積雲に關しては上昇型雲形中に記す。

實例。昭和10年3月11日7時19分撮影。

名稱試案 吹出笠 Smoking cap。(第4圖15及圖版第四寫眞3)

笠の縁が斷崖状になつてゐる笠雲 笠雲とは云ひ難い形で側面が斷崖状になつてゐる。重複した笠雲の特殊形で圓壙状の笠雲とも見える。三蓋笠などに變化する事もある。

實例。昭和9年3月1日6時54分撮影。

名稱試案 圓壙笠。(第4圖16)

レンズ形の笠雲 横筋笠の一種とも見られるが此雲形は上部と下部の直徑が小さく中部が大きく凸レンズに似た形のものである。

實例。昭和13年11月29日7時8分撮影。

名稱試案 レンズ笠。(第4圖19)

笠雲としては以上の如き莢状のものが普通であるが表面の凹凸の烈しい笠で莢状雲と積雲との中間に位する雲形のものがある。又山頂に笠雲に相當する雲形として出来るものに積雲、層積雲或は霧状の雲があるが之等の雲形も笠雲の特殊形と見る事が出来る。

表面が波状になつてゐる笠雲 莢状雲と積雲との中間に位する雲形の笠雲で表面が波立つてゐる。

實例。昭和8年5月11日15時34分撮影。

名稱試案 波笠。(第4圖17)

上部の凹凸が雞冠に似た笠雲 前例の波笠より更に積雲に近い雲形で上部の凹凸が雞冠に似た笠雲である。

實例。昭和8年5月28日9時4分撮影。

名稱試案 雞冠笠(第4圖18)

積雲或は層積雲状の笠雲 此種の雲形には堅い感じのものと柔かい感じのものがある。次の例は層積雲状の堅い感じの雲形である。

實例。昭和8年5月11日11時41分撮影。

名稱試案 積笠。(第4圖20)

霧状の笠雲 此雲形を笠雲と云ふのは無理かも知れないが笠雲の一種として入れて置く。

實例1。昭和7年12月13日8時44分撮影。

實例2。昭和8年2月15日9時35分撮影。

名稱試案 霧笠。

吊し雲の分類

此處に述べる吊し雲は富士山の風下の空間一定箇所に流れ去らないで浮んでゐる特殊の雲を指し廣義に於て同性質のものに對して之を吊し雲として分類する事とした。

雲形は普通莢状のものが吊し雲として考へられてゐるが同性質のもので積雲或は層積雲状のものが有り又は等の雲形の組合せに依つて出来てゐるものもある。

莢状雲型の吊し雲

楕圓形に似た吊し雲 實例。昭和10年12月17日7時45分撮影。

名稱試案 楕圓つるし。(第5圖1)

重複した楕圓の時は、複楕圓つるしとして分類すべきであると思ふ。實例は複楕圓つるし。

波形で出来てゐる吊し雲 雲塊の一部或は全部が波雲から成り其上部に不連続面の有る事を表してゐる。

實例。昭和11年11月26日12時42分撮影。

名稱試案 波つるし。(第5圖2)

二個の莢状雲から成る吊し雲 一對の莢状雲から成り之が連結したり分離したりする。

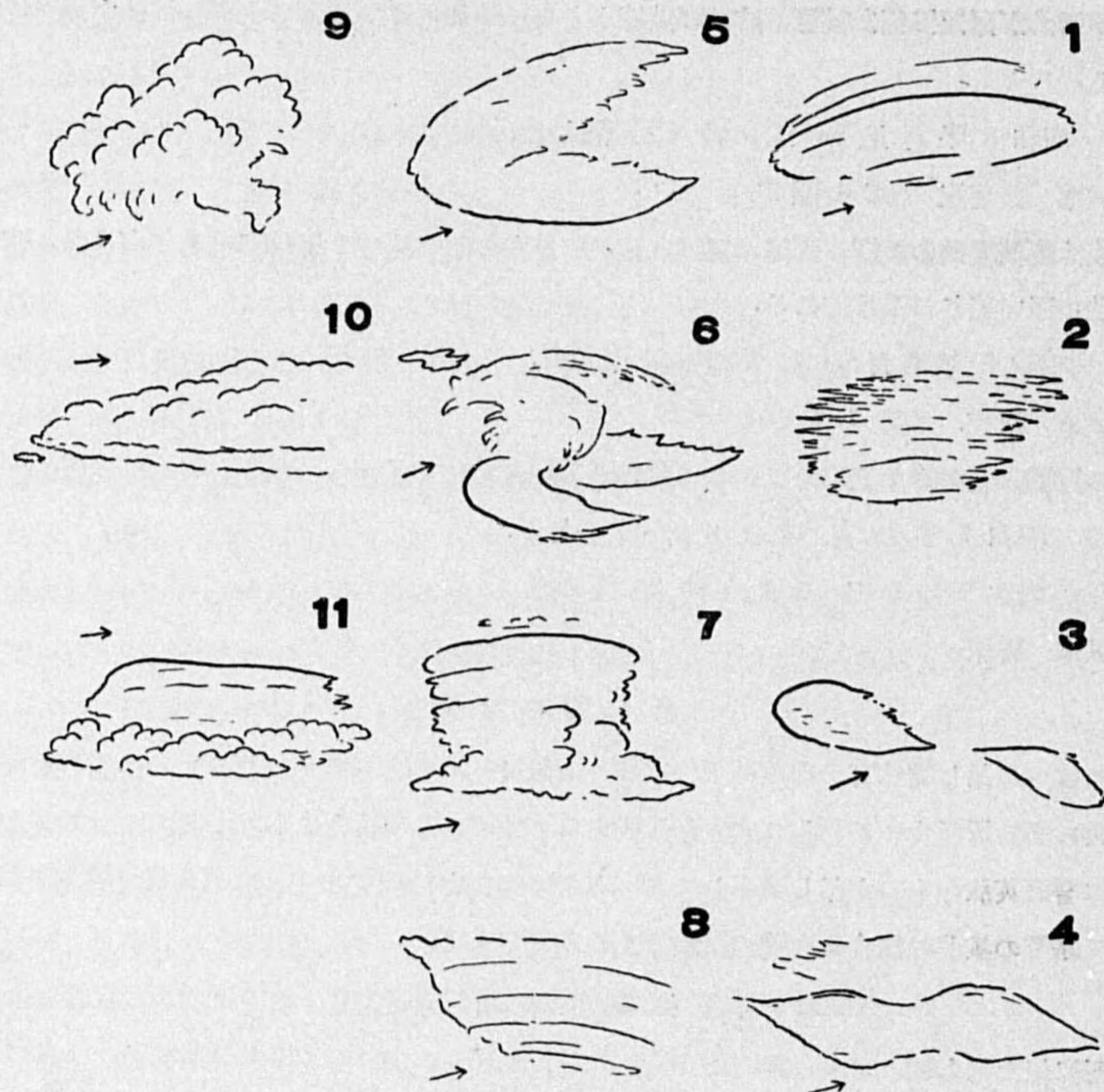
實例。昭和10年4月27日14時38分撮影。

名稱試案 對つるし。(第5圖3)

形が波動的に変形してゆく吊し雲 實例。昭和11年11月13日11時36分撮影。

名稱試案 波動つるし。(第5圖4)

第5圖 吊し雲各種



1. 楕圓つるし 2. 波つるし 3. 對つるし 4. 波動つるし 5. 翼雲 6. 廻り雲 (發表済)
 7. 圓壙つるし 8. 鉢つるし 9. 積つるし 10. 層積つるし 11. 莢積つるし

不定形の吊し雲 形が一定せず絶えず流れて消え又現はれるもの或は消去らないが形が一定しない雲形。

名稱試案 不定つるし。

翼形又はV形の吊し雲 此雲形は吊し雲によく現はれる特徴とも云ふべき形である。V形に現はれる雲形は莢状の事もあり又層積雲の事もある。翼状吊し雲は鳥の兩翼に似た白色の美しい雲形である。此部類に屬する雲形でも見る方向や雲の兩翼の對稱性を缺くもの、翼の長短等から其形にも種類が多く、V形翼形の他に魚形飛行船形等に見えるものもある。

實例 1. V形の例 昭和8年5月12日14時47分撮影。

實例 2. 翼形の例 昭和8年9月10日7時35分撮影。

名稱試案 翼雲 (翼つるし)。(第5圖5)

廻轉雲形を伴つた翼形吊し雲 此雲形は翼状雲塊の下部が廻轉雲形となつてゐる稀らしいもので原因は山の風下の渦動に依る。

實例. 大正15年8月4日10時30分撮影。

名稱試案 廻り雲。(名稱試案と共に大正15年發表)(第5圖6)

圓壙状に見える吊し雲 垂直廻轉軸に依つて廻轉するが如き感じを與へる圓壙状の雲形で重複する莢状雲から成つて居り下半部は廻轉運動にある雲形と見られる。

實例. 昭和10年10月3日7時27分撮影。

名稱試案 圓壙つるし。(第5圖7)

垂下した表面を持つ吊し雲 此雲形は鉢の底に似た形の感じを與へる。

實例. 昭和10年8月25日14時28分撮影。

名稱試案 鉢つるし (第5圖8)

片積雲群を下方に伴ふ吊し雲 吊し雲の下方に一群の片積雲が渦動状の動きをして伴ひ渦動の存在を示してゐる。

實例. 昭和9年7月10日8時55分撮影。

積雲型の吊し雲

此型に屬するものは積雲形と層積雲形のものを含む。

雲底の不鮮明な積雲形の吊し雲 此雲形は雲底の不鮮明な一塊の積雲で其雲粒は弧状を描きながら風下に消えて行く。雲塊全體としての動きも同様であつて上昇氣流を含む風下渦動の動きの一部を表してゐる。

實例 1. 昭和8年8月24日11時50分撮影。

實例 2. 昭和13年11月13日撮影。

名稱試案 積つるし。(第5圖9)

層積雲の吊し雲 V形や翼形のものにも此種のものがある。

實例 1. 昭和8年5月11日11時57分撮影。

實例 2. 昭和8年5月12日14時47分撮影。

名稱試案 層積吊し又はね雲つるし。(第5圖10)

組合せ型の吊し雲

莢状雲と積雲の組合はさつた吊し雲 此雲形は莢状つるしの下部に積雲型のつるしが附隨してゐるもので丁度積亂雲と其雲頭に出来る領布雲との關係とに類似するが下部の積雲は發達する事無く兩者の位置關係は常に一定してゐる。上部の莢状雲形は楕圓形類似の事もあり翼形となる事もある。

實例 1. 昭和 11 年 9 月 28 日 16 時 10 分撮影.

實例 2. 昭和 12 年 10 月 30 日 8 時撮影.

名稱試案 茨積つるし. (第 5 圖 11)

以上の雲形分類で富士山に関する總ての雲形を表してゐると云ふ事は言へない迄も撮影範囲内に於て知られた異種類の雲形と普通に出現する基本ともなるべき雲形は分類中に包含されてゐると思ふのである. 分類方法や雲形名稱に関する筆者の試案に就ては諸彦の御批評を乞ふ次第である.

風の息と風壓及び本邦に於ける最大風速に就いて

高橋 浩 一 郎

§ 1. 緒 言

室戸颱風に依る惨害以來建築物に及ぼす風壓と云ふものはその設計に際し甚だ重要な問題になつて來たようである. 而して殊に鐵塔にあつてはその形状より, 此の影響が大きく在來の算出式に對し二, 三吟味が行はれる様になつた⁽¹⁾.

在來の風壓の算出する順序を見るにまづ建築物の形, 大きさを知り, これに及ぼす風壓を風筒試験もしくは理論的計算より出す. 次に附近測候所などの最大風速を規準として高さの補整を加へてその地に於ける最大風速を決定する. そして最後に前に得た關係式に入れ, 期待される最大風壓を勘定し, 此れだけの風壓に耐へるように設計するのである. 此れは風が層流であるかぎりは正しい. 然し自然の風の如く亂流になると最早成立しなくなる. 此の理由には二つある. その一つは日常測候所などで測定して居る風速は決して各瞬間の値でなく, 實は適當な時間, 本邦では 20 分間の平均値にすぎない. 従つて最大風速とは云ふものの實は平均値で, 各瞬間にはもつと大きな風速が起る. 即ち風壓は所謂最大風速を規準として計算したものよりも大きくなる事がある. この様な事は在來割合閉却されて居たようである. 永江氏⁽²⁾は此の事を指摘されてゐるが, 眞に注意すべき點であると思はれる. 次に問題になる事は, 風が亂流である爲建築物に作用する風壓は動揺する. このため丁度地震波で家屋が揺振れると同様建築物に振動を起し, 建築物が振動體である以上一種の

(1) 太刀川, 大迫: 送電用電塔に對する風壓, 電氣學會雜誌, 54 (昭和 9 年), 同 57 (昭和 12 年).

七里, 久馬: 電塔に加はる風壓に就て, 電氣學會雜誌, 58 (昭和 13 年).

永江: 風壓, 電氣學會雜誌, 57 (昭和 12 年).

(2) 前 掲.

共鳴的現象を起し得る. 而してたとひ風壓自身は小さくとも大きな振動を起し, 遂には破壊する懼れがある. 此れは在來全く顧みられなかつた. 然しこの影響は決して省略し得る程小さいものではない.

このような意味から最大風壓なるものを今一度反省して見るのも無駄ではあるまい. 而してなほ本邦各地の最大風速の分布に關して一瞥して見よう.

§ 2. 振動體に及ぼす實效風壓及び實效風速

まづ我々は自然の風の如く強弱のある流れが當り, 風壓に変化がある場合振動體に如何なる現象が起るか調べて見よう. 簡單の爲運動方程式として第 1 圖に示した如き單振子を取り, それに風が當るものとする. 然らば運動方程式は次の如くなる.

$$\ddot{x} + 2\rho\dot{x} + \omega_0^2 x = kVV_x, \quad \ddot{y} + 2\rho\dot{y} + \omega_0^2 y = kVV_y. \quad (1)$$

此處に V は風速, ρ , ω_0^2 は此の振子の自由振動の常數, k は振子の形, 空氣の密度等で定まる常數である. 猶此の式では風壓は風速の自乗に比例し, 風向きに働くものとしてゐる. 今平均の風は一定で v_0 とし x 軸の方向にあり, 各瞬間の風速の平均値からの偏差を v_x, v_y とすれば, v_x, v_y が v_0 に比し比較的小さいと云ふ假定のもとに (1) 式は

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + 2\rho\dot{x} + \omega_0^2 x &= kv_0^2 + 2kv_0v_x + kO(v_x^2, v_y^2), \\ \ddot{y} + 2\rho\dot{y} + \omega_0^2 y &= kv_0v_y + kO(v_x^2, v_y^2), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となる. 右邊の第一項は平均の風速に依る風壓を示すものであり, v_0^2 は時間に無關係と考へるから此の影響に依る振子の變位は

$$x_{st} = \frac{kv_0^2}{\omega_0^2}, \quad y_{st} = 0 \quad (3)$$

で與へられる. 日常測定してゐる風速は云はば v_0 である故, 在來採用されてゐた風壓の式は (3) 式に外ならない.

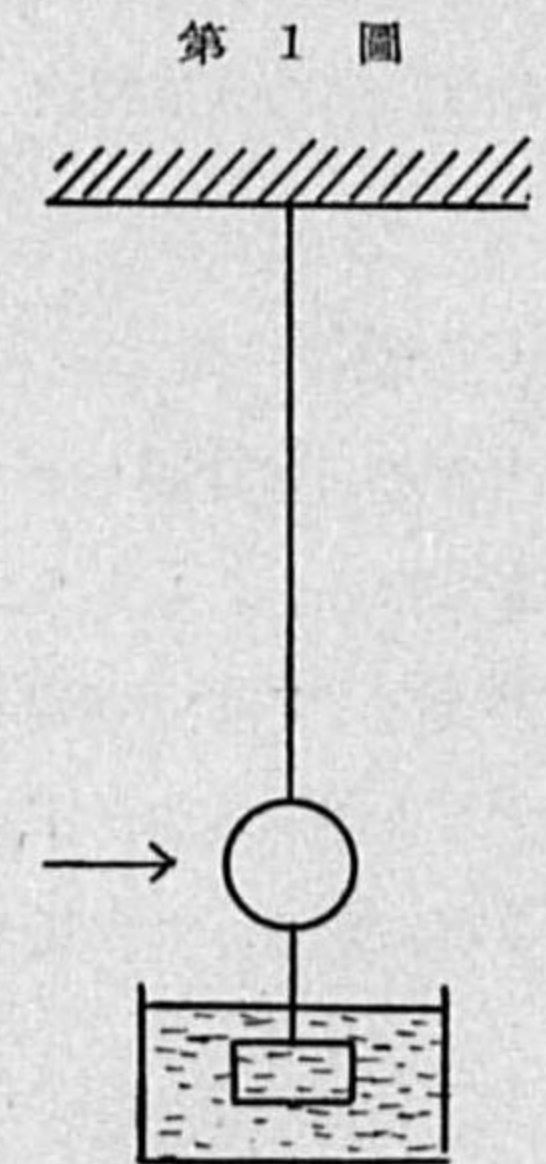
次に第二項, 此れは風の息に依る風壓を示すものである. 今此の項だけの影響を考へて見よう. 此の場合の運動方程式は

$$\ddot{x} + 2\rho\dot{x} + \omega_0^2 x = 2kv_0v_x, \quad \ddot{y} + 2\rho\dot{y} + \omega_0^2 y = kv_0v_y \quad (4)$$

である. この式は線型一次の微分方程式であるから v_x, v_y の時間に依る變化が知れてゐれば容易に解ける. しかし, v_x, v_y は實際は風の息と名付けられ非常に複雑な變化をするのでその解析的の形は良く判らない. 今假りに普通に行ふ如く v_x, v_y が正弦函数的に變化するものとし,

$$v_x = g_x v_0 \sin \omega t, \quad v_y = g_y v_0 \sin \omega t \quad (5)$$

とおけば, 振子はやはり正弦振動をなし, その解は



$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{2g_x k v_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\rho^2 \omega^2}} \sin(\omega t + \varphi), \\ y &= \frac{g_y k v_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\rho^2 \omega^2}} \sin(\omega t + \varphi), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

となる。但し $\tan \varphi = \frac{2\rho\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}$ である。もし $\omega_0 = \omega$ ならば x, y の振幅は著るしく大きくなり、

$$x = \frac{g_x k v_0^2}{\rho \omega_0} \sin(\omega t + \varphi), \quad y = \frac{g_y k v_0^2}{2\rho \omega_0} \sin(\omega t + \varphi) \quad (6)$$

となる。即ち此の時の振幅は $\frac{k v_0^2}{\rho \omega_0} \sqrt{g_x^2 + \frac{g_y^2}{4}}$ となる。此の共振れに依る変化と在來考へて居た平均流 v_0 に依る變位 (3) 式との比を考へて見ると

$$f' = \frac{\omega_0}{2\rho} \sqrt{g_x^2 + \frac{g_y^2}{4}} \quad (7)$$

となる。

實際の風は決してこの様に綺麗に正弦函数的に變化するものでもなければ、又共振れと云ふ事もあり得ない。しかし、風の息は非常に複雑して居り、いろいろの週期の正弦變化の集りとも見做し得よう。それで今假りにあらゆる週期の變化の振幅が一定であり、その振幅は平均風速 v_0 に比例すると考へると、丁度共振れを起す様な變化が一番大きな振動を起し、その振幅は (7) で與へられる事になる。この比がどれ位になるか見積る爲實際にあり得さうな値

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{1}, \quad \frac{1}{\rho} = 2, \quad g_x = 0.3, \quad g_y = 0.4,$$

をとると (7) 式は略 2 になる。これは實に大きな値で、これから見ても風の息に依る振動も決して小さなものでなく、否むしろ平均流よりも數等大きい事がわかる。

以上は風が正弦函数的に變化するとして取扱つたが、次には複雑な變化をするものと云ふ假定を置き、テラー⁽¹⁾の取扱ひ方に従ひ

$$\overline{v_x(t)v_x(t+\tau)} = \overline{v_x^2} e^{-\alpha\tau}, \quad \overline{v_y(t)v_y(t+\tau)} = \overline{v_y^2} e^{-\alpha\tau}, \quad (8)$$

とする。此の假定は少しく理解しにくいかもしれないが次の様に考へられよう。即ち自然の風は決して一様なものでなく、大きな渦や小さな渦に分かれてゐる。此の爲大きな渦がくれば長い間同じ様な風が吹くが、小さな渦であるとすぐに變化してしまふ。(8) 式は此の變化を示すもので、 $1/\alpha$ は一つの渦の通過する平均の時間と云つた様なものである。そして大きな渦であれば大きく、小さな渦であれば小さい。此の様な假定の下に (4) 式を解と

(1) G. I. Taylor: Diffusion by continuous movements. Proc. Lond. Math. Soc. 20 (1922).
此の邊の計算に關しては

K. Takahasi: On the Oscillation of Torsion Pendulum exposed to Irregular Air Current; On the Effective Wind Pressure upon the Vibrating System. Geophys. Mag. 11 (1928) にゆずる。

$$\left. \begin{aligned} \overline{x^2} &= \frac{4k^2 v_0^2 \overline{v_x^2}}{\omega_0^4} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right\}, \\ \overline{y^2} &= \frac{k^2 v_0^2 \overline{v_y^2}}{\omega_0^4} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

となる。或ひは $\overline{v_x^2} = g_x^2 v_0^2, \overline{v_y^2} = g_y^2 v_0^2$ とすれば

$$\sqrt{\overline{x^2}} = \frac{2k}{\omega_0^2} v_0^2 g_x \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad \sqrt{\overline{y^2}} = \frac{k v_0^2}{\omega_0^2} g_y \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

となる。(3) 式の關係を用ひ在來の風壓に依る變位と、この風の息だけに依る變動の平均振幅との比 f'' を勘定すると

$$f'' = \sqrt{\left(1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right) \left(g_x^2 + \frac{g_y^2}{4} \right)}, \quad (11)$$

となる。假りに實際にありそうな値 $g_x = 0.3, g_y = 0.4, \frac{\alpha}{\rho} = 2$ とすれば 0.5 となり、息の影響は平均して平均流の半分と云ふ事になる。しかもこれは平均として極端の時にはこの3倍位になり得る故、さすれば $f'' = 15$ となり此れから見ても息の影響は省略出来ない事を知る。

次には第三項に移らう。これは v_x, v_y の相乗積に依る項であるから非常に小さく、ほんの補整項にすぎない。此の影響を正確に見積る事は困難であるが、大體の大きさは

$$f''' = \left\{ \frac{v_x^2 + v_y^2}{v_0^2} \right\} = g_x^2 + g_y^2, \quad (12)$$

の程度である。即ち $g_x = 0.3, g_y = 0.4$ とおけば $f''' = 0.13$ となり、約一割程度にしかならない。荒川氏の見積られた結果でも同じ位であり⁽¹⁾、此の項に依る影響は他の項に比し著しく小さい。

§3. 實效風速及びその數値例

以上の結果を要約すれば、建築物の風壓に依る變形は極端な場合

$$x^2 = x_0^2 \left\{ \left(1 + 6g_x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{2\rho}} \right)^2 + (3g_y)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right) \right\} + O(g_x^4, g_y^4), \quad (13)$$

位になる事が期待される。なほここでは息の影響を前節後者 (10) 式に従つた。此の方が實際に近いと考へられるからである。即ち風に息がある爲に平均流で受ける變位よりも

$$\left[\left(1 + 6g_x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{2\rho}} \right)^2 + (3g_y)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

倍だけの變位が極端な時に期待される。即ち風壓が見掛け上此の係數倍だけ増加したのと同じ事になる。或ひは風速が

$$\left[\left\{ +6g_x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{2\rho}} \right\}^2 + (3g_y)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right) \right]^{\frac{1}{4}}$$

(1) 荒川: 風の息と風壓, 天氣と氣候. 4 (昭和 12 年).

だけ大きい様に考へた時と同じである。我々が設計の場合にとる風壓は此の極端な場合を規準としてとるべきであり、在來の風壓に此の係數だけ乗じなければならない。かくして出たものをかりに實效風壓と名付けよう。

然らば如何にしてこれを計算するかと云ふに、我々は在來の式を變へるのは好まない。此の息の影響は觀測する最大風速の代りに

$$\left[\left(1 + 6g_x \sqrt{1 + \frac{\alpha}{2\rho}} \right)^2 + 9g_y^2 \left(1 + \frac{\alpha}{2\rho} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

を乗じた實效最大風速なるものを定義し、此れを在來の式に入れて計算すれば良い。

然らば實際にはどれ位の大きさだらうか。此れに著手する前に我々は少しく風の構造を知る必要がある。風の息に関しては古くからいろいろの研究があり、本邦では有名な寺田博士⁽¹⁾の研究がある。それらの研究結果を綜合して見ると所謂風の息 g に於ては

$$g = a + \frac{b}{v} \quad (14)$$

と云ふ實驗式が成立する。但し a, b は常數である。 a, b は實際には地形や大氣の安定度に關係するが、筆者⁽²⁾が東京で調べた結果に依ると

$$g_x = \frac{\sqrt{v_x^2}}{v_0} = 0.28 + \frac{0.32}{v}, \quad g_y = \frac{\sqrt{v_y^2}}{v_0} = 0.33 + \frac{0.7}{v} \quad (15)$$

となつて居る。最大風速を見積る場合には v_0 は相當大きいから第二項は省略され、0.28, 0.33 だけを考へれば宜らしい。

次に風の息の性質を定義する今一つの常數として週期があるが、此れは現在あまりはつきりした事がわからない。しかし大體の所から云つて 10 乃至 30 秒程度と思はれる。例へば岡田博士の氣象學にある一例では 33 秒にとつてあるし、ダインス風壓計や颱風中の微壓計依り見ると 20 秒程度の週期で變化するようである。又飯島氏の⁽³⁾調べられた結果を見るに、細い變動は數秒で變動する事が判り外國に於ける觀測を見てもやはり同じ程度の様である。⁽⁴⁾ 此等の結果を考慮して (8) 式に於ける亂流の一つの常數 α として 1/20 秒とおく事はさして不自然な事ではなからう。猶問題を解くに際し、(6) 式に従ふとすれば風の息を各調和項にわけてその振幅の分布を調べなければならぬ。此の振幅の分布は在來解析したものがあまりないので確實な事は云へないが、實際の記録を見ると週期の短い變化は小さく、週期の長い變化は振幅も大きいのが通則の様である。而して凡の

(1) T. Terada, M. Tamano and K. Nisida: On the Gustiness of Winds. Rep. Aer. Res. Inst. Tokyo, Imp. Univ. 3 (1928).

(2) 高橋: 風の構造, 風速及びその測定に就きて, 氣象集誌, 15, 昭和 12 年.

(3) 飯島恒夫: 突風に關する一考察と WI 型新風速計に就て, 日本航空學會誌, 5, 967-978 (1938).

(4) The Structure of Wind over Level Country. Geophys. Mem. 6, No. 54 (1932).

分布を假定して (6) 式から解いて見ると現在の方法と大體は一致する。此の兩者の取扱ひ方は一見甚だ違つて見えるが、實はその分布曲線に適當な假定をしたのが (8) 式とも見られる。

次に共振の影響を調べるには是非とも建築物の振動に關する知識を知る必要がある。建築物に於ける週期に關しては昔から精しい研究があるが、振動の減衰に關してはあまり注意して居ない様である。然し風壓を議論する場合には此の値も甚だ重要になつてくる。いろいろの建物の振動の記録を調べて見ると建築物の週期と減衰の間には密接な關係があり、週期が短いと減衰も甚だしく、その結果、減衰比は略常數になるらしい。此れは實驗室の小試料に依る實驗でも成立⁽¹⁾するようである。次に二三の例を示せば次の如くである。

	週 期 (秒)	半減期 (秒)	半減期/週期
小室の鐵塔	1.1	4.9	4.4
煙 突 ⁽¹⁾	2.5	1.2	4.8
水 塔 ⁽²⁾	0.8	8	10.0
ビルディング ⁽³⁾	1.5	9	6
橋	1.2	4	3.3
ビルディング ⁽⁴⁾	0.5	1	2.0
	3.5	1.5	4.3
	0.6	2.5	4.1
		平 均	5

此の關係が正しいものとすれば 略

$$\rho T = 0.14 \quad \text{或ひは} \quad \rho = \frac{0.14}{T} \quad (16)$$

となる。

以上を前置きとしていよいよ實效風速の見積りに取りかからう。此の場合建築物の週期が問題になるので、一秒とおいた場合どれ位になるか當つて見よう。

先づ平均風速、建物の構造はわかつており、従つて (1) 式に於ける常數は知れており平均流に依る變位 (3) も判つてゐるものとしよう。息に依る影響を (7) 式に従つて計算すれば、上述の値を入れて

$$f' = \frac{\omega_0}{\rho} \sqrt{g_x^2 + \frac{g_y^2}{4}} = 0.7$$

となる。

(1) A. Ock'son: On the Damping of the Lateral Vibration of a Mild Steel Bar. Phil. Mag. 26 (1938).

(2) F. Omori: Vibration of Reinforced Concrete Chimney. Bull. Imp. Earth. Inv. Comm. Vol. IX, No. 1 (1918).

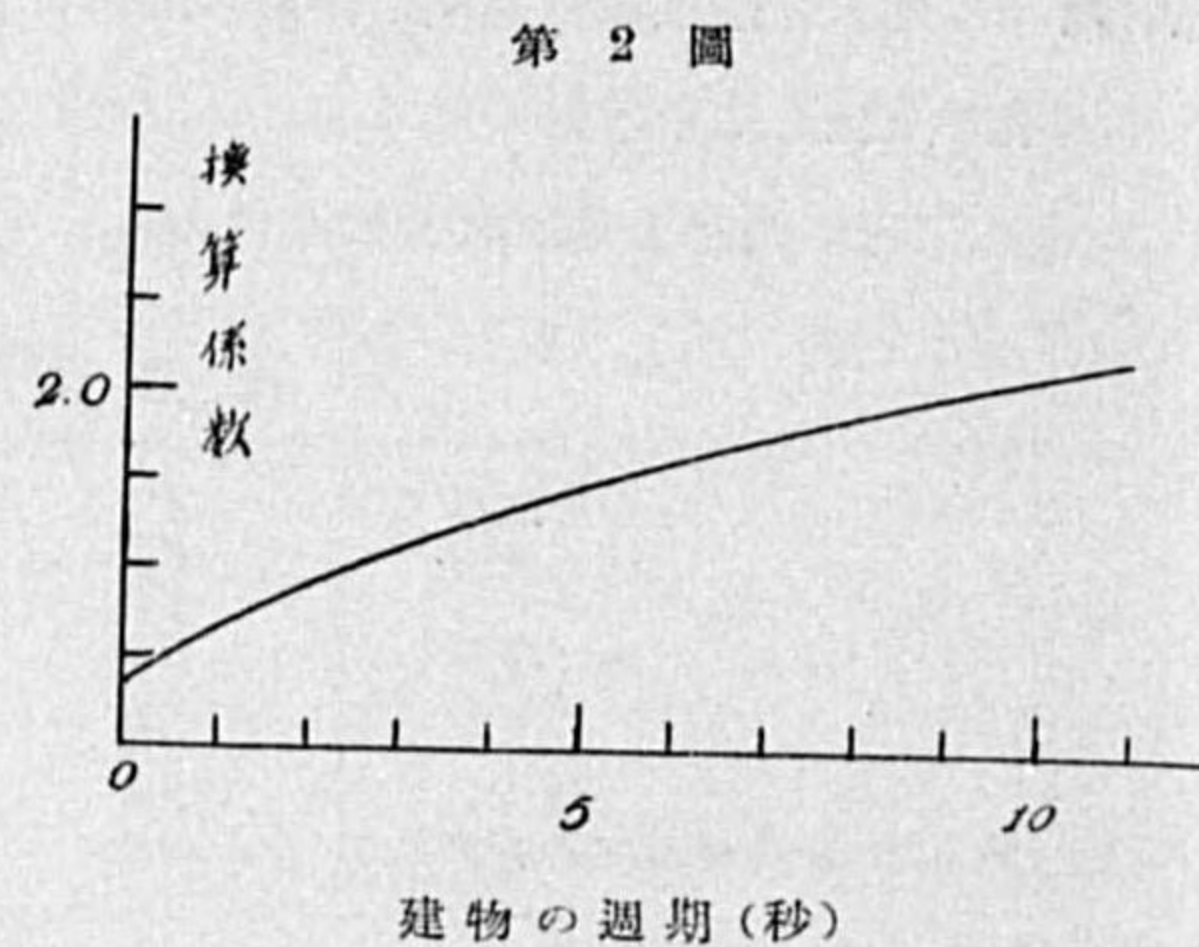
(3) D. S. Carder: Observed Vibration of Steel Water Towers. Bull. Seis. Soc. America. 26 (1936).

(4) Dean S. Carder: Observed Vibrations of Buildings; Vibration Observations. Earthquake Investigations in California 1934-1935 U. S. A. Coast and Geol. Surv. Spec. Publ. No. 201.

次に第二の假定に従つて計算するならば $f''=0.8$ となり兩者略一致する。猶、これは平均の話であり、極端な場合には振動に依る變位は此の 3 倍程にもなり得る。即ち極端な變位としては $0.8 \times 3=2.4$ が期待され、息の影響の方が平均流に依るものより大きい事が判る。

此れからして最大の變位はこれに平均流に依るものを加へた $\sqrt{1^2+(2.4)^2}=2.6$ が豫期される。即ち若し在來の風壓の式をその儘用ひるとするならば風速の記録の $\sqrt{2.6}=1.6$ 倍を用ひなければいけない。即ち實效風速は最大風速の 1.6 倍と云ふ事になる。此の例を見ても息の影響が如何に大きいものかがわかるであらう。

さて實效風速は風速の最大記録に或る係数をかければよろしい。この係数は (16) 式を假定すれば建物の週期だけで定まつてしまひ、普通の場合 1.8 位である。次に此の換算係数を (13) 式依り計算すれば第 2 圖の如くなる。例へば週期が 0 秒なら 1.67, 5 秒なら 1.80, 10 秒なら 2.02 位となる。



§ 4. 風速の高さに對する分布

風速は高さと共に増加する事は良く知られた事實である。最大風壓を考へる場合、丈の高い建築物では、例へば無線の鐵塔の如き、測候所の觀測だけで決定した風壓では小さすぎる事は明かである。これに反し、丈のごく低いものはそれだけの耐風壓は必要としない。従つて是非高さに依る風壓の増加を考へに入れなければならぬ。これには風速の分布が判れば良い。然らば實際にはどんな分布をしてゐるか云ふにこれを表すのにいろいろの實驗式及び理論式がある。例へば

$$v = v_0^{1/m} \tag{17}$$

とか

$$v = v_0 \log \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \tag{18}$$

の如きその例である。此の後者は L. Prandtl⁽¹⁾ が理論的に求めた式であり、實測と比較しても廣い範圍で良く成立する。⁽²⁾ 依つて我々はこの式を高さに對する分布式として採用する。

(1) Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beit. z. Phys. frei. Atm. 19, 188 (1932).

(2) O. G. Sutton: The logarithmic law of wind structure near the ground. Quart. Journ. Roy. Met. Soc. 63, 105 (1937).

H. U. Sverdrup: The Eddy Conductivity of the Air over a Smooth Snow Field. Geof. Publ. 11, No. 7 (1936).

W. Paesckke: Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem in der boden nahen Luftschicht. Zeit. Geophys. 13, 14 (1937).

この式の z_0 は摩擦層の厚さとも云ふべきもので、地面の性質で異なる。Paesckke とか Sverdrup の實測に依れば z_0 は次表の如くなつてゐる。

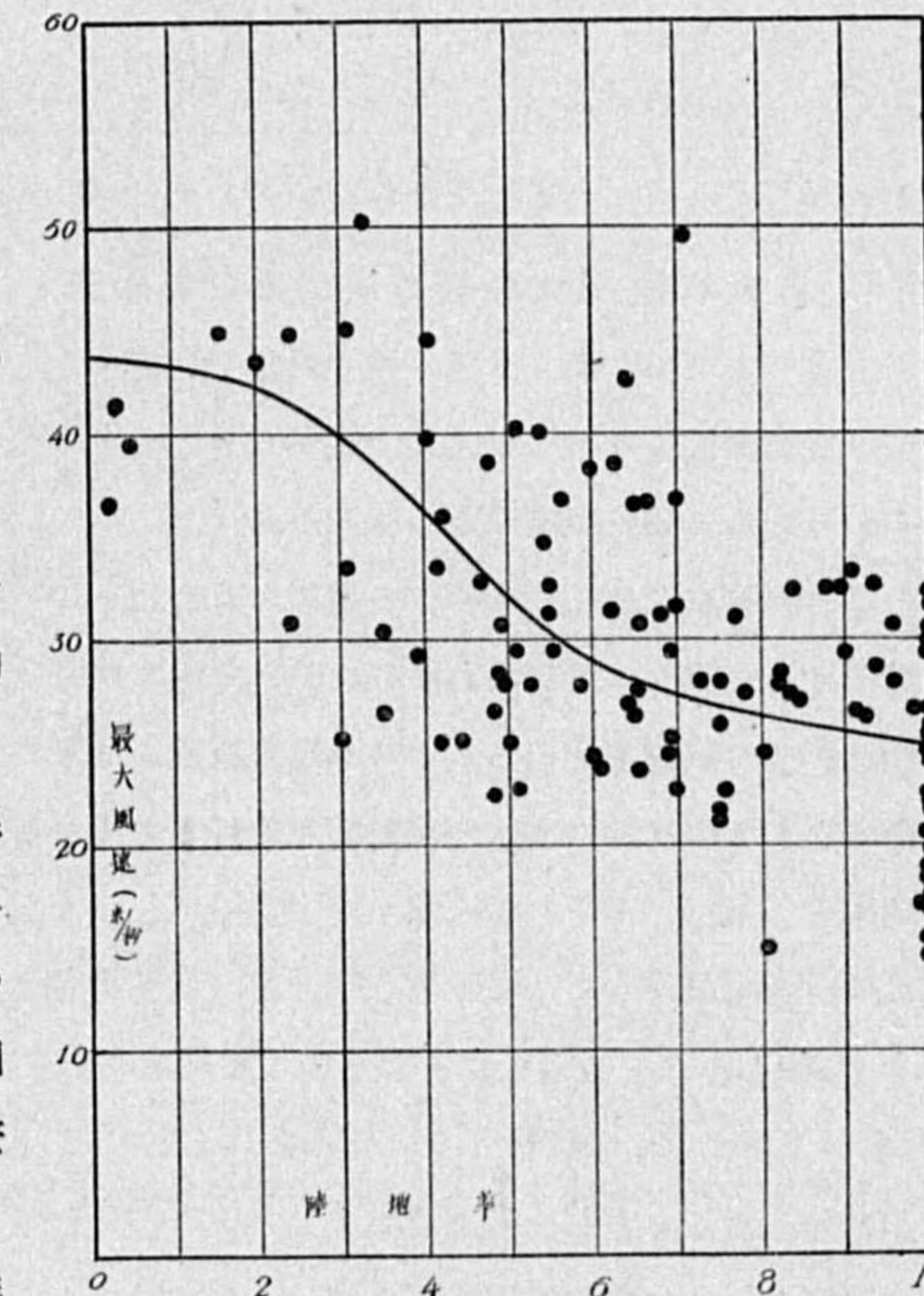
場 所	z_0 (糧)	場 所	z_0 (糧)
雪 面	3.7	畑	33.2
Göttingen 飛行場	12.7	東 京	15.0
荒 地	15.7	ナウエン無電塔	50.0
草 原	29.0		

なほ、東京及びナウエン無電塔のは岡田博士氣象學中の材料から筆者が決定して見たものである。これから見ると雪面の様に滑かな所では數糧、畑や草原の様な所では 20~30 糧、都會地では 2~5 米位になる事が判れる。

さて測候所に於ける風力計は大抵 10 乃至 20 米の高さにある。従つて、その高さを知れば附近の狀況を知る事により z_0 がわかり、 v_0 を決定する事が出来る。斯くして各高度に於ける風速がわかる。

§ 5. 最大風速の地理的分布

以上の如き計算に依り風速の分布が判れ、従つて風壓が計算出来る。これは然し各地の最大風速が知れての話であつて、次には本邦各地ではどの様な分布をして居るであらうかと云ふ事が問題になる。昭和 13 年の曆によつて本邦各地の最大風速の記録を調べて見ると、よく知られた事であるが地形に依つて著るしくその値が違ふ事がわかる。地形を量的に表す事はなからふかむづかしいが、普通よく行ふ様に陸地率をとつて⁽¹⁾最大風速の關係を調べて見ると密接な關係がある事が判れる。即ち海上では大きく陸地では小さくその比は凡そ $44/25=1.8$ となつてゐる。第 3 圖は此の關係を示すもので、地形の影響が明瞭に出て居る。



次にこの平均値との比をとり地形に依る影

(1) 陸地率は岡田博士が温度の日變化を調べる爲に求められたのがあるのでそれをそのまま用ひた。

T. Okada: On the daily range of air temperature. Geophys. Mag. 4, 103-112 (1931).

響を除きこの地理的分布を調べて見た。第4圖はその結果であるが、本邦西部の太平洋岸、東部の日本海岸に割合大きな所があり、大陸内ではづつと小さくなつてゐるのが見える。この事は最大風速がおきるのは大抵、颱風及び颶風に依るものであり、西部の大きい所は颱風により、東部の方は颶風に依ると考へれば説明のつかぬ事もない。又大陸は低氣壓の勢力が比較的弱

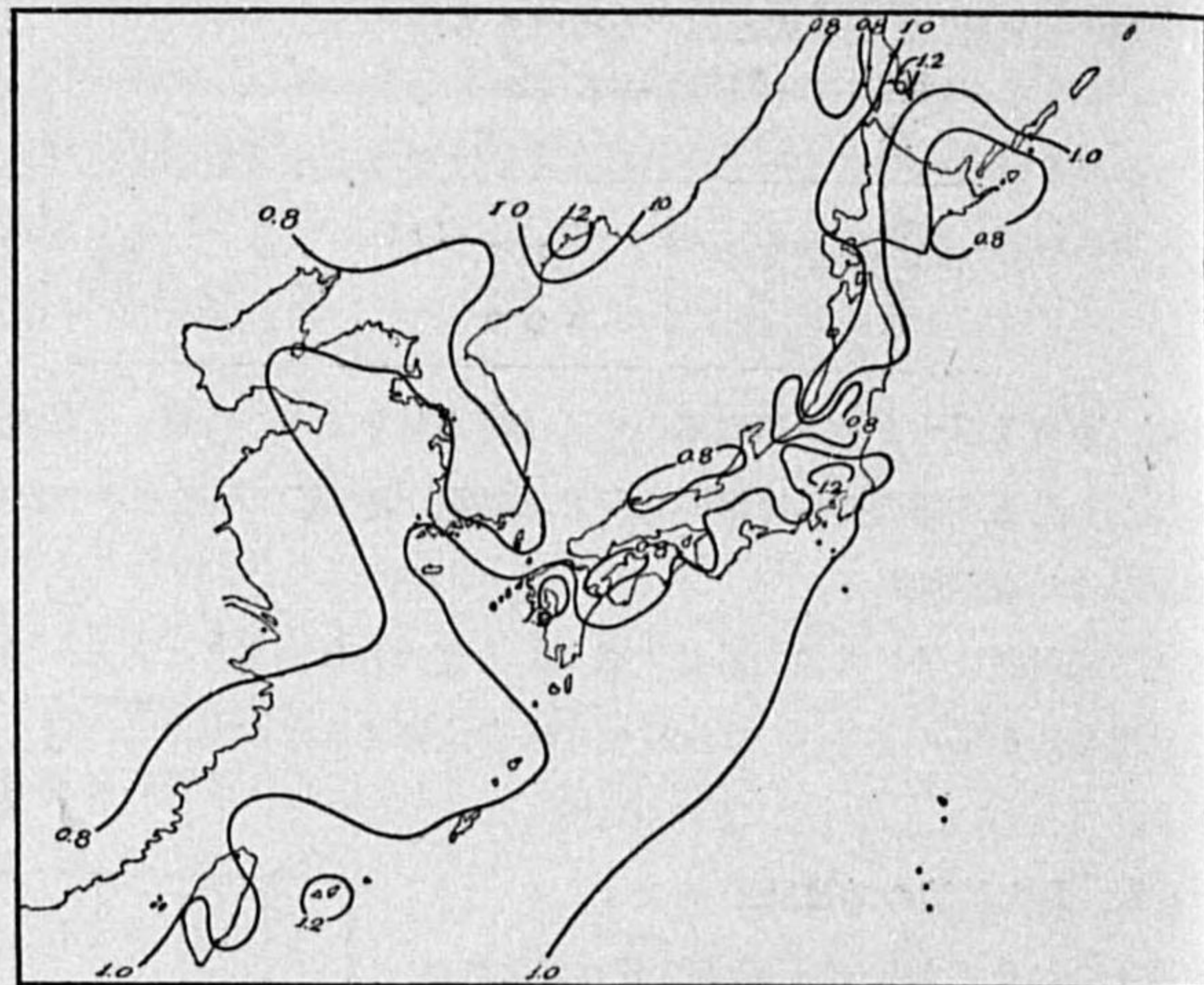
いからさして風速は大きくはならないとも考へられる。

§6. 最大風速、最大風壓の決定及び其の例

以上述べた事から最大風速、最大風壓を決定するには次の如き順序に従へば良い事が判る。即ちまづ附近の測候所などの風速の記録からその地方の最大風速(20分平均)を知る。次にその風力計の設へてある高さ及び地面の状態から(18)式により高さに対する風速の分布を求める。次には風の息の影響を入れる爲建築物の週期、減衰比を知りこれをもとにして息の影響を入れる換算係数を計算する。そして前に得た風速に此の係数を乗じ實効風速に引直し、これを基礎として在來のやり方に従つて風壓を定める。これが最大風壓となるのである。

今例として100米の高さの無電塔を設計する場合を計算して見よう。附近の測候所の最大風速は陸地率を5として第3圖に依り32米/秒だとしよう。而して風力計は地上15米の所にあり、(18)式に於ける摩擦層 z_0 は50種と見よう。東京の如きが略この例に當る。(18)式の v_0 を定めると9.2米/秒となり、風速と高さの分布は第5圖の如くなる。これを見ると高さ5米位では22米/秒、10米で27米/秒、20米で34米/秒、50米で42米/秒、100米で48米/秒となり、すこしく高さが増加してくると割合風速は増大しない事がわかる。これで風速の分布がわかつた。次にこれに息の影響を入れて實効風速に引き直す。今設計せんとする無電塔の週期を1.5秒とし、(16)等の関係がなり立つものとすれば換算係数は第2圖から1.75なる事を知る。従つて前に得た風速に此の係数を乗じて此の風速分布に従ひ、在來の方式に従つて風壓を勘定すれば宜しい。大略でよいな

第4圖



らば、此の圖からもわかる如く、風速は高さが少しく増すとあまり變化しない故鐵塔の上部に近い所の實効風速をもつて一樣な風速として計算しても大差はない。この例ならば凡そ80米/秒に耐へる様にすればよいであらう。この流儀で行けば5米位の高さの建築物は40米/秒、10米位なら49米/秒、20米位なら63米/秒の風壓に耐へるよ様にすれば良い。この値は在來の規準風速にして大分大きな値であり、颱風時など鐵塔が思ひがけず倒壊した原因の一つは此處にあるよに思はれる。即ち今迄の風壓の見積りが風の息を省略した爲小に過ぎたのである。

§7. 補 遺

なほ風壓の決定に際しては空氣の密度が關係する。これは氣壓及び氣温の函數であり、従つて建築物の高さ、土地の位置などが關係してくる。然し此の違ひは高山などでない限りさほど大きなものではない。高々10%位なものである。依つて空氣の密度は普通常數と考へておいて差支へない。

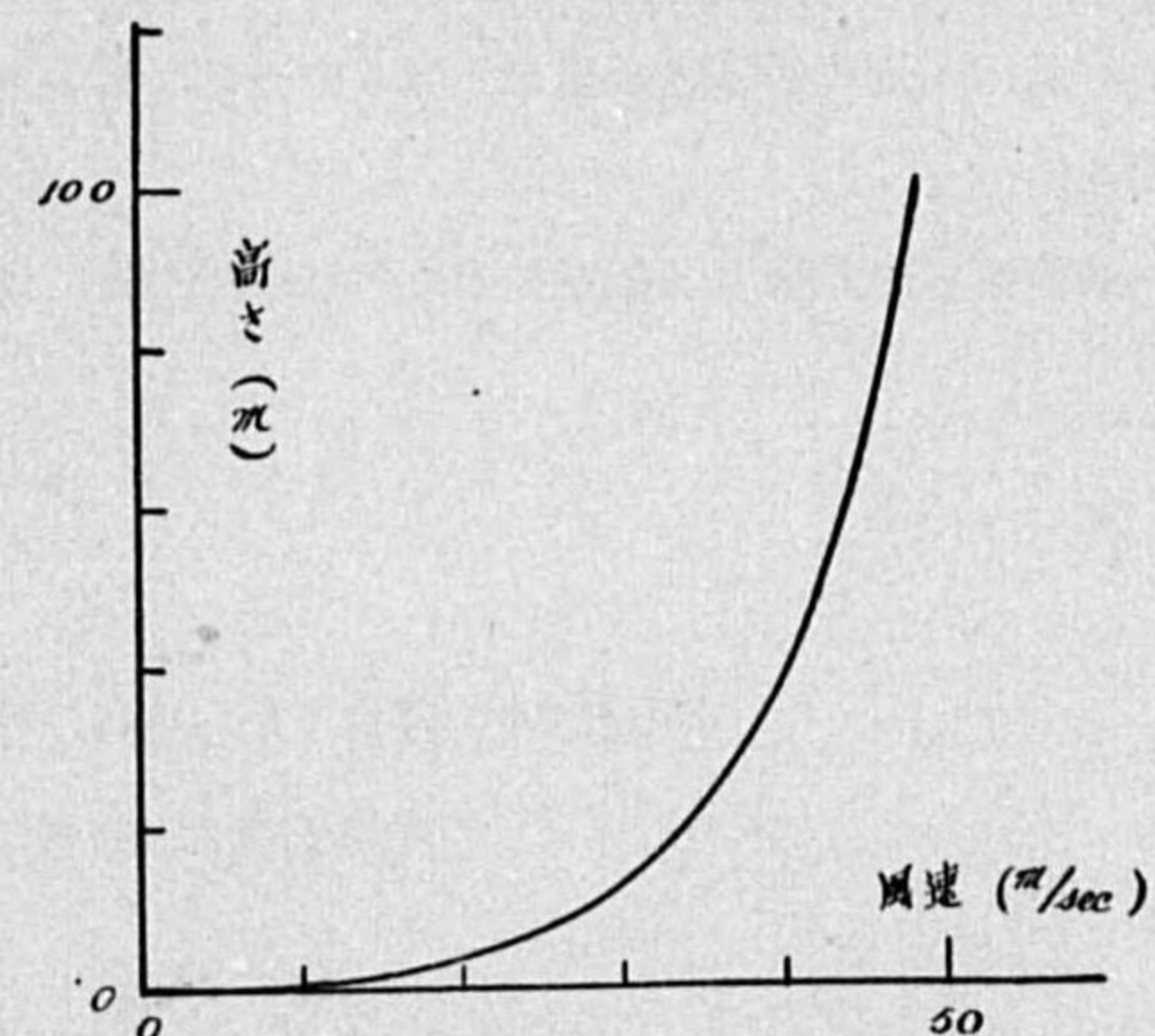
以上は永久的施設をなす場合の話で、しからざる場合には經費其の他の點で、これだけの耐風壓にする必要はない事がある。例へば東京に於ける毎年の最大風速の頻度をとつて見ると第6圖の如くなり、風速が25米/秒以上になる事は30年に1回あるかなしかである。従つて2,3年で腐朽するやうな建築物に對しこれだけの耐風力が必要ない。この様な場合には20米/秒を東京の最大

風速と見做してよい。それでも10年に1回あるかないかである。最大風速をこれだけ減少する事は風壓で云ふと半分にする事であり、著しい經費の減少を見る。此の事は東京ばかりでなく、其の他の土地でも大體成立する。例へば八丈島では半永久的施設に對しては42米/秒、さうでなければ37米/秒、秋田ではそれぞれ33米/秒、28米/秒とすれば良い。

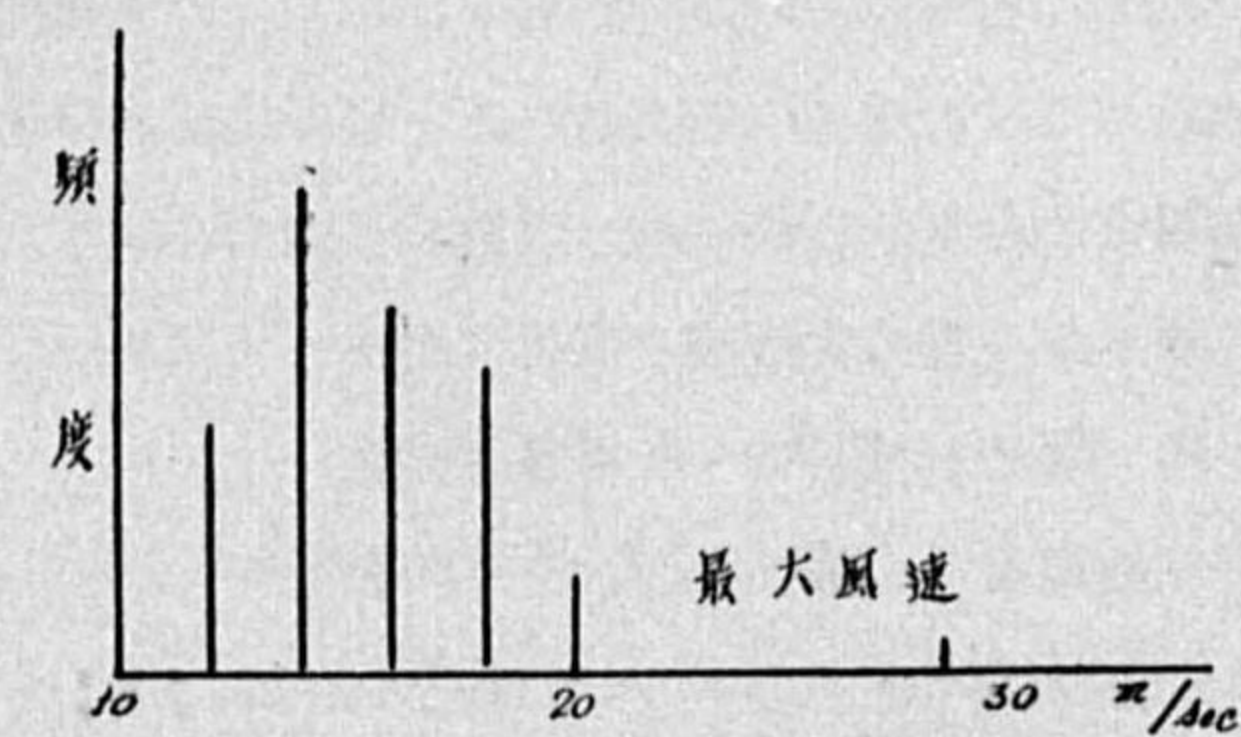
§8. 結 尾

上述の事から風壓に及ぼす息の重大な事が明かになつた様に思へる。又、在來最大風速の意味が多く誤解されて居り、此の爲建築物に及ぼす風壓と云ふものはかなり小さく見積られてゐたやうで

第5圖



第6圖



ある。これ等の影響を入れて計算した實効風壓に依つてのみ始めて眞の耐風建築と云へるのであつて、殊に半永久的施設に對して然りである。而して我々は最大風壓の見積りを餘程慎重に行ふ必要があらう。

最後にいつも變らぬ藤原先生の御指導に對し、衷心よりの謝意を表す。

電磁的性質が同心的に變化せる地球内部への 電磁感應の問題 (その一)

寺 田 一 彦

1. 緒 言

此の問題に關しては既に氣象集誌に「地磁氣の觀測より地殼の電氣的及磁氣的性質を推測し得ること」に就いて⁽¹⁾なる題目の下に筆者が發表したものがあつた。此の論文での取扱ひはそれと同様であるが、前には簡単な取扱ひをした爲め記述に不十分の點があつたから、之を補ふ意味と、此の問題を更に擴張する意味とから此處に再び筆をとる次第である。

初めに數學的の取扱ひを爲し同時にその適應性を吟味し、後に實測値を入れて本問題を論議する事とする。地球上で觀測される一般の磁氣的變化の中球函數展開の可能なものに就き、地殼の電氣傳導度の影響、電磁感應の浸透狀況等を吟味し、最後に海陸の影響に言及して行く積りである。尙出來れば上層の電離層の影響も研究して見る積りである。

2. 同心球殻内への電磁感應

今地球は m 個の同心導體 (不導體をも含む) の球殻から成り、その外側は絶縁體であると見做す。各球殻は半径 ξ_{ia} (a は地球の半径) の處で境されてゐると見做す。球殻は外側から夫々 1, 2, ... m の番號がついてゐるとする。即ち i と $i+1$ との球殻の境は ξ_{i+1a} の處にある。

地球外に原因を持つ磁氣ポテンシャルは球函數展開が可能であるとし、その一般項は

$$\Omega_n = E_{n,p} \frac{r^n}{a^{n-1}} P_n^p(\cos \theta) e^{i\nu\phi} e^{i\omega t} \quad (1)$$

であるとする。之が地球内部に感應電流を生じ、その爲めに生ずる二次的の磁氣ポテンシャルは

$$\Omega_{-n-1} = I_{n,p} \frac{a^{n+2}}{r^{n+1}} P_n^p(\cos \theta) e^{i\nu\phi} e^{i\omega t} \quad (2)$$

(1) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 15 卷, 第 8 號, 342 頁.

であるとする。

此等に對するベクトル・ポテンシャルは不導體球殻内では

$$A_r = 0, \quad A_\theta = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ -\frac{\Omega_n}{n+1} + \frac{\Omega_{-n-1}}{n} \right\}, \quad A_\varphi = \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{\Omega_n}{n+1} - \frac{\Omega_{-n-1}}{n} \right\} \quad (3)$$

となり導體球殻内では

$$A_r = 0, \quad A_\theta = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} U, \quad A_\varphi = \frac{\partial}{\partial \theta} U \quad (4)$$

とある。但し

$$U = U_n + U_{-n-1} = (A_r^n R_n + B_r^{-n-1} R_{-n-1}) P_n^p(\cos \theta) e^{i\nu\phi} e^{i\omega t} \quad (5)$$

で R_m ($m = n, -n-1$) は r のみの函數で次式を満足する。

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{2(m+1)}{r} \frac{dR_m}{dr} - k^2 R_m = 0. \quad (6)$$

但し $k^2 = \frac{i4\pi x \mu \omega}{c^2}$. x : 電氣傳導度, μ : 誘磁率.

球殻の境界では次の關係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} A_i \xi_{i+1}^{n-1} R_n^{(i)}(\xi_{i+1}) + B_i \dots &= A_{i+1} \xi_{i+1}^{n-1} R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1}) + B_{i+1} \dots, \\ \frac{1}{\mu_i} \left[A_i \xi_{i+1}^{n-1} \left\{ (n+1) R_n^{(i)}(\xi_{i+1}) + \frac{k_i^2 \xi_{i+1}^2 a^2}{2n+3} R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1}) \right\} + B_i \dots \right] \\ &= \frac{1}{\mu_{i+1}} \left[A_{i+1} \xi_{i+1}^{n-1} \left\{ (n+1) R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1}) + \frac{k_{i+1}^2 \xi_{i+1}^2 a^2}{2n+3} R_{n+1}^{(i+1)}(\xi_{i+1}) \right\} + B_{i+1} \dots \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

但し $B_i \dots$ の如きは A_i を含む項と同様の關係式でその中 n を $-n-1$ と變形したものである。

尙 $R_n^{(i)}(\xi_j)$ は球殻 i に於ける R_n の値でその中の r を $\xi_j a$ と置換したものを意味する。

之を全境界に對して作り全部を整理すると次の様に簡單になる。

$$S_{i+1}^{(i)} = -\frac{C_{i+1} + D_{i+1} S_{i+1}^{(i+1)}}{D_{i+1}' + C_{i+1}' S_{i+1}^{(i+1)}}. \quad (8)$$

$$\text{但し } S_{i+1}^{(i)} = \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(i)}(\xi_{i+1}) B_i}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1}) A_i}, \quad S_{i+1}^{(i+1)} = \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1}) B_{i+1}}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1}) A_{i+1}}. \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{i+1} &= (n+1) \left(\frac{1}{\mu_i} - \frac{1}{\mu_{i+1}} \right) + \frac{\xi_{i+1}^2 a^2}{2n+3} \left[\frac{k_i^2}{\mu_i} \frac{R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})} - \frac{k_{i+1}^2}{\mu_{i+1}} \frac{R_{n+1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})} \right], \\ D_{i+1} &= \frac{n+1}{\mu_i} + \frac{n}{\mu_{i+1}} + \xi_{i+1}^2 a^2 \left[\frac{1}{2n+3} \frac{k_i^2 R_{n+1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{\mu_i R_n^{(i)}(\xi_{i+1})} - \frac{1}{1-2n} \frac{k_{i+1}^2 R_{n+1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{\mu_{i+1} R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

又 C_{i+1}', D_{i+1}' は C_{i+1}, D_{i+1} の n を $-n-1$ と置き換へて得られる。

結局 (8) 式を何度も重ねて行けば

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1}$$

$$\times \frac{(2n+1) \frac{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)}{R_n^{(1)}(\xi_1)} - \{\mu_1(n+1) + n\} - \left[(n+1)(\mu_1-1) + (2n+1) \frac{R_{n-2}^{(1)}(\xi_1)}{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)} \right] \dots \dots \dots}{(2n+1) \frac{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)}{R_n^{(1)}(\xi_1)} + (\mu_1 - n) - \left[(2n+1) \frac{R_{n-2}^{(1)}(\xi_1)}{R_{n-1}^{(1)}(\xi_1)} - (\mu_1 n + n + 1) \right] \dots \dots \dots}$$

の様に複雑な連分數を得る。之を解けば此の問題が解決される筈である。

以上の諸式はその簡単な場合として、Lamb, Chapman, Whitehead, Price 等の導いた式を包含してゐる事は論を俟たない。

以上の數式を如何に運用するかは、 $\frac{R_{n+1}}{R_n}$ 等の收斂の問題を吟味する事と同一である。依て (9) 式の運用の前に R_n に関し二、三研究するを要する。

3. R_n の吟味

(9), (10) 兩式から分る通り R_n は常に $\frac{R_{n+1}}{R_n}, \frac{R_n}{R_{n-1}}, \frac{R_{n-1}}{R_{n-2}}$ の比の形としてのみ入つて來てゐる。併し $\frac{R_{n+1}}{R_n}$ 及び $\frac{R_{n-1}}{R_{n-2}}$ は次の關係式に依つて $\frac{R_{n-1}}{R_n}, \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}}$ の形に直して行く方が計算上便利である。

$$\frac{R_{m+1}}{R_m} = \frac{(2m+1)(2m+3)}{(kr)^2} \left(\frac{R_{m-1}}{R_m} - 1 \right). \quad (m=n, -n-1) \quad (12)$$

偕 (6) 式より $R_m = 1 + \frac{(kr)^2}{2(2m+3)} + \frac{(kr)^4}{2 \cdot 4(2m+3)(2m+5)} + \dots \dots (m=n, -n-1) \quad (13)$

を得るが、此の式は kr が大きいと發散するので、大きな kr に對し都合の式

$$R_{-n-1} = \frac{1}{2} e^{-kr} \frac{2^n (n-1)!}{(2n-1)!} (kr)^n \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2kr} + \frac{(n-1)n(n+1)(n+2)}{2^2 2!(kr)^2} + \dots \right\} \quad (14)$$

をも使用しなければならない。とにかく上述の比は全部 kr の函数となる。その上 $|kr|$ の大小により如何なる取扱ひをするか考へなければならない。我々が週期的變化を取扱ふ場合と非週期的變化を取扱ふ場合とで k の性質が非常に異なる。従つて先づこの兩者を區別して取扱ひ、 $|kr|$ の大きさを吟味する要がある。

(1) 週期的變化

此の場合は α は正の實數であるから k^2 が虚數になる。故に

$$k = \beta(1+i), \quad \beta = \frac{\sqrt{2\pi x \mu \alpha}}{c} \quad (15)$$

となる。偕 $|kr|$ の値を種々の $x\mu$ (e.s.u.) と週期とに對し計算して置く必要がある。但し r は地

球の半径とつてあるが地球の内部を考へる時はそれだけの補正が必要となる

第 1 表 $|kr|$ の値

$x\mu$ 週期	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}
1 秒	566	1790	5660	17900	56600
1 分	731	231	731	2310	7310
1 時	943	298	943	298	943
1 日	198	609	193	609	193
1 週	073	230	728	230	728
1 月	035	111	352	111	352
1 年	015	032	150	321	150

(2) 非週期的變化

此の場合は α は純虚數となるから

$$\alpha = i\alpha' \quad (16)$$

と置くと同様にして

$$k = i\sqrt{2}\beta', \quad \beta' = \sqrt{\frac{2\pi x \mu \alpha'}{c}} \quad (17)$$

となる。この場合には週期に對應し半週期なるものを考へる。之は $\alpha' = \frac{0.6935}{T}$ から定義出来る。依て前と同様にして $|kr|$ の値を出す事が出来る。

第 2 表 $|kr|$ の値

$x\mu$ 半週期	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}
1 秒	1880	5946	1880	5946	18800
1 分	2427	7676	2427	7676	2427
1 時	3124	9910	3134	9910	3134
1 日	0640	2023	6397	2023	6397
1 週	0242	0765	2418	7647	2418
1 月	0117	0369	1168	3694	1168
1 年	0034	0107	0337	1066	3371

4. $|kr|$ の大きな場合

$|kr|$ が大きい程收斂がよくなる式を採用出来る。然しそうすると前の表から分る通り週期及半週期の短い變化を取扱はなければいけなくなる。

(1) 週期的變化

この場合は (15) を用ひて $\frac{1}{(\beta r)^2}$ 以上を省略すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{R_{n-1}}{R_n} &= \frac{\beta r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n}{\beta r} + \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} + i \left(1 - \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} \right) \right\} \\ \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}} &= \frac{\beta r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n+1}{\beta r} + \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} + i \left(1 - \frac{n(n+1)}{4(\beta r)^2} \right) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

となる。

若し

$$M_{i+1}^{(i)} = \frac{1}{\mu_i} \left\{ (2n+1) \frac{R_{n-1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})} - n \right\} \quad (19)$$

の様なものを作ると (8) 式は

$$\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})} \frac{B_i}{A_i} = \frac{M_{i+1}^{(i)} - M_{i+1}^{(i+1)} + \{M_{i+1}^{(i)} + M_{i+1}^{(i+1)}\}}{M_{i+1}^{(i)} + M_{i+1}^{(i+1)} + \{M_{i+1}^{(i)} - M_{i+1}^{(i+1)}\}} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}} \quad (20)$$

となる。この M は $|kr|$ が相当大即ち比較的短週期の問題の場合は

$$M_{i+1}^{(i)} = \frac{\beta_i \xi_{i+1}^a}{\mu_i} (1+i) = \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} \cdot \frac{\sqrt{2\pi c}}{c} \xi_{i+1}^a (1+i) \quad (21)$$

となるので (20) 式は

$$\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(i)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i)}(\xi_{i+1})} \frac{B_i}{A_i} = \frac{\sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} - \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} + \left\{ \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} + \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} \right\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}}{\sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} + \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} + \left\{ \sqrt{\frac{x_i}{\mu_i}} - \sqrt{\frac{x_{i+1}}{\mu_{i+1}}} \right\} \frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{n-1}^{(i+1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(i+1)}(\xi_{i+1})} \frac{B_{i+1}}{A_{i+1}}} \quad (22)$$

となり比較的簡単になる。此の式が使へるのは次の範囲内である。

$\alpha\mu = 10^{-14}$	の時は	数分以下の週期
10^{-13}	"	20分 "
10^{-12}	"	3時間 "

結局に於て数時間以内の週期変化には (18) 又は類似の式が可成り早く収斂するので取扱ひ易い
が長い週期になる程項を多くとる必要が起つて来て計算が厄介になる。

(2) 非週期的変化

この場合は前と同様な

$$\left. \begin{aligned} \frac{R_{n-1}}{R_n} &= \frac{n}{2n+1} \left\{ 1 - \frac{n+1}{2^2(\beta'r)^2} \right\} + i \frac{\sqrt{2}\beta'r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2^2(\beta'r)^2} \right\} \\ \frac{R_{n-2}}{R_{n-1}} &= \frac{n+1}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n}{2^2(\beta'r)^2} \right\} + i \frac{\sqrt{2}\beta'r}{2n+1} \left\{ 1 + \frac{n(n+1)}{2^2(\beta'r)^2} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

の式を用ひればよい。其後の取扱ひは週期的変化の場合と同様であるが、減衰の早い変化程式の取扱ひは容易になる。

5. $|kr|$ の小さい場合

この場合は R の式としては (13) を用ひればよい事になる。この式が早く収斂する爲めには $|kr|$ が小さい程、換言すれば週期の長い変化とか減衰の遅い変化程工合がよいのである。前の表で吟味して見ると数ヶ月、数年以上の週期の場合が工合がよい事になる。而し實際問題としては斯くの如く長期間に亘つての材料を得る事は困難であるので差し當り $|kr|$ の小さい場合は今後の取扱ひに於

て省略する事とする。

結局今後週期の短い変化とか減衰の早い変化を取扱つて見る事とする。

6. 電磁感應の浸透の問題

地球上の電磁変化は感應に依つて地殻にも影響を及ぼすが之がどの位の深さまで達するか等の問題を吟味して見やう。

今 $i+1$ の層以下には電磁感應が實質的には及ばないとすれば、内部の影響に依る磁気ポテンシャルは $i+1$ の層で零となるべきであるから

$$S_{i+1}^{(i+1)} = 0 \quad (24)$$

となる。従つて

$$S_{i+1}^{(i)} = -\frac{C_{i+1}}{D_{i+1}} \quad (25)$$

の式が成立する。

先づ週期変化を考へて見る。この時最も外側の境界では

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1} \left[1 - \frac{2n+1}{M_1^{(1)}} \left\{ 1 + \frac{n}{M_1^{(1)}} \cdot \frac{1+S_1^{(1)}}{1-S_1^{(1)}} \right\}^{-1} \right] \quad (26)$$

となる。若し $|kr|$ が 100 よりも大きい様な場合は n がさ程大きくなければ

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1} \quad (27)$$

となる。即ちこの場合は地殻を一樣な導體と見做す事が出来るのであつて、而も $\frac{I_0}{E_0}$ は常に實數となるから内部磁場は外部磁場に對し位相の遅れを來さない。之は $|kr| > 100$ 即ち

$\alpha\mu = 10^{-14}$	なら	30秒以下の週期
10^{-13}	"	15分 "
10^{-12}	"	1間時 "
10^{-11}	"	12時間 "

を取扱ふ場合で非常に週期の短い現象の場合であるから當然首肯される事である。

この場合の磁力の鉛直成分は

$$Z_{\text{ext}} = -\frac{\partial \Omega_n}{\partial r} = -n E_0 P_n^p e^{i\nu\Phi} e^{i\omega t},$$

$$Z_{\text{int}} = -\frac{\partial \Omega_{n-1}}{\partial r} = (n+1) I_0 P_n^p e^{i\nu\Phi} e^{i\omega t}$$

となるから

$$\frac{Z_{\text{int}}}{Z_{\text{ext}}} = -\frac{n+1}{n} \frac{I_0}{E_0} = -\xi_1^{2n+1} \quad (28)$$

となり、内部磁場による鉛直成分と外部磁場による鉛直成分とは反対方向をとりその絶対値は殆ん

ど等しくなつてゐる事が分る。即ちかゝる早い週期變化に對しては鉛直成分はこの變化の爲めに大して影響を蒙らない事が結論される。この様な現象が『デリンジャー現象』の時に經驗されるが、此の點に關しては後報で論議する事とする。

若しも $\frac{n}{M}$ が省略出来ない様な變化の場合には (26) 式を使はなければならぬので、 $S_1^{(1)}$ を變形する必要がある。

$$\gamma_i = \frac{S_i^{(1)}}{S_{i+1}^{(1)}} = \frac{\frac{1}{\xi_i^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(1)}(\xi_i)}{R_n^{(1)}(\xi_i)}}{\frac{1}{\xi_{i+1}^{2n+1}} \frac{R_{-n-1}^{(1)}(\xi_{i+1})}{R_n^{(1)}(\xi_{i+1})}} \quad (29)$$

を用ひると次の様になる。

$$S_1^{(1)} = \gamma_1(-1) \frac{C_2 + D_2 \gamma_2(-1) \frac{C_3 + D_3 \gamma_3(-1) \dots}{D_3' + C_3' \gamma_3(-1) \dots}}{D_2' + C_2' \gamma_2(-1) \frac{C_3 + D_3 \gamma_3(-1) \dots}{D_3' + C_3' \gamma_3(-1) \dots}} \quad (30)$$

但し $\gamma_i S_{i+1}^{(1)}$ の項まで續く。

この γ_i を計算して見ると

$$\gamma_i = e^{-2\beta_i(\xi_i - \xi_{i+1})a(1+i)} \quad (31)$$

となり $\beta_i > 0, \xi_i > \xi_{i+1}$ で $(\xi_i - \xi_{i+1})a$ は層の厚さを表はすから厚い層があると γ_i は零に近づく事になる。即ち

地殻の中に厚い層があると、電磁感應はこの層を通して内部に進まない事が推論出来る。

この判定は $3 \times 10^{18} \cdot x\mu \left(\frac{d}{a}\right)^2 \geq T \quad (32)$

なる式で爲される。茲に d は厚さである。即ち

$\frac{d}{a}$	$x\mu = 10^{-14}$	10^{-13}	10^{-12}	10^{-11}
0.5	2 時間	最大週期 20 時間	1 週	2 月
0.4	1.3 時	12 時	5 日	1.5 月
0.3	1 時	10 時	4 日	1 月
0.2	30 分	4 時	2 日	2 週
0.1	5 分	1 時	10 時	4 日
0.05	2 分	10 分	2 時	20 時

の範圍のものならばよい事になる。従つて若し最も外側の層が厚くて週期も上記の表に適合するものであれば、

$$\frac{I_0}{E_0} = \xi_1^{2n+1} \frac{n}{n+1} \left\{ 1 - \frac{2n+1}{M_1^{(1)} + n} \right\} \quad (33)$$

となつて、地球を一樣な導體球と考へてよいのであつて内部の電磁的性質は問題にならない事になる。

其他種々の場合に就き浸透の問題を吟味出来るが茲には省略する。

次に非週期變化を取扱つて見る。この場合は γ が前と異り

$$\gamma_i = e^{-\beta \sqrt{2\beta_i}(\xi_i - \xi_{i+1})a} \quad (34)$$

となつて層の厚さ其他に依つて之が零になる事はないので、この項は電磁感應の浸透を妨げる役割を演じない。従つて地殻を一樣と見てよい様な取扱いの出来るのは極く特別の場合であつて、一般の場合は非週期變化の取扱ひは複雑になる。

7. 結 び

この論文は地球内部への電磁感應の理論的取扱ひの一部に過ぎないが、更に地電流其他の問題も取扱つて行くつもりである。この取扱ひから分る通り週期變化の週期、傳導度、誘磁率、地殻の半徑等が式の中に入つて來てゐるので、餘程注意して取扱ひはしないといけない事が分る。特に海洋と内陸とは傳導度が著しく異なるのでこの種の問題の完全な論議は殆んど不可能かも知れない。

いづれ更に理論と實際との取扱ひを爲してから全體の結論に達し度いと思ふので、こゝには中間報告のつもりで結びらしいものはせない事にする。

(昭和 14 年 1 月中央氣象臺沖繩支臺に於て)

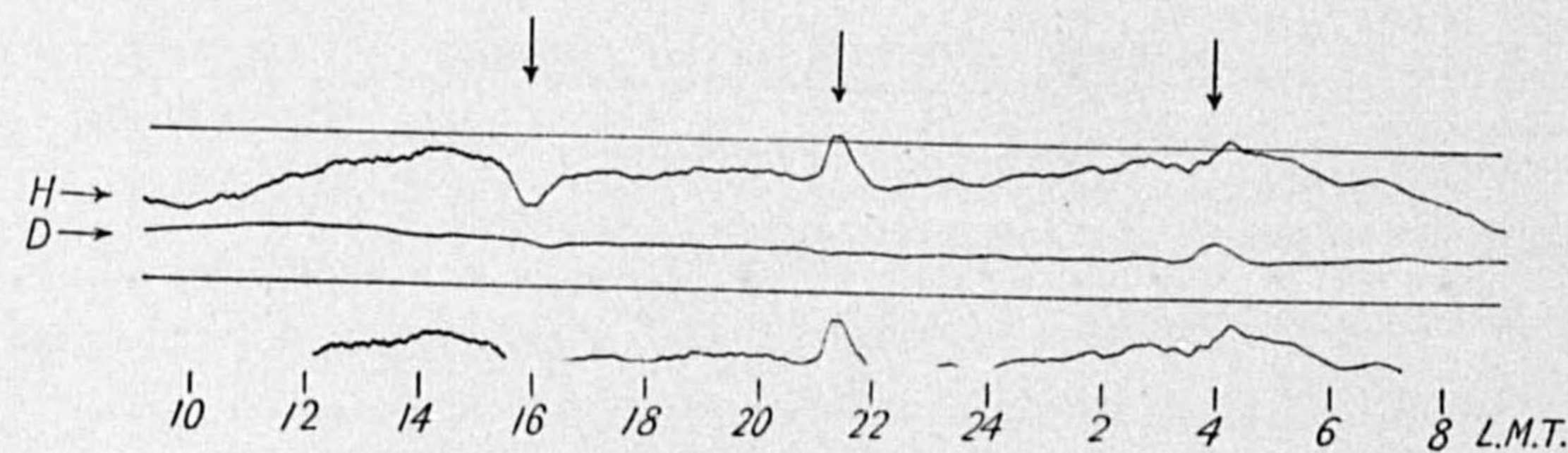
地磁気及び地電流の灣型變化並に脈動に関する研究*

高山久尙

第一部 地磁気の灣型變化に就いて

1. 緒言 灣型變化と云ふのは磁気擾亂の一種で、磁気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、一つの極大或は極小を示して再び正常値に戻るか、又は正常値を中心の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100 γ 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いさのものが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 磁気記象紙(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 γ /mm, D では 1'/mm)



典型的な磁気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、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

* これは中央氣象臺英文彙報第12巻第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意外視して居り、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気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豊原地磁気觀測所に於いて得られた磁気記象紙、並に柿岡地磁気觀測所、青島測候所に於いて得られた資料及び外國の磁気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、これより極光帯の上層に於ける空氣の運動に觸れて見た。

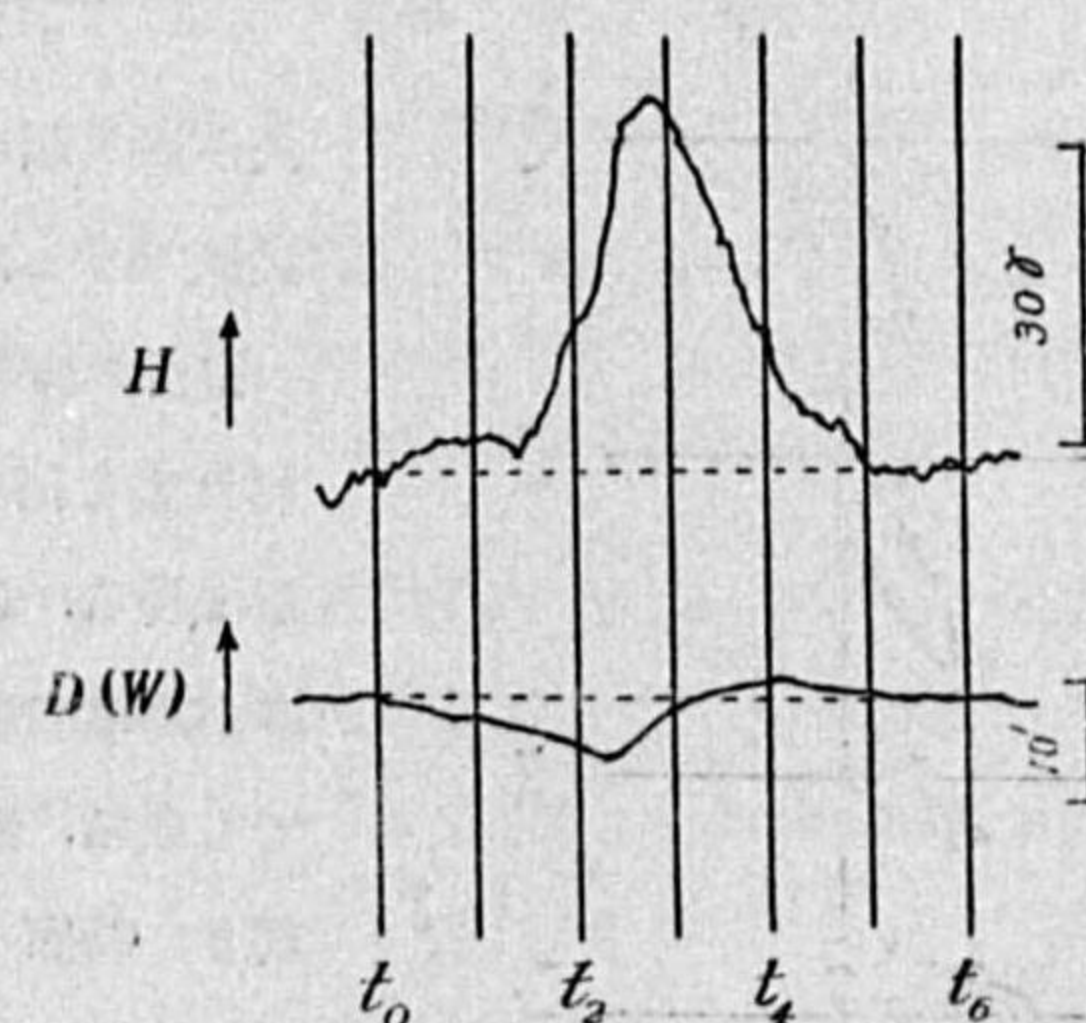
2. 豊原に於ける灣型變化 從來の考へ方に従へば、灣型變化は正常曲線の片側にのみ偏るものであつたが、よく調べて見ると一分力が此の様な變化をして居る時他の分力では一組の極大と極小を生ずる事がある。それで我々は後者の様な變化をも灣型變化の仲間に入れる事とした。即ち各要素で極大又は極小を現はすか或は一組の極大極小を現はすかして、1時間乃至4時間で元の平常値に戻る様な變化の中、合成した較差 25 γ 以上のものを此處では資料として用ひる事とした。調査に用ひた磁気記象紙は昭和7年8月1日より昭和10年8月31日に至る期間のもので、可成り擾亂の著しい日でも灣型變化に對する平常値が容易に描ける限りは棄てる事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

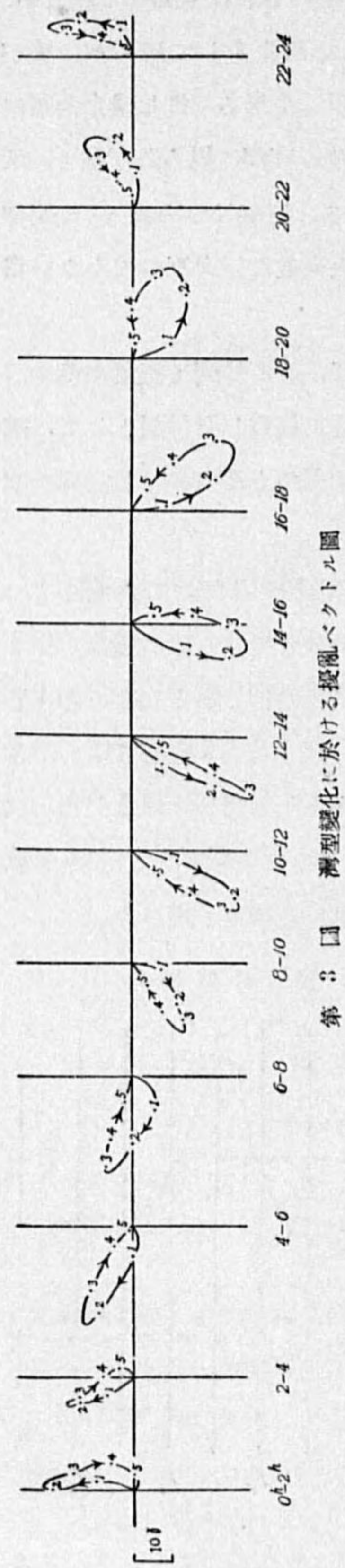
第2圖に見る様に灣型變化の始まり t_0 と終り t_6 の間を六等分し、これを t_1, t_2, \dots, t_6 とする。 t_1, t_2, \dots, t_6 等に於ける各分力の平常値からの偏倚を讀みとつた。灣型變化の起時を中央標準時の2時間毎の組即ち 0—2時, 2—4時, \dots , 22—24時に分ち、それぞれの組に於いて t_1, t_2, \dots, t_6 に於ける各要素の平均を勘定した。その結果から水平面内に於ける擾亂ベクトルを描いたものが第3圖である。この圖で直交軸は磁氣的南北及び磁氣的東西にとつてある。

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

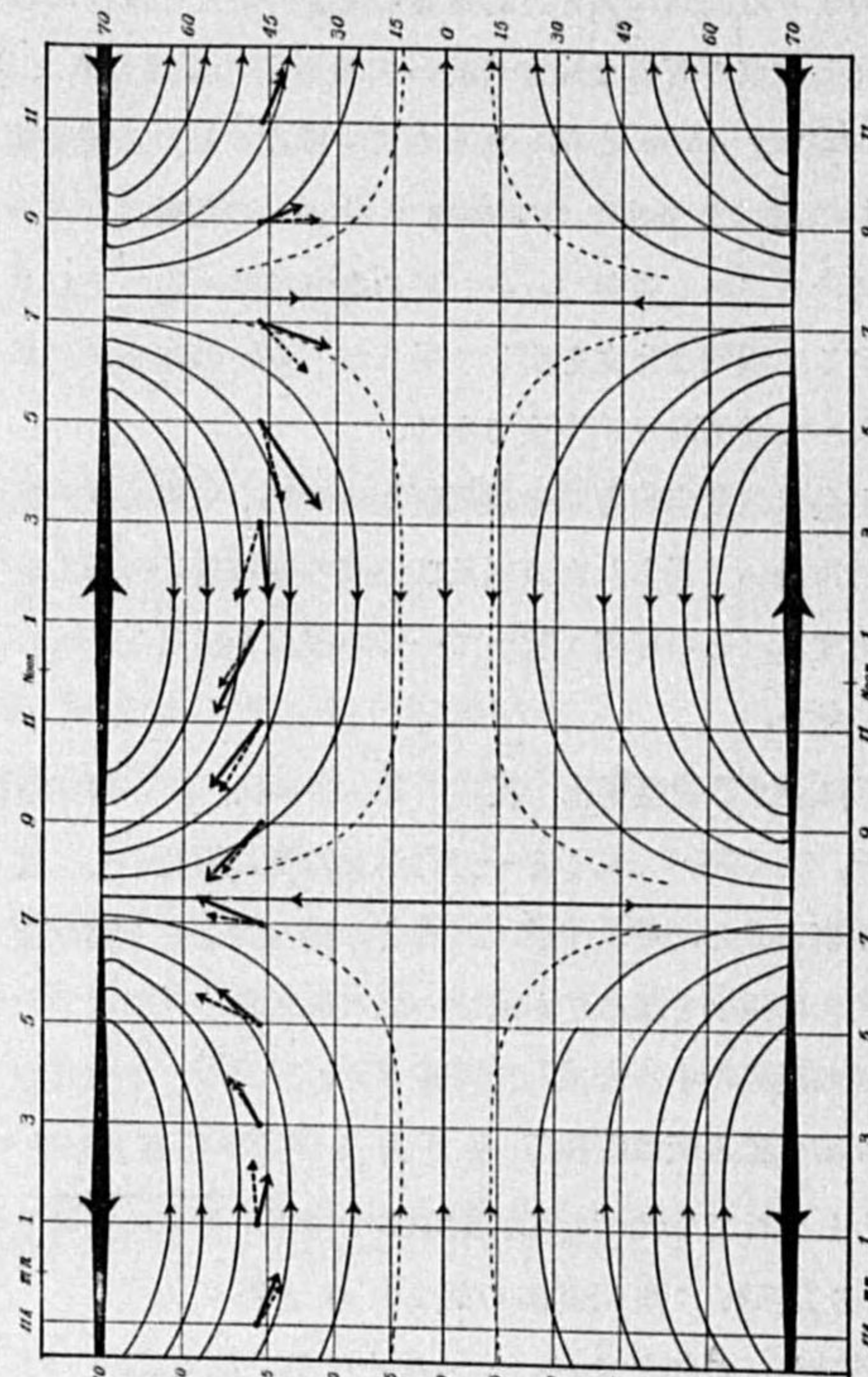
第2圖 灣型變化





第3圖 灣型變化に於ける擾亂ベクトル圖

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

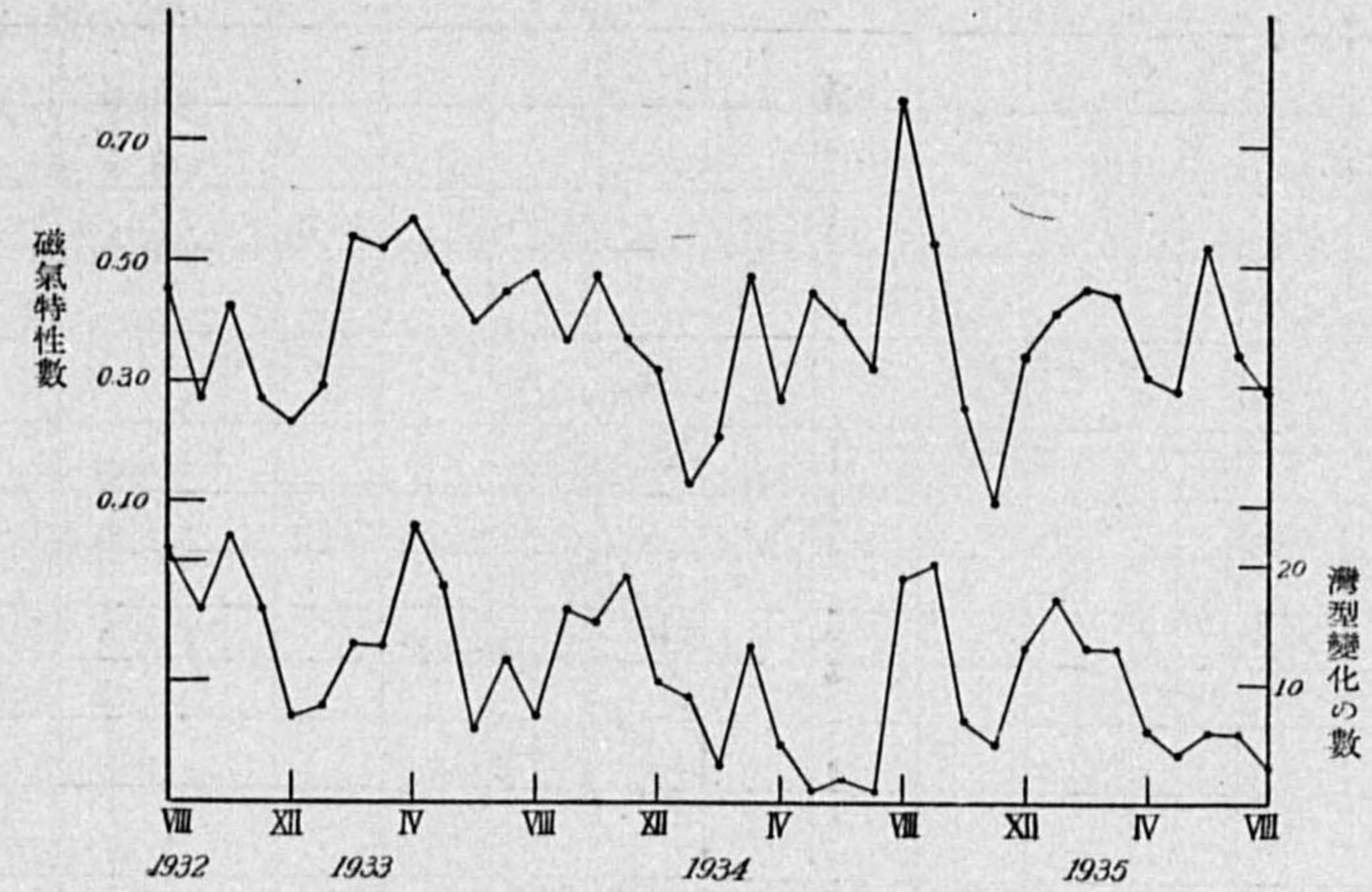


第4圖 豐原に於ける電流矢と灣型變化の電流系

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_0 に於けるものである。

毎月の灣型變化の數は第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。

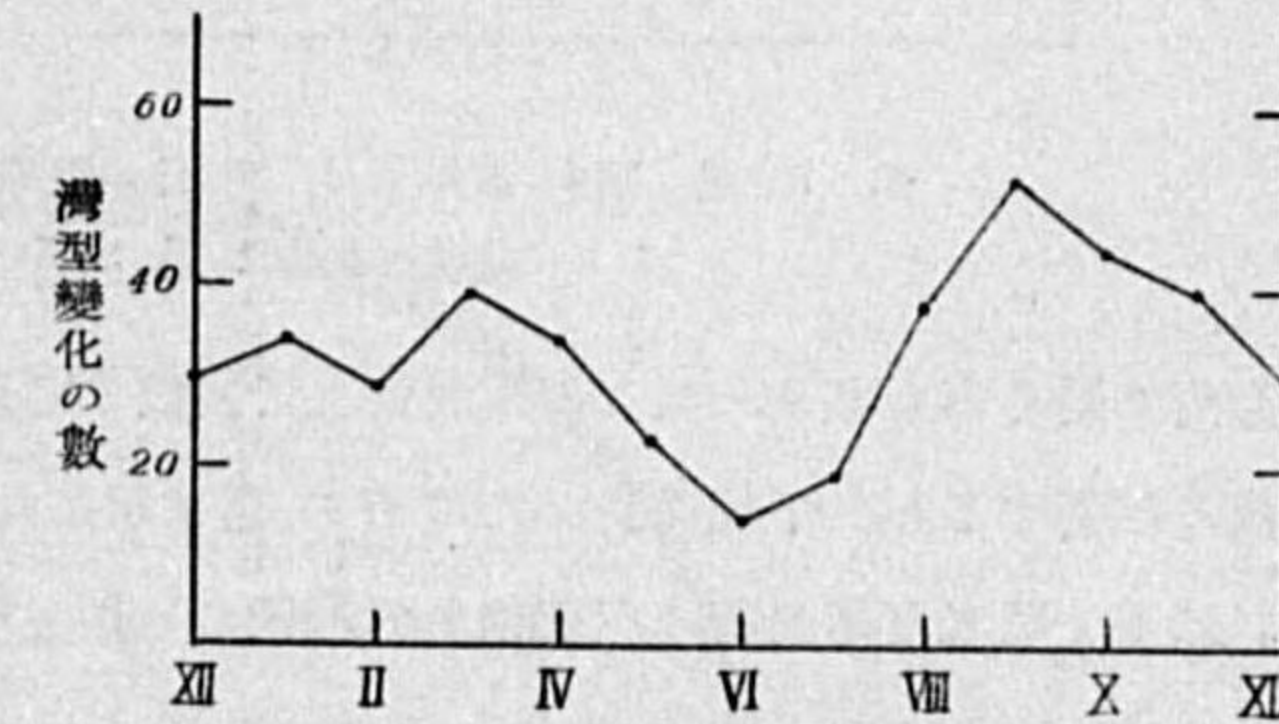
3 箇年間の灣型變化の月々の和は第6圖に示す通りで、春分秋分の頃に二つの極大、夏至冬至の頃に二つの極小を有する復振動をし



第5圖 各月の灣型變化の數と月平均磁氣特性數

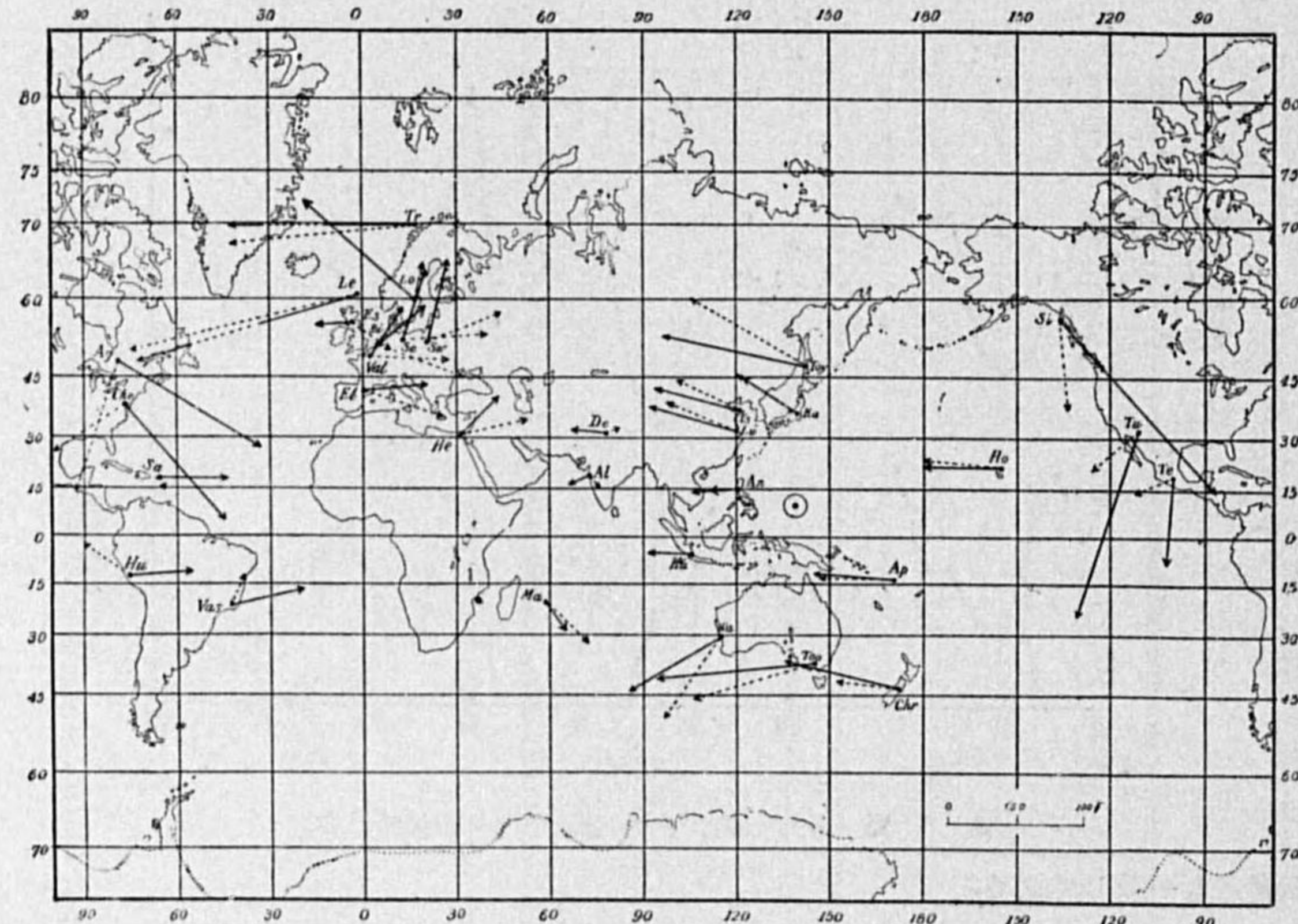
れた事實とも一致して居る。

3. 地球上に於ける擾亂の分布 豐原に於ける灣型變化の際の擾亂の特質は以上で明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。平均に於いて豐原、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。これより豐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様に見える。唯高緯度にある逆流帯は場合場合に從つて北に偏る事



第 7 圖 昭和 7 年 8 月 28 日の湧型變化の電流矢、實線の矢は 2 時 10 分、
破線の矢は 2 時 34 分 (共にグリニチ時)

も南に偏る事もある。又この逆流帯上で發散する點や收斂する點も地方時で 3, 4 時間の範囲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、湧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

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

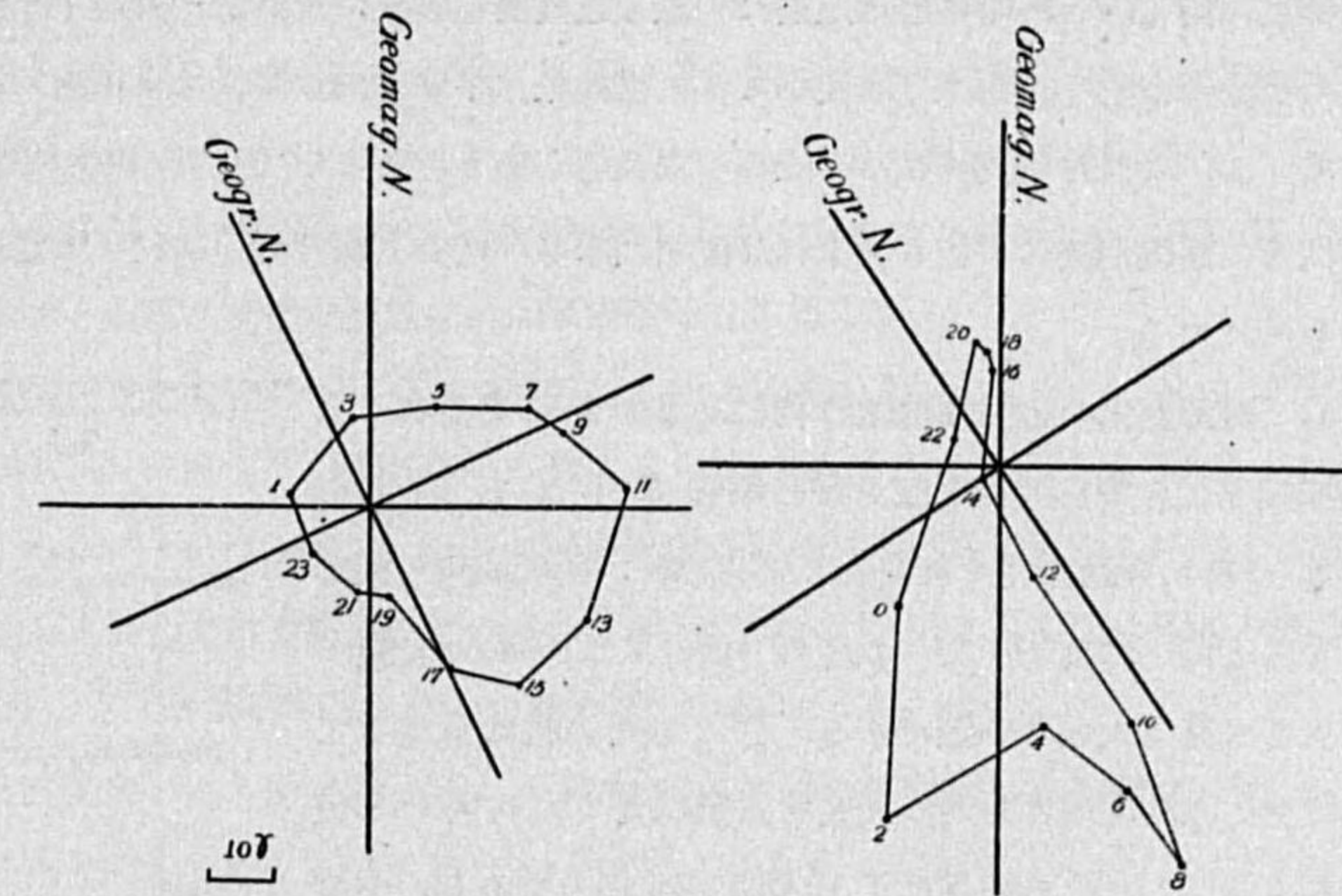
(1) Geofysiske Publikasjoner, Vol. 8.

第 1 表

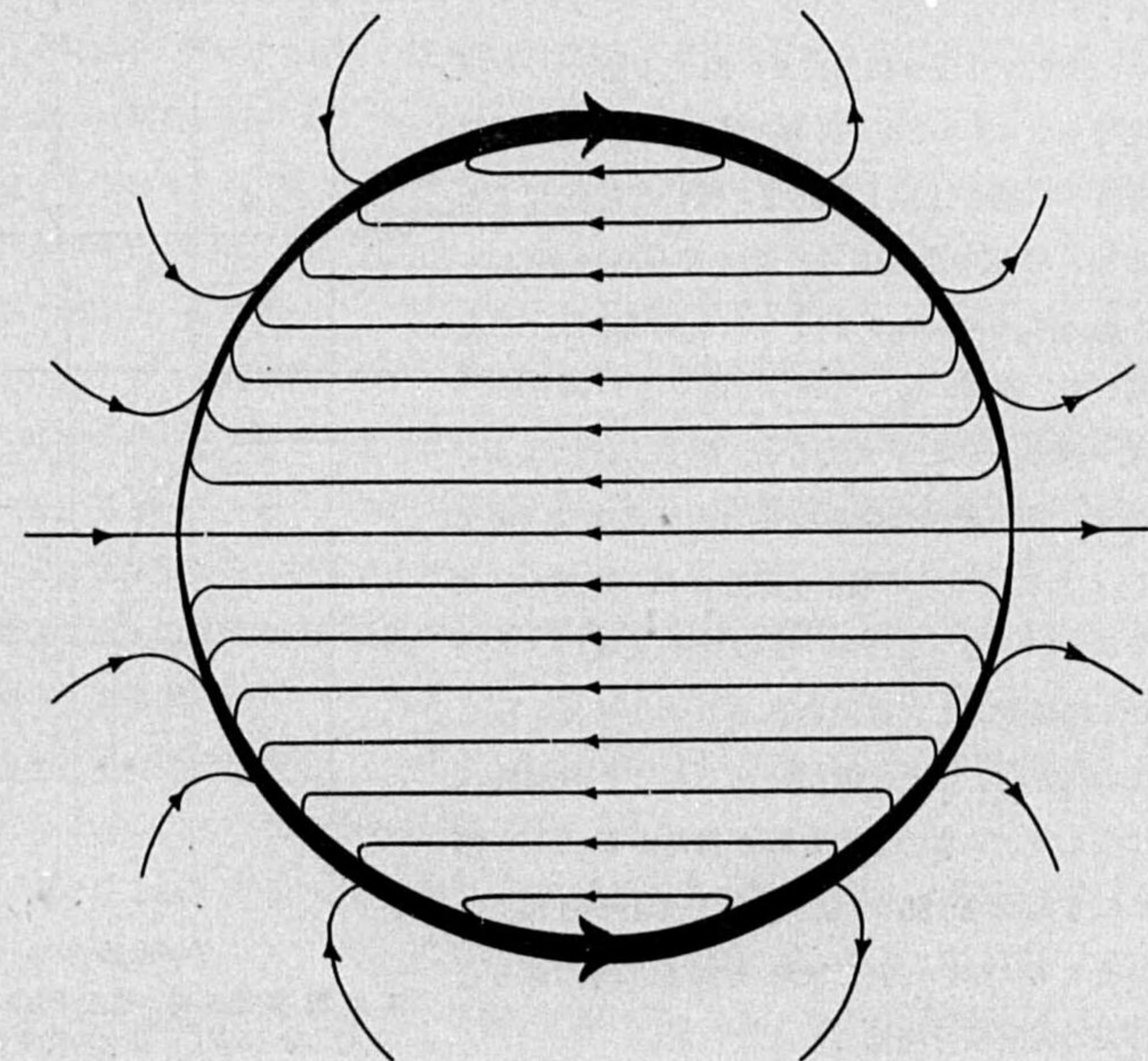
地名	地理的		磁氣的	
	經度	緯度	經度	緯度
Gjoahavn	95°53'W	68°37'N	308°2	77°8
King Point	138°08'W	69°06'N	25°4	70°2

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へると、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



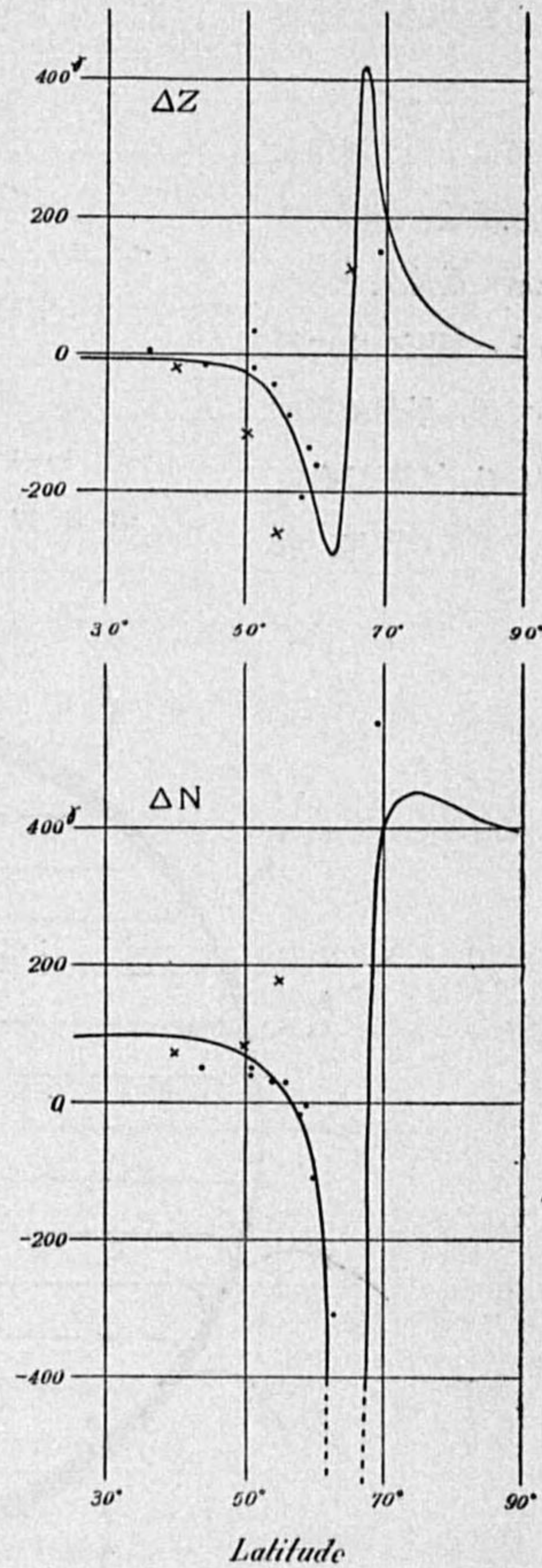
第 9 圖 極附近の電流系、下部は晝、上部は夜の部分

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圏上では經度の 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。角度の関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る。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。

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



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

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關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關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との關係を調べて見た。結果は

第2表

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>
1 時間毎の組に分けて調べた。表を見ると直に頻度は兩者の差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。	3 0 7 5 16 23 15 10 7 14

6. 圓環に沿ふ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ふ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徑の上に載つて居り、圓環の面はこの直徑に垂直である。O を球の中心とし、 $P_1(r, \theta_1, \varphi_1)$ は圓環上の點、 $Q(a, \theta, \varphi)$ は球面上の點、 $OP_1=r$ 、 $OQ=a$ とする。圓環に沿ふて電荷が $k(\varphi)$ 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. 263 (1935).

とすると球面上の或る一點に於ける電位 V_1 は次の様な形で表はされる.

$$V_1 = \int_0^{2\pi} \frac{k(\varphi_1) r \sin \theta_1 d\varphi_1}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ar \cos \gamma_1}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a^n}{r^{n+1}} r \sin \theta_1 \int_0^{2\pi} k(\varphi_1) P_n(\cos \gamma_1) d\varphi_1 \quad (1)$$

こゝに $\cos \gamma_1 = \cos P_1 \hat{Q} = \cos \theta_1 \cos \theta$

$$+ \sin \theta_1 \sin \theta \cos(\varphi_1 - \varphi),$$

$$P_n(\cos \gamma_1) = P_n(\cos \theta_1) P_n(\cos \theta)$$

$$+ 2 \sum_{s=1}^n \left[\frac{(n-s)!}{(n+s)!} P_n^s(\cos \theta_1) P_n^s(\cos \theta) \cos s(\varphi_1 - \varphi) \right] \quad (2)$$

$$P_n^s(\cos \theta) = \frac{(2n)! \sin^s \theta}{2^n n! (n-s)!} \left[\cos^{n-s} \theta - \frac{(n-s)(n-s-1)}{2(2n-1)} \cos^{n-s-2} \theta + \frac{(n-s)(n-s-1)(n-s-2)(n-s-3)}{2 \cdot 4 \cdot 2(2n-1)(2n-3)} \cos^{n-s-4} \theta - \dots \right] \quad (3)$$

そこで $k(\varphi_1) = \cos \varphi_1$ の様な場合を考えると,

$$\int_0^{2\pi} k(\varphi_1) P_n^s(\cos \gamma_1) d\varphi_1 = \int_0^{2\pi} \cos \varphi_1 \left\{ P_n(\cos \theta_1) P_n(\cos \theta) + 2 \sum_{s=1}^n \left(\frac{(n-s)!}{(n+s)!} P_n^s(\cos \theta_1) P_n^s(\cos \theta) \cos s(\varphi_1 - \varphi) \right) \right\} d\varphi_1 = 2\pi \cos \varphi \frac{(n-1)!}{(n+1)!} P_n^1(\cos \theta_1) P_n^1(\cos \theta) \quad (4)$$

$$\therefore V_1 = 2\pi \cos \varphi \sin \theta_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(n-1)!}{(n+1)!} P_n^1(\cos \theta_1) P_n^1(\cos \theta) \times \frac{a^n}{r^n} \quad (5)$$

圓環が第 11 圖に示した様に $\theta = \theta_2$ にあり、こゝ圓環上の電荷の配布が上の場合と同様 $k(\varphi_1) = \cos \varphi_1$ で示される場合には球面上の或る點に於ける電位 V_2 は次の様である.

$$V_2 = 2\pi \cos \varphi \sin \theta_2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(n-1)!}{(n+1)!} P_n^1(\cos \theta_2) P_n^1(\cos \theta) \times \frac{a^n}{r^n} \quad (6)$$

今 θ_1 及び θ_2 の二つの圓環の上に同時に上の様な電荷の配布を與へた時、圓環の載つて居る球面上に於ける電場を計算しよう. $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$, $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1$ であるから

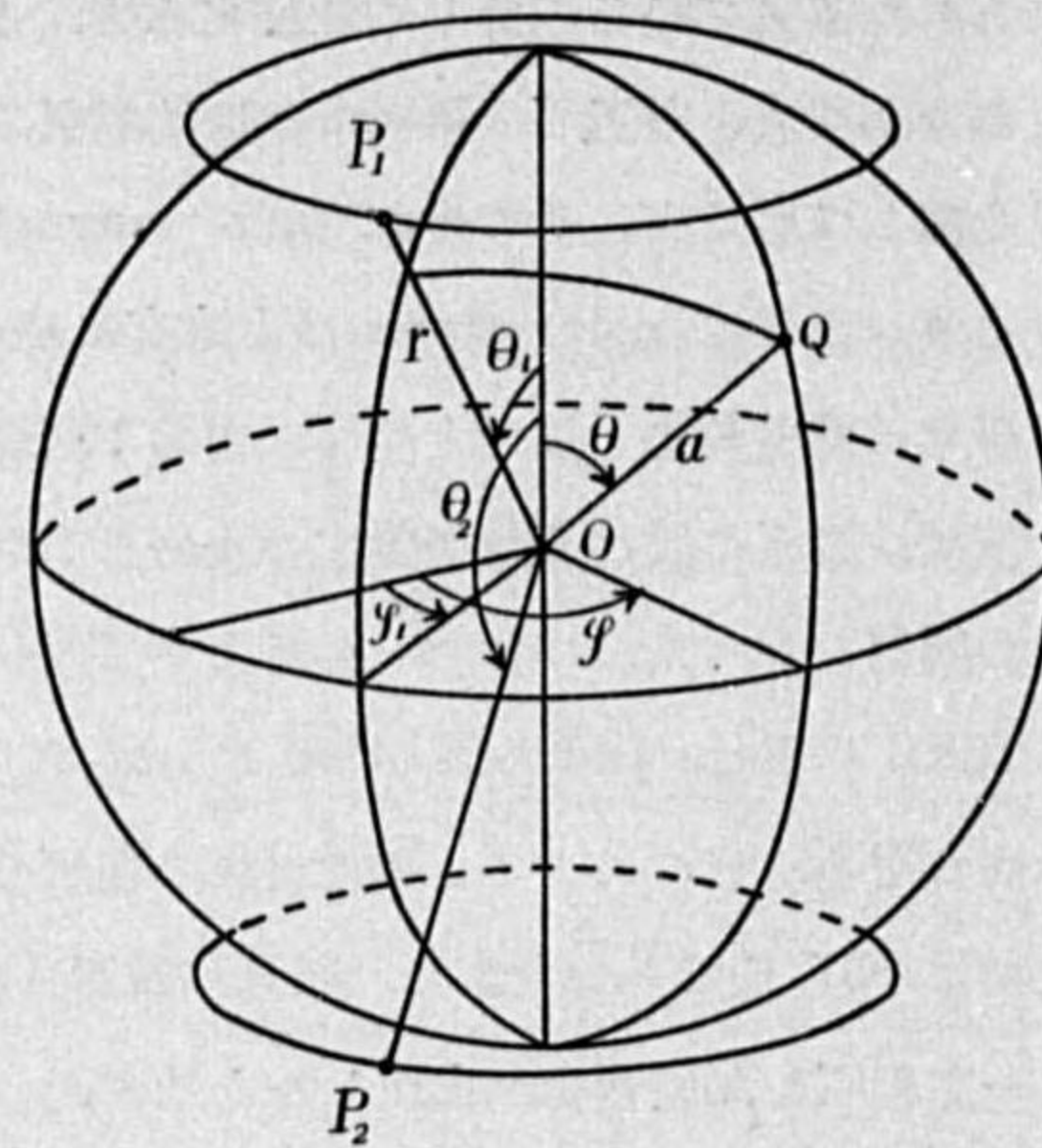
$$n \text{ が奇数の時は } P_n^1(\cos \theta_2) = P_n^1(\cos \theta_1),$$

$$n \text{ が偶数の時は } P_n^1(\cos \theta_2) = -P_n^1(\cos \theta_1).$$

さうすると

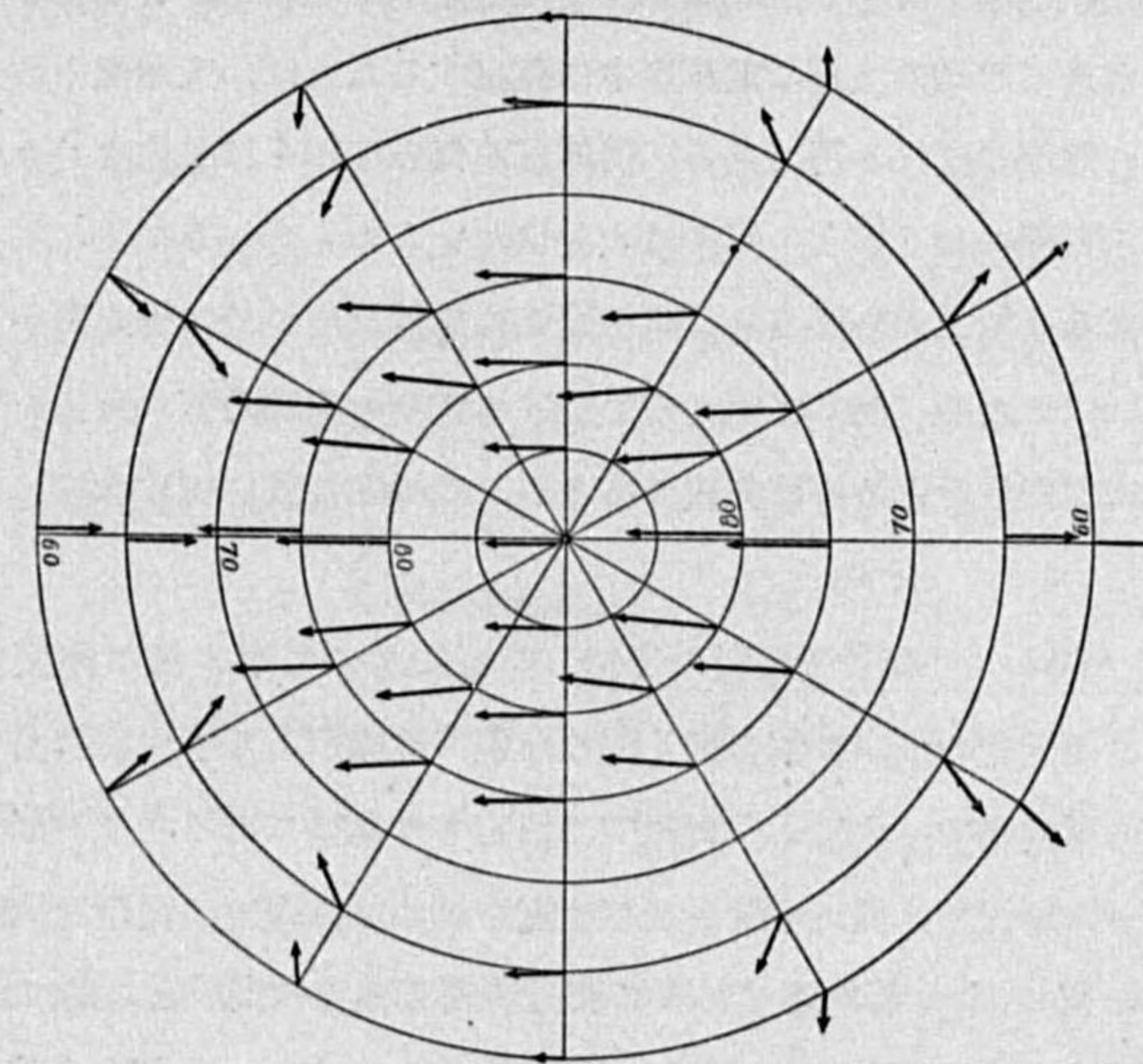
$$V = V_1 + V_2 = 4\pi \cos \varphi \sin \theta_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(n-1)!}{(n+1)!} P_n^1(\cos \theta_1) P_n^1(\cos \theta) \quad (7)$$

但し n は奇數に限る. $\theta_1 = 20^\circ$ ととり、 P_1^1, P_3^1, P_5^1 は Ad. Schmidt の表から、 P_7^1, P_9^1 は Adams

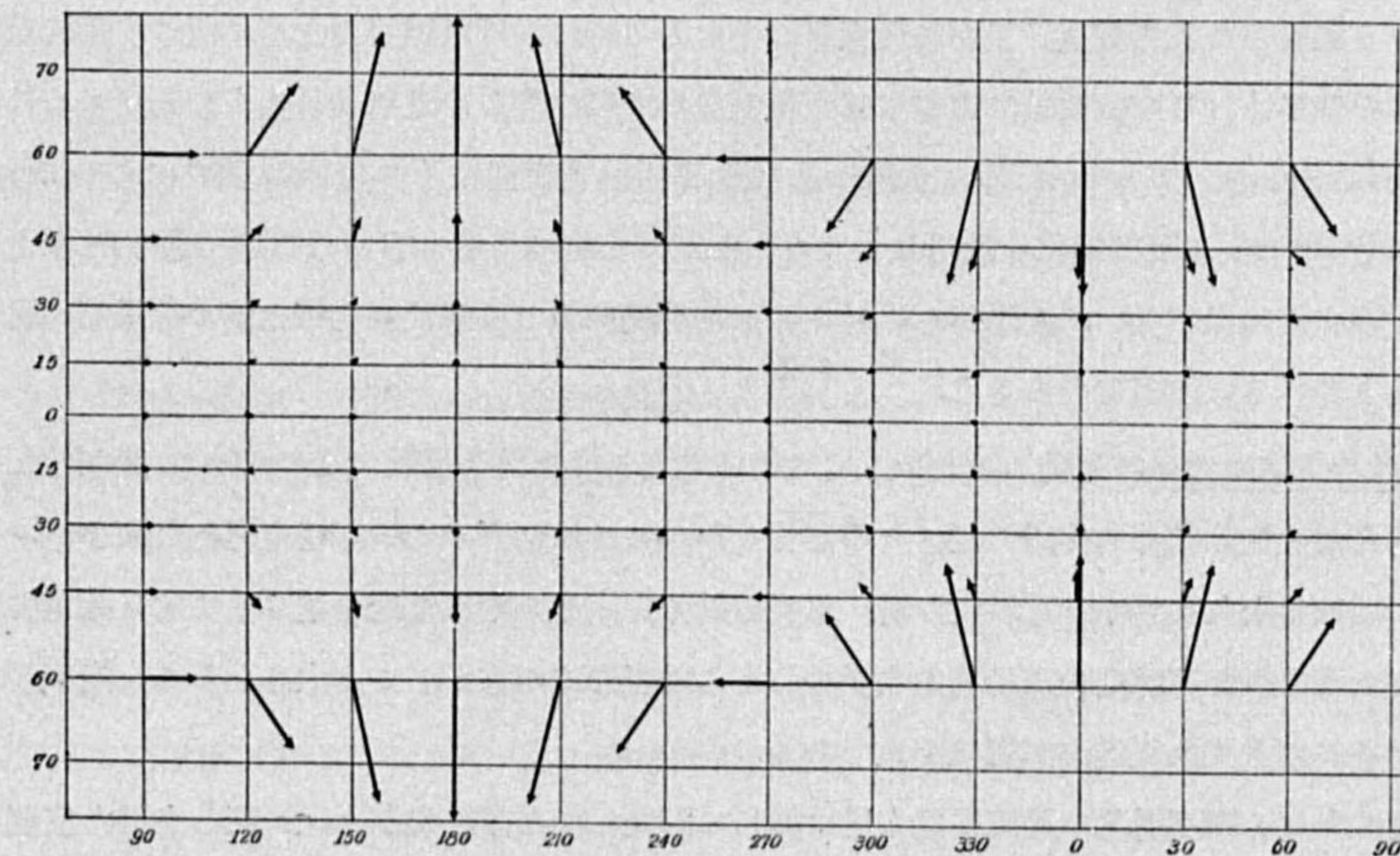


第 11 圖

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經緯度 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帯と考へ、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帯から漏洩して來る電流によつて起される勘定になる。然らば極光帯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. 太陽からの微粒子放射の役割 前節に述べて來た様に灣型變化が極光帯に沿ふて大きいと云ふ事は極光帯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。この極光帯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帯附近に集るものが多く、この微粒子によつて極光帯上空の大氣は著しく電離されるものと考へられる。Firke'and, 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帯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. 極光帯上空の大氣の運動 極光帯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。極光帯上空の地球の永久磁場中で電離度の高い空氣が動くとき、その中に電流を流さうとする起電力が起る。極光帯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つと大きいから、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、唯極光帯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、北極光帯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。南極光帯では運動の方向が反對になる。そして極光帯外に於ける電流の循環は、極光帯に於ける主流の兩端及其附近に電荷が集積する事から起る當然の歸結である。

極光帯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 秒極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帯に於ては數百 γ から千 γ 程度に達する。 $\Delta N = 1000 \gamma, Z = 50000 \gamma$ とする事としよう。比抵抗は $r = \frac{1}{b \int \sigma_{\perp} dh}$ で表され、 σ_{\perp} は磁場に垂直な方向の電氣傳導度、 b は極光帯の幅とすればよい。Chapman は $\int \sigma_{\perp} dh$ を 2×10^{-6} 電磁單位、 a を 135 軒と推算した。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。極光帯の幅を 100 軒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き、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。

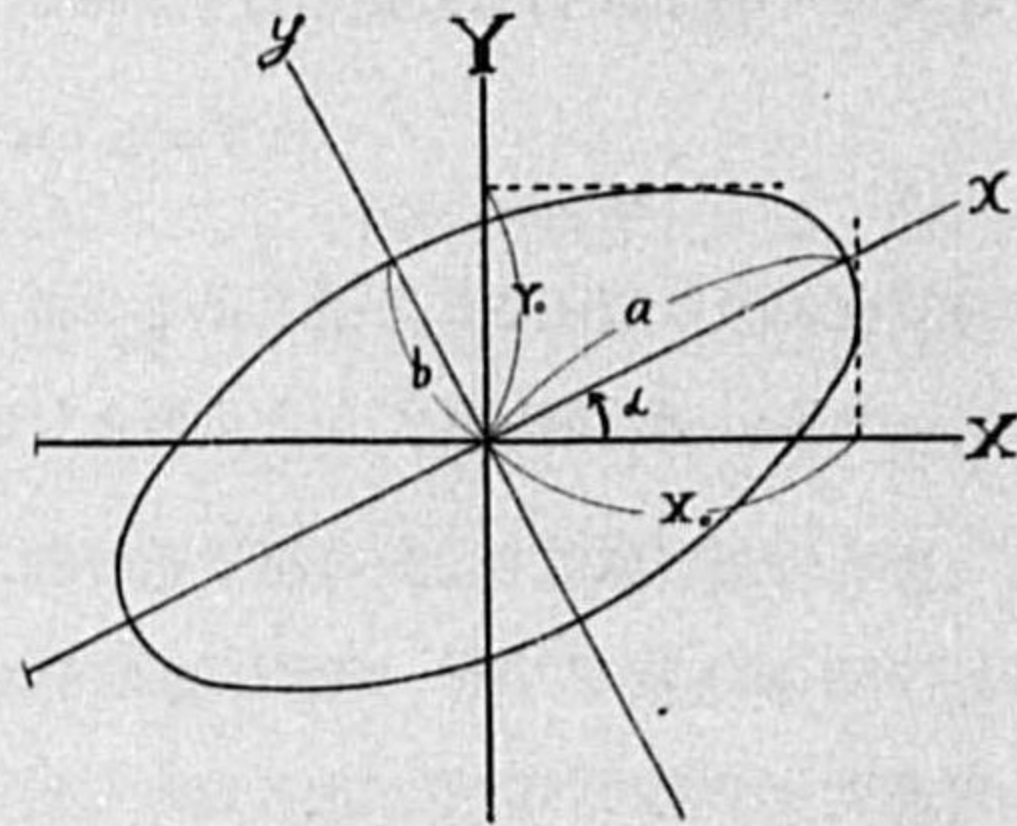
結局擾亂日變化の電流系と灣型變化の電流系との間にはその形に於いても亦その位相に於いても何等本質的な違ひは無い。一方擾亂日變化の電流系の起源に關しては今の所何等の定説が無い状態である。既に述べた様な空氣の運動は常に起つて居るのであるから、磁氣嵐の場合の様に強い電離の状態が幾日も續く場合は、その期間中灣型變化の電流系が起つて居ると考へられる。これ即ち擾亂日變化の電流系である。こう考へると灣型變化と擾亂日變化とは共通な簡単な假説で説明される事になる。同じ考へて地磁氣の脈動の多くのものも説明出来るのであるがそれに就いては次に述べる。

第二部 地磁氣の脈動に就いて

1. 緒言 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観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関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観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、脈動の機巧に関する假説を提出した。

2. 三崎油壺で観測された脈動 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

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

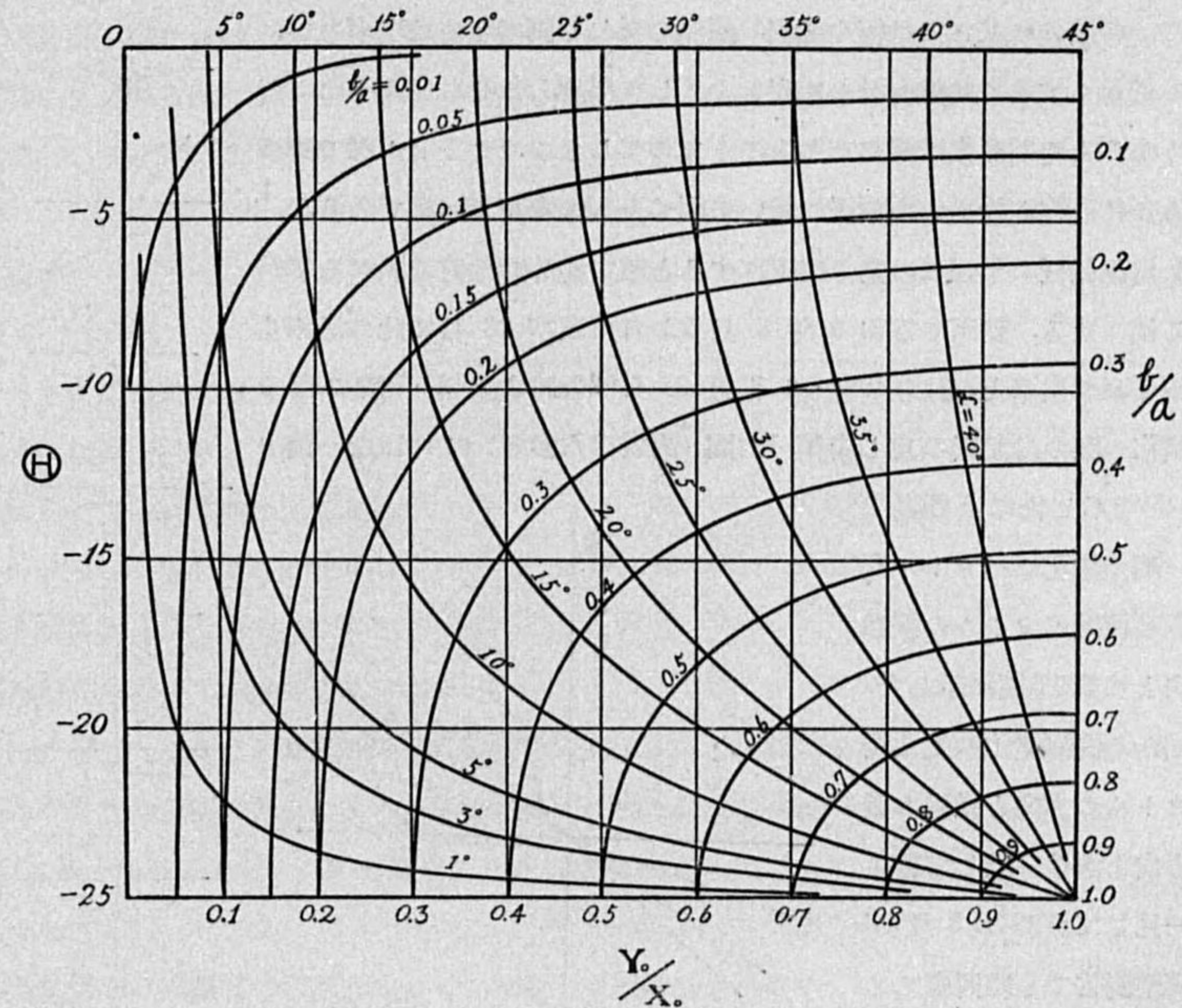
である。座標軸を X, Y 軸に轉換し、 $\frac{dX}{dY} = 0$ の所の X の値と $\frac{dY}{dX} = 0$ の所の Y の値を計算すると次の様になる。

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

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。

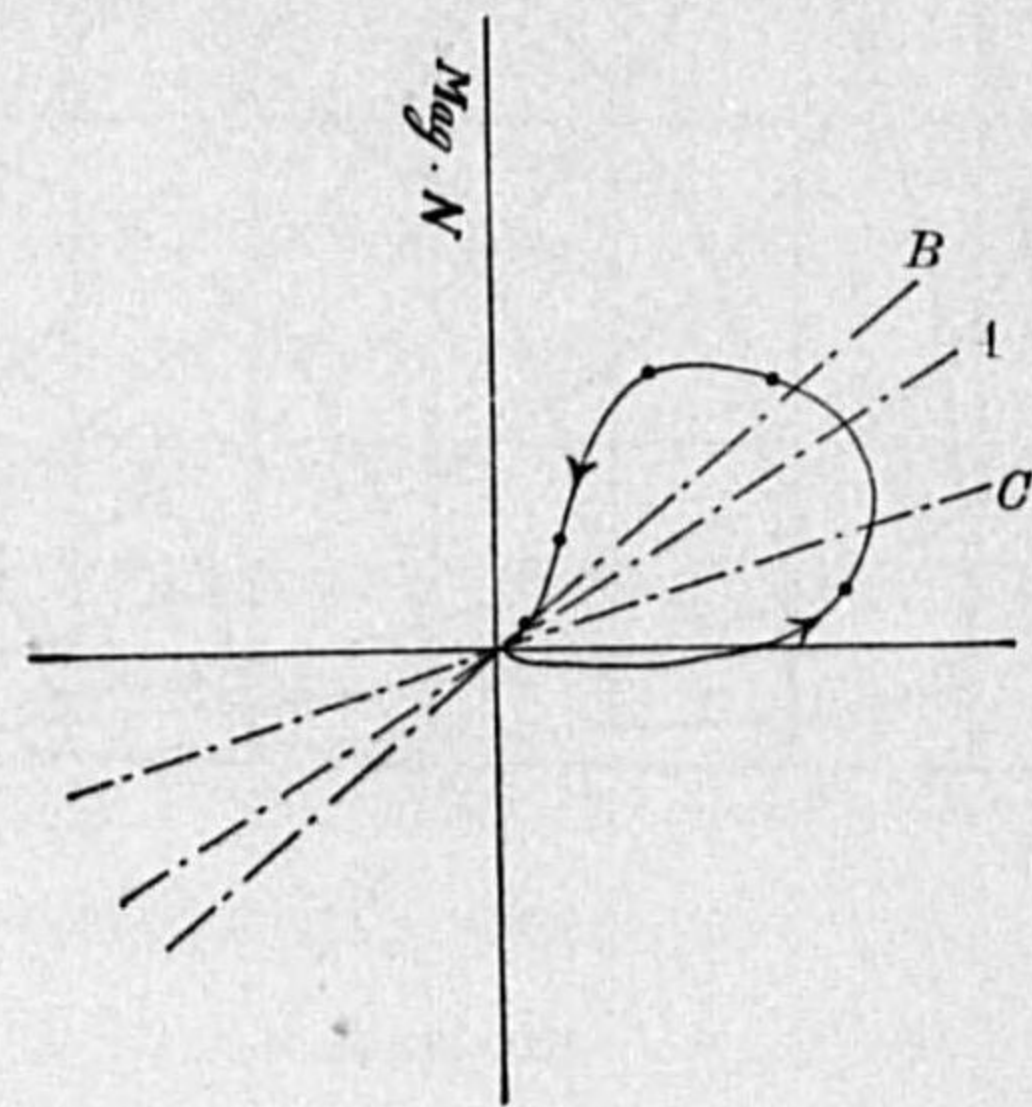
寺田先生が御使ひになつた磁氣記象紙の一部を拜借して、脈動の一つながり毎に平均の Y_0/X_0 及び平均の θ を出し、第 14 圖の様な圖表の助けによつて $b/a, \alpha$, 擾亂ベクトルの廻轉方向を求めた。

色々の時刻に対する 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数は 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 縦横の尺度の關係上灣型變化は普通の一昨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関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(圖版第六参照)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。

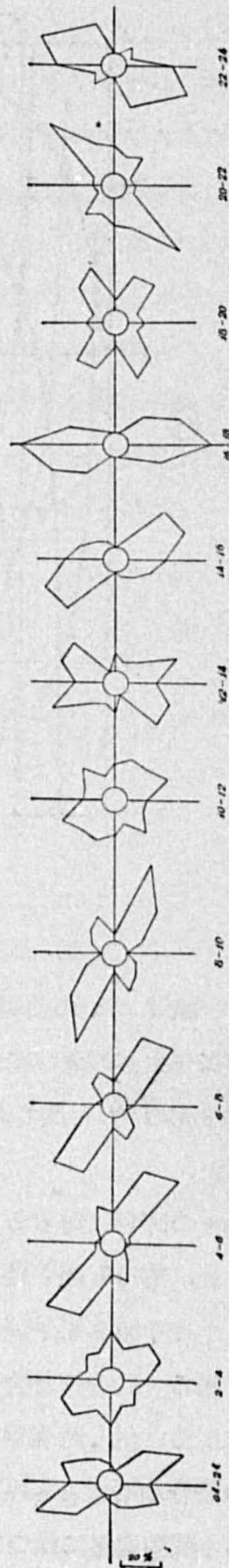


第17圖 昭和8年3月22日の灣型變化のベクトル圖と脈動の擾亂ベクトルの振動の方向

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 異つた観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帯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録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

これは大變數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。出現する數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、一つは極光帯方面に起源を持ち、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。第一には極光帯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、第二には極光帯上層の空氣が垂直の方向に振動する事、第三には極光帯上層大氣の電離の強さに振動性の變化ある事等が數へ挙げられる。何れにしても主原因は灣型變化の場合と同様極光帯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

感應される電流に関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。

尚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す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

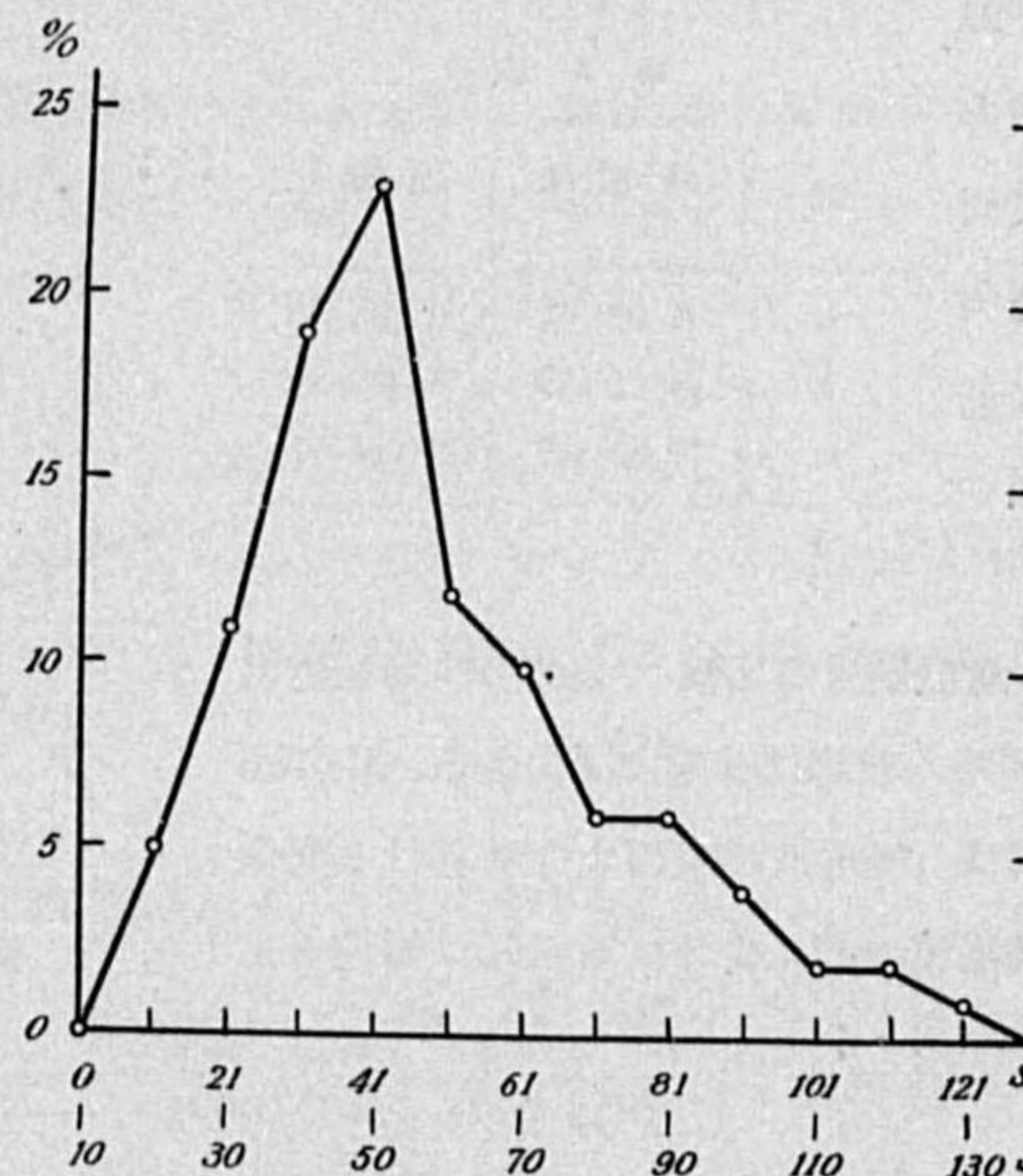
月		日	方位角	長軸の長さ	b/a
7月13日	地電流		S 64° E	1.20 mv/100 m	0.10
	地磁氣		N 43° E	5.91 γ	0.07
8月24日	地電流		S 56° E	0.69 mv/100 m	0.06
	地磁氣		N 54° E	2.29 γ	0.28

この表で最も眼を惹く點は地電流と地磁氣の楕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。

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



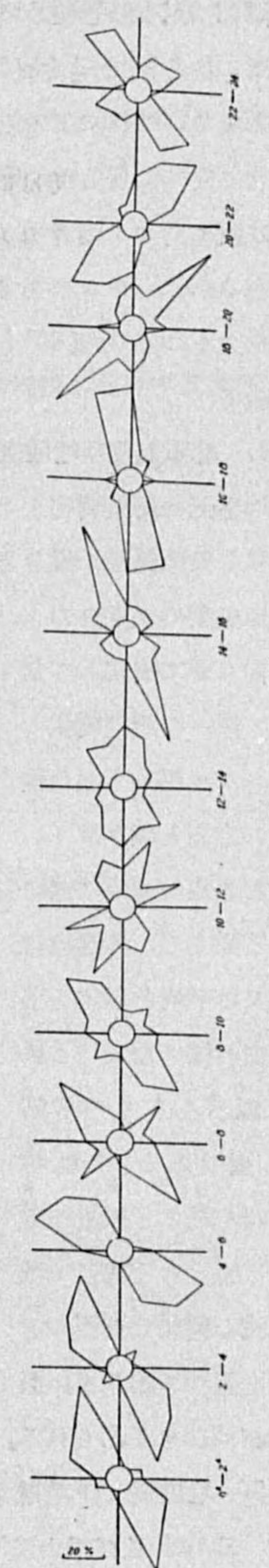
第19圖 地電流の脈動の週期別頻度分布

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對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對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して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

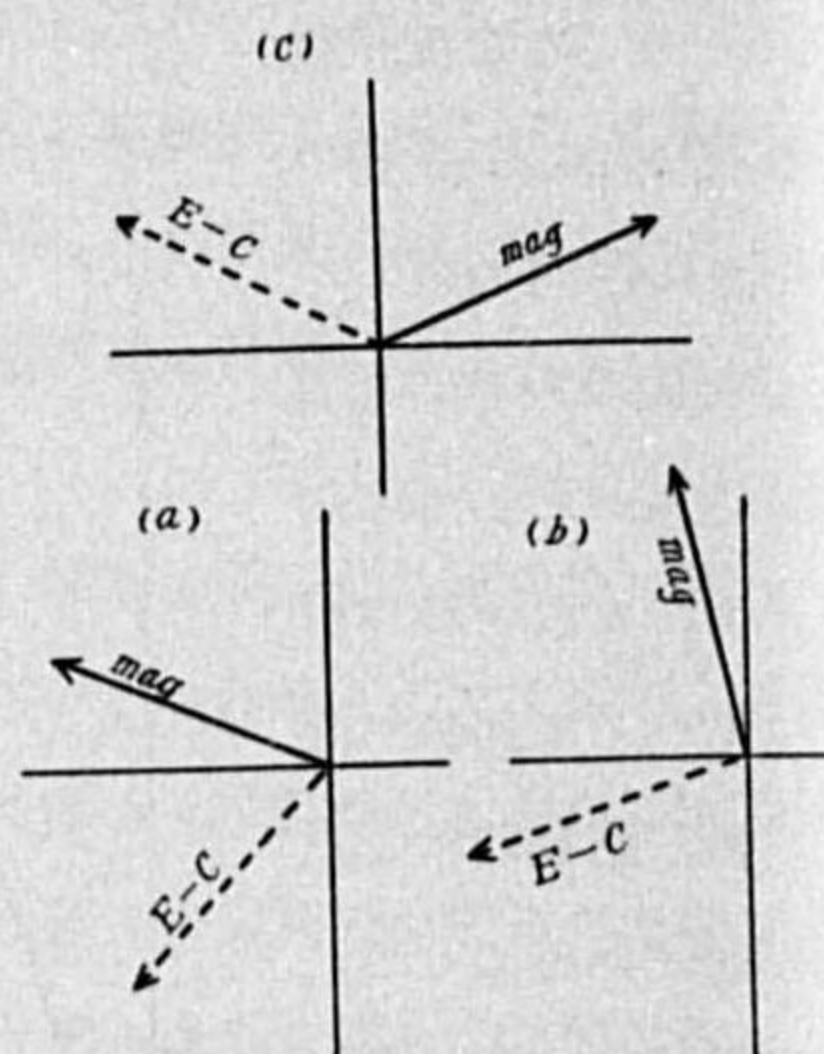
の似よつたものを集めて三群とし、各群につき相対應する方位角を表示すれば第 6 表の様である。

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

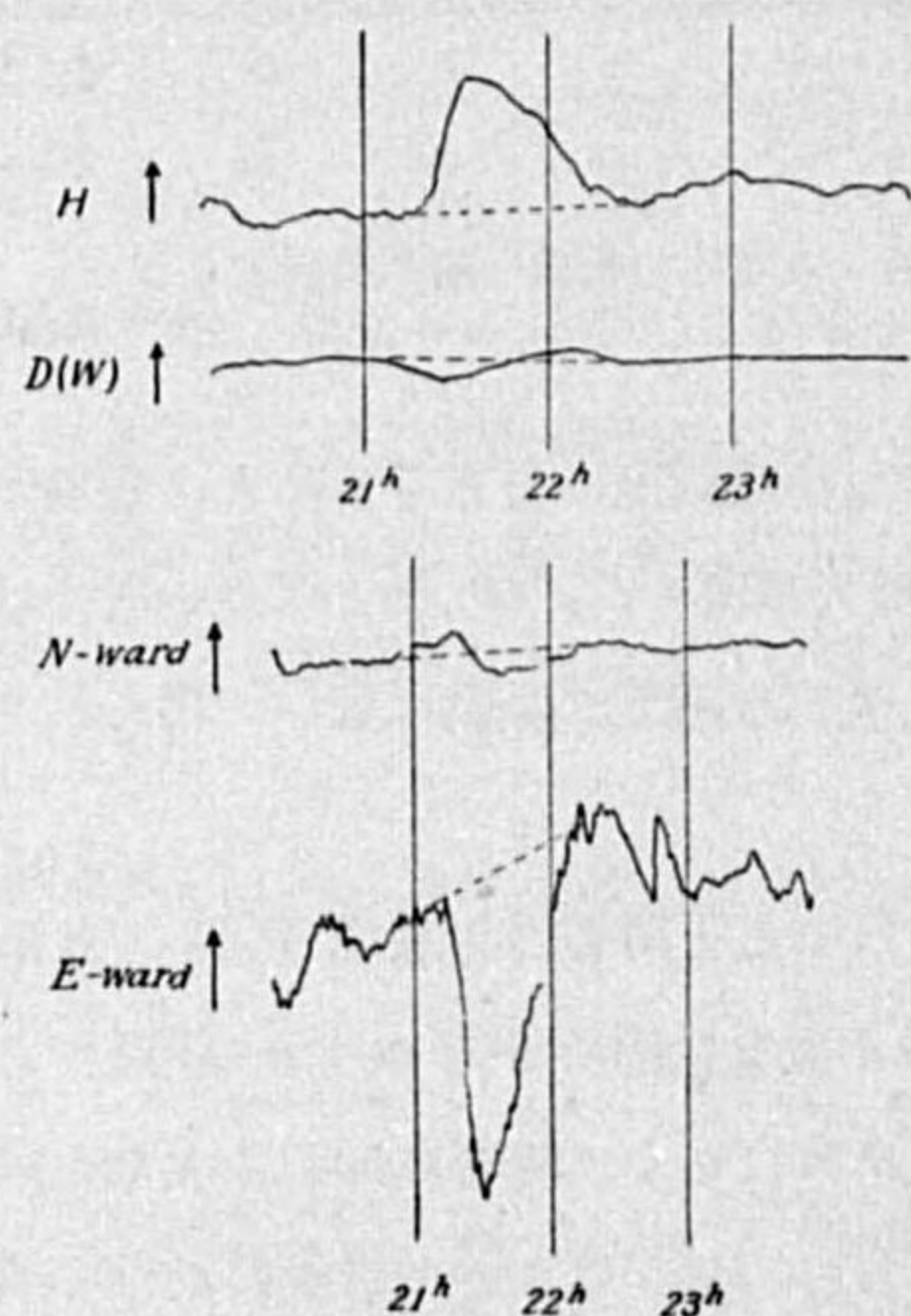
群	地電流 (豊原)	地磁氣 (三崎)
<i>a</i>	S 42° W	N 68° W
<i>b</i>	S 71° W	N 13° W
<i>c</i>	N 63° W	N 66° E



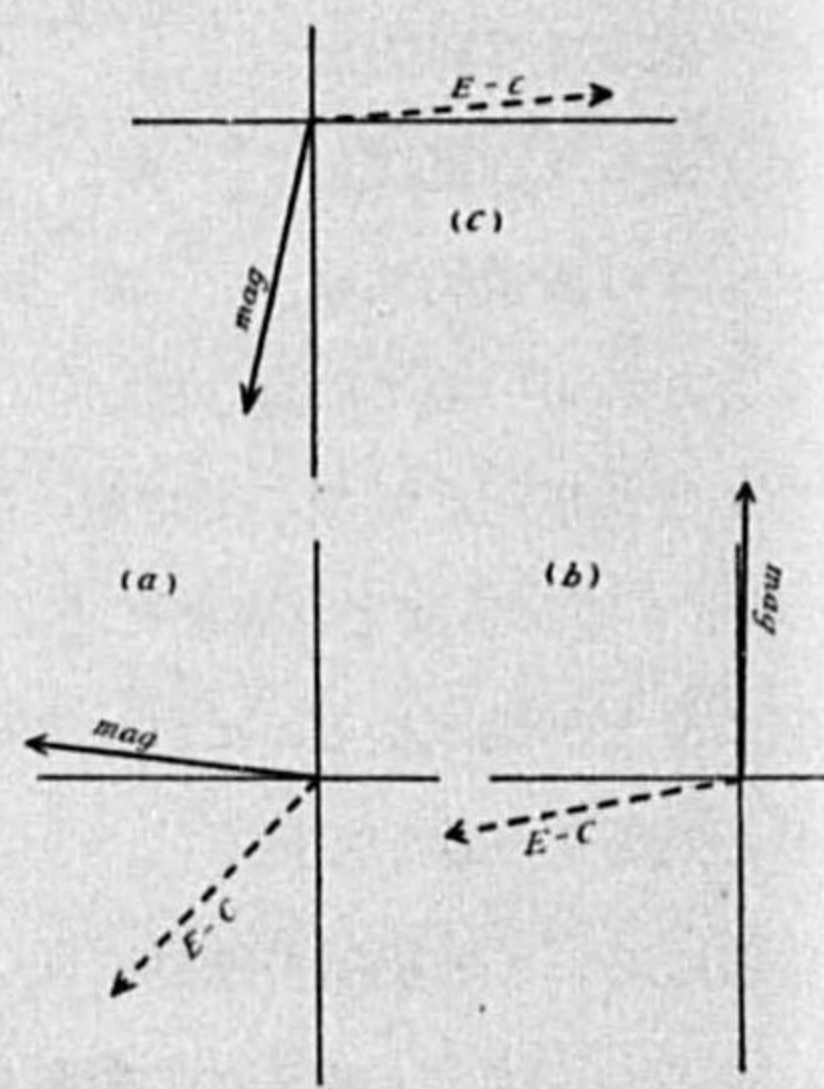
第 21 圖 地磁氣及び地電流の脈動の平均振動方向

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
<i>a</i>	S 44° W	N 83° W
<i>b</i>	S 79° W	N 1° E
<i>c</i>	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觀測結果にあてはめて見る。

地殻は異方性電氣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* との関係は次の様になる。

$$\begin{aligned} i_r &= \sigma_{rr}E_r + \sigma_{r\theta}E_\theta + \sigma_{r\phi}E_\phi, \\ i_\theta &= \sigma_{\theta r}E_r + \sigma_{\theta\theta}E_\theta + \sigma_{\theta\phi}E_\phi, \\ i_\phi &= \sigma_{\phi r}E_r + \sigma_{\phi\theta}E_\theta + \sigma_{\phi\phi}E_\phi. \end{aligned}$$

こゝに $\sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r}$, $\sigma_{r\phi} = \sigma_{\phi r}$, $\sigma_{\theta\phi} = \sigma_{\phi\theta}$ である。 $r=a$ と $r=d(\theta, \phi)$ の間の地殻が異方性電氣傳導度 $\sigma_{ik}(r, \theta, \phi)$ 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。

$$\begin{aligned} E_\theta &= -\frac{a\theta}{\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{im \left\{ \frac{E_n^m}{n+1} - \frac{I_n^m}{n} \right\}}{E_n^m + I_n^m} (K_3 H_\theta - K_4 H_\phi), \\ E_\phi &= -\frac{a\theta}{\mu} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{im \left\{ \frac{E_n^m}{n+1} - \frac{I_n^m}{n} \right\}}{E_n^m + I_n^m} (K_5 H_\theta - K_3 H_\phi). \end{aligned}$$

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

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

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

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

E_θ と E_ϕ の比をとると

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

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

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

となり結局

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

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

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。又テンソル楕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向は何れの場合にも

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、要するに観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観測所又は外國に於ける観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 なものとして温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。氣塊の特性たる温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

(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.

原因の一つは發生地とは異なる氣象状態にある土地又は海上を通る爲であるが、此の場合に氣塊の特性の失はれるのは下層のみであつて上層では尙其の特性を保持してゐる。第二の原因は異なる氣塊との混合であり、第三の原因は山岳又は他の氣塊との境界に生ずる不連続面に沿つて垂直運動をして水蒸氣が凝結する爲である。尙此の外輻射に依つても變化する。第一の原因に依る特性の變化は極めて複雑である。又第三の場合には温位と混合比は變化するけれ共相當温位は不變である。

第二の原因即ち混合に依つて氣塊の特性がどの様に變化するかを考へてみよう。

2. 混合に依つて凝結の起らぬ場合

混合前の二種の氣塊の絶對温度、氣壓、温位を夫々 $T_1, T_2; p_1, p_2; \theta_1, \theta_2$ とすれば

$$\theta_1 = T_1 \left(\frac{P}{p_1} \right)^{0.85}, \quad \theta_2 = T_2 \left(\frac{P}{p_2} \right)^{0.288} \quad (1)$$

但し氣壓を mm Hg で表はせば $P=750$ である。混合後の氣塊の温度、氣壓、温位を夫々 T, p , とし混合する氣塊の量を m_1, m_2 とすれば

$$\theta = \frac{m_1 \theta_1 + m_2 \theta_2}{m_1 + m_2} \quad (2)^{(1)}$$

となる。⁽¹⁾

次に各氣塊の乾燥空氣 1 疋と共存する水蒸氣の量 (混合比) を w_1, w_2 瓦とすれば乾燥空氣の量は夫々 $\frac{m_1}{1+w_1}, \frac{m_2}{1+w_2}$ であり、水蒸氣の量は $\frac{m_1 w_1}{1+w_1}, \frac{m_2 w_2}{1+w_2}$ である。混合後の混合比を w とすれば

$$w = \frac{\frac{m_1 w_1}{1+w_1} + \frac{m_2 w_2}{1+w_2}}{\frac{m_1}{1+w_1} + \frac{m_2}{1+w_2}}$$

となる。今後は計算の都合上 $m_1 = m_2$ の場合のみを取扱ふ事にする。此の時には

$$w = \frac{w_1 + w_2}{2} - \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 \quad (3)$$

我々は通常小數點以下一桁迄用ひてゐるが、

$$0 < |w_1 - w_2| < 15 \quad \text{の時に} \quad \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 = 0.0,$$

$$15 < |w_1 - w_2| < 25 \quad \text{の時に} \quad \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 = 0.1$$

と云ふ程度である。

次に乾燥空氣の温位即ち分温位 (partial potential temperature) を θ_{a1}, θ_{a2} ; 乾燥空氣の壓力を p_{a1}, p_{a2} ; 水蒸氣張力を p_{w1}, p_{w2} とすれば

(1) D. Brunt: Physical and dynamical meteorology, p. 70.

$$p_1 = p_{a1} + p_{w1}, \quad \theta_{a1} = T_1 \left(\frac{P}{p_{a1}} \right)^{0.288}, \quad w_1 = 622 \frac{p_{w1}}{p_{a1}}$$

従つて

$$\theta_1 = T_1 \left(\frac{P}{p_{a1} + p_{w1}} \right)^{0.288} = \theta_{a1} \left(\frac{1}{1 + \frac{p_{w1}}{p_{a1}}} \right)^{0.288}$$

又は

$$\theta_{a1} = \theta_1 (1 + 1.608 \times 10^{-3} w_1)^{0.24}$$

混合後には

$$\theta_a = \theta (1 + 1.608 \times 10^{-3} w)^{0.288} = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \left\{ 1 + 1.608 \times 10^{-3} \left(\frac{w_1 + w_2}{2} - \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 \right) \right\} \quad (5)$$

今 $\delta\theta_a = \frac{\theta_{a1} + \theta_{a2}}{2} - \theta_a$ とおけば $\delta\theta_a$ は分温位の平均値からの偏倚を表はす。此の値は勿論上式からも計算出来るが前に述べた Rossby の著書の巻末にある Table B を用ひると容易に求まる。Table B には $\Delta\theta_a = \theta_a - \theta$ の値を w と θ の函数として表示してあるが、

$$\delta\theta_a = \frac{\theta_{a1} + \theta_{a2}}{2} - \theta_a = \left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2} + \frac{\Delta\theta_{a1} + \Delta\theta_{a2}}{2} \right) - (\theta + \Delta\theta) = \frac{\Delta\theta_{a1} + \Delta\theta_{a2}}{2} - \Delta\theta_a \quad (6)$$

に於て $\Delta\theta_{a1}, \Delta\theta_{a2}, \Delta\theta_a$ は夫々 $\theta_1, w_1; \theta_2, w_2; \theta \left(= \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right), w \left(= \frac{w_1 + w_2}{2} - \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 \right)$ の函数であるので $\delta\theta_a$ は容易に求められる。此の様に計算してみると $\delta\theta_a$ の最大は ± 0.1 位であるので分温位も亦 θ と同じく兩氣塊の平均値を用ひて差支へない事が分る。

相當温位は水蒸氣が凝結しても變らぬものであるから之は後に述べる。以上凝結の起らない場合には温位、分温位は其の平均値で與へられる大いさとなり、 w は (3) 式で與へられる事が分つたが何れも混合後の氣壓に無關係な事は注目すべき事柄である。

3. 水蒸氣の凝結が起る場合

此の場合には變化を二段に分つて考へる。先づ最初に兩氣塊を斷熱的に同一の氣壓 p' に壓縮する。然る後に兩氣塊を混合する。但し此の時混合に依つて凝結は起らないものとする。此の様な p' の最小値の求め方は後で述べる。次に第二段の變化として混合氣塊を初め乾燥斷熱的に、後で飽和に達してからは濕潤斷熱的に與へられた最後の氣壓 p にする。此の變化に依つて温位及び混合比は變るが相當温位は不變である。

先づ第一段の變化迄は凝結が起つてゐないので 2 の場合と同じく温位及び混合比は

$$\theta' = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}, \quad w' = \frac{w_1 + w_2}{2} - \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2$$

となる。又相當温位は

$$\theta_E = \theta_a e^{\frac{L_0 w}{r T_0}} \quad (7)$$

で與へられる。こゝに T_0 は凝結層に於ける温度であり、 L_0 は其の温度に於ける氣化の潜熱である。此の T_0 は θ_a と w とが知られてゐる時には

$$\frac{\{0.622 p_w(T_0)\}}{T_0} = \left(\frac{1000 w}{\theta_a} \right)^{0.288} \quad (8)$$

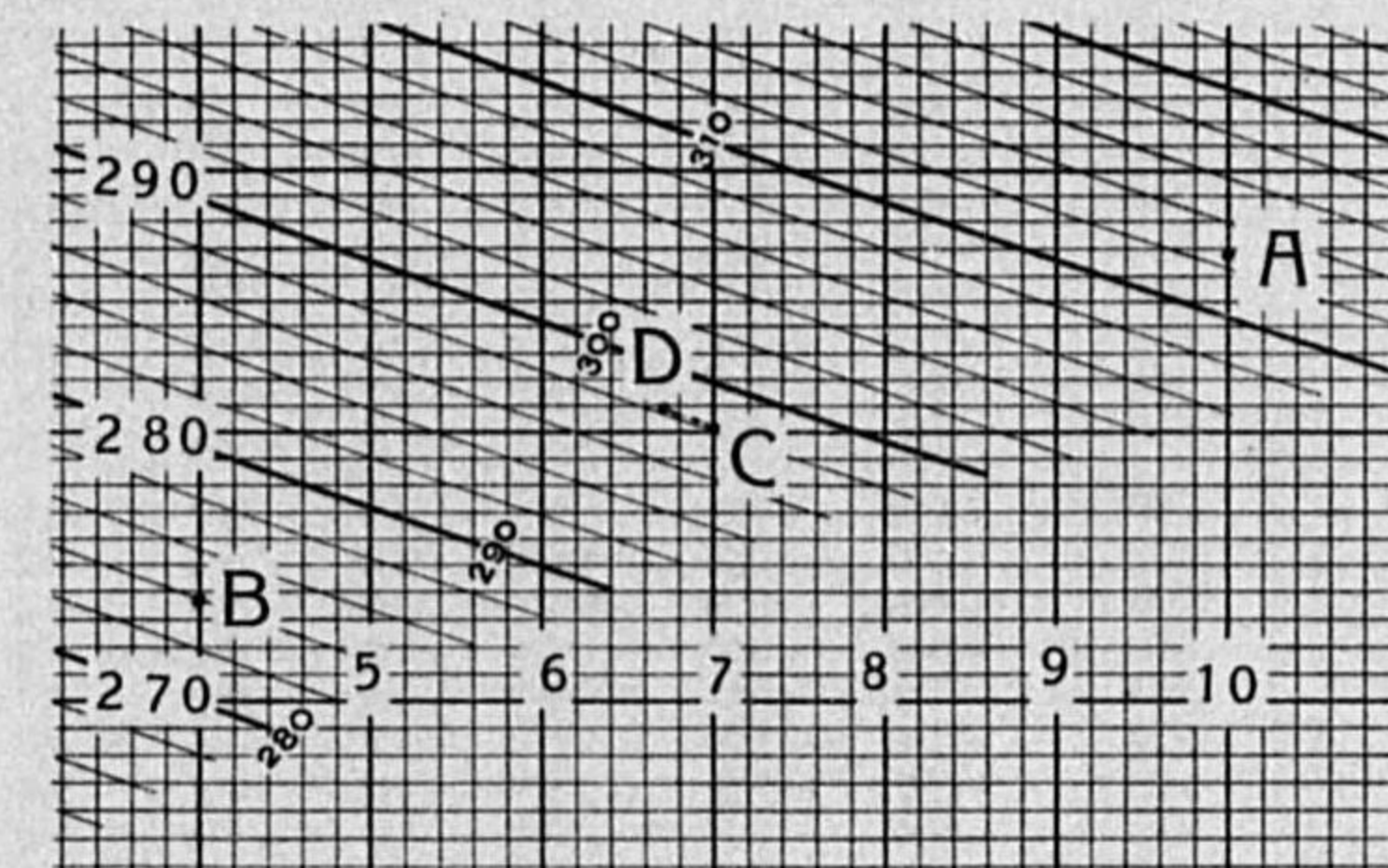
から求められる。従つて上の様にして求めた θ_a' 及び w' を (8) 式に代入して T_0 を求め之を (7) 式に代入すれば混合後の相當温位が求められる筈である。然し前述の Rossby の著書の巻末にある Table C を用ひると計算は容易である。二氣塊の相當温位の平均値からの偏倚 $\delta\theta_E$ を求めよう。Table C には $\Delta\theta_E = \theta_E - \theta_a$ を w と θ_a の函数として表示してある。

$$\delta\theta_E = \frac{\theta_{E1} + \theta_{E2}}{2} - \theta_E = \left(\frac{\theta_{a1} + \theta_{a2}}{2} + \frac{\Delta\theta_{E1} + \Delta\theta_{E2}}{2} \right) - (\theta_a + \Delta\theta_E) = \frac{\Delta\theta_{E1} + \Delta\theta_{E2}}{2} - \Delta\theta_E$$

であるので $\delta\theta_a$ と同じく計算する事が出来る。之を第 1 表に示してあるが此の値は凝結が起らない場合でも全く同じである。

次に最後の状態に於ける温位や混合比の値は θ_E とは違つて最後の氣壓 p に關係するので簡単に之を表示する譯にはゆかない。それ

第 1 圖



で Rossby 圖 (第 1 圖) を使つて之等を求める方法を述べよう。今第一、第二の氣塊の特性點が夫々 A, B であるとする。混合に依つて凝結が起らなければ混合後の温位及び混合比は (2), (3) の式から定まる特性點 C で表はされる。それ故 C 點で表はされる氣體の凝結層の氣壓 (圖には省略) が與へられた最後の氣壓 p よりも低い時には混合

に依つて凝結を始めて居らない譯である。それ故任意の二氣塊が混合に依つて凝結を起すか否かは C 點の凝結層の氣壓と p とを比較すれば好い。又 C 點の凝結層の温度が $T \left(= \frac{T_1 + T_2}{2} \right)$ よりも低い時には凝結を始めて居らない譯であるから氣温を比較しても分る譯である。

混合に依つて凝結が起る様な場合には先づ兩氣塊を斷熱的に C 點の凝結層の氣壓又はそれ以上に壓縮する。そうしても兩氣塊の特性點は變らないので混合後の状態も C 點で表はされる。次に C 點を通る濕潤斷熱線に沿つて與へられた最後の氣壓 p 迄膨脹させる。そして p なる等壓線と C を通る濕潤斷熱線との交點 D が最後の状態を示す事になる。二氣塊が混合後に他の如何なる斷熱變化を行つても混合後の氣壓が與へられさへすれば最後の状態に於ける温位及び混合比等は直ちに求められる。

一例として

$$p_1 = p_2 = p = 750 \text{ mm}, \quad w_1 = 4.0, \quad w_2 = 10.0,$$

$$T_1 = 273.8, \quad T_2 = 287.0 \quad (\text{兩氣體共飽和})$$

第 1 表

W	θ _a	0										
		250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
2	260	0.0	0.1	0.2	0.2	0.3	0.4	0.4	0.5	0.5	0.6	0.7
	270	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4	0.5	0.6	0.6
	280	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	0.4	0.4	0.5	0.6
	290	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.4	0.5	0.5
	300	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	0.3	0.4	0.4
	310	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.4
	320	-0.3	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3
4	270	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	0.6	0.7	0.8	1.0	1.1	1.3
	280	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	1.0	1.2
	290	-0.3	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.4	0.6	0.6	0.8	0.9	1.1
	300	-0.4	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.4	0.5	0.7	0.8	0.9
	310	-0.5	-0.4	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.4	0.6	0.7	0.8
	320	-0.6	-0.5	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7
	330	-0.8	-0.6	-0.5	-0.3	-0.2	0.0	0.0	0.2	0.3	0.4	0.6
6	280	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.7	0.9	1.1	1.3	1.5	1.6
	290	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.5	0.7	0.9	1.1	1.3	1.4
	300	-0.6	-0.3	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.5	0.8	0.9	1.0	1.2
	310	-0.7	-0.5	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.7	0.9	1.1
	320	-0.9	-0.7	-0.6	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.3	0.5	0.7	0.9
	330	-1.1	-0.9	-0.7	-0.5	-0.3	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8
	340	-1.3	-1.1	-0.9	-0.7	-0.5	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6
8	280	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.7	0.9	1.2	1.4	1.7	1.9	2.1
	290	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.4	0.7	0.9	1.2	1.4	1.6	1.9
	300	-0.8	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.4	0.7	0.9	1.2	1.4	1.7
	310	-1.0	-0.7	-0.5	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.7	1.0	1.2	1.5
	320	-1.2	-0.9	-0.7	-0.5	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.8	1.0	1.2
	330	-1.4	-1.3	-1.0	-0.7	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.5	0.7	1.0
	340	-1.7	-1.5	-1.2	-1.0	-0.8	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.5	0.7
10	280	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7	2.0	2.3	2.6
	290	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7	2.0	2.3
	300	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7	2.0
	310	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7
	320	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.5
	330	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.9	1.1
	340	-2.2	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.3	0.5	0.9
12	290	-0.5	-0.1	0.2	0.6	0.9	1.3	1.6	2.0	2.4	2.7	3.1
	300	-1.2	-0.8	-0.5	-0.1	0.2	0.6	0.9	1.3	1.7	2.0	2.4
	310	-1.5	-1.2	-0.8	-0.5	-0.1	0.2	0.6	1.0	1.3	1.7	2.0
	320	-2.0	-1.6	-1.3	-0.9	-0.6	-0.2	0.2	0.5	0.9	1.2	1.6
	330	-2.3	-2.0	-1.6	-1.3	-0.9	-0.5	-0.2	0.2	0.7	0.9	1.3
	340	-2.7	-2.3	-2.0	-1.6	-1.2	-0.9	-0.5	-0.2	0.2	0.6	1.0
	350	-3.0	-2.5	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.3	0.2	0.6	1.0	1.4
14	290	-0.7	-0.2	0.2	0.6	1.0	1.4	1.9	2.3	2.7	3.1	3.5
	300	-1.5	-1.0	-0.6	-0.2	0.2	0.6	1.1	1.5	1.9	2.3	2.8
	310	-1.9	-1.5	-1.1	-0.7	-0.3	0.2	0.6	1.0	1.4	1.9	2.3
	320	-2.3	-1.9	-1.5	-1.1	-0.6	-0.2	0.2	0.6	1.1	1.5	1.9
	330	-2.8	-2.4	-2.0	-1.5	-1.1	-0.7	-0.3	0.2	0.6	1.0	1.4
	340	-3.2	-2.8	-2.4	-1.9	-1.5	-1.1	-0.7	-0.3	0.2	0.6	1.0
	350	-3.6	-3.2	-2.8	-2.4	-1.9	-1.5	-1.1	-0.7	-0.3	0.2	0.6
16	290	-0.9	-0.6	-0.1	0.4	0.9	1.3	1.8	2.2	2.8	3.3	3.8
	300	-1.8	-1.5	-1.0	-0.5	0.0	0.4	0.9	1.3	1.9	2.4	2.8
	310	-2.5	-2.0	-1.5	-1.0	-0.6	-0.1	0.3	0.9	1.4	1.8	2.3
	320	-3.0	-2.5	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.1	0.4	0.8	1.3	1.8
	330	-3.5	-3.0	-2.5	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.1	0.4	0.8	1.3
	340	-4.0	-3.5	-3.0	-2.5	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.1	0.4	0.8
	350	-4.5	-4.0	-3.5	-3.0	-2.5	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.1	0.4

W	θ _a	0										
		250	260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
18	290			-0.6	-0.1	0.5	1.0	1.6	2.1	2.7	3.1	3.6
	300		-1.8	-1.3	-0.7	-0.2	0.4	0.9	1.5	1.9	2.4	3.0
	310	-2.9	-2.4	-1.8	-1.3	-0.7	-0.2	0.4	0.8	1.3	1.9	2.4
20	290			-0.8	-0.2	0.4	1.0	1.6	2.2	2.8	3.3	3.9
	300		-1.9	-1.3	-0.7	-0.1	0.5	1.1	1.7	2.2	2.8	3.4
	310	-3.1	-2.5	-1.9	-1.3	-0.7	-0.1	0.5	1.0	1.6	2.2	2.8

W	θ _a	2									
		260	270	280	290	300	310	320	330	340	350
4	270	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	0.3	0.4	0.5	
	280	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.4
	290	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.4
	300	-0.2	-0.1	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	0.3
	310	-0.2	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3
	320	-0.3	-0.3	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2
	330	-0.4	-0.3	-0.3	-0.2	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2
6	280	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7	0.8	1.0
	290	-0.3	-0.1	-0.1	0.0	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7	0.8
	300	-0.4	-0.2	-0.2	-0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.7
	310	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	0.0	0.0	0.2	0.3	0.4	0.6
	320	-0.6	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.2	0.3	0.5
	330	-0.7	-0.6	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2
	340	-0.9	-0.7	-0.7	-0.6	-0.4	-0.4	-0.2	0.0	0.1	0.3
8	280	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.5	0.6	0.8	1.0	1.3	1.4
	290	-0.4	-0.2	-0.1	0.1	0.3	0.4	0.6	0.9	1.0	1.2
	300	-0.6	-0.4	-0.3	-0.1	0.1	0.2	0.5	0.6	0.8	1.0
	310	-0.8	-0.6	-0.5	-0.3	-0.1	0.1	0.3	0.4	0.6	0.8
	320	-1.0	-0.8	-0.7	-0.5	-0.2	-0.1	0.0	0.2	0.4	0.7
	330	-1.2	-1.0	-0.8	-0.6	-0.4	-0.3	-0.2	0.0	0.3	0.5
	340	-1.3	-1.1	-1.0	-0.8	-0.6	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.4
10	280	-0.1	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.1	1.3	1.6	1.9
	290	-0.5	-0.3	-0.1	0.1	0.4	0.6	0.8	1.1	1.4	1.6
	300	-0.8	-0.5	-0.4	-0.1	0.2	0.3	0.6	0.9	1.1	1.4
	310	-1.0	-0.8	-0.6	-0.3	-0.1	0.1	0.4	0.6	0.9	1.1
	320	-1.3	-1.0	-0.8	-0.6	-0.3	-0.1	0.1	0.4	0.6	0.9
	330	-1.5	-1.2	-1.1	-0.8	-0.5	-0.4	-0.1	0.1	0.4	0.7
	340	-1.7	-1.5	-1.3	-1.0	-0.8	-0.6	-0.4	-0.1	0.1	0.2
12	290	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.7	2.0
	300	-1.0	-0.6	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.8
	310	-1.2	-0.9	-0.7	-0.4	0.0	0.2	0.5	0.8	1.2	1.5
	320	-1.6	-1.3	-1.1	-0.7	-0.4	-0.2	0.1	0.5	0.8	1.1
	330	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.5	-0.1	0.2	0.5	0.8
	340	-2.2	-1.8	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2	0.6
	350	-2.3	-2.0	-1.7	-1.3	-1.0	-0.9	-0.6	-0.2	0.2	0.6
14	290	-0.5	-0.2	0.2	0.6	0.9	1.2	1.6	2.0	2.4	2.8
	300	-1.2	-0.8	-0.4	-0.1	0.1	0.4	0.6	0.9	1.1	1.4
	310	-1.6	-1.3	-1.1	-0.7	-0.4	-0.2	0.1	0.4	0.6	0.9
	320	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.2	0.1	0.4	0.7
	330	-2.2	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.1	0.4
	340	-2.5	-2.2	-1.9	-1.6	-1.3	-1.0	-0.7	-0.4	-0.1	0.2
	350	-2.8	-2.5	-2.2	-1.9						

16	290		-0.5	-0.2	0.3	0.7	1.1	1.5	2.0	2.4	2.8
	300	-1.4	-1.0	-0.6	-0.2	0.3	0.7	1.1	1.5	1.9	2.4
	310	-1.9	-1.3	-1.1	-0.6	-0.2	0.2	0.6	1.0	1.5	1.9
	320	-2.3	-1.9	-1.5	-1.1	-0.6	-0.3	0.1	0.6	1.0	1.5
18	290			-0.4	0.1	0.5	0.9	1.4	1.9	2.4	2.9
	300		-1.4	-1.0	-0.6	-0.1	0.3	0.8	1.3	1.8	2.3
	310	-2.4	-1.9	-1.6	-1.1	-0.6	-0.2	0.3	0.8	1.3	1.9
	320	-2.8	-2.4	-2.0	-1.5	-1.0	-0.6	-0.1	0.4	1.0	1.4
20	290			-0.6	0.0	0.5	0.9	1.5	2.1	2.6	3.2
	300		-1.5	-1.0	-0.5	0.0	0.5	1.1	1.6	2.2	2.8
	310	-2.6	-2.0	-1.6	-1.1	-0.5	0.0	0.5	1.1	1.7	2.3

W		4									
W	θ_a										
	θ_a	270	280	290	300	310	320	330	340	350	
6	280	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.3	0.4	
	290	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	
	300	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.1	0.2	
	310	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	
	320	-0.4	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.2	
	330	-0.4	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	
8	280	-0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.9	
	290	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.3	0.5	0.6	0.7	
	300	-0.3	-0.3	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.4	0.4	0.6	
	310	-0.4	-0.4	-0.2	-0.2	0.0	0.2	0.2	0.3	0.5	
	320	-0.6	-0.5	-0.4	-0.3	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.3	
	330	-0.7	-0.6	-0.5	-0.4	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.2	
10	280	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.1	1.3	
	290	-0.4	-0.1	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1.1	
	300	-0.5	-0.3	-0.1	0.0	0.3	0.4	0.6	0.7	1.0	
	310	-0.7	-0.5	-0.3	-0.1	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	
	320	-0.9	-0.7	-0.4	-0.3	-0.1	0.0	0.3	0.4	0.6	
	330	-1.1	-0.8	-0.6	-0.5	-0.3	-0.1	0.1	0.2	0.4	
12	280	-0.5	-0.2	0.1	0.3	0.5	0.7	1.0	1.2	1.5	
	290	-0.7	-0.4	-0.1	0.0	0.3	0.5	0.8	1.0	1.3	
	300	-0.9	-0.6	-0.4	-0.2	0.1	0.3	0.1	0.8	1.1	
	310	-1.2	-1.0	-0.7	-0.5	-0.2	0.0	0.3	0.5	0.8	
	320	-1.5	-1.2	-0.9	-0.7	-0.4	-0.2	0.0	0.3	0.5	
	330	-1.7	-1.4	-1.1	-0.9	-0.6	-0.4	-0.1	0.0	0.3	
14	290	-0.6	-0.3	0.1	0.3	0.7	0.9	1.3	1.5	1.8	
	300	-0.9	-0.5	-0.2	0.1	0.4	0.7	1.0	1.2	1.6	
	310	-1.2	-0.9	-0.5	-0.3	0.1	0.3	0.6	0.9	1.2	
	320	-1.5	-1.1	-0.8	-0.5	-0.2	0.0	0.4	0.6	1.0	
	330	-1.8	-1.5	-1.1	-0.9	-0.6	-0.3	0.0	0.3	0.6	
	16	290		-0.2	0.2	0.5	0.9	1.2	1.5	1.9	2.3
300		-1.0	-0.6	-0.2	0.1	0.5	0.8	1.2	1.5	1.9	
310		-1.4	-1.0	-0.6	-0.3	0.1	0.4	0.8	1.1	1.6	
320		-1.8	-1.4	-1.0	-0.7	-0.3	0.0	0.4	0.8	1.1	
18		290		-0.3	0.1	0.6	1.0	1.4	1.9	2.2	2.7
		300	-1.3	-0.8	-0.3	0.0	0.5	0.9	1.3	1.7	2.2
	310	-1.7	-1.2	-0.8	-0.4	0.1	0.4	0.9	1.3	1.8	
	320	-2.0	-1.6	-1.1	-0.7	-0.3	0.1	0.6	1.0	1.4	
20	290		-0.5	-0.1	0.3	0.8	1.2	1.7	2.1	2.6	
	300	-1.2	-1.0	-0.5	-0.1	0.4	0.8	1.3	1.7	2.2	
	310	-2.0	-1.5	-1.0	-0.6	-0.1	0.3	0.8	1.4	1.9	

W		6								
W	θ_a									
	θ_a	280	290	300	310	320	330	340	350	
8	280	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.4	0.4	
	290	0.0	0.0	0.0	0.1	0.2	0.3	0.3	0.3	
	300	-0.1	-0.1	-0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.3	
	310	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	
	320	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	0.1	0.1	0.1	
	330	-0.3	-0.3	-0.3	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	
10	280	0.0	0.1	0.2	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	
	290	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.3	0.5	0.6	0.7	
	300	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.4	0.5	0.6	
	310	-0.3	-0.2	-0.2	0.0	0.1	0.3	0.4	0.5	
	320	-0.4	-0.4	-0.3	-0.1	0.0	0.2	0.3	0.4	
	330	-0.6	-0.5	-0.4	-0.2	-0.1	0.1	0.2	0.2	
12	280	-0.2	0.0	0.1	0.4	0.5	0.8	0.9	1.0	
	290	-0.3	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6	0.7	0.9	
	300	-0.5	-0.3	-0.2	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	
	310	-0.7	-0.5	-0.4	-0.2	-0.1	0.2	0.4	0.5	
	320	-0.9	-0.7	-0.6	-0.4	-0.2	0.1	0.2	0.4	
	330	-1.0	-0.7	-0.6	-0.4	-0.2	0.1	0.2	0.4	
14	280	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.7	1.0	1.2	1.4	
	290	-0.4	-0.2	0.0	0.3	0.5	0.8	1.0	1.2	
	300	-0.7	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.5	0.7	1.0	
	310	-0.9	-0.7	-0.5	-0.2	0.0	0.3	0.6	0.7	
	320	-1.2	-1.0	-0.8	-0.5	-0.3	0.1	0.2	0.4	
	16	280	-0.3	0.0	0.3	0.6	0.9	1.3	1.5	1.8
290		-0.5	-0.2	0.0	0.4	0.7	1.0	1.3	1.6	
300		-0.8	-0.6	-0.3	0.1	0.3	0.7	1.0	1.3	
310		-1.2	-0.9	-0.6	-0.3	0.0	0.4	0.7	0.9	
18		280	-0.2	0.1	0.4	0.9	1.1	1.6	1.9	2.2
		290	-0.7	-0.5	0.0	0.3	0.7	1.1	1.4	1.7
	300	-1.1	-0.7	-0.5	0.0	0.3	0.7	1.0	1.4	
	310	-1.3	-1.1	-0.7	-0.3	0.0	0.4	0.8	1.1	
	20	280	-0.4	0.0	0.3	0.9	1.2	1.7	2.1	2.5
		290	-0.7	-0.4	0.1	0.5	0.9	1.4	1.8	2.2
310		-1.2	-0.7	-0.4	0.1	0.5	1.0	1.4	1.8	

W		8							
W	θ_a								
	θ_a	280	290	300	310	320	330	340	350
10	280	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.2	0.4	0.4
	290	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3
	300	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3
	310	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.0	0.2	0.3
	320	-0.2	-0.2	-0.1	-0.1	-0.1	0.0	0.2	0.2
	330	-0.3	-0.2	-0.2	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.1
12	280	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	0.7
	290	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.5	0.6
	300	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.4	0.6
	310	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.3	0.3
	320	-0.6	-0.5	-0.4	-0.4	-0.3	-0.2	0.0	0.2
	330	-0.7	-0.6	-0.5	-0.4	-0.4	-0.2	-0.2	0.0

14	290	-0.2	0.0	0.2	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1
	300	-0.3	-0.1	0.0	0.2	0.4	0.5	0.8	1.0
	310	-0.5	-0.4	-0.2	0.0	0.1	0.3	0.6	0.8
	320	-0.7	-0.5	-0.3	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.6
16	290	-0.2	0.0	0.2	0.5	0.6	0.9	1.2	1.4
	300	-0.4	-0.2	0.1	0.2	0.5	0.7	1.0	1.2
	310	-0.7	-0.4	-0.3	0.0	0.2	0.4	0.7	1.0
	320	-0.9	-0.8	-0.5	-0.3	-0.1	0.1	0.5	0.7
18	290	-0.2	0.1	0.3	0.7	0.9	1.2	1.6	1.9
	300	-0.6	-0.4	0.0	0.2	0.5	0.8	1.2	1.5
	310	-1.0	-0.6	-0.4	-0.1	0.2	0.5	0.9	1.2
	320	-1.1	-0.9	-0.6	-0.3	0.0	0.3	0.7	1.0
20	290		0.0	0.3	0.7	1.0	1.4	1.8	2.1
	300	-0.6	-0.3	0.1	0.4	0.8	1.1	1.5	1.9
	310	-1.0	-0.6	-0.3	0.1	0.4	0.7	1.2	1.6

W	θ_a	10						
		θ_a	280	290	300	310	320	330
12	290	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3
	300	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2	0.2	0.3
	310	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3
	320	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.2
	330	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.1
14	290	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.3	0.5	0.6
	300	-0.2	-0.1	0.1	0.1	0.3	0.4	0.5
	310	-0.4	-0.2	-0.2	0.0	0.1	0.2	0.3
	320	-0.4	-0.4	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.3
	330	-0.7	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	0.0	0.1
16	290	-0.2	0.0	0.1	0.4	0.5	0.7	0.9
	300	-0.3	-0.2	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8
	310	-0.6	-0.3	-0.2	0.0	0.2	0.4	0.6
	320	-0.7	-0.6	-0.4	-0.2	0.0	0.2	0.4
18	290		0.1	0.3	0.6	0.8	1.1	1.3
	300	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.5	0.7	0.9
	310	-0.8	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.4	0.7
	320	-0.9	-0.7	-0.4	-0.2	0.0	0.3	0.6
20	290		0.0	0.2	0.6	0.8	1.2	1.5
	300	-0.5	-0.3	0.1	0.3	0.7	1.0	1.3
	310	-0.9	-0.5	-0.3	0.1	0.4	0.7	1.0

W	θ_a	12						W	θ_a	12					
		θ_a	290	300	310	320	330			340	θ_a	290	300	310	320
14	290	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2	0.3	18	290	0.1	0.2	0.5	0.6	0.8	1.0
	300	-0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.3		300	-0.3	0.0	0.1	0.3	0.5	0.7
	310	-0.1	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2		310	-0.4	-0.3	0.0	0.1	0.3	0.5
	320	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.1	0.2		320	-0.6	-0.3	-0.1	0.0	0.2	0.4
	330	-0.3	-0.2	-0.1	-0.1	0.0	0.1		20	290	-0.1	0.2	0.5	0.6	0.9
16	290	0.0	0.1	0.3	0.4	0.5	0.6	300		-0.2	0.1	0.3	0.5	0.8	1.0
	300	-0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	310		-0.4	-0.2	0.1	0.3	0.5	0.8
	310	-0.2	-0.1	0.1	0.1	0.2	0.4	320		-0.4	-0.2	0.1	0.3	0.5	0.8
	320	-0.4	-0.2	-0.1	-0.1	0.1	0.3								

W	θ_a	14				
		θ_a	290	300	310	320
16	290	0.0	0.0	0.1	0.1	0.2
	300	-0.1	0.0	0.0	0.2	0.2
	310	-0.1	-0.1	0.0	0.1	0.1
	320	-0.3	-0.1	-0.1	-0.0	0.0
18	290	0.0	0.2	0.3	0.4	0.5
	300	-0.2	0.0	0.0	0.2	0.3
	310	-0.3	-0.2	-0.1	0.1	0.1
20	290	-0.1	0.1	0.3	0.5	0.6
	300	-0.2	0.1	0.2	0.4	0.6
	310	-0.3	-0.1	0.0	0.3	0.4

W	θ_a	16			
		θ_a	290	300	310
18	290	0.0	0.1	0.2	0.2
	300	-0.2	0.0	0.0	0.0
	310	-0.2	-0.1	-0.1	0.0
	320	-0.2	-0.1	0.0	0.0
20	290	-0.1	0.1	0.2	0.3
	300	-0.1	0.1	0.2	0.3
	310	-0.2	0.0	0.1	0.2
W	θ_a	18			
		θ_a	290	300	310
20	290		0.0	0.0	0.2
	300	0.0	0.0	0.1	0.2
	310	0.0	0.0	0.1	0.2

の場合には $T = \frac{T_1 + T_2}{2} = 280.4$, 実際の温度 = 280.9,

$$w = \frac{w_1 + w_2}{2} - \left(\frac{w_1 - w_2}{2} \right)^2 = 7.0, \text{ 実際の混合比} = 6.7,$$

$$\theta_a = \frac{\theta_{a1} + \theta_{a2}}{2} = 280.3, \text{ 実際の分温位} = 280.8.$$

最後に日高博士の求めた結果と比較してみよう。Rossby 図を用ひて温度を異にする二種の空気の混合に依つて得られる気體の状態が簡単に求められる。然し Rossby 圖の作成には擬似斷熱的變化(凝結した水滴は直ちに雨となつて降る事)及び水滴は過冷却して氷結しないと云ふ假定を用ひてある。然し實際問題としては結果にさして影響を及ぼさない。試みに $p_1 = p_2 = p = 600 \text{ mm}$, $T_1 = 293.0$, $T_2 = 253.0$ の飽和空気を混合した場合には

日高博士の結果は 温度 = 5.92°C, 比濕 = 7.22,

Rossby 圖によると 温度 = 5.6°C, 混合比 = 7.0,

となる。日高博士は飽和した空気に就て計算してゐられるが Rossby 圖に依れば兩氣體が飽和してゐない場合、氣壓の異なる場合、最後の氣壓が任意の場合に就ても簡単に求める事が出来る。

最後に御指導を賜はつた荒川支臺長に厚く御禮申上げると共に表の作成に助力された石井一男君にも感謝の意を表する。

於中央氣象臺福岡支臺 昭和 14 年 2 月

關東地方の朝雨に就いて

高橋浩一郎

§1. 緒言

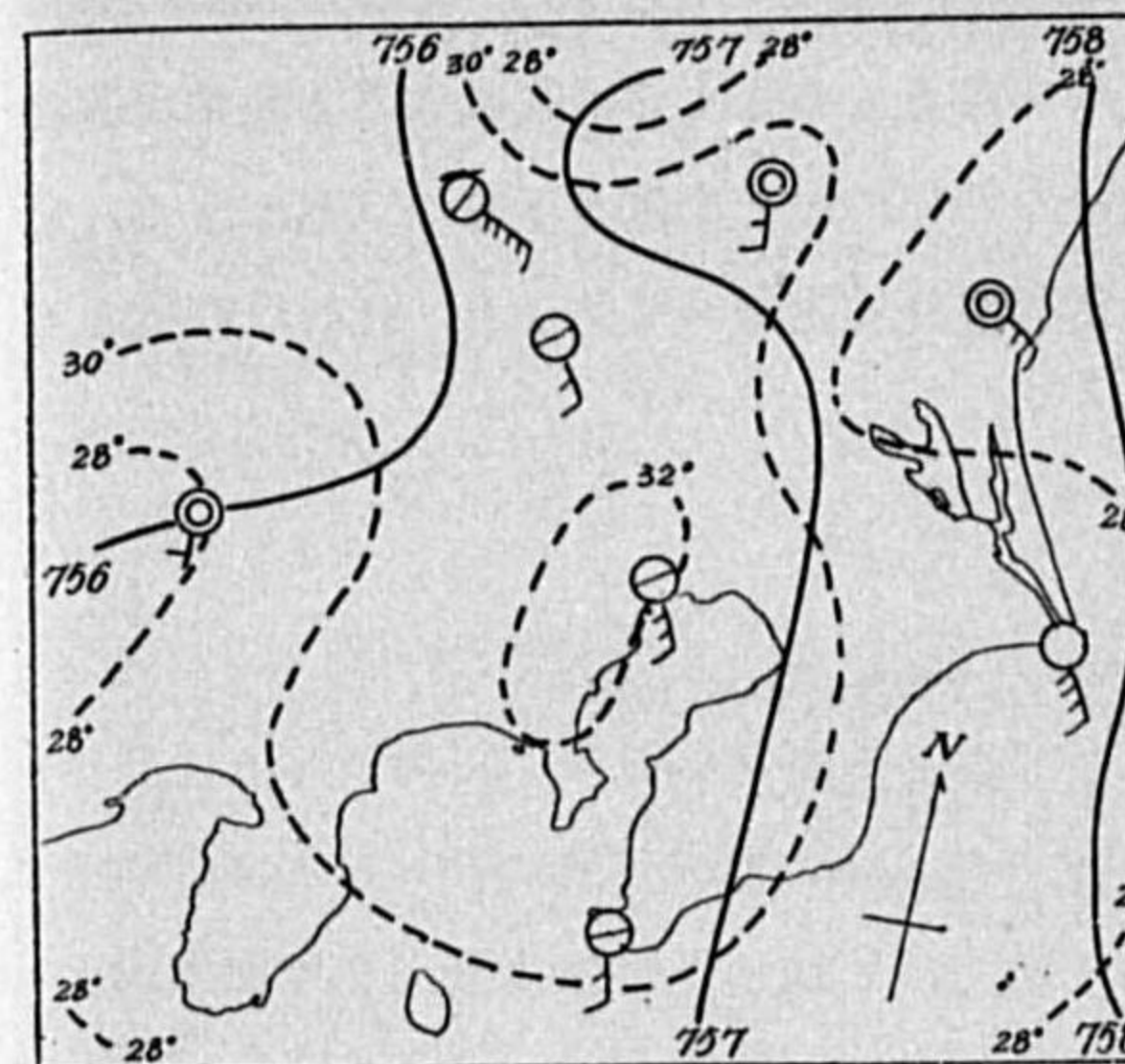
關東地方に於いては夏季南風の吹いて居る時など日中は天氣が良いのに夜になると曇り出し、時には朝、雨がばらつく事がある。そして日中になると再び晴れ出し、上天氣となる。此の現象は「朝雨は女の腕まくり」⁽¹⁾などと云ふ俚諺などでも良く知られた事實であり、雨になつても雨量は微かで問題になるものではないが、時に人をまごつかせる事がある。昨年の夏は殊に此の現象が著しく現はれたので筆者は簡単な調査を行つて見た。その結果、此の現象は陸地と海面に於ける、氣温の日變化の違ひに依り、朝、房總附近に弱い不連続線が出来る爲であると云ふ事が判つた。以下その結果を報告したい。

§2. 朝雨の實例

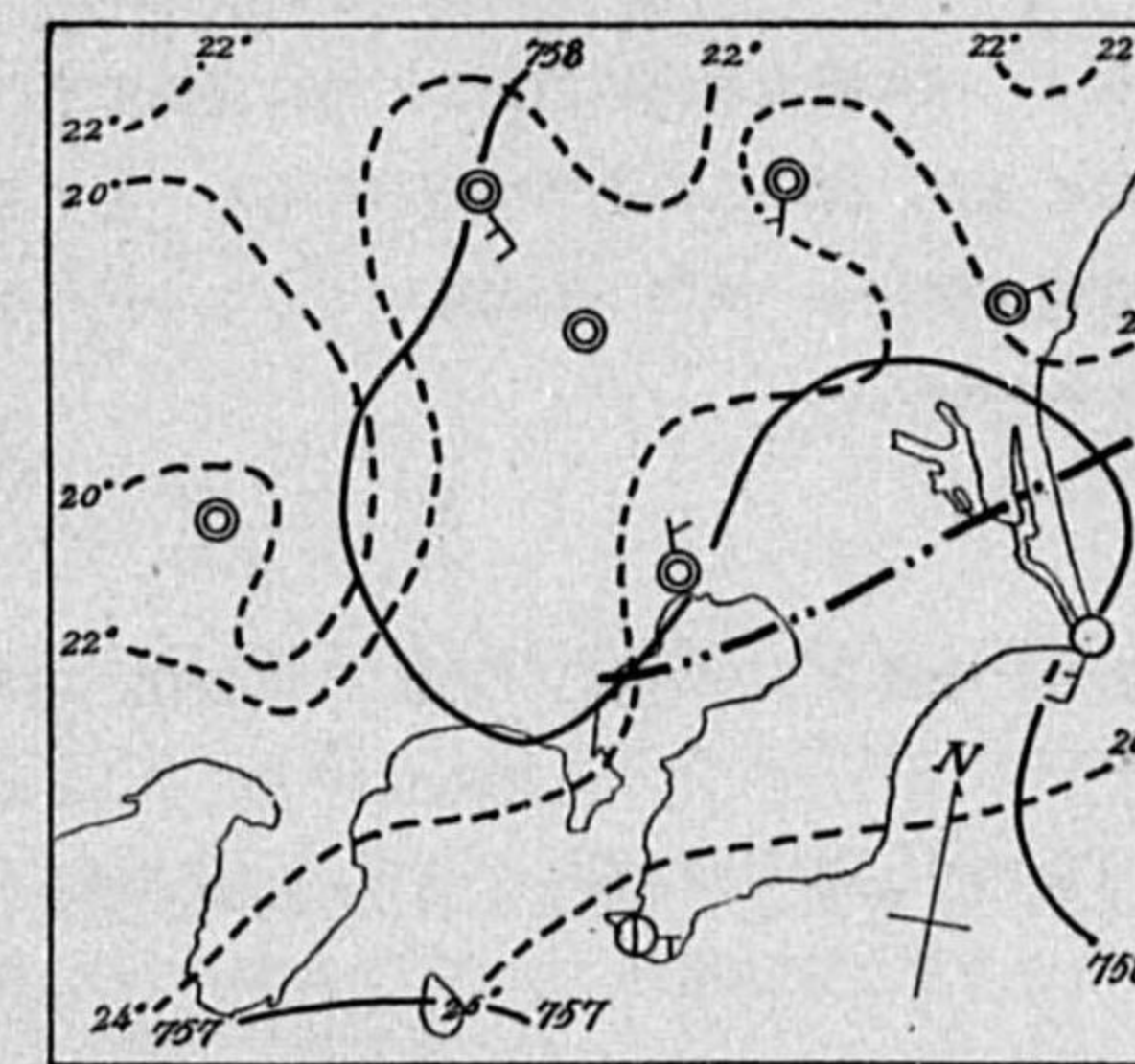
朝雨の顯著な實例として昭和7年8月14日の朝の雨があげられる。此の時の氣壓配置は高氣壓が奥羽の東方沖合に、颱風が四國の南西沖合にあり、關東地方には南風が吹きつけてゐた。此の颱風の速度は非常に遅く8月10日頃から15日の夕刻まで殆んど氣壓配置の大勢には變化なかつた。東京の天氣は13日の日中は積雲が1乃至5位出て居り、夜に入つて曇り出し14日の朝6時頃に微雨があり、0.6mmの降水量を見た。此の雨はすぐに止み、8時頃から晴れ出して日中は又積雲が出て居る。此の時の關東地方に於ける天氣圖を作つて見ると第1圖に示す如くなつてゐる。但し(a)は13日14時のもの、(b)は14日6時のものである。一見して明かなる如く13日晝には等壓線は略南北に走り、風向は略南東で全關東地方が大體晴れてゐた。これが14日朝になると東京から銚子附近にかけ氣壓の窪みが出来、小さな不連続線が出来てゐるのがはつきり見える。そして不連続線の南側では風向は南分を有し、天氣はよいが、北側では風向は北分を有し、一帯に曇つてゐる。又朝微雨のあつた所が多いが、雨量は極く少く、雨量計でやつと計れる程あつたのは

(1) 藤原吹平、大間俊二：天氣豫報抄、天氣と氣候、第2巻、昭和10年。

第1圖(a) 昭和7年8月13日14時天氣圖



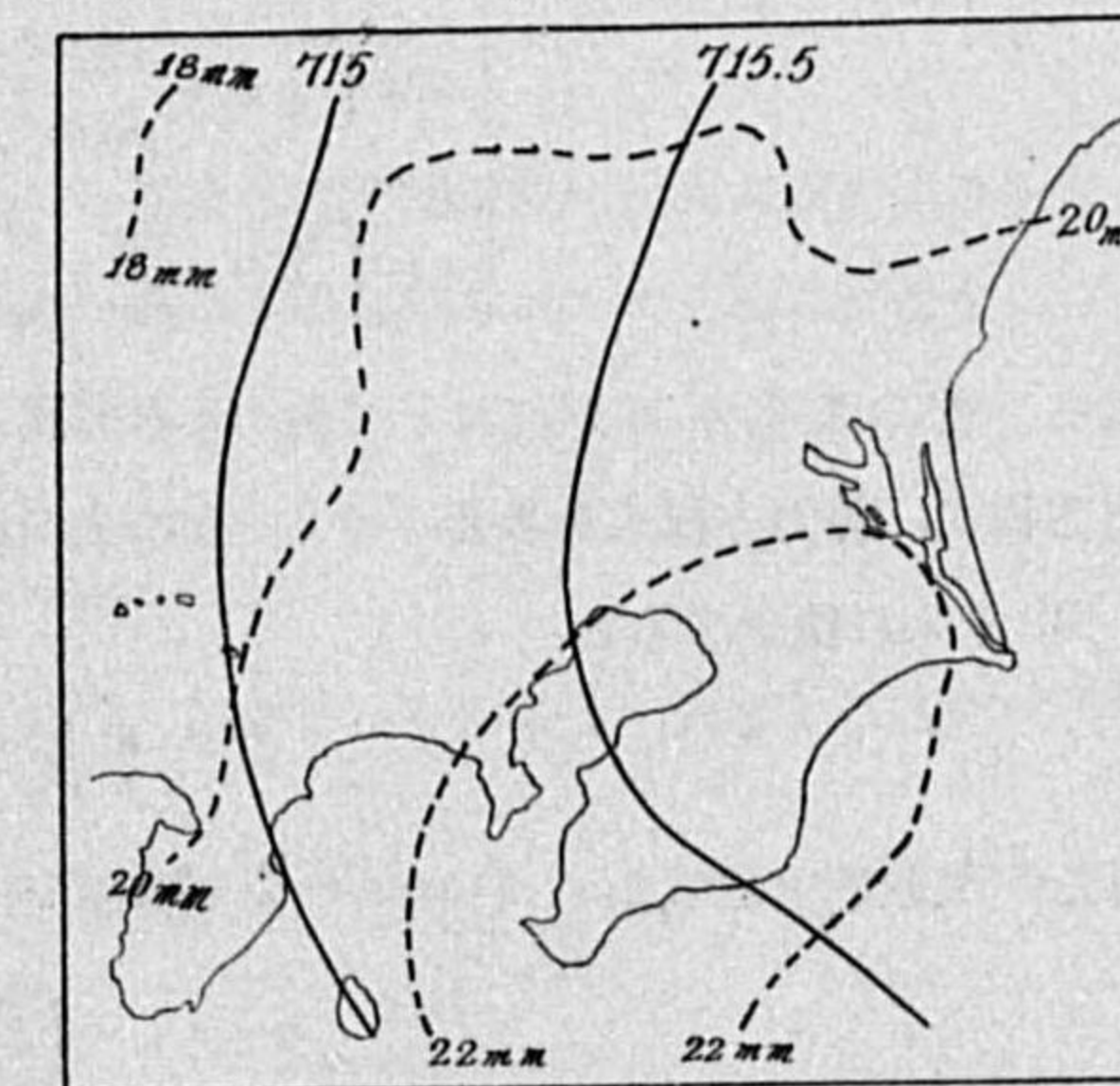
第1圖(b) 昭和7年8月14日6時天氣圖



不連続線の極く近所だけであつた。そしてこの不連続線は朝だけ出来て晝になると再び消えてしまつた。

次に氣温の模様を見るに13日晝には陸地の方の氣温が高いのに、夜は反つて海の方が高くなつて居り、陸地は7°C位下がつて居るが海の方は夜には南風の爲寧ろ昇り氣味である。次に13日22時の水張分布圖を見ると第2圖中點線の如く内陸の方は小さく、房總附近が大きく、水張の山が出来て居たのが認められる。これは此の種の驟雨の一つの特徴らしく、房總方面がこの様になつて居り、且、風向、下層雲向などに南分があると屢々東京に驟雨を経験する。以上は特に顯著な東京に於ける朝雨の一例を示しただけであるが、他の場合について調べて見ても略大同小異な事がわかる。

第2圖



§3. 簡単な模型に就いての數理的取扱ひ

以上の結果を基として此の問題を次の如く簡單化してやや定量的に取扱つて見よう。先づ日中は等壓線は平行、等間隔にあり、摩擦、加速度は全くないものとする。従つて日中の風速 u_0 は明かに

$$u_0 = -\frac{1}{\rho_0 l} \frac{\partial P_0}{\partial y} \quad (1)$$

で與へられる。但し $\frac{\partial P}{\partial y}$ は東西の氣壓傾度、 $\frac{\partial P}{\partial x}$ は南北の氣壓傾度で零とする。記號は普通の習慣に従ふ。次に陸地は海に南面し、境は直線で東西に走つてゐるものとする。夜になると陸地は輻射で冷えるが、海の方は全然冷却が起らないとすると陸地の冷却に依り大氣の下層の空氣が冷え、氣壓配置が變化し、風向きも異なつてくる。此の場合の運動方程式を考へて見よう。此れは摩擦を省略すれば明かに

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - lv, \quad \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + lu \quad (2)$$

である。今溫度 T の變化、氣壓 P の變化、空氣の密度 ρ の變化が小と考へ、

$$P = P_0(1 + \xi), \quad \rho = \rho_0(1 + \eta), \quad T = T_0(1 + \tau) \quad (3)$$

と置き、 u が大として小さい項及び時間的變化を省略すれば

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} u_0 = -lv - \frac{P_0}{\rho_0} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial x} u_0 = \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial P_0}{\partial y} + lu = \eta l u_0 + lu \end{cases} \quad (4)$$

となる。 u は風速の南分から u_0 を引いたものである。問題の性質上、 u, v などは x のみの函數と考へられる故、 η, ξ が x の函數として考へられれば解ける。即ちその解は

$$\begin{cases} u = \int^x \left(lu + \frac{P_0}{\rho_0 l} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \sin \frac{l}{u_0} (\zeta - x) d\zeta, \\ v = \int^x \left(-u_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{P_0}{\rho_0 u_0} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \sin \frac{l}{u_0} (\zeta - x) d\zeta \end{cases} \quad (5)$$

となる。然らば ξ, η は如何にして與へられるか。これを出すには運動方程式だけでは不充分で、状態方程式、勢力方程式を必要とする。今地上の氣壓が静力學的條件 $dp = -\rho g dh$ で與へられるとし、(3) を入れ積分すると

$$\xi = -\int \frac{\rho_0}{P_0} \eta g dh \quad (6)$$

を得る。又状態方程式から $\xi = \eta + \tau$ なる關係を得る故

$$\eta + \tau = -\int \frac{\rho_0}{P_0} \eta g dh \quad (7)$$

となる。然るに此の式の右邊の値を見積つて見ると、日變化が 6° 位あるとして左邊の各項が $1/50$ の程度であるに反し、右邊は $1/1000$ 位でしかない故省略し得る。即ち

$$\eta = -\tau \quad (8)$$

となり、空氣の密度の違いは主として溫度に依ると云ふ結論を得る。而して大氣中の溫度の變化がわかれば η, ξ がわかり、ひいては (5) 式に依り、運動の模様もわかる事になる。此の溫度の場合を與へるものが勢力方程式であり、此れは一般に空氣の動きが入つてくる故正確に解く事は甚だ困難

である。然し問題を單純に考へ、熱傳導の式に依つてもある程度までは表し得るであらう。依つて先づこの方針に依つて解いて見よう。

氣壓の變化を示す式 (6) を見るに ξ は η の函數として與へられる。しかるに、 η は略 (8) で與へられる故 (6) は又

$$\xi = \int \frac{\rho_0}{P_0} \tau g dh \quad (9)$$

とも書ける。ところで氣溫の日變化は極く地表近くの高さ 500 米位の所に限られてゐる。これを考慮すると (9) 式に依り上層の等壓線は氣溫の日變化を受けない筈である。この事は實測からも示し得るのであつて、前の實例に就て朝地上では明かに不連続線が出來てゐるのに拘らず、500 米の高さの推算等壓線を作つて見ると第 2 圖に示す如く等壓線は眞直ぐになり、不連続線は現れない。此の事實は筑波山頂の風が日中も夜間もほとんど變らない事からもわかる。即ち朝雨の原因は地表極く近くにある事が知れる。然らば、氣溫の日變化で地上でどれ位氣壓が變るであらうか。日變化の振幅を 6°C としてその振幅の分布が略指數函數で與へられ、凡そ 500 m 位まで及んで居るものと考へると氣壓に現れる變化は (9) 式に従ひ

$$\Delta P_0 = P_0 \xi \approx \int \rho_0 \frac{T}{T_0} g dh = 0.9 \text{ mm} \quad (10)$$

となる。即ち陸地の方がこれだけ氣壓が昇る事となる。朝出來た不連続線に伴ふ氣壓の窪みが第 1 圖から凡そ 1 mm 位と推定され、良く一致する。然らば風の方は如何と云ふにこれには溫度の日變化の模様を與へなければならぬ。それでこれを表す實驗式として

$$\Delta T = \frac{A}{\pi} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{x}{x_0} \right) e^{-ax} \quad (11)$$

を採用しよう。但し A は振幅、 x_0, a は常數、 h は高さである。これを (9) 式に入れると

$$\xi = \frac{A}{\pi} \int \frac{\rho_0 g}{T_0 P_0} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{x}{x_0} \right) e^{-ax} dh \quad (12)$$

となる故地上では

$$\xi = \frac{A}{a\pi T_0 P_0} \rho_0 g \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{x}{x_0} \right) \quad (13)$$

となる。一方 η も同様に地上では

$$\eta = -\frac{A}{\pi T_0 P_0} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{x}{x_0} \right) \quad (14)$$

なる事を知る。此れを (5) 式に入れ積分すれば風の模様がわかる。依つて u, v を求めて η に依る項が小さいので省略すれば

$$\begin{cases} u = \frac{-Ag}{a\pi T_0 u_0} \int_{-\infty}^x \frac{\cos \frac{l}{u_0}(\zeta-x)d\zeta}{x_0 \left(1 + \left(\frac{\zeta}{x_0}\right)^2\right)}, \\ v = \frac{Ag}{a\pi T_0 u_0} \int_{-\infty}^x \frac{\sin \frac{l}{u_0}(\zeta-x)d\zeta}{x_0 \left(1 + \left(\frac{\zeta}{x_0}\right)^2\right)} \end{cases} \quad (15)$$

となる。猶 u は x の函数になつた故、發散、收斂があり、従つて上昇氣流や下降氣流が出来る。これがどうなるか調べて見よう。これは連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

に於いて、小さい項を省略すれば

$$w = - \int_0^h \frac{\partial u}{\partial x} dh \quad (17)$$

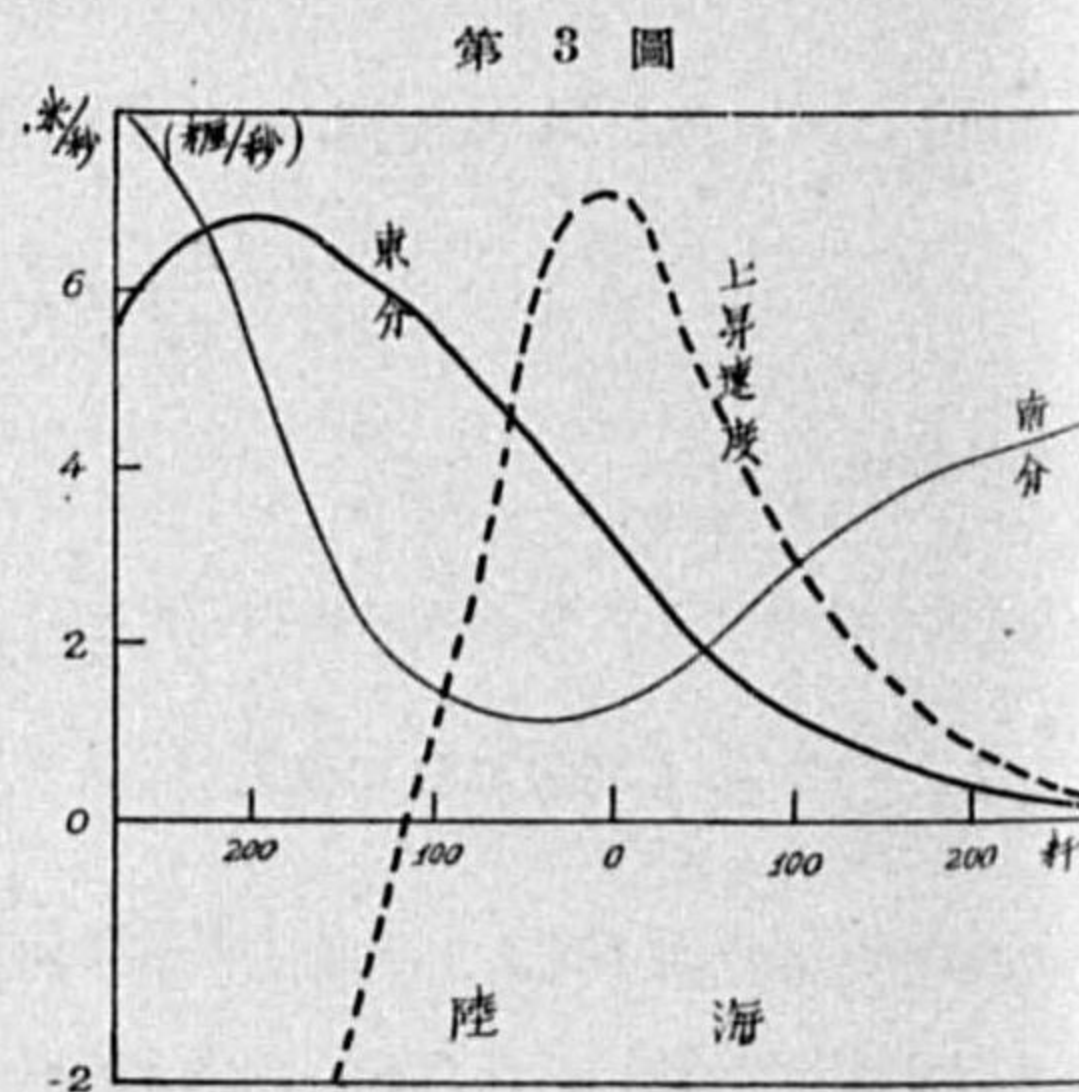
となる故容易に計算出来る。即ち

$$w = \frac{Ag}{a^2 \pi T_0 u_0} \left\{ \frac{1}{x_0 \left(1 + \left(\frac{\zeta}{x_0}\right)^2\right)} + \frac{l}{u_0} \int_{-\infty}^x \frac{\sin \frac{l}{u_0}(\rho-x)d\zeta}{x_0 \left(1 + \left(\frac{\zeta}{x_0}\right)^2\right)} \right\} [1 - e^{-ah}] \quad (18)$$

となる。

§4. 計算結果の數値例

今 $T_0 = 25^\circ\text{C}$, $u_0 = 5 \text{ m/sec}$, $A = 4^\circ\text{C}$, $x_0 = 50 \text{ km}$, 緯度 30° とした時、 u, v, w がどれ位になるか數値積分に依つて求めて見ると第3圖の如くなる。即ち海と陸の境界附近で流れの様様が大分變り、陸に少しく入つた所では南分が減少し、東分が出てくる事が分る。そしてその大きさは4乃至6 m/secの程度になる。此の結果は定性的には前の實例と略一致する。又上昇氣流も海陸の境界からやや内陸に入つた所で極大になりその大きさは500 m以上では7 cm/secになる。この事は朝雨が不連続線の極く附近に限られると云ふ事實とも合ふのである。猶此の風の變化は氣温の日變化に依つて生じた海陸風と同じものである。この海陸風に関してはいろいろの研究があるが、⁽¹⁾ 現在の取扱ひ方が今迄と少しく異

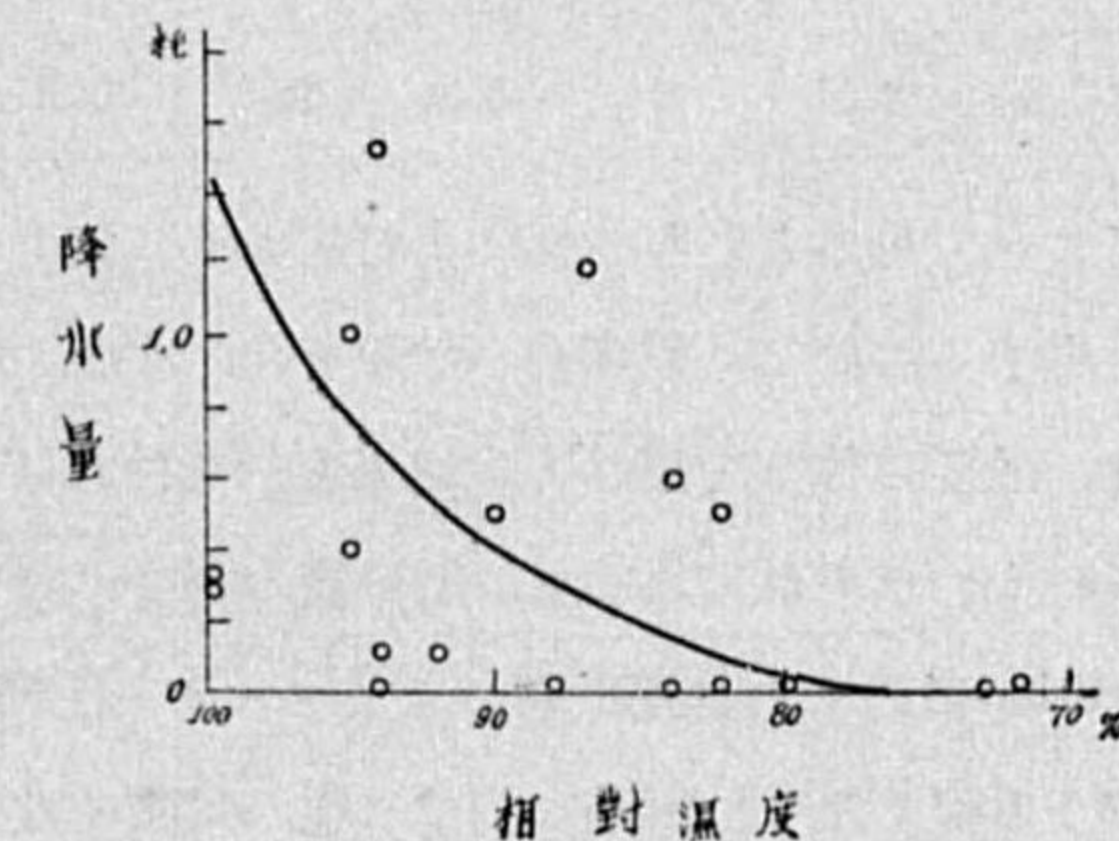


(1) 岡田武松: 氣象學礎石, 上巻, 407-412.

なる點は普通は $\frac{\partial u}{\partial x}$ 等の項を省略し、 $\frac{\partial u}{\partial t}$ の項を残すが、現在は反對に $\frac{\partial u}{\partial t}$ の項を省略した事である。此れは普通は一般流がないとするのに現在は反つて此れが大きいとしたからである。それにもかかはらずその振幅、流れの様様も定性的には一致するようである。

さてこれだけの上昇氣流があると充分雲の生成、雨の原因になり得る。今凝結した水蒸氣が全部雨になつて落ちるものとすれば 7 cm/sec の上昇氣流では東京附近の夏季には一時間約 6 mm の降水量になる筈である。しかし實際には到底これだけのものはない。非常に大きい時で一朝 15 mm 程度である。この喰違ひは雨滴の蒸發に依つて説明出来る。降水の原因が高々 500 m の極く低い所であり上昇氣流も弱い故、生ずる水滴の半径はあまり大きくなる筈はない。大きく見積つて直径 1 mm とはならないだらう。高橋(喜)⁽¹⁾氏の研究に依ればこれだけの雨滴では 500 m も落下すれば蒸發で消えてしまふ筈である。實際雨滴の出来る高さは地上に於ける相對濕度が 80% 位として約 400 m と推定される故、地上に落ちてくる間に大部分が消えてしまふ筈である。従つて降水量がすくないのも當然の事である。此の様に考へてくると上昇氣流は氣壓配置に大きな差がない限りあまり大きな差は考へられぬ故、凝結高度の方が降水量を支配する因子として重要な事が考へられる。既に實例の所で指摘した如く、此の種の雨は房總方面の水張が局部的にとくに大きい時に起ると云ふ事を述べたが、これはこの事を物語るものであらう。又此れを確める一つの方法として、關東地方に南東風が吹いてゐる時をとり、房總方面の相對濕度と東京地方の降水量を調べて見ると第4圖の如くなる。點が随分ばらついてゐるので斷定的事は云へないがかなりの相關が認められる。又 100% の時の降水量は十數耗になるが、その値は降水時間が3時間として 5 mm 程度になるから前の上昇氣流から推算した値 6 mm と一致する。

第4圖



§5. 補遺及結言

以上の如き考察から途中の取扱ひは甚だ粗雑ではあつたが、此の種の雨は陸と海との氣温の日變化の違ひに依り小さい不連続線が出来る爲と考へられる。ただ此所で一言したい事は此の種の雨が殆んど南風の場合に限られてゐる事である。そして南風が相當吹いてゐる時の方が著るしい。もし氣温の日變化の海陸に依る差異に依るものならば南風は必要條件とは思はれない。南風が必要なのは前節に述べた如く雨になるには相對濕度が充分大でなければならぬ。これが満足されるのは主と

(1) Y. Takahasi: Experiments on the Evaporation of Water Drops and Some Applications of their Results to the Investigations on Raindrops. Geophys. Mag. 10, 321-330, 1936.

して南風で高温多湿の空気が運ばれてゐる時である。これ即ち南風の必要な由縁であらう。而して降水の様を出すには單に等壓線により上昇気流を出しただけでは不十分であり、水蒸氣に関する因子、例へば相對湿度の如きを考慮する事に依り初めて可能となるであらう。

終りにいろいろ有益なる御指導を賜つた岡田臺長、藤原先生に衷心よりの謝意を表す。

毛髪自記湿度計の新案

倉石六郎

序論

相對湿度と毛髪の伸縮との關係は、古くは Gay-Lussac の求めた表があり、其の後も精しい研究⁽¹⁾がある。それによると湿度 0% の時の伸びを 0 とし、100% の時のそれを 100 とすれば次の表の様になる。

相對湿度 (%)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
毛髪の伸び	0	20,9	38,8	52,8	63,7	72,8	79,2	85,2	90,5	95,4	100

これで見るとわかる様に、0% から 100% 迄湿度が變化すると、全體の伸びの 20% 以上の伸びを生ずるに反し、湿度が 90% から 100% 迄變る間の伸びは僅かに 5% に達しない。従つてこの儘、毛髪の伸びを用ひて自記湿度計を作れば、示度の目盛は一樣でなくなる譯である。R. Fuess 社製のものそれがあつて、低湿度の部分の目盛の幅は高湿度の部分に比べて著しく廣い。W. Lambrecht 社のものは同社製のポリメーターと同じ機構を用ひて居る爲、湿度 70% 位の所の目盛の幅が一番狭くなり、兩端に行くに従つて廣くなつて居る。

この様な不整な目盛では實用上いろいろ不便があるので、F. Richard 社のものは毛髪によつて回轉する軸と、自記ペンの軸との間にカムを置き、低湿度の時は倍率を小さくし、高湿度の時は倍率を大として、自記紙上の目盛が一樣になる様に工夫した。吾國で用ひられて居るのは多くこの F. Richard 型のものである。

この F. Richard 型には次の如き缺點がある。

a) カムの製作の困難 カムの型が圓弧とか算術螺旋の様な簡單なものであれば、器械によつて

(1) W. Grundmann: Z. Instrumentenkde. Bd. 54. (1934) S. 411.

E. Kleinschmidt: Beitr. Phys. fr. Atmosph. Bd. 2 (1908) S. 99.

A. F. Spilhaus: Massachusetts Institute of Technology, Professional Notes. No. 8 (1935).

容易に精確に作る事が出来るが、この湿度計用のものはもつと複雑な曲線であるから、最後の仕上げは手工による外はない。

b) カムの接點に於ける摩擦 普通のカムではその接觸點には滑り摩擦を免れない。矢龜紀一氏⁽¹⁾の考案によるものは、轉り接觸をする筈であるが、それでも塵が附着したりすれば可成りの摩擦を生ずる虞れがある。

c) 調整の困難 カムが正確に出来て居たとしても、このカムのどの部分を用ひるかによつて、示度と倍率との關係が變化する。それ故器械を組立てた後の調整に多大の手数を要する。

以上の如き缺點がある爲に、市販の自記湿度計には精確なものは甚だ少ない。著者は之を遺憾として、新にカムを用ひないで、而も目盛の一樣になる様な自記湿度計を考案した。

構造

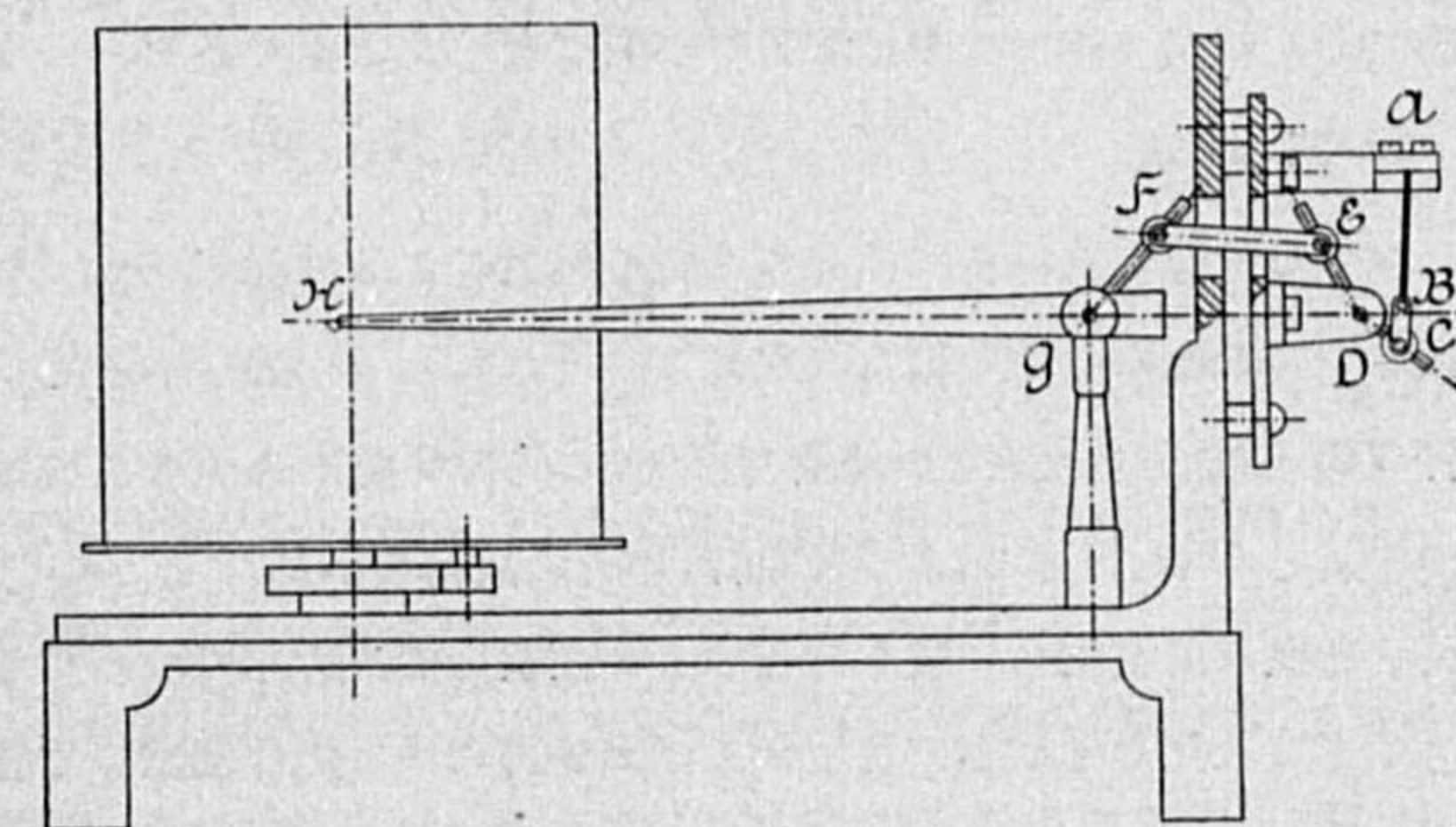
著者の考案したものは第 1 圖の如き構造で、其の外観は殆んど F. Richard のものと同様である。これは現在市販の器械の部分品の大部分及び自記紙が其の儘使用出来る様にと考へたからである。其の主要部分、即ち F. Richard のものでカムの存在する個所を特に擴大して其の作用を第 2 圖に示した。符號に 0 を付けた

のは湿度 0% の時の位置で、100 を付けたのは 100% の時の位置を示す。其の間のもは各 20% 毎の位置である。圖に於て毛髪は A, A' なる水平な二點 (圖に於ては A' は A に重なつて見える) で其の兩端を支へられ、其の中央 B は懸金 BC で下方に引張られて居る。D は紙面に

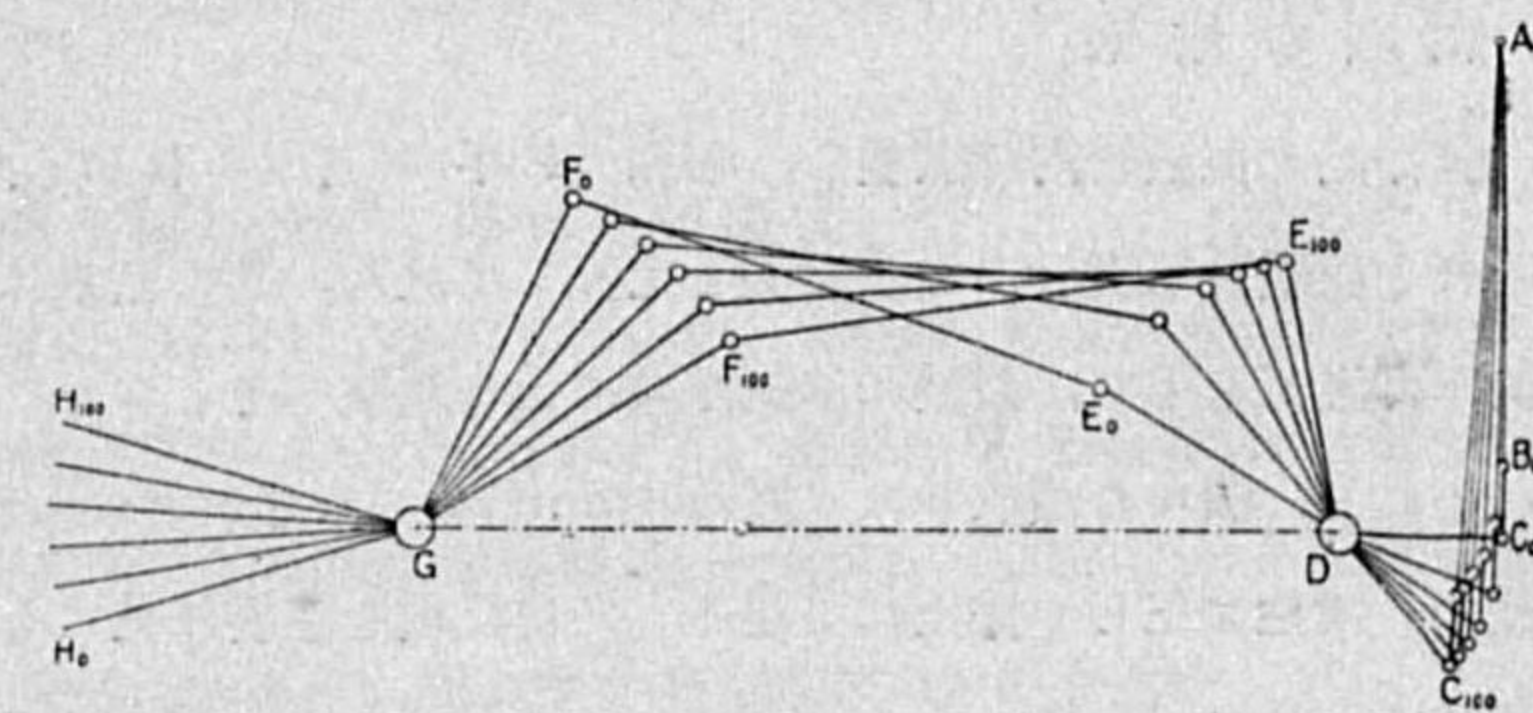
直角な回轉軸で、それに DC 及び DE なる二本の槓杆が固定されて居る。槓杆 DC には前述の懸金の一端がピン C で止められて居る。従つて D の軸は毛髪の伸縮によつて回轉する。D に平行で同じ高さに今一つの回轉軸 G があり、これには自記ペ

(1) 天氣と氣候、第 4 卷 (昭和 13 年), 543 頁。

第 1 圖



第 2 圖



ン GH と楯杆 GF とが固定されて居る。楯杆 DE と GF との間はピン E と F とによつて短冊 EF で連結されて居る。單にこれだけの簡単な構造によつて所期の目的を達する事が出来る。

最も適當と思はれる各部の寸法を次に記す。これは所謂中型自記湿度計用のもので、示度の寸法は 0% から 100% 迄が 80 mm, ペン軸の長さが 140 mm として求めたものである。

100% に於ける毛髪長さ=190 mm, $DC=9$ mm.

以上二つの量は毛髪の種類により幾分變化する。

懸金 $BC=8$ mm, $ED=15$ mm, $EF=30$ mm, $GF=20$ mm, $GD=49$ mm, $AD=28$ mm,

$\angle FGH=132^\circ$, 0% に於て $DC \perp AC$.

勿論 DE, EF, FG 及び GD の長さは同じ割合で變化させても差支へない。又 $AD=40$ mm, $BC=20$ mm 位としてもよろしい。

尙この構造では、毛髪が常に適當な張力で引張られる様に、 D の軸に重量又は發條を着けて、 D 軸が常に右廻りの力を受ける様にする必要がある。又自記ペンを無理に下方に押し下げても、毛髪が弛むだけであるから差支へがないが、ペンを無理に押し上げると毛髪に過大な張力がかゝり、毛髪を切断する虞れがある。短冊には張力だけが作用する筈であるから、その両端のピンの孔を圓形でなく細長く作つて置けばこの心配はなくなる譯である。

計算方法

以上の寸法を求めるには先づ毛髪の湿度による伸縮が Gay-Lussac の表に従ふものとし、毛髪の長さや其の他の寸法を適當に定めて、それから D 軸の各湿度による回轉角を決定する。従つて楯杆 DE の動きも決定される譯である。一方 G 軸の各湿度に於ける回轉角が、自記紙の寸法から決つて居るから、それによつて楯杆 FG の回轉角が知れる。次に楯杆 FG の長さ、及び短冊 EF の長さを種々に假定し、最も具合のよい位置を圖式計算で求めたものである。かうして求めたのであるから、上記の寸法が一番よいとは云ひ得ない。然し死點の位置や其の他の事を考慮に入れれば、先づ普通の目的にはこの寸法で十分であらう。

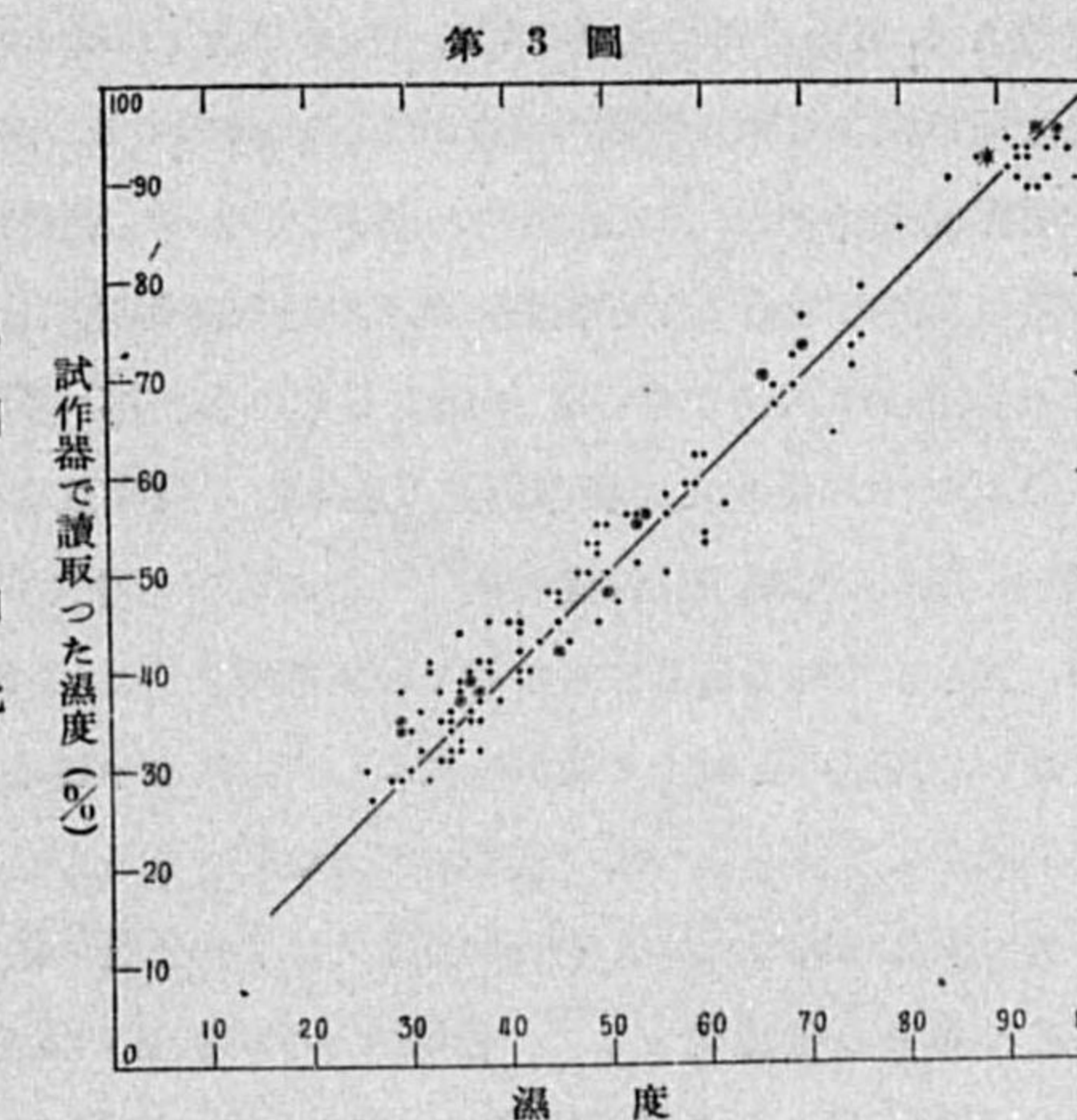
試験の結果

試作品を恒濕槽内で調整し、昭和 14 年 3 月 10 日から同 17 日迄百葉箱に入れて自記せしめ、それと乾濕計寒暖計による實測と比較して見た。其の結果は第 3 圖の様になつた。圖の横軸には實測した湿度をとり、縦軸には試作品による讀取りをとつた。勿論毛髪などと云ふ有機物質を用ひて居るので、個々の讀取りには遅れ (time lag) などがあつて精確とは行かないが、湿度と度盛との間の一次性は正しく保たれて居る。又自記紙を直接に見ても摩擦なども殆んど認められず、同時に記録せしめた F. Richard 型のものより、ずつと成績がよろしい。

以上求めたものは、所謂中型自記湿度計用のものであるが、他の型のものにも應用出来る筈であ

る。然し實用上は自記湿度計の大型は、型が大き過ぎ、さりとて精度も大してよろしくないから、今後は次第に用ひられなくなる事と思はれる。従つて大型用の寸法はこゝには記さない。これと同じ方法をポリメーターに利用したら面白い事と思ふ。

本試作品の製作は長谷川計器製作所の米山見司、前田和宏の兩氏の御厚意によつた。此處に感謝の意を表す。



東北地方に於ける八月の氣温の異常低冷と緯度變化との關係に就いて (第二報)

北 澤 貞 雄

はしがき

東北地方に於ける凶冷に関する調査⁽¹⁾第一報に次いで、本文に於ては第一に東北凶冷地に於ける 8 月の氣温の特異性に關する調査を示し、他地方に對して特異の點を明らかにする。第二に其の特異の現象たる氣温の異常低冷を起す原因を藤原先生が⁽²⁾嘗て指示せられた緯度變化に求めて見た。即ち前半の調査に依つて凶冷的現象の代表的觀測地と考へられる宮古の 7, 8 月の氣温と緯度變化との關係有無を調査し、稍々興味ある結果を得たので第二報と爲し、凶冷の原因又は豫想の研究に對する参考とする。

1. 各地 8 月平均氣温の標準偏差と低冷なりし年の年平均偏差

東北地方の凶冷現象に於ては 8 月の氣温の低冷は云ふ迄もないが、氣温偏差が緯度其の他の氣候的因子で推定せられる一般的偏差の振幅を越ゆるには非ざれども、氣温の平均値が該地の作物成育上の臨界温度に近い爲に斯様な現象を起す⁽³⁾ものか、又氣温偏差が一般的に推定せられる振幅を遙か

(1) 東北地方に於ける 8 月の氣温の早期豫想に就いて。氣象集誌。第 2 輯 第 16 卷、第 9 號。

(2) 藤原博士：諏訪湖結氷日調査。氣象集誌。大正元年、400 頁及大正 9 年、131 頁。

(3) 例へば稻垣博士の學説の如く (稻作豐凶問題の決論)。

に越えて、云は異常低下を起して臨界温度下に降る特殊現象なるやを明らかにし、若し後者に類するとせば因つて来る特種の氣象的原因を探求するのが一つの急務である。此處に東北、北海道各地の標準偏差 $\sqrt{\frac{\sum(\bar{t}-t)^2}{n}}$ を 1900—1937 年の 38 年間の材料により求むれば第 1 圖の如くにして、顯著凶作年に於ける平均偏差の地理的分布と相似にして、標準偏差の大なる中心は凶冷の中心と一致するを見る。(第一報第 2 圖参照) 元來気温の平均偏差又は標準偏差は主として緯度及地形に關係し、地形的に類似の地點では緯度の高くなるに従つて増大するのが常であるが、凶冷中心地である宮古に於ては標準偏差(±) 1.56 度を示し緯度の高い北海道の各地より遙かに大にして、凶冷中心地たる三陸沿岸は標準偏差より見ても一種の氣候の特別地帯であるとせねばならぬ。

次に東北地方及北海道各地の凶作又は不作を醸す様な温度の低下又は之に準ずる低温度として、各地の月平均気温の偏差 1.5 度以上を 1900—1937 年から全部撰び出して見ると第 1 表の如くである。之に依れば各地の低温が各別々に起るのではなく、或一定の年に全般的に低温となり、大體に於て凶冷年には宮古の偏差は何時も大きく、東北地方及び北海道の凶冷は宮古一ヶ所を目安にすれば足りるかの如く、之にても三陸の沿岸の特異性が認められる。

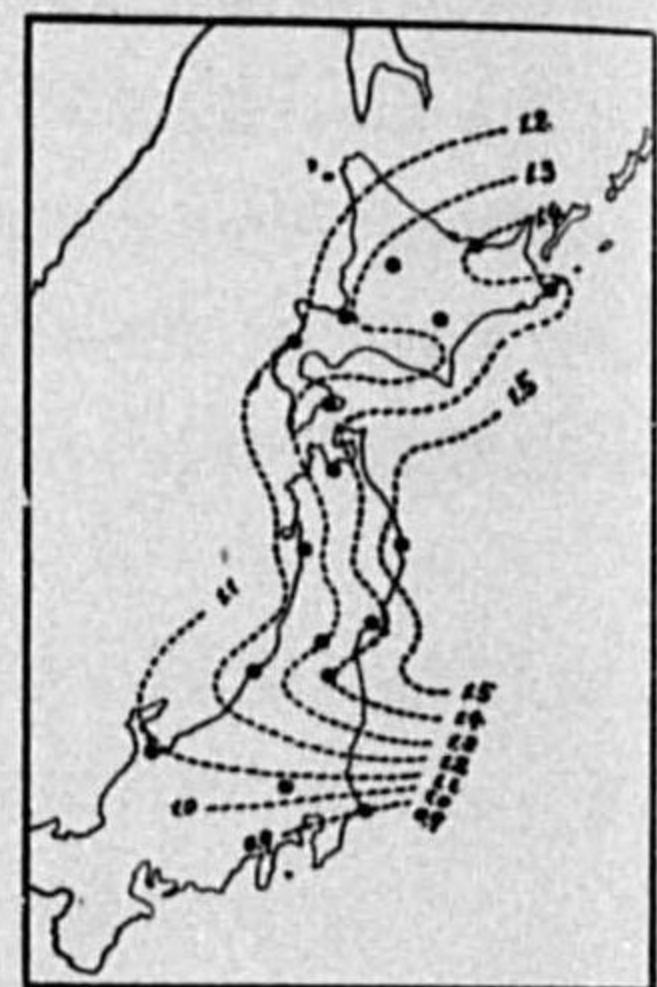
第 1 表 8 月低温表(東北、北海道) |平均気温偏差|≥1.5°C (1900—1937)

場所 年	銚子	新潟	福島	山形	石巻	宮古	秋田	青森	函館	壽都	札幌	帯廣	旭川	網走	根室
1902	-1.7	-2.6	-3.3	-2.5	-3.2	-3.7	-2.5	-3.0	-3.7	-3.1	-3.0	-3.1	-2.7	-1.8	-2.5
1903						-1.5	-1.7				-1.7		-1.8		
1905	-3.3	-3.7	-4.3	-3.8	-3.9	-3.9	-3.4	-2.9	-2.7	-2.1	-2.2	-2.7	-2.5	-2.4	-2.4
1906			-1.5		-1.6	-2.5		-1.6	-1.9						
1910			-1.5	-1.8		-1.6									
1911														-2.4	
1912															-1.5
1913		-2.7	-2.3	-2.8	-2.3	-3.0	-2.5	-2.5	-2.6	-2.3	-2.5	-2.5	-2.1	-2.2	-2.9
1917															-1.5
1926															-1.7
1932															-1.7
1934		-1.7		-1.7			-2.0	-1.5					-1.7		-1.5
1935					-1.5	-1.8		-2.1	-1.9	-2.1	-1.6	-1.9	-1.9	-2.2	

2. 半旬期平均異常低温の發現頻度の年變化及び 8 月に於ける地理的分布

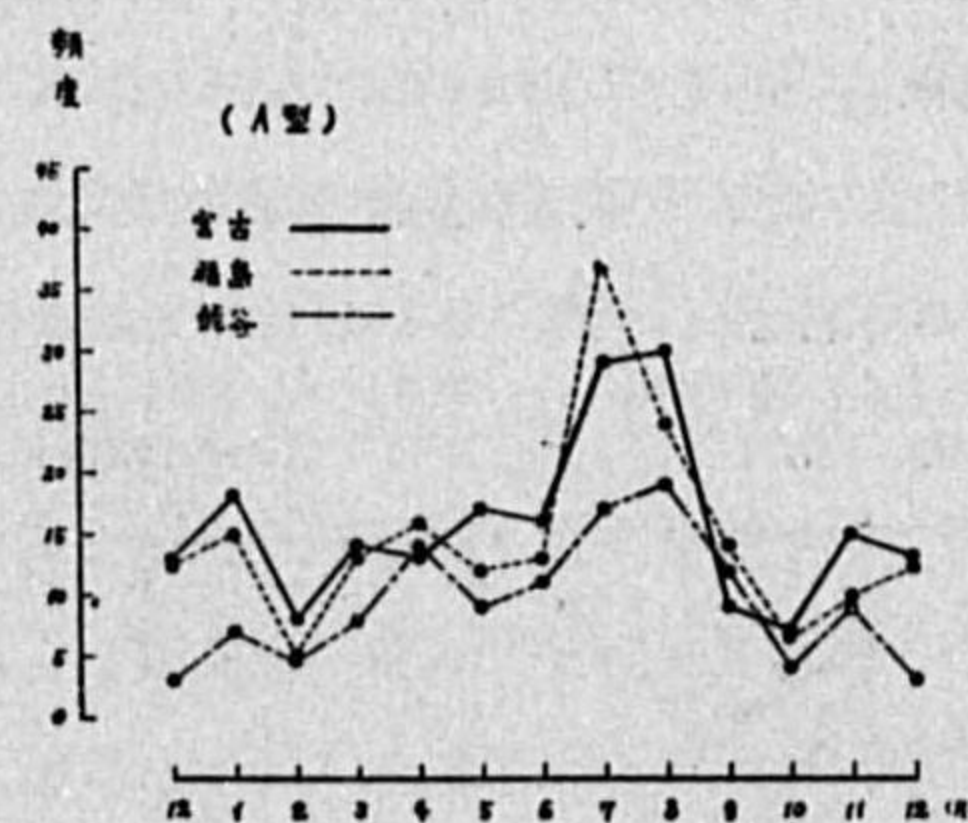
前節に述べた如き 8 月平均気温偏差に特異性を有する地と然らざる地とは標準偏差の年變化に於て如何なる相異あるやを調査する積りであつたが、目的の都合上半旬期平均気温の異常に低冷なるもの、發現頻度に代へた。春季から秋季に到る間に東北、北海道では偶々季節外れの異常冷気を受ける事があり、若し 7、8 月の頃之が長引けば凶冷現象を起すのであるが大抵數日で終る事が多い。之を考慮して半旬期平均気温年偏差 D が(±) 3.0 度又は(±) 4.0 度以上を矢張り 1900—1937 年

第 1 圖 8 月気温標準偏差(1900—1937)

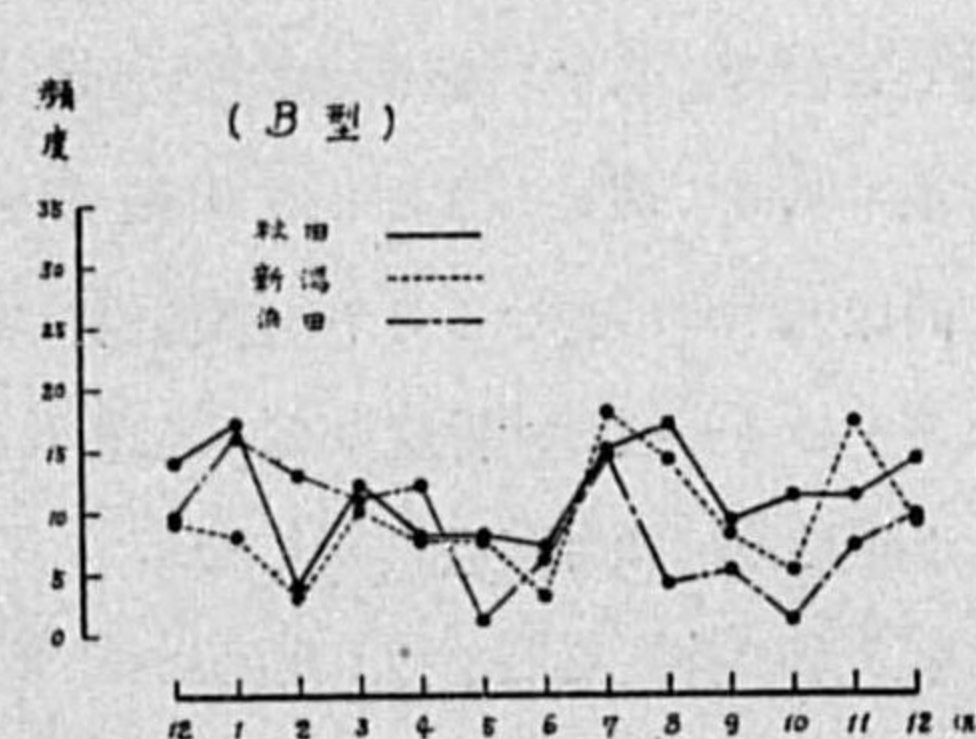


の 38 年間に全部拾ひ出して見た。正偏差に就いては此の度は割愛し負偏差の場合だけを述べる事にする。第 2 圖は $|D| \geq 3.0^\circ\text{C}$ の頻度を月別に數へた年變化である。1 と月は順序に 6 旬宛を取り、12 月は 7 旬とし回数に 6/7 を乗じた。頻度は % ではなく各地各月共全回数 228 回に對するものである。(一) 3.0 度と決めたのは相當の異常低温(積算で (-) 15 度)を示し、頻度の餘り小さく

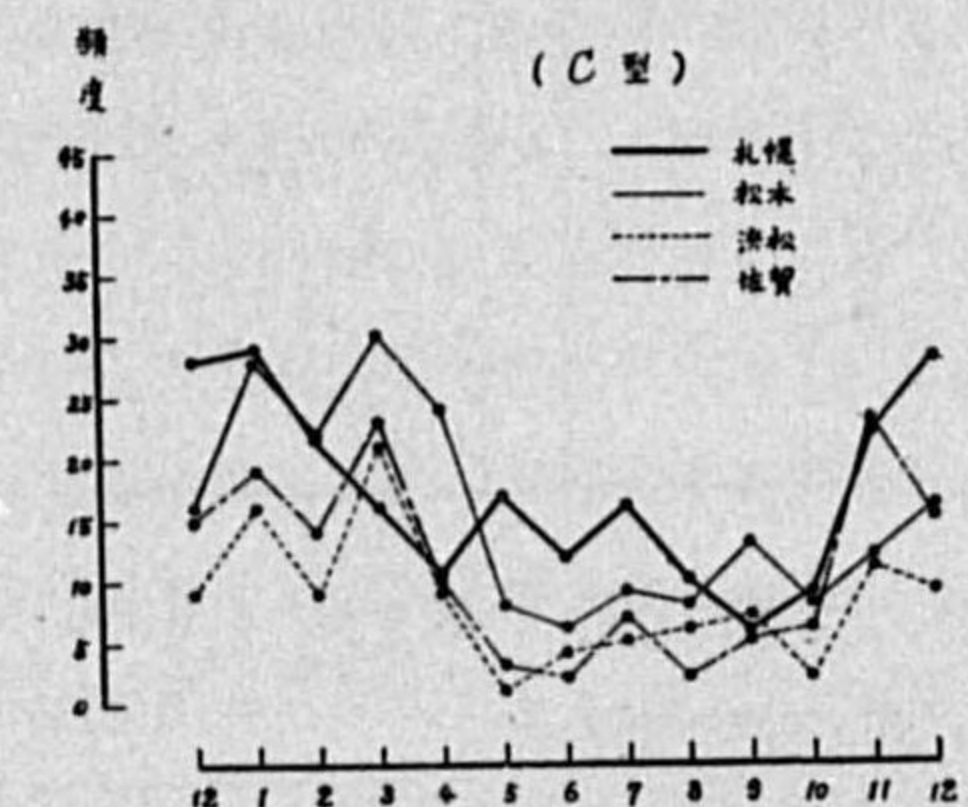
第 2 圖 (A)



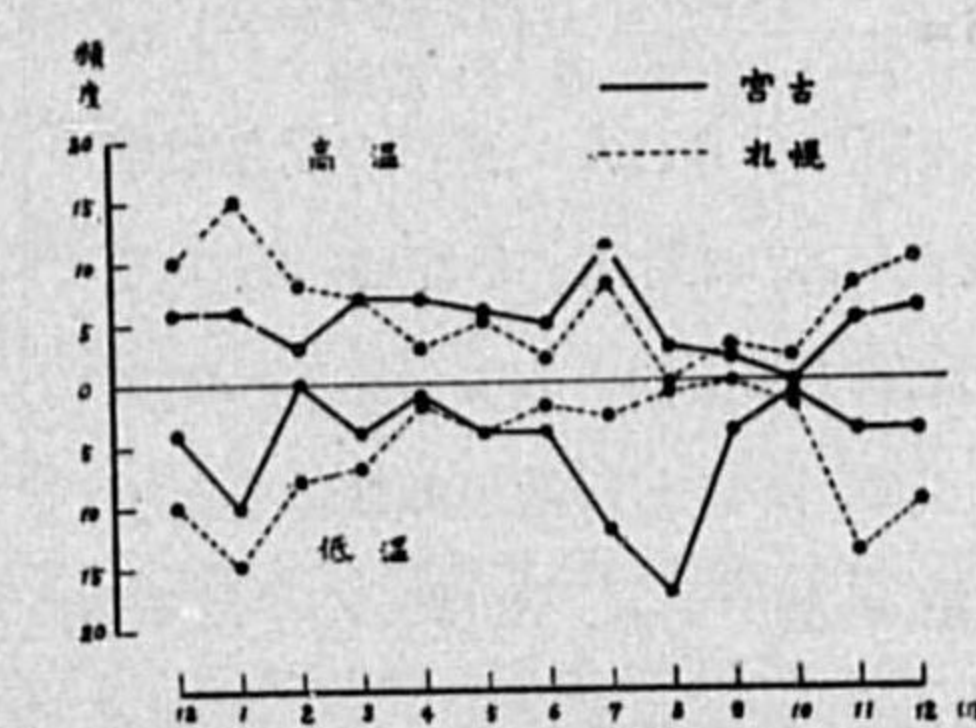
第 2 圖 (B)



第 2 圖 (C)



第 2 圖 (D)



ない處を採り度い爲で外に理由は無いが、年變化の傾向は (-) 2.5 度又 (-) 4.0 度とした場合も相似であつた。気温の標準、平均兩偏差又は變化の幅等は何れも一般には緯度の高い程大きく、大陸、海洋兩性氣候の遷移地帯では大きく、冬期は夏期に比して遙かに大きくなると云ふのが⁽¹⁾普通であるが、之等と略相似の意味を持つと思はれる異常低温の發現頻度も本邦内地に於ては大體緯度の高い程大きく、冬期は夏期より遙かに大きい第 2 圖 (C) 型の様な變化を想像せられるが、東北の凶冷地では全く反對的變化を示す事が分つた。即ち第 2 圖 (C) に明らかな如く、佐賀・濱松・松本・札幌は一般的標準型で、夏期は冬期に比して頻度が遙かに小さく最大は 1 月又は 3 月に起つて居る。然るに第 2 圖 (A) に於ては之と逆變化を示し、盛夏季 7、8 月には冬期又は他期より斷然大きく、宮古・福島等東北凶冷地に於ける夏期気温は異常低温を現出する事が如何に多いかを示して居る。

(1) オークランドに於ては例外を示し逆である。

此の逆変化は夏期以外の季節は寧ろ普通型で、夏期に於ける頻度の甚だしく大きいのに因るのであらうと思はれる。然し東北凶作地よりすつと緯度の低い松本・濱松等に於て宮古・秋田・福島・新潟等より冬期又は春期に大きくなつて居るのは意外であつた。第2圖(B)は(A)の夏期に於ける頻度の山が低くなつて冬期と同程度となりたるものにて年変化は平坦に近い。秋田・新潟・濱田等裏日本海岸が之である。(D)は $|D| \geq 4.0^\circ\text{C}$ のみを採りたる場合の年変化である。札幌・宮古兩凶作地に於ける顯著なる相連を示す。斯くて前節と同様8月の地理的分布を $|D| \geq 4.0^\circ\text{C}$ 又は $|D| \geq 3.0^\circ\text{C}$ の異常低温回数に依つて描いて見ると第3圖(A)又は(B)の如くで、異常低温の頻度の大きな中心は

第1圖と同様凶作年に於ける月平均気温偏差の大なる中心と一致し、緯度の高い北海道よりは三陸地方の頻度が遙かに大きい。

第4圖は第3圖の緯度更正を行ふ目的に作られたものである。曾て岡田先生⁽¹⁾は本邦各地の年平均気温の標準偏差の緯度による増大は $\delta = \frac{0.145}{1 - 1.122 \sin \theta}$ (δ : 標準偏差, θ : 緯度) にて表される事を示された。宮古の偏差標準を4.0度とし、之に對應する各地の値 I を此の式に比例するものとして計算すれば次表の如くにて、 $|D| \geq I$ の發現頻度分布を示

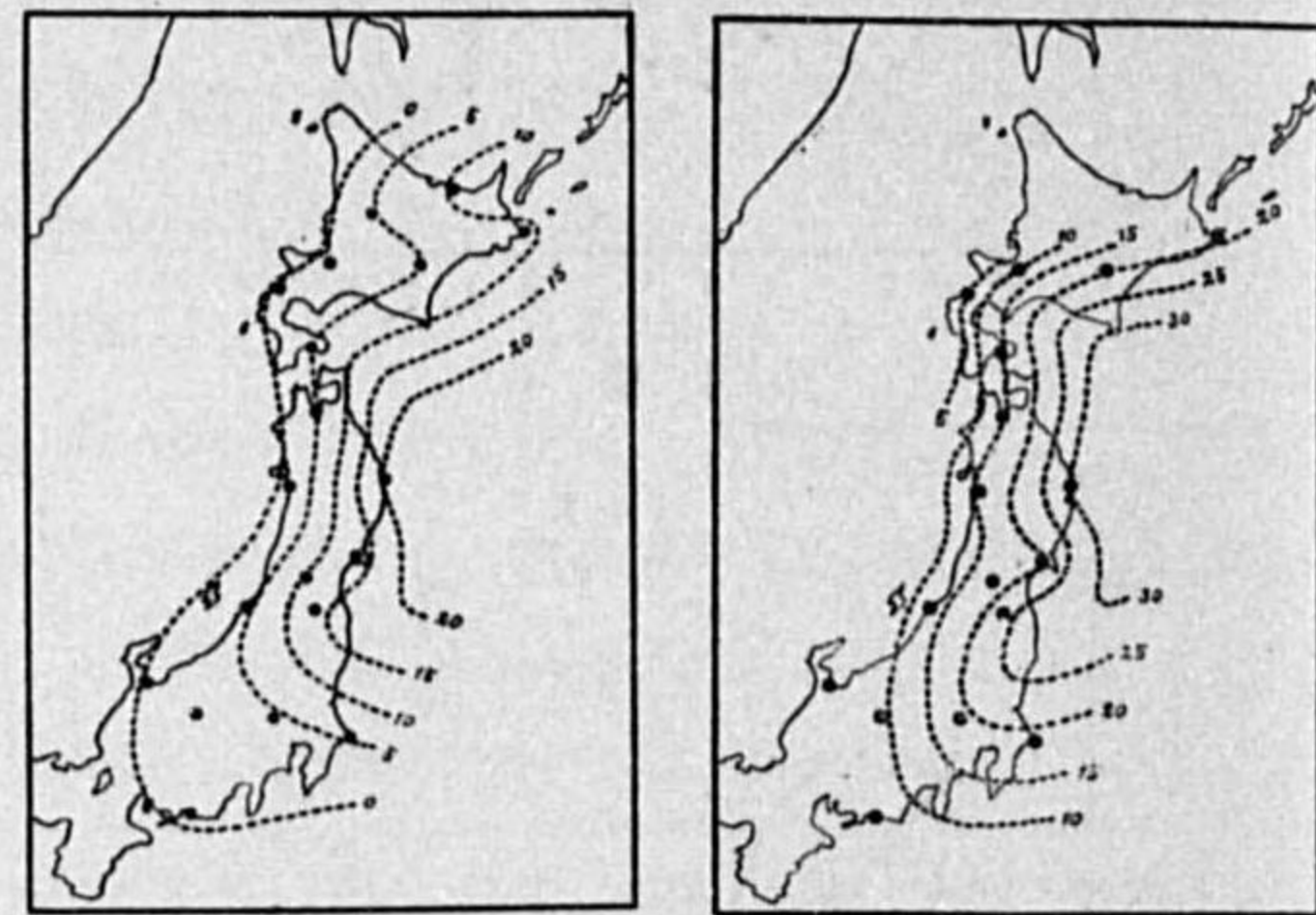
したのが第4圖である。夏期の偏差は年平均より緯度による増しが小さいとすれば、眞に緯度更正したものは第3圖と第4圖の間の型のものとなるであらう。

場所	I	場所	I	場所	I
網走	5.2	青森	4.2	伏木	3.5
旭川	5.1	秋田	4.0	松本	3.4
根室	4.9	宮古	4.0	藤谷	3.4
札幌	4.9	石巻	3.8	銚子	3.3
帯広	4.8	山形	3.7	濱松	3.1
函館	4.8	新潟	3.7		
	4.6	福島	3.6		

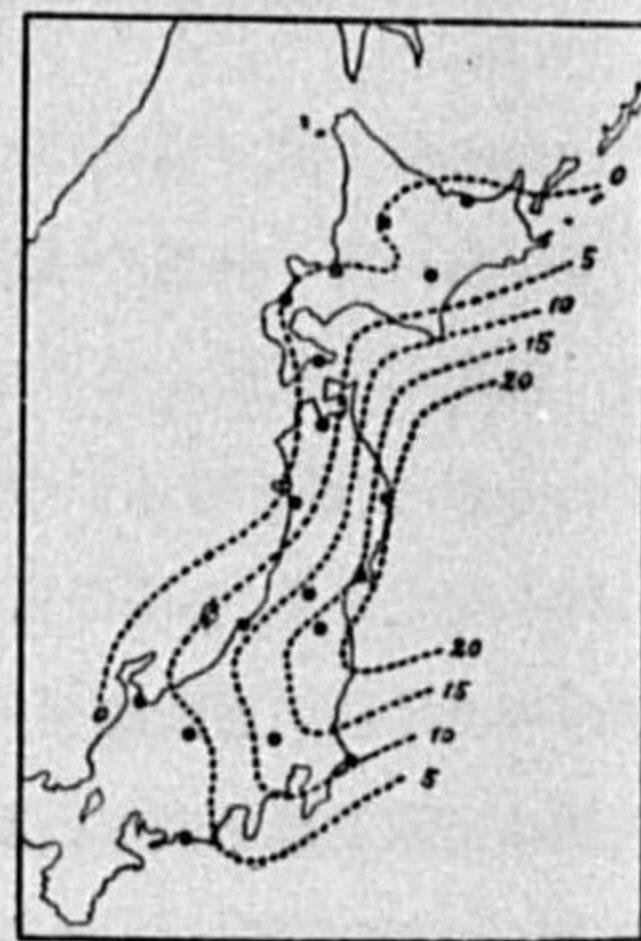
之等に依り東北凶冷の中心たる三陸地方は凶冷年に著しい異常低温を現すばかりでなく、稲作に最も重要期間たる8月中に異常冷氣を受ける事が他地方に比較して著しく頻繁である氣象的特別地域と見る事が出来る。

(1) 岡田博士：天氣と氣候、昭和11年5月號。

第3圖(A)8月気温 $D \geq 4.0^\circ\text{C}$ 頻度分布 (July 30-Sept. 2, 1900-1937) 第3圖(B)8月低温 $D \geq 3.0^\circ\text{C}$ 頻度分布 (July 30-Aug. 28, 1900-1937)



第4圖 8月低温 $D \geq 1$ 頻度分布 (July 30-Sept. 2, 1900-1937)



3. 8月に於ける半旬期平均気温偏差の歪度

凶冷中心地方である宮古に於ては8月中異常冷氣を受ける頻度が他地に比較して著しく多いが、其の偏差の頻度曲線の異状性を本節で附加する。年による特に著しい氣象的異變の起らない地方では気温偏差の頻度分布は緯度又は地形等によつて曲線の型は異なるが大體誤差法則に従ふ可きである。期間の短い嫌ひがあるが材料の都合上1900—1938年の39年間、7月30日—9月2日、全回数273回に依る事とした。第5圖に宮古・秋田・札幌・佐賀等のものを示す。秋田・札幌・佐賀等は

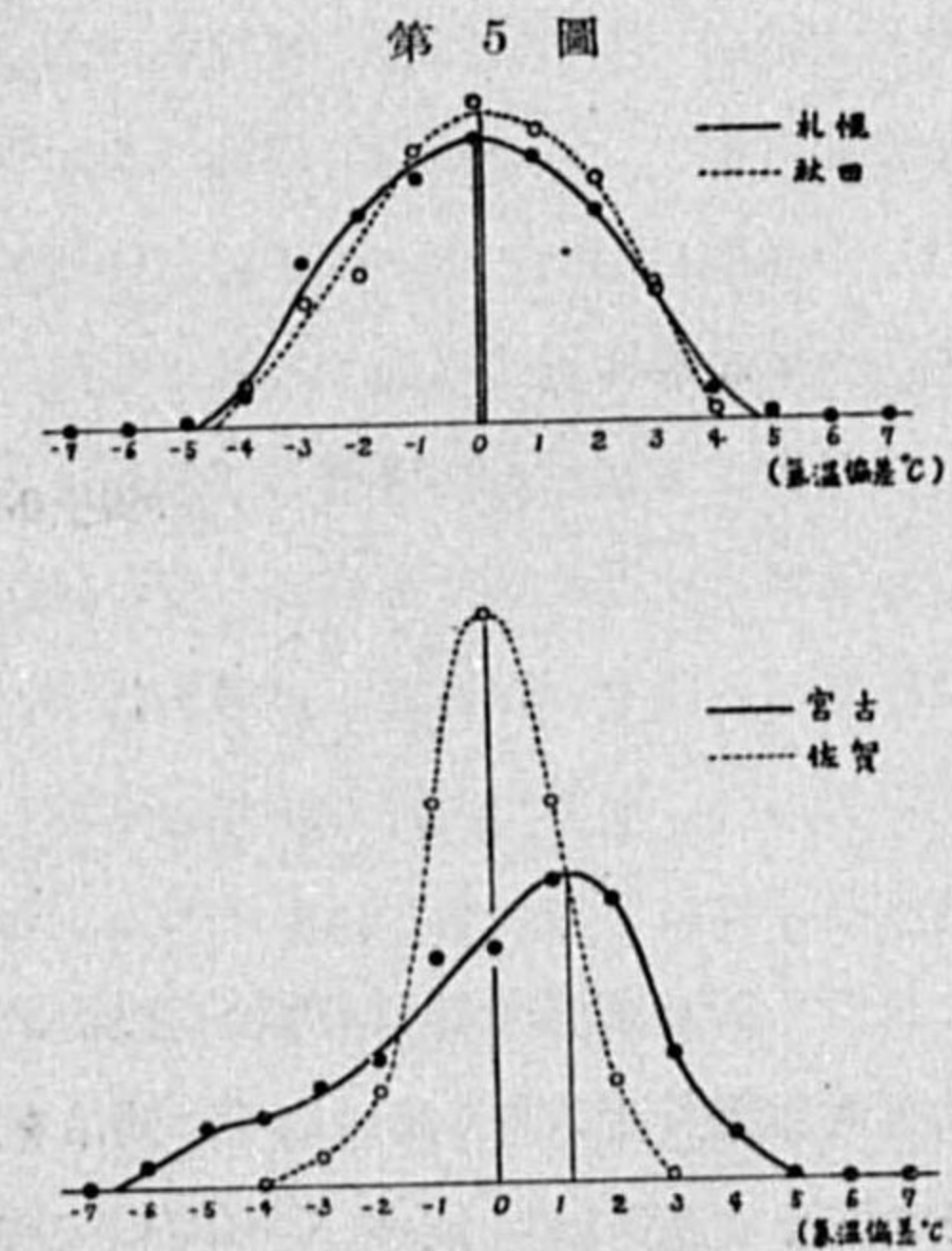
気温變動の振幅の差異はあるが大體に於て零に對して對稱的の曲線であるが、之に比し宮古は可なり異状を呈して居る。宮古のモードは1.25度位に在り著しく對稱性を欠き、若し気温平年値を算術平均に依らずモードに依るとせば気温低冷の異常は更に深刻となる。之等を綜合して考へるに、北海道地方の凶冷は偏差がさ程異常的振幅を現す様な氣象的異變の原因がなくとも、気温の平年値が作物の臨界點に近い爲に割合起り易く、東北地方の凶冷は之と稍、趣を異にし、凶冷年に於ける三陸地方の8月の低温は普通の緯度地形等より考へられる一般的偏差の振幅を遙かに越えた異常低冷で、北海道地方の凶冷に比し更に特異の原因が存在するかと思はれる。かく

て宮古は8月の気温が低冷となりたる凶冷年に於ける偏差最大の地點たるのみならず、異常冷氣を最も頻繁に受ける地域であり、東北、北海道各地の何れかが異常低温を現はす場合には宮古にも必ず相當の異常を呈して居るから、宮古を以て凶冷の目安とする事の可能なのは寧ろ好都合の事である。

4. 凶冷年は太陽黒點數の極大極小期と一致するや

凶冷は太陽黒點數の極大又は極小の年又は其の附近の年に現出すると云はれて居るが、其の年頃に該當するからと云つて必ずしもある譯ではない。又此の説には異論もあるので、物理的意味は別として宮古を代表地とし觀測開始以來の異常低温と極大極小期の偶然一致率と實際とを簡単に比較して見ると次の如くである。宮古の1883年—1938年の56年間に於て8月平均気温の平年差が2.0度(A)又は.5度(B)以上低かつた年を異常低温年と見て、太陽黒點數の極大極小起時より±1.0年以内に之が起りたる場合に兩者が一致したものと見做す事としよう。N年間に8月の異常低温がK回、黒點の極大極小がM回、低温と極大極小との一致回数を(KM)回ありとし、兩事象は全く關聯が無いとすれば

$$\frac{(KM)}{N} = \frac{K}{N} \cdot \frac{M}{N} \quad (N \rightarrow \infty).$$



N は年を単位として (±) 1.0 年を一致の範囲としたので N 年間に黒點の極大極小に相當する年は平均 $2M$ 回ある譯である。第 2 表黒點との差年は黒點の極大極小起時より低溫年の 8 月中旬迄の年差である。 M は黒點の極大、 m は極小を示す。之に依つて同式の前邊、後邊及誤差 (公算) を計算すれば (A) の場合には

$$\frac{(KM)}{N} = 0.089 \pm 0.026,$$

$$\frac{K}{N} \cdot \frac{2M}{N} = 0.016 \pm 0.014,$$

$$\therefore \frac{(KM)}{N} > \frac{K}{N} \cdot \frac{2M}{N}$$

(B) の場合には

$$\frac{(KM)}{N} = 0.089 \pm 0.026,$$

$$\frac{K}{N} \cdot \frac{2M}{N} = 0.051 \pm 0.019,$$

$$\therefore \frac{(KM)}{N} > \frac{K}{N} \cdot \frac{2M}{N} \text{ は確實性を缺く,}$$

となつて (B) の場合には確實性を缺くが (A), (B) 兩場合共に一致の關聯性があるかの如く、凶冷を對稱とするには丁度好い目安である (A) 偏差 $\leq -2.0^\circ\text{C}$ の場合には充分一致性を認める事が出来る。次に第 3 表に依り 7 月の低溫に就いて同様に試みると (A) の場合でも

$$\frac{(KM)}{N} = 0.054 \pm 0.020,$$

$$\frac{K}{N} \cdot \frac{2M}{N} = 0.045 \pm 0.017.$$

又若し一致差年を (±) 1.5 年とし、後邊を $\frac{K}{N} \cdot \frac{3M}{N}$ とすれば (A) の場合には

$$\frac{(KM)}{N} = 0.071 \pm 0.023,$$

$$\frac{K}{N} \cdot \frac{3M}{N} = 0.067 \pm 0.023.$$

(B) の場合には

$$\frac{(KM)}{N} = 0.125 \pm 0.030,$$

$$\frac{K}{N} \cdot \frac{3M}{N} = 0.105 \pm 0.030.$$

第 2 表
8 月平均氣溫偏差 $\leq -1.5^\circ\text{C}$ (1883-1938)

年	氣溫偏差	黒點との差 (年)	一致
1884	-2.2	+0.7	M と一致
1902	-3.7	+0.9	m と一致
1903	-1.5	+1.9	一致せず
1905	-3.9	-0.8	M と一致
1906	-2.5	+0.2	M と一致
1910	-1.6	-3.0	一致せず
1913	-3.0	0.0	m と一致
1935	-1.8	+1.8	一致せず

第 3 表
7 月平均氣溫偏差 $\leq -1.5^\circ\text{C}$ (1883-1938)

年	氣溫偏差	黒點との差 (年)
1885	-2.8	+1.6
1895	-2.4	+1.4
1897	-2.1	+3.4
1900	-1.8	-1.2
1902	-3.3	+0.8
1907	-1.9	+1.1
1908	-1.8	+2.1
1912	-1.5	-1.1
1913	-2.9	-0.1
1931	-3.3	-2.3
1934	-2.1	+0.7

となり、7 月低溫と黒點の極大極小との一致は此の材料では可なり疑しい事となる。一致差年 (±) 1.0 年又は (±) 1.5 年とするのは勿論問題だけれども見解からすれば寧ろ妥當であり、又少しく變へて見た處で結果に大差はない。

5. 凶冷は緯度變化と關係無きや

かくて 8 月の低溫は此の材料からも矢張り黒點との關聯性を認められる事となつたが、其れに該當する年頃になつても低溫の微々だに現れない事も相當あるのは問題を取扱ひにくくする。凶冷の直接原因は氣壓配置の變異に在り、太陽黒點の極大極小期には大高氣壓の消長並に其の位置に大きな異常があると統計から結論されて居るが筆者は之に緯度變化との關聯を附加したい。極の位置が僅か 20 米位しか變らない緯度變化が直接に作用して大高氣壓の位置を變へるとは今の處考へられないが、相關聯した變異が起つて居るかも知れないので次の調査を取へて進めた譯である。太陽黒點が増大し、太陽放射が強くなると中緯度地方の大高氣壓帯が發達し、中心部が北偏する事はクレイトン氏等の功績に依つて發見せられて居るが、斯様に赤道地方から高緯度地方へ空氣の送られる事が旺んる時、又黒點減少して太陽放射が弱くなり、寒冷の爲に極地方に堆積した空氣が北方から押し出ださるゝ時、緯度變化が作用して其等の氣塊をある時期にある位置に停滯せしめ、又は流出せしめる様な事があるかも知れないと云ふ様な事も強ち否定ばかりは出来ないのではなからうかと思つて、早速問題になつて居る冬期⁽¹⁾グリーンランド西部の異常高溫和北歐の異常低溫のシーズン問題に當つて見た處、冬期北極の位置が或る定つた範囲内に来る時は、アイスランド附近に高壓部を生じ之からの暖氣流を受けるグリーンランド西部のヤコブスハーフェン方面に於ては異常高溫和を現し、月平均偏差 $+10^\circ\text{C}$ 以上に及ぶ事あり、又之からの冷氣流を受ける北歐ウプザラ、プレスロー等に於ては異常低溫和を現し、月平均偏差 -10°C 内外となる事實あるを認めたので、東北、北海道地方に夏期異常低溫和を醸すオホーツク海方面の高氣壓の躊躇も又北極の位置と關聯無きやを試みようと思つたが、如何にせん此の高氣壓の消長又は偏位を判然と知る材料乏しく、又之を表す好き目安も得られないので、直接氣溫との關係即ち凶冷代表地として宮古の 8 月氣溫の異常低冷と北極の位置との關係を調べる事にした。氣溫と北極變位との關係を調査するにしても、緯度變化が氣溫の異常低冷を起す主原因又は顯著關聯事象でないとするれば、他の主原因による影響 (例へば太陽放射の變化に因る大氣循環の偏位等) を引き去りたるものにより關係を求めねばならないが、現在の處致し方が無いので唯氣溫の異常低冷年と北極變化との關係有無を莫然と調べて見た處割合に濃厚なるものであつた。使用した北極座標は 1899-9—1930-9 年は國際決定値により、1931-0—1936-9 年は木村博士の略式決定値で實際値となるには $\pm 0.02''$ 以内の修整がある由である。因に座標の原點は舊座標により新座標とは

(1) F. Loewe: Quart. Journ. Roy. Met. Soc. July 1937.

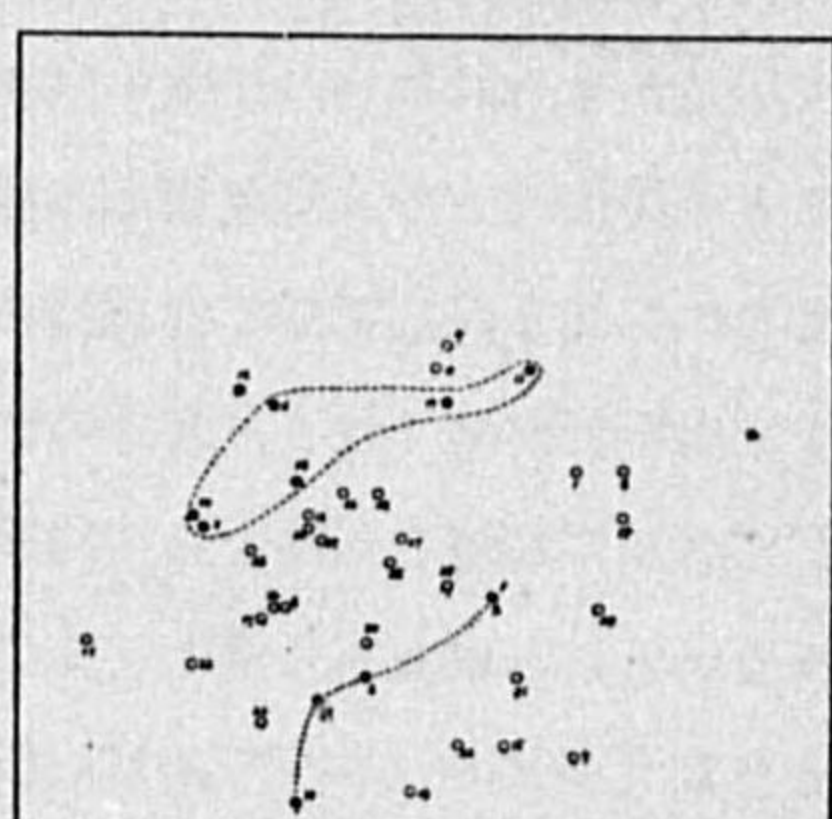
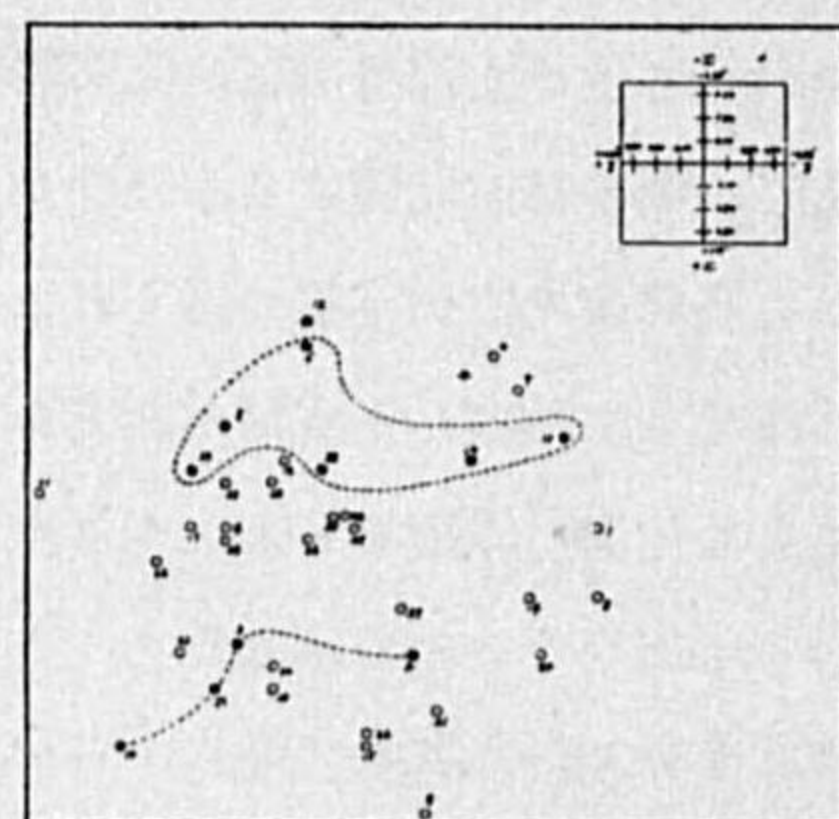
$$x_{舊} - x_{新} = +0.048'' \quad (x \text{ は Greenwich の方向})$$

$$y_{舊} - y_{新} = +0.072'' \quad (y \text{ は long. } 90^\circ W \text{ の方向を示す})$$

の関係があり、各座標の公算誤差は $\pm 0.01''$ 位の由である。又年の十分位は大體第 4 表の如くである。

6. 宮古の 8 月低温と北極變位との關係

緯度變化の材料に對應して気温や氣壓の材料も總て 1900—1936 年の 37 ケ年の材料及び統計に依る事とした。先づ半旬期平均気温 (7 月 30 日—9 月 2 日) を基礎とすると (凶冷を一つの特別現象と取扱ふ場合には冷氣の襲來



狀況からすると月平均気温より意味があると考へられる) 偏差 $-4.0^\circ C$ 又は $-3.5^\circ C$ 以下の異常低温回数は第 5 表の如くなり、●印は凶冷又は準凶冷年次にして此の年間には此の外凶冷は無かつた。之等の年は各年 8 月 (0.6 及 0.7 年) の北極位置を示したる第 6・第 7 圖の如く、割合はつきりと區劃せられる二つの區域内に在る事となる。異常低温が極變位によるとしても其の當時の極位置のみではなく前経過の履歴効果もある事であらうから、此の程度の關係は寧ろはつきりした方と云へよう。8 月の平均気温 (22.2 度) よりの偏差 $-1.5^\circ C$ 以下の低温を取ると第 6 表の如く、第 5 表中の年と一致して居るが数がずつと少くなり、偏差 $-0.7^\circ C$ 以下をとれば第 7 表の如くに第 5 表と略一致する。次にオホーツク海、

千島方面の高氣壓の大體の消長及び變位との關係を見る爲に

$$[P_n + (P_n - P_m)],$$

P_n は根室, P_m は宮古の海面氣壓, を指數として偏差 $+1.5 \text{ mm}$ 以上を撰べば

第 8 表の如くなり、第 5 表又は第 6 表と一致する年もあ

るが一致しない年も多い。勿論此の指數は気温低温を醸す高

第 4 表

年の十分位	月	日
0.0	1	1
0.1	2	6
0.2	3	4
0.3	4	20
0.4	5	26
0.5	7	2
0.6	8	7
0.7	9	13
0.8	10	19
0.9	11	25

第 5 表

年	$D \geq 4.0^\circ C$ の回数	$D \geq 3.5^\circ C$ の回数
●1902	3	3
1903	2	2
●1905	4	6
●1906	2	2
1910	1	2
1912	—	1
●1913	2	3
1919	1	1
●1931	1	1
●1934	1	1
●1935	2	3
計	19	25

第 6 表

年	偏差
1902	-3.8
1903	-1.6
1905	-4.0
1906	-2.6
1910	-1.7
1913	-3.1
1935	-1.9

第 7 表

年	偏差
1902	-3.8
1903	-1.6
1905	-4.0
1906	-2.6
1910	-1.7
1913	-3.1
1919	-0.8
1926	-1.0
1934	-1.3
1935	-1.9

第 8 表

年	偏差
1902	+1.6
1905	+2.1
1907	+1.9
1910	+3.5
1912	+3.1
1925	+2.3
1928	+2.9
1933	+1.6

氣壓の勢力を示す譯では無く、概觀的にオホーツク海、千島方面の高氣壓の優勢なる場合には此の指數が大きいで之を數量的目安としただけである。($[P_n - P_m]$ を指數とするも略同様の結果を得る。) 今第 7・第 8 兩表からの全年を (0.6 年) 北極位置圖に示せば第 8 圖の如し。

次に 8 月低温の豫想資料

として役立つかどうか當つて見ると、前年 (0.9 年) との關係が最もはつきりして居る。第 9 圖は第 8 圖と同様の 15 ケ年である。第 10 圖は凶冷の目安とするに最も都合な第 6 表 (偏差 $-1.5^\circ C$ 以下) に依る 7 ケ年である。此の關係は凶冷豫想の参考には可なり役立つ程度に達して居る。

筆者は曩に第一報に於て、東北地方の凶冷は前年 11 月から 12 月にかけての大陸高氣壓の構成に於て H_c 氣團の勢力が強いと凶

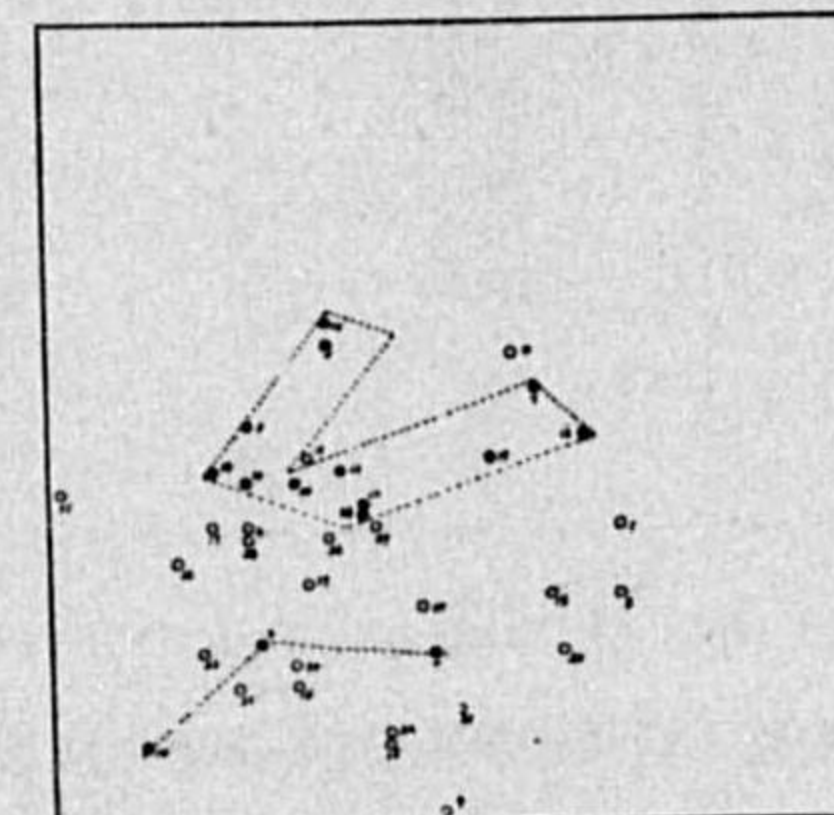
冷を醸し易いと述べたが此の事と一脈相通じて居る様に思はれる。即ち前述の通り (0.6 年) 又は (0.7 年) の北極位置と 8 月のオホーツク海方面の高氣壓勢力又は 8 月気温の低冷とが關係あると同様に (第 6・第 7 圖参照), (0.9 年) の北極位置と H_c, H_w 氣團との關係が存在し, (0.9 年) 頃北極が或る位置に來ると H_c が發達すると云ふ様になるのではないかと思はれる。若しかうだとすれば凶冷地 8 月の気温と相關する 11 月—12 月頃の大陸の氣象要素 (要素によつては本邦) により好き指數が得らるゝ事と思ふ。

次に異常低温の場合と同様に異常高温に就いても調査したく思つたが、凶冷地宮古の 8 月は第 2 圖 (D) 又は第 5 圖に明らかな様に異常高温は殆んど調査の必要が無いので、高低兩異常と北極變位との關係は次節 7 月の気温に就いて述べる事とした。

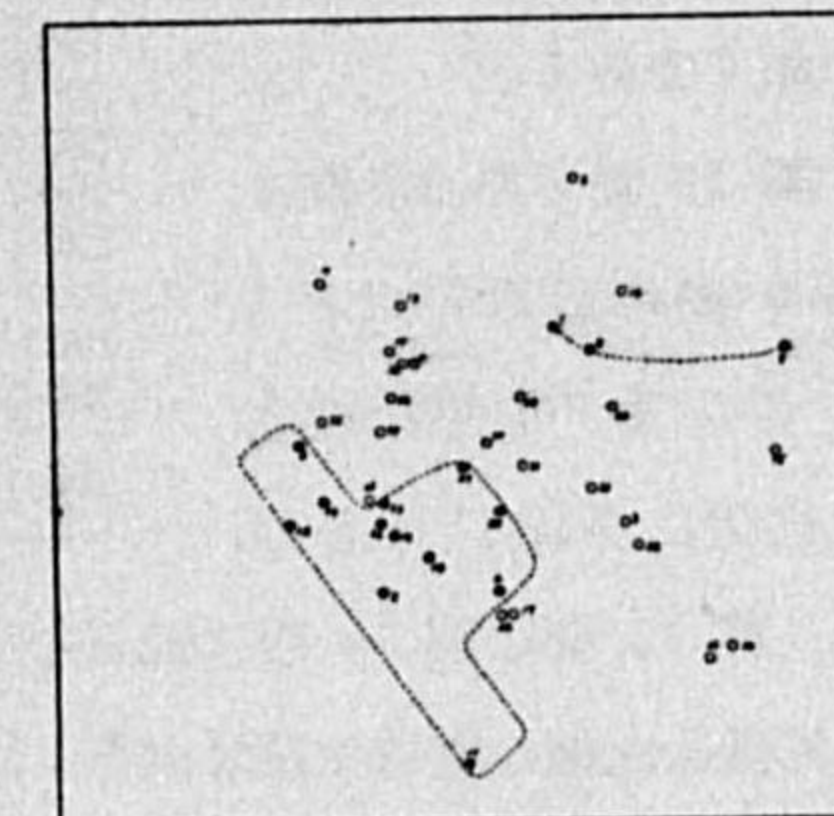
7. 宮古の 7 月の低温及び高温と北極變位との關係

前節と同様に宮古の 7 月気温の異常高低温を半旬期平均気温を基礎として 7 月中 (6 月 30 日

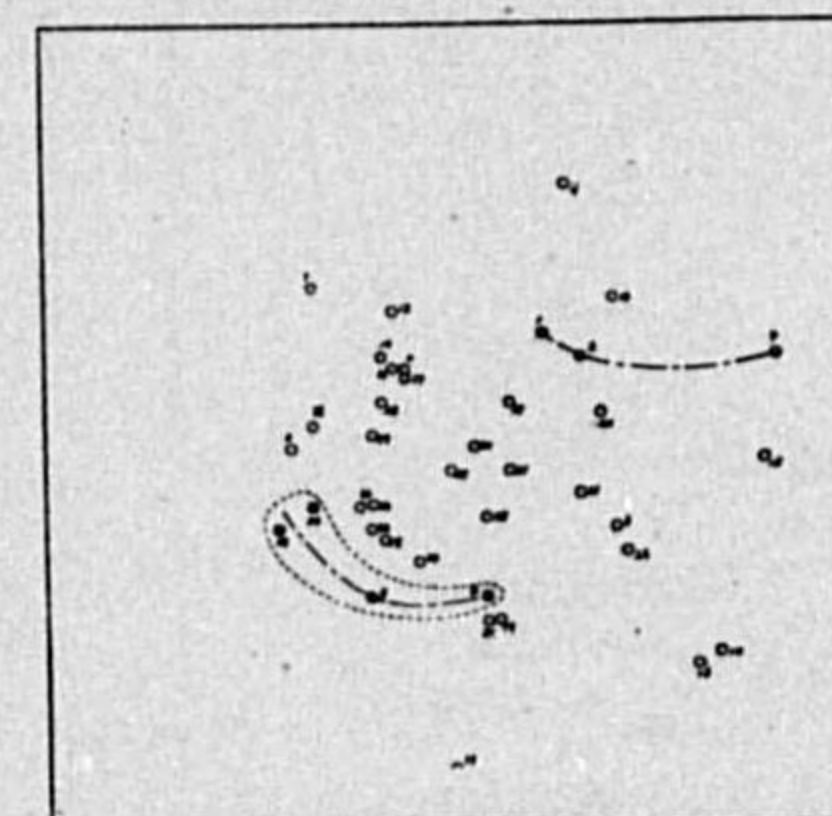
第 8 圖 (0.6 年)



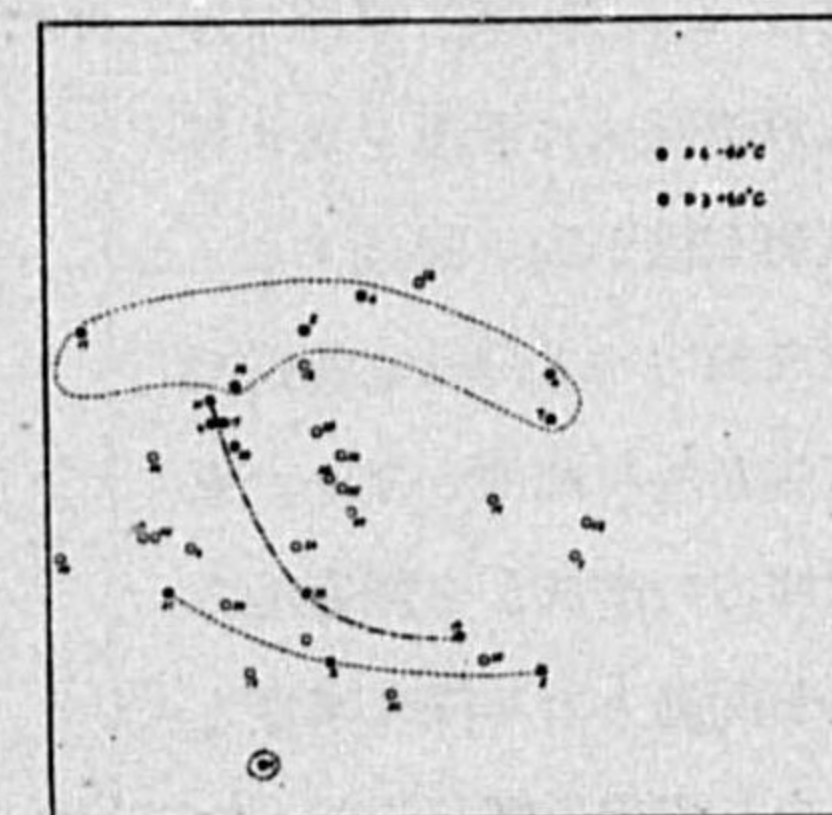
第 9 圖 (前 0.9 年)



第 10 圖 (前 0.9 年)



第 11 圖 (0.5 年)



—7月:9°日)異常回数を調べると第9表,又月平均が偏差±1.5°C以上を異常とすれば第10表の如くである.

第11圖・第12圖は第9表にある年次を7月(0.5及0.6年)の北極位置に分記したもので,

第13圖は第10表に依る年次を(0.5年)に分記したものである.之等によると7月の気温の高低も北極の變位に關係があり,高温と低温の區域が區分せられる様であるが,其の兩域が非常に近接して居る處もある.

之は7,8月の頃,東北又は北海道地方に低温を齎す高氣壓が僅か南に偏位すると東北地方の北部及北海道地方は意外に高温となり,東北地方の南部から關東地方等が低温となる様な事實と照合して寧ろ領けるかも知れぬ.其れにしても7,8月のみならず北極變位の經過を考へに入れた方が好いであらう.次に8月と同様に前冬期との關係を求むれば第14圖又は第15圖の如くである.第14圖は7月気温の低冷第10表Aに依るもの,第15圖は第8表と

同様にして得られたる7月中オホーツク海方面の高氣壓優勢と思はれる1906,10,13,16,19,21,28,32の8ヶ年の前年(0.9年)の北極位置に於ける區域である.

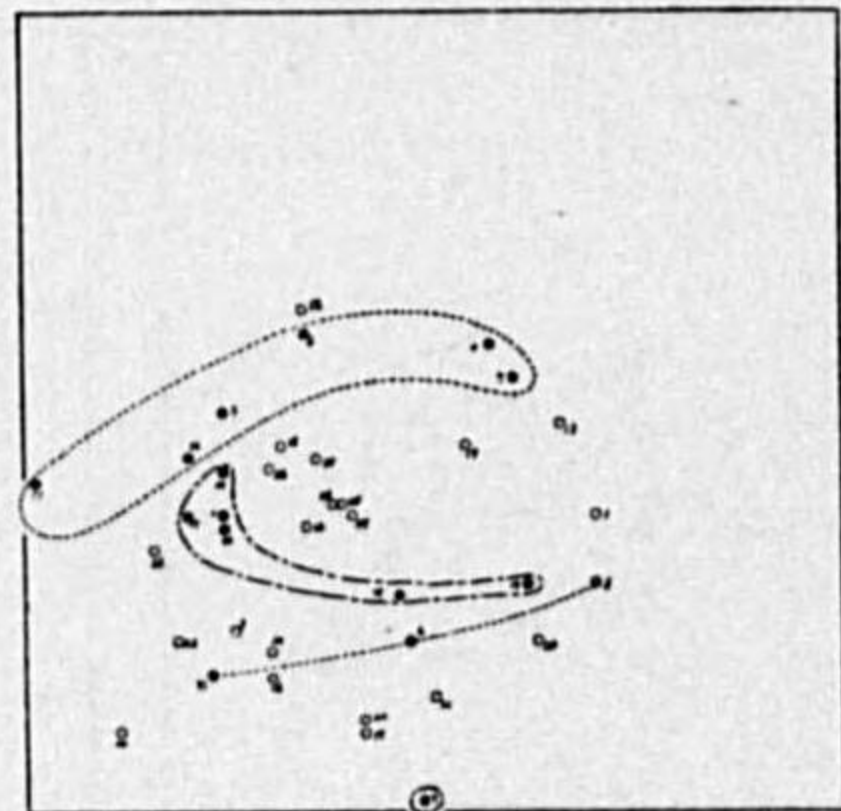
第9表

A (低温)		B (高温)	
年	D ≥4.0°C の回数	年	D ≥4.0°C の回数
1900	1	1904	1
1902	3	1909	1
1905	1	1914	1
1906	1	1917	1
1907	1	1924	4
1908	1	1929	1
1911	1	1933	2
1931	2		
1934	1		
計	12	計	12

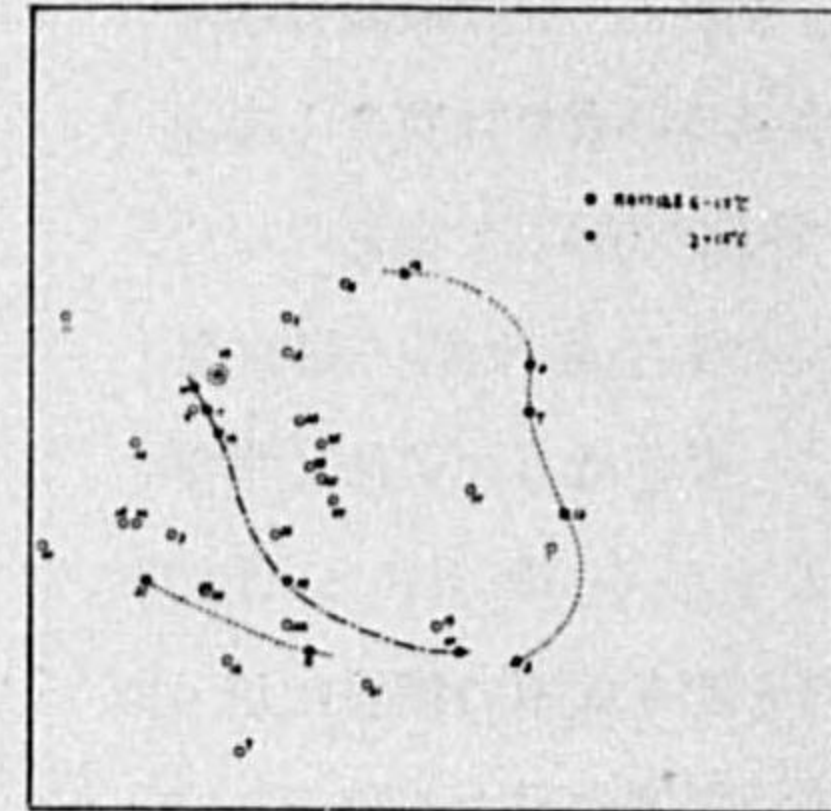
第10表

A (低温)		B (高温)	
年	偏差	年	偏差
1900	-1.8	1917	+1.8
1902	-3.3	1920	+2.3
1907	-1.9	1924	+4.3
1908	-1.8	1929	+2.5
1912	-1.5	1933	+3.0
1913	-2.9		
1931	-3.3		
1934	-2.1		

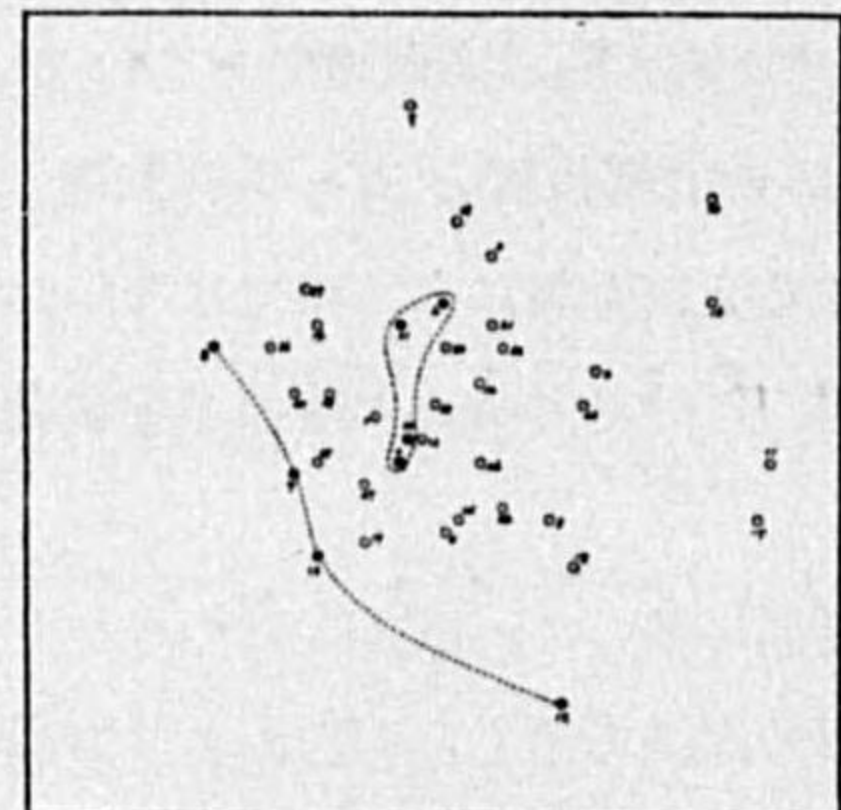
第12圖(0.6年)



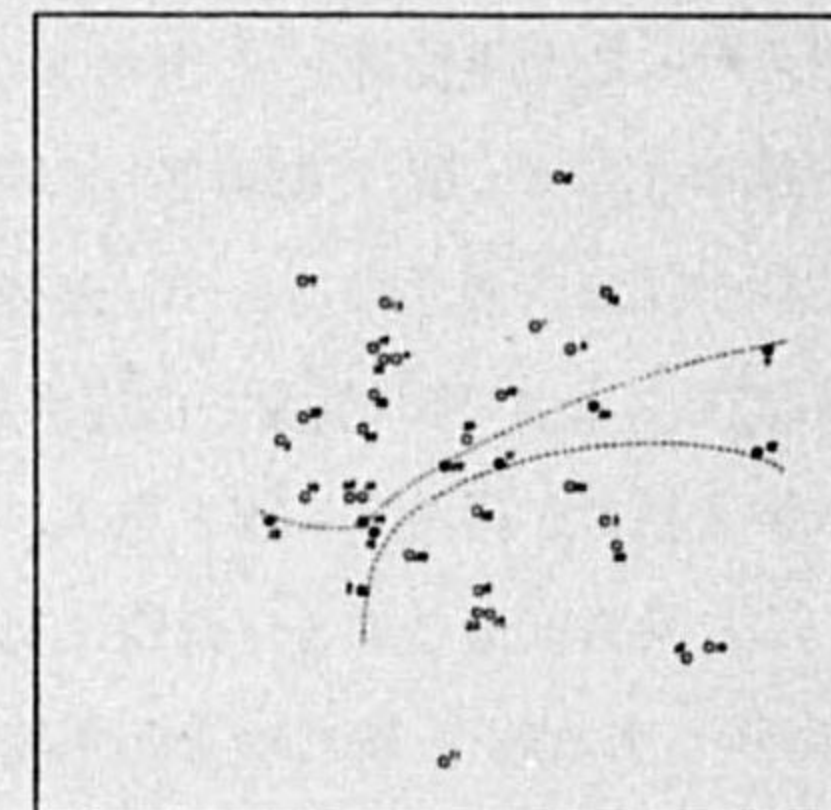
第13圖(0.5年)



第14圖(0.0年)



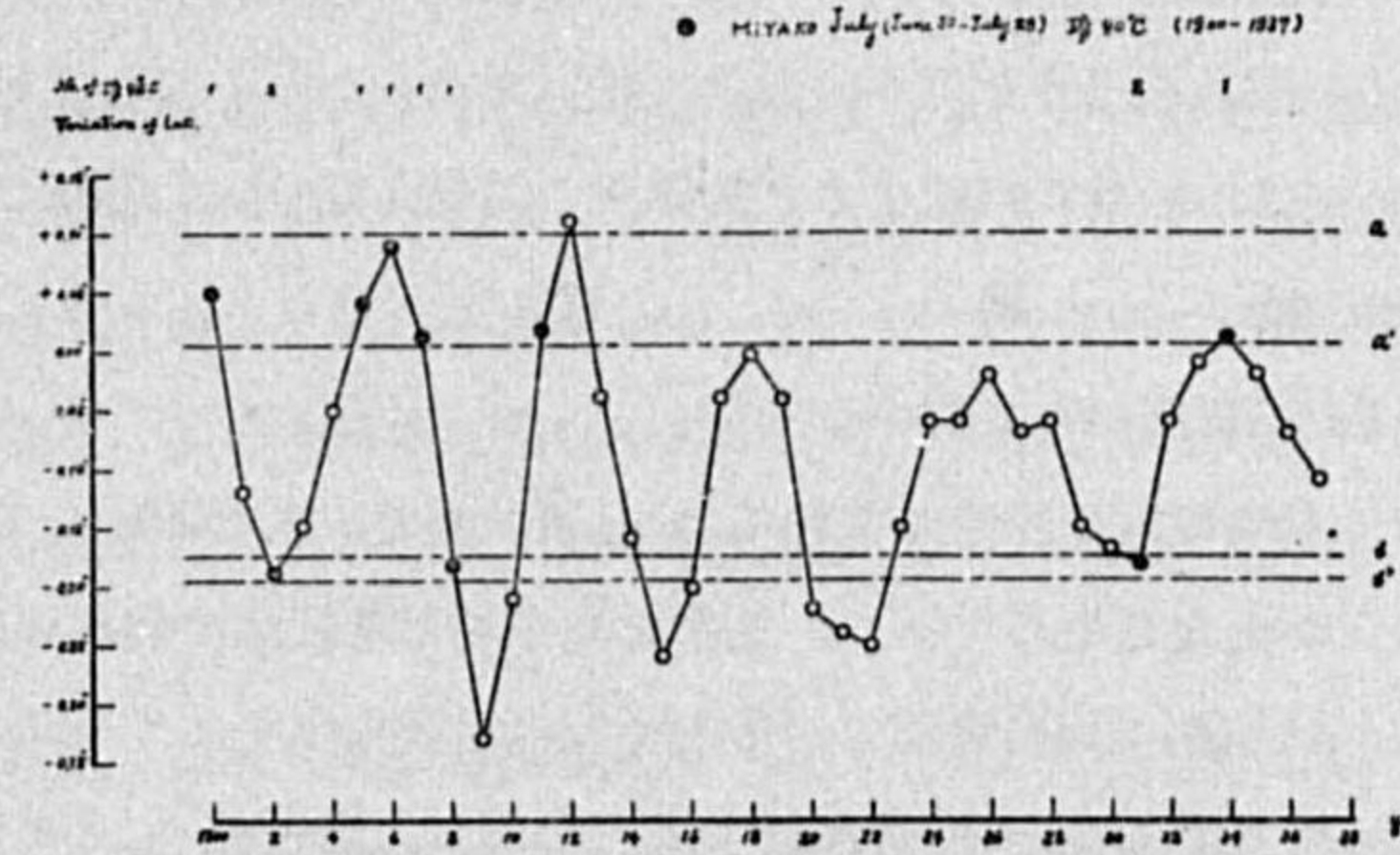
第15圖(前0.9年)



かくて宮古に於ける7,8兩月の異常低温は大體に於て北極位置が夏期本邦の方向に近寄つて過ぎる場合に多く,又遠ざかつてある位置に達する時にも起る事があると云ふ關係になる.而して之は低温の時はオホーツク海,千島方面の高氣壓が或る程度に優勢であり,太平洋高氣壓が南下した所謂梅雨明けの状態となれば高温となるが,南下し過ぎて第二の高氣壓がオホーツク海方面又は樺太方面に出る様になると又低温となると云ふ藤原先生の學說に一脈あるが如くである.然し高氣壓の偏位が地軸の位置が變る爲の原因に依つて起ると考へるには極の變位が餘りにも小さいが,複雑不明なる關係を豫期せられたるに對しては割合合理的らしい結果を得た.何れにしても相當の關聯があるのではなからうか.又之に依ると,夏期に緯度變化が14ヶ月又は12ヶ月週期の同一相になつても極が或る定まつた位置に來なければ凶冷は起らないが,極の變位のしようによつては數年間に2.3回起るかも知れないと云ふ關係となるが,然る事は凶冷史から見て寧ろ妥當である.

気温の過低に相當する極位置が幅の狭い二直線間のみある場合には一つの子午線に對する緯度變化だけでも事柄は分明する.例へば第12圖より之等の直線に垂直なる西經167度を得,之に對する(0.6年)の緯度變化を示せば第16圖の如くである.圖に明らかなるが如く,直線aとa'及びbとb'の間のみ7月中低温|D|≥4.0°Cは

第16圖 0.6年 Long. 16°Wに於ける緯度變化



存在し然らざる年は此の部分には全然存在しない.即ち宮古の7月の気温と(long.167°W,0.6年の緯度變化との間に相關がある.之は緯度變化の週期を14ヶ月とすれば(7月15日:long.173°E)(7月1日:long.161°E)に對應する.又同様に第11圖より(7月2日:long.160°abE)(abは約を意味する)を得る.之は凶冷の直接原因とされて居るオホーツク海方面の高氣壓(約long.140°E~180°E)と對應するものと考へられないでも無い.同様に第7圖から宮古の8月の気温の低冷に對して(9月13日:long.155°abW)(8月15日:long.140°abE)(8月1日:long.168°abE)の緯度變化が對應して考へられる.即ち7,8月の頃オホーツク海方面の高氣壓の位置に對する緯度變化がある限定せられた値になると凶冷を醸すのではないかと考へられないでも無い.勿論兩者を伴はせる外の大きい原因(例へば大循環の偏位のようなもの)があるかも知れないが.因に筆者は第一報に於てH_c,H_w期と稱して凶冷の起つた期間と起らなかつた期間とを分けて示したが之に於ても同様の事が同はれる.即ち0.6年及0.7年の緯度變化圖に依れば1900—1922年は變化の振幅が大きくしてaa'又はbb'の間に入る機會が可なり多いが,1923—1933年は振幅が小さくa'bの間に振動するのみにて,aa'又はbb'の間に入る事が無い.1934年以後又振幅が大きくなつて凶

冷を起し前報に示した H_c, H_w の区分と一致して居る。又函館 (1875 年以降)、宮古 (1883 年以降) 石巻 (1888 年以降) 等各地の 8 月気温の逐年變化に依れば、 H_c 期の振幅は H_w 期より著しく大きい事實と照合して興味がある。かくて宮古に於ける 7, 8 月の気温の異常低冷と緯度變化との關係は必ずしも微薄ではないと云へよう。而して又凶冷を起す氣壓配置の影響により緯度に變化を起して兩者の間に關係を生じたとは、極の變位、氣壓配置の狀況其の他により容易に考へられそうもない事である。又太陽輻射熱の變異に因る大氣大循環の偏位の影響が緯度變化と凶冷とを伴はせたとも結果からの推察に依れば現在としては考へにくい事である。即ち凶冷にとつては緯度變化も高低氣壓又は海流等の直接影響は別として、太陽輻射熱の變異に因る大氣大循環の偏位に基く影響に匹敵するものと考へたくなる。

以上は高氣壓の消長偏位又は気温の異常高低の起りたる年を平年からの偏差を目當に云はゞ全く假の方法によつて撰び出したのであるが、もつと其の異常度を能く現す指數を使用し、極變位の方も其の経過及速さを考へに入れて關係を求めたならばより好き結果が得られるであらう。又太陽輻射の強さの相異に原因する大高氣壓の消長、偏位との關係は最も重要であらう。

8. 結 尾

以上雑駁ながら要約すると

1. 三陸地方は凶冷年に於て 8 月気温偏差の大なる中心であるのみならず、8 月気温の標準偏差の大なる中心であり、又半旬期平均異常低温の發現頻度の大なる中心である。
2. 半旬期平均異常低温の發現頻度の年變化に於ても三陸地方は他とは逆變化を呈し、他の地に於ては最も少い 8 月に於て最大を現し、宮古の 8 月には全年の 29%、7 月には 19% を含んで居る。
3. 宮古の 8 月に於ける半旬期平均気温の偏差は著しく非對稱性なる頻度分布を示し、凶冷は一般的に豫期し得る気温偏差を優に越えたる顯著な異常的現象を認めらる。

以上に依り宮古は凶冷を醸す 8 月低温現象の代表的觀測地と見る事が出来る。

4. 宮古の 8 月低温は太陽黒點數の極大、極小期との一致率は偶然確率より遙かに大きい、7 月低温の一致性は疑しい。
5. 宮古の 8 月低温は北極變位と關係ある事を割合はつきり認める事が出来た。凶冷豫想に對しても稍有力な參考資料であらう。
6. 宮古の 7 月低温及高温も北極變位と關係ある事を認めた。其の他異常高低温を顯著に現出する北半球の所々に就いて調査して見た處、何れも北極變位と關係があるようである。

終りに御懇篤なる御指導並に御激勵を賜りし岡田臺長先生、藤原先生、並に中田支臺長に深謝する。又觀測資料を御惠與下さつた測候所長、並に種々御注意賜つた水澤緯度觀測所池田技師に厚く御禮申上げる。

(1939・2・15 記)

季節風による降水の週期的變化

齊 藤 鍊 一

緒 論

冬季大陸から吹いてくる北西季節風は比較的溫暖な日本海上を吹走後裏日本一帯に多量の降雪を齎らし、その爲に蒙る損害は實に莫大な額にのぼるのである。この降水の原因として先づ最初に稱へられたのは、季節風が本邦の脊骨をなしてゐるところの山脈を吹上げ、従つて空氣の斷熱膨脹が起るとするのである。之を地形説と呼ぼう。其の後此地形説は、海岸を可成り距る海上にあつても猶降水がある事實を十分に説明出来ない爲に捨てられて、所謂不安定説に代へられた。これについては後述しよう。

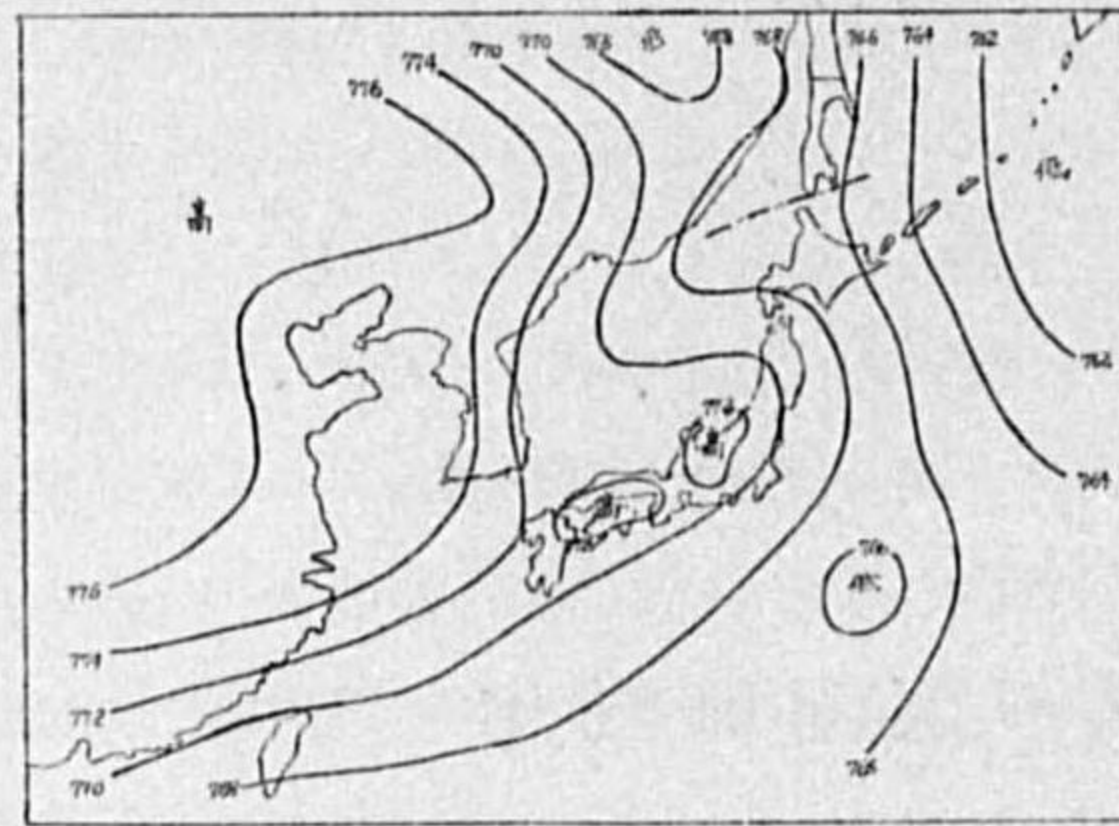
猶其外にフロント説及び擴散説⁽¹⁾がある。然し、降水の際の氣象を調べてみるに何等著しいフロントも見出されないのであつて、フロント説は十分な根據を持たないやうに思はれる。猶、擴散説に於ては、気温の遞減率が斷熱遞減率を越えた場合に起るべき上下の對流を無視する點に於て、猶考究の餘地が存する。

處で、この季節風による降水を仔細に觀察してみる時、其量は日々に多少の變動を示し、而も夫は氣壓の變化と密接な關係を有することが見出されたのである。以下、其事實を確め、夫に對して二三の考察を加へてみよう。

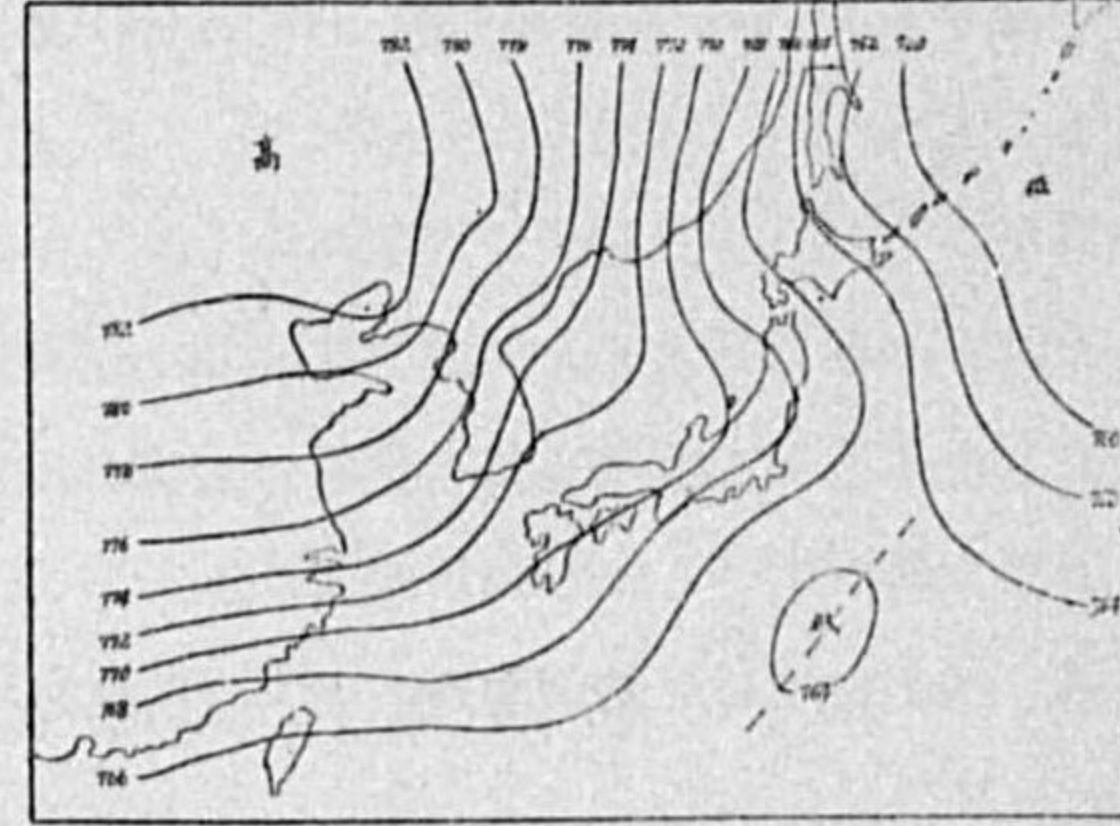
降水量と氣壓の關係

先づ第 1 圖 a, b, c, d には昭和 4 年 1 月 18, 22, 26, 30 日の午前 6 時の天氣圖を掲げる。之等はすべて冬の氣壓配置の標準型を示して居り、猶其等の中間に當る日に於ても、日本海等に何等著しい低氣壓も見當らない。従つて此期間に於ける降水はすべて季節風によつて生じたものである。そこで、此期間に於ける日々の札幌の氣壓(實線)と 4 時間降水量(陰影を附したる部分)とを圖示してみる。その結果は第 2 圖であつて、降水量は週期的に變化し、しかも其降水時は氣壓極小乃至はそのやゝ以前に誠にきれいに現れてゐるのである。然し乍ら、上の調査は特定期間に於る特定

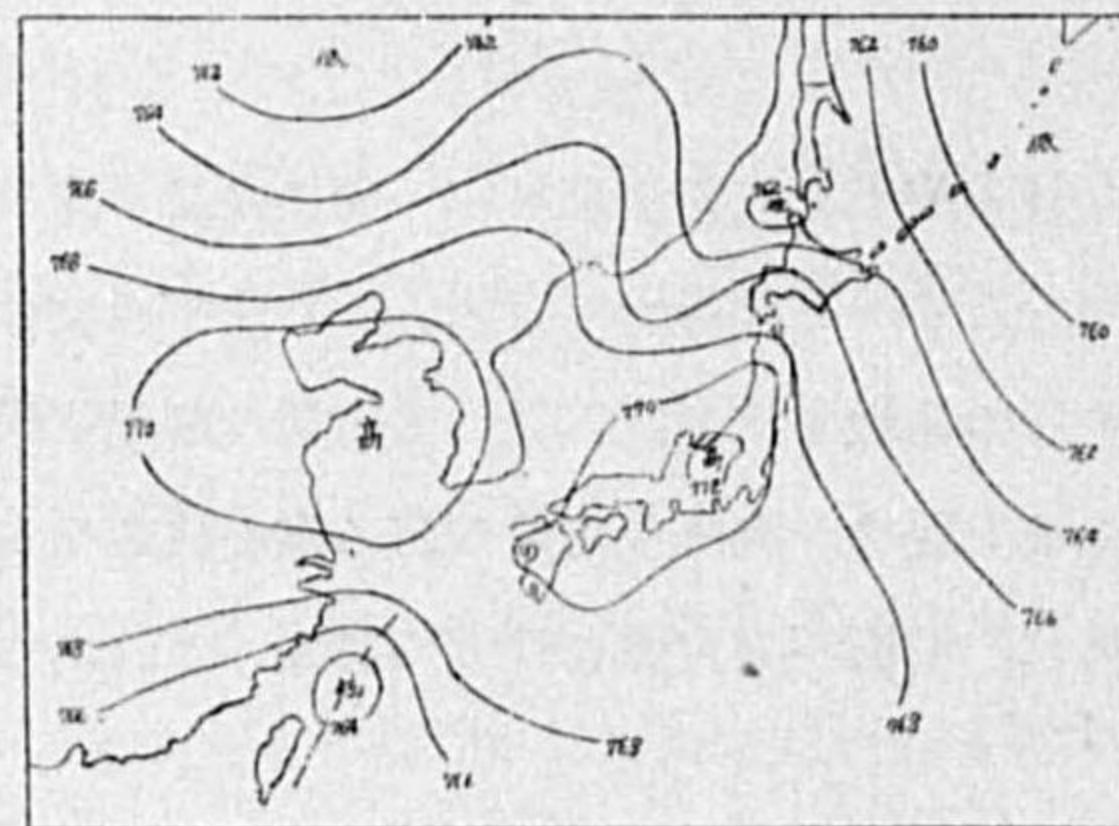
第1圖 a 昭和4年1月18日6時



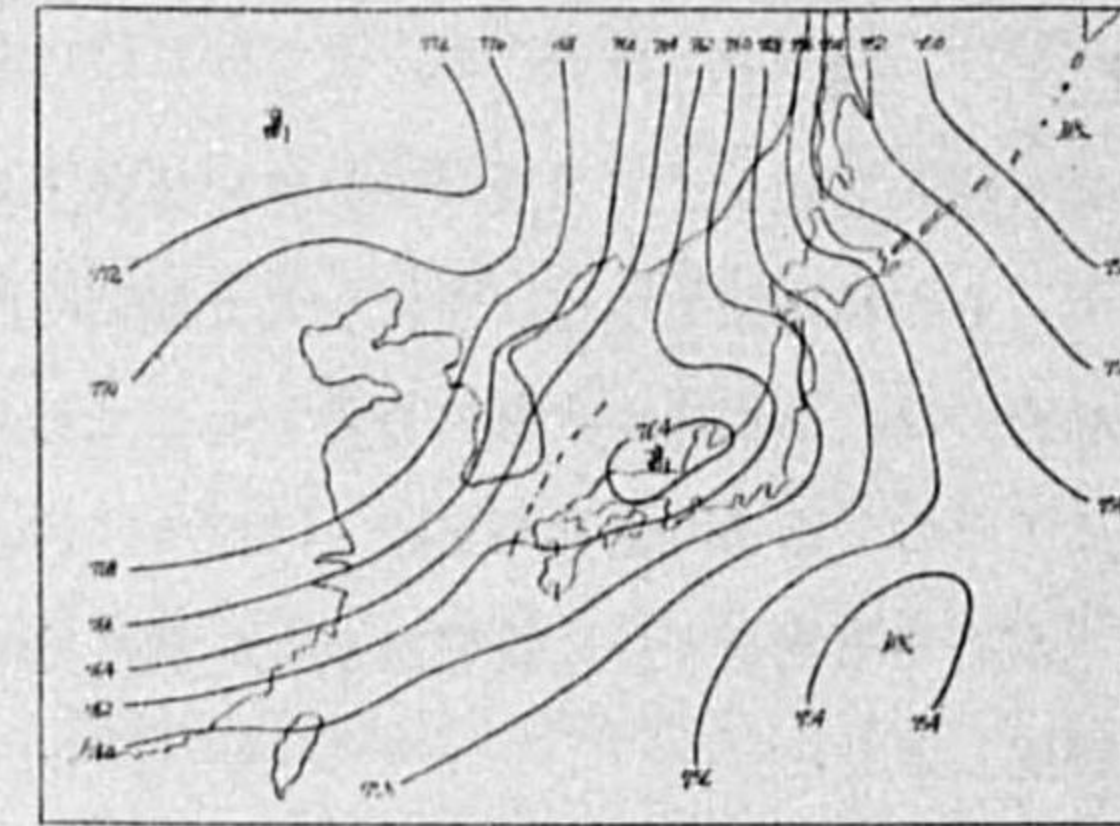
第1圖 b 昭和4年1月22日6時



第1圖 c 昭和4年1月26日6時



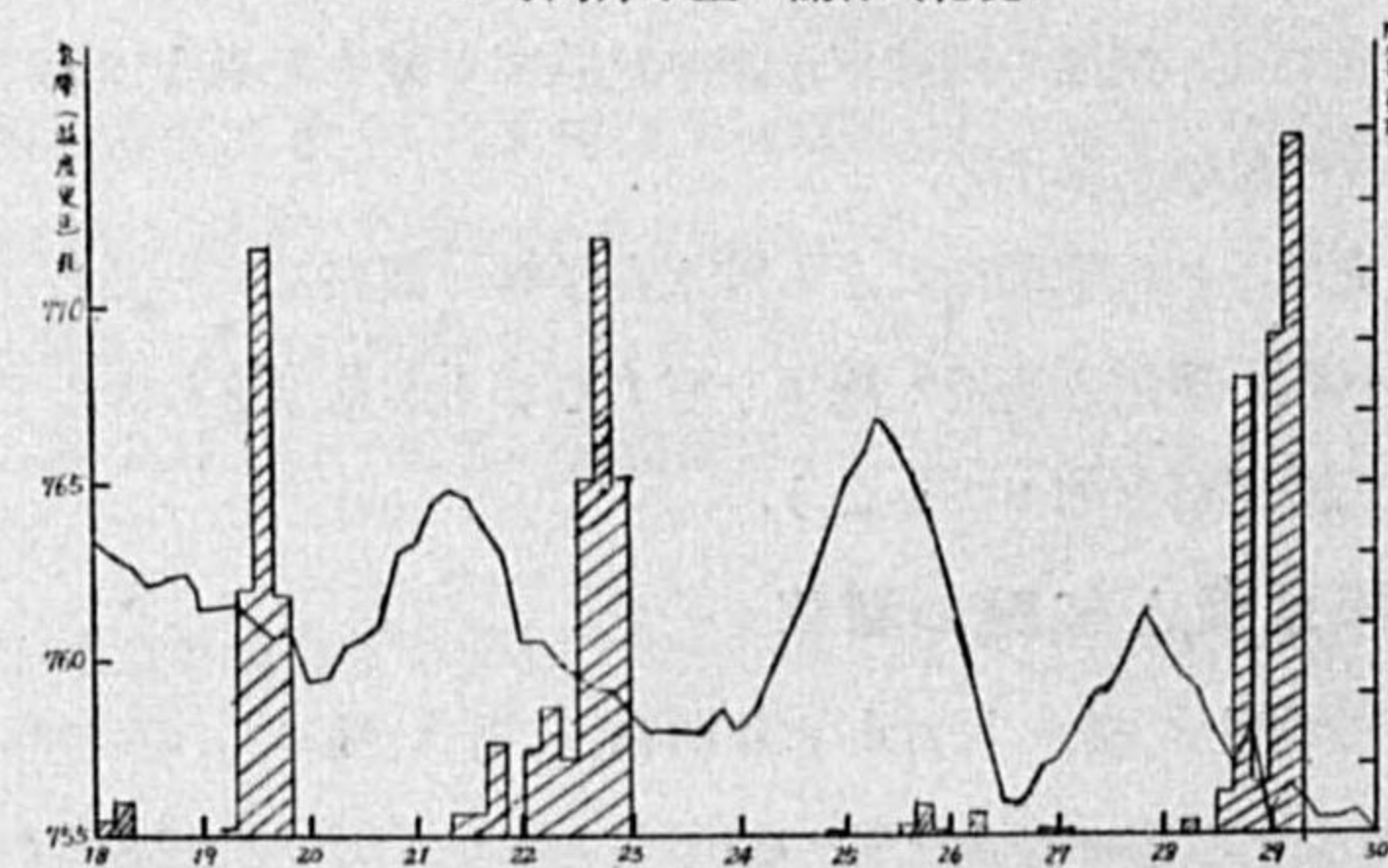
第1圖 d 昭和4年1月30日6時



地に於る結果であるから、之に一般的な妥當性を與へるわけにはいかないのは勿論である。よつて、観測所としては、札幌、秋田、新潟、境の4ヶ所をとり、期間も昭和元年から同10年迄の10ヶ年に擴張する。月としては12, 1, 2月を採る。但し低氣壓による降水を除外する爲、附近に顯著な低氣壓のない場合のみを考慮する。かかる期間は

昭和 1年 1月 4日—1年 1月 11日	〃 3 〃 12 〃 24 〃—3 〃 12 〃 31 〃
〃 1 〃 1 〃 23 〃—1 〃 1 〃 26 〃	〃 4 〃 1 〃 17 〃—4 〃 2 〃 15 〃
〃 1 〃 1 〃 29 〃—1 〃 2 〃 6 〃	〃 5 〃 1 〃 4 〃—5 〃 1 〃 12 〃
〃 1 〃 12 〃 24 〃—1 〃 12 〃 29 〃	〃 5 〃 1 〃 17 〃—5 〃 1 〃 26 〃
〃 2 〃 1 〃 20 〃—2 〃 2 〃 3 〃	〃 5 〃 12 〃 19 〃—5 〃 12 〃 25 〃

第2圖 昭和4年1月18—30日の間の氣壓と4時間降水量の關係(札幌)



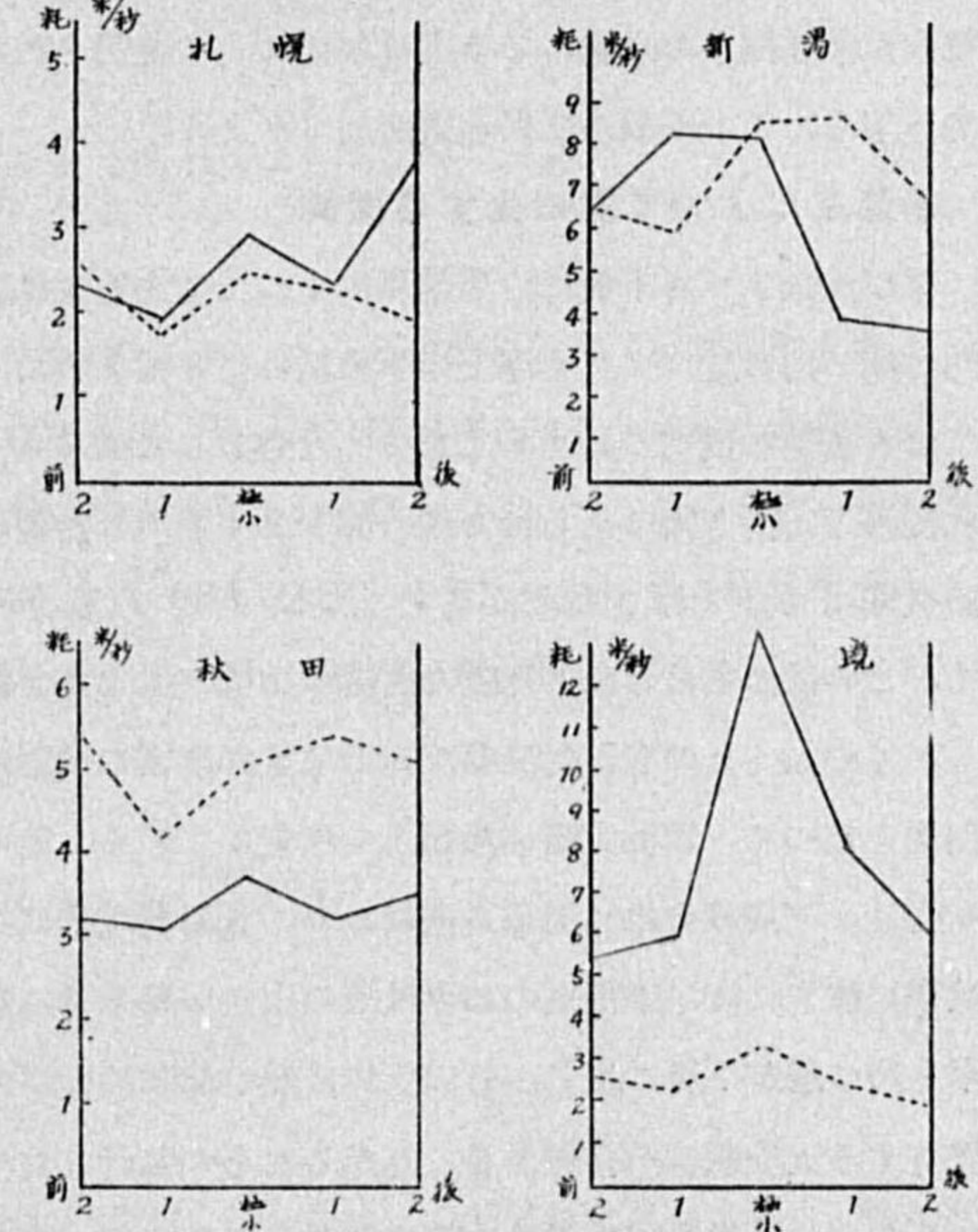
昭和 6年 12月 17日—6年 12月 23日	〃 9 〃 1 〃 1 〃—9 〃 1 〃 7 〃
〃 7 〃 1 〃 13 〃—7 〃 1 〃 18 〃	〃 9 〃 2 〃 4 〃—9 〃 2 〃 13 〃
〃 7 〃 2 〃 4 〃—7 〃 2 〃 9 〃	〃 9 〃 12 〃 1 〃—9 〃 12 〃 15 〃
〃 8 〃 1 〃 19 〃—8 〃 2 〃 3 〃	〃 10 〃 12 〃 9 〃—10 〃 12 〃 16 〃
〃 8 〃 12 〃 19 〃—8 〃 12 〃 26 〃	〃 10 〃 12 〃 19 〃—10 〃 12 〃 25 〃

以上20期間203日である。之等各期間について、日々の午前6時の氣壓を考へ、その極小を示す日及び其前後2日間に於ける降水量(實線)、風速(點線)の平均を求めて圖示すれば第3圖が得られる。先づ降水量を見る時は、新潟に於ては氣壓極小の日のみならず其前日に略々同量の降水量があつて極大を示してゐるが、他の各地は一樣に氣壓極小の日に極大を示し、殊に境は著しい。之によつて我々は裏日本の季節風による降雪の豫報上の一つの手掛りを得たのである。

降水量と風速の關係

上に述べた氣壓と降水量の關係について、二三考察を加へてみよう。先づ第一に考へられることは、氣壓極小の頃恰も風速が強まり、従つて山脈を吹上げる上昇氣流が増勢するために降水が多くなるのではあるまいか、と云ふことである。事實第3圖の中、札幌と境は氣壓極小の日風速は最大となり、風速と降水量とは略々同一の走向を示してゐる。然るに、新潟と秋田に於ては、前2者と事情を異にし、氣壓極小の翌日も風速は減ぜず、秋田では寧ろ増大してゐるにも拘らず、降水量は之に反して減少を示してゐるのである。猶、一層、事柄を見易くする爲に、上述の季節風卓越する20期間における境と秋田の風速と降水量の關係を表示すれば、第1表を得る。

第3圖 氣壓極小の日を中心とした5日間に於ける降水量(實線)と風速(點線)の關係



第1表 風速と降水量の關係 (a) 境 (b) 秋田

(a) 境		(b) 秋田	
日平均風速	0—11—22—33—44米/秒以上	日平均風速	0—2—3—4—5—6—7—7米/秒以上
統計回数	27 59 42 35 40	統計回数	32 27 29 29 26 29 31
日降水量總計	4.1 5.3 7.5 8.3 9.6	日降水量總計	3.3 2.1 2.4 2.7 3.4 3.1 3.5

此表から、境においては降水量は風速と共に單純に増加してゐるのに反し、一方秋田に於ては風速の非常に小さい時降水量多く、それより風速が増大すると降水量は一旦減少し、次に猶風速が増大するにつれて降水量も増してくることが分る。故に、境における降水量の週期的變化は山脈上昇流の強さの週期的變化によるとして説明されるが、秋田の場合にあつては猶其以外の因子の加はつてゐることを認めざるを得ない。然らば、秋田に於て風速の小なる時降水の多い事實、又降水量の極大が氣壓極小時現れる事實は如何にして説明されるか。我々は季節風による降水の眞の機構を考へ乍ら、この現象の原因を追究してみよう。

季節風によつて雲の生ずる機構

先づ注意すべき事實は、季節風によつて生ずる雲は對流型であるといふことである。冬季札幌近郊の高い山に登つて日本海上の季節風による雲を望めば、夫等は扁平な層状をなすものではなくして恰も夏季の積雲の如きもくもくした形をしてゐるのである。圖版第十は昭和14年1月17日札幌西方山岳方面に見られた處の海上より飛來した雲の寫眞である。この場合のみでなくすべて季節風雲は可成り厚さのある雲で上端は4000乃至5000米にも達してゐると考へられるのであつて、この種の雲は可成り旺盛な對流によつて生じたと斷ず可きである。

かくの如くこの雲が對流型であるとすれば雲の成因は次の様に考へられる。大陸からの氣流は北西風となつて、比較的暖い海面上を吹走して來る。その進行につれて、海面から熱と水蒸氣の供給を受け、下層は次第に溫暖多濕になり、氣温遞減率は次第にその値を増す。しかして、遂に斷熱遞減率に達すれば、季節風の如き風速の大きい風系では直ちに上下の對流を起す。よつて、斷熱遞減率を持つ層が下層に生じ、その上には熱の擴散によつて變化はうけてゐるが未だ安定なる遞減率を保有する大陸氣塊が存在する。しかるにその進行と共に下方からは不斷に熱と水蒸氣の供給が行はれるため、斷熱遞減率層は次第に厚さを増し、其上端が凝結高度に達すれば茲に雲を生じ、しかも海面上の進行と共に對流は絶えず行はれ、従つて雲の厚さは次第に増す。

今冬季シベリア氣塊(氣温遞減率 $\beta=0.8 \times 10^{-4} \text{deg/cm}^{(2)}$)が暖い海面上を x 方向に $v=5 \times 10^2$ cm/sec の速度で進行する模型を考へよう。但しその場合、海面は 900 km について $14^\circ\text{C}^{(3)}$ 、即ち水平の溫度傾度 $n=1.56 \times 10^{-7} \text{deg/cm}$ の割合で溫度が高くなつてゐるとする。すると陸地からの距離 x cm、高さ z cm における遞減率は、渦動による傳導のみを考へると、

$$\frac{\partial T}{\partial x} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad \left(\text{但し } k = \frac{K}{v}, K \text{ は渦動傳導率} \right) \quad (1)$$

$$\text{及び境の條件:} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=0} = -\beta, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{z=0} = n \quad (2)$$

$$\text{より} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = -\beta - \frac{2nz}{k} \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{\sqrt{2kx}}{z}} e^{-\frac{\lambda^2}{2}} d\lambda + \frac{\sqrt{2kx}}{z} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\lambda^2}{2}} \right] \quad (3)$$

で與へられる。

$$\text{今} \quad \frac{z}{\sqrt{2kx}} = \alpha \quad (4)$$

と置けば、(3)式は

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\beta - \frac{2nz}{k} F(\alpha) \quad (5)$$

と書かれる。但し

$$F(\alpha) = -\frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\alpha e^{-\frac{\lambda^2}{2}} d\lambda + \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \quad (6)$$

と置いた。

(6)式から、 $F(\alpha)$ は α の小なる値換言すれば x 大で z 小なる値に對しては非常に大なる正の値をとる。即ち陸地を相當距つた海面近い場所では、遞減率は斷熱率をはるかに越えた値になり、上下の對流が行はれることとなる。その對流の達する高さの上限を求めよう。その爲め、些か粗雑ではあるが、遞減率が斷熱率を越えた部分即ち $\left| \frac{\partial T}{\partial z} \right| > \Gamma = 0.986 \times 10^{-4} \text{deg/cm}$ なる條件が満たされる下層の部分に於てのみ對流が行はれると考へよう。さうすれば、對流層の上端は(5)式において $\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma$ と置いた

$$-\Gamma = -\beta - \frac{2nz}{k} F(\alpha) \quad (7)$$

或ひは

$$\frac{1}{F(\alpha)} = \frac{2n}{(\Gamma - \beta)k} z \quad (7')$$

なる式によつて與へられる筈である。

先づ $F(\alpha)$ は誤差の式とその積分を含むものであるから表によつて豫め計算して置く。第2表がそれである。

第2表 α に對する $\frac{1}{F(\alpha)}$ の値

α	0.00	0.02	0.04	0.06	0.08
0.00	0.0000	0.0513	0.1055	0.1623	0.222
0.10	0.285	0.351	0.405	0.495	0.571
0.20	0.654	0.735	0.826	0.917	1.020
0.30	1.125	1.235	1.351	1.471	1.600
0.40	1.736	1.880	2.030	2.190	2.350

次には(7)式により、 z を與へれば、それに対応する $\frac{1}{F(\alpha)}$ が分るから、第2表から逆に内挿法により z に對應する α の値を知ることが出来る。従つて(4)式即ち

$$x = \frac{z^2}{2k\alpha^2} \quad (4')$$

から x と z の関係を得るのである。其等の計算の結果は第 3 表に示す通りである。但し、この場合、渦動傳導率 K の値としては、季節風は可成り擾亂の大きい風系であるから、 $5 \times 10^6 \text{c.g.s}^{(4)}$ なる値を採用した。

第 3 表 相異なる z に對する α 及び x の値

z cm	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	$\times 10^4$
α	0.062	0.115	0.163	0.204	0.243	0.277	0.309	0.338	0.366	0.391	
x cm	130	151	172	192	212	235	257	280	302	327	$\times 10^3$

之によつて對流の上限を描いたのが第 4 圖に於る實線である。之に對して、日本海上の温度 T と水蒸氣張力⁽³⁾とから露點 τ を求め

$$H = 125 (T - \tau) \quad (8)$$

なる式により、凝結高度 H (m) を求めて記入したものが第 4 圖の破線である。

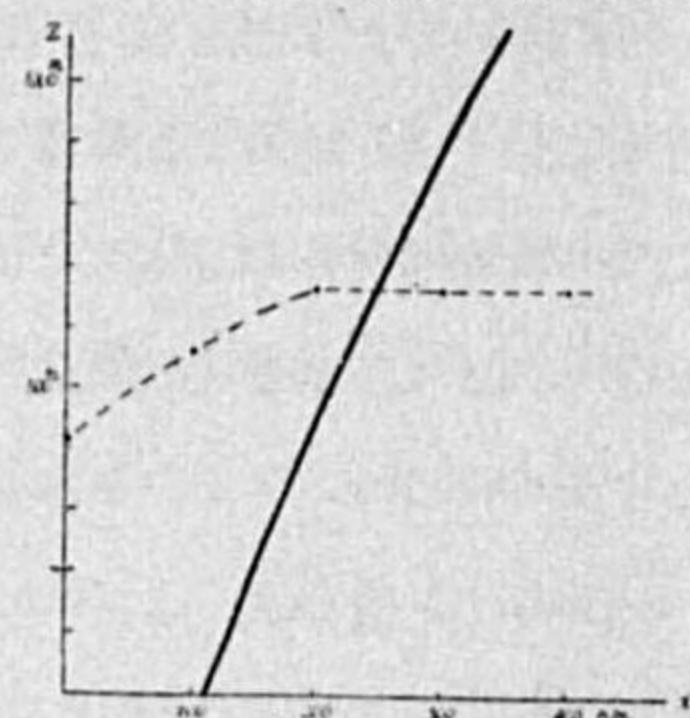
之によつてみれば、上の假定の下に於ては、陸地を距ること約 250 km の海上に於て、實線と破線とは相交る。即ちこの位置から對流層の上端は凝結の高さに達し、雲が出来初め、以後雲層は次第に厚さを増すこととなるのである。勿論この計算は單なる目の計算に過ぎず、且實際には可成り重要な海面からの蒸發を考慮外に置いてゐるが、しかも雲の出来初める距離として 250 km なる尤もらしい値を與へ事實を可成質的に説明出来るのである。

氣壓波傳播による事實の解釋

扱、問題を裏日本に於ける降水の週期的變化に戻さう。先づ、上に述べた如く、季節風による雲の成因を對流によるとすれば、氣流が海面を疾走する時間が永ければ永い程成層は不安定となり、又一方對流の行はれる時間も永く、雲は厚さを増し、従つて降水量も増加する理である。それ故、裏日本に於ける氣壓と降水の關係は、氣壓極小の頃到達する氣流の海面上風速の小なることによつて説明されないだらうか。もし然りとすれば、氣壓極小の頃氣壓傾度の關係で恰も風速の増大するやうな觀測所 (境) では、氣流の海面上に於ける對流の時間が最長であること山脈を吹上げる風速の増大の二つの原因で降水量は益々増加し、又氣壓極小の頃風速の最大に達しない觀測所 (秋田) に於ても對流の時間の極大によつて降水量は増加することとなり、氣壓極小時に於ける降水の極大を何れの場合についても説明することが出来るのである。加之、秋田に於て、風速の小なる場合と大なる場合の二つの場合に降水量が大であることは、前者は對流時間の延長により、後者は山脈を吹上る風速の増大によつて理解せられることとなるのである。

それ故、以下氣壓の變化と海面上における吹走速度との關係を考へてみよう。先づ前と同様、氣

第 4 圖 實線は斷熱遞減率層の上限、破線は凝結高度



流の吹走する方向に x 軸を採る。氣壓は大陸に高く、南東方向に低くなつてゐるから、平均として

$$P = \alpha x \quad (9)$$

で現はされるとしよう。猶之に大陸方面から南東方向に週期的に傳播される氣壓の擾亂が添加される。その振幅を β 、速度を c 、波長を λ とすれば、任意の時刻に任意の場所に於ける氣壓は

$$p = P - \alpha x + \beta \sin 2\pi \left(\frac{ct - x}{\lambda} + \varphi_0 \right) \quad (10)$$

である。但し $x=0$ 即ち大陸から海上に移らうとする地點に於ける $t=0$ における氣壓波の位相を $2\pi\varphi_0$ としたのである。(10) 式から

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \alpha + \frac{2\pi\beta}{\lambda} \cos 2\pi \left(\frac{ct - x}{\lambda} + \varphi_0 \right) \quad (11)$$

であり、近似的に速度 v は氣壓傾度 $-\frac{\partial p}{\partial x}$ に比例するから

$$v = A + B \cos 2\pi \left(\frac{ct - x}{\lambda} + \varphi_0 \right) \quad (12)$$

と置ける。この式から、種々の φ_0 の値に對する $x=0$ から $x=x_1$ (海面を吹走した後陸地に再び移らうとする地點) 迄の平均速度を求め、その極大極小を論ずればよいのであるが、やゝ繁雜な計算を要する。よつて、ある一つの氣壓波傳播の形式に對しては海面吹走の速度は近似的に一定とし、之を V とおけば

$$t = \frac{x}{V}, \quad v = A + B \cos 2\pi \left(\frac{c - V}{\lambda V} x + \varphi_0 \right) \quad (13), (14)$$

よつて平均速度 \bar{v} は

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{x_1} v dx}{x_1} = A + \frac{B\lambda V}{x_1 2\pi(c - V)} (\sin 2\pi\varphi_1 - \sin 2\pi\varphi_0) \quad (15)$$

茲に、氣流が $x=x_1$ に達した際における x_1 なる地點の氣壓波の位相を $2\pi\varphi_1$ と置いた。即ち

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \delta, \quad \delta = \frac{c - V}{\lambda V} x_1 \quad (16), (17)$$

\bar{v} の式 (15) を (16) を用ひて書直せば

$$\bar{v} = A + \frac{B}{\pi\delta} \cos 2\pi \left(\varphi_0 + \frac{\delta}{2} \right) \sin \pi\delta \quad (15')$$

となる。今

$$-\pi < \pi\delta < \pi \quad (18)$$

とする。(猶この條件は後に見る如く實際に満足されてゐる)。すると δ の値の如何に關せず

$$\frac{B}{\pi\delta} \sin \pi\delta > 0$$

である。従つて

$$2\pi \left(\varphi_0 + \frac{\delta}{2} \right) = (2m + 1)\pi \quad (19)$$

なる φ_0 の値に対して $\cos 2\pi\left(\varphi_0 + \frac{\delta}{2}\right) = -1$

となり \bar{v} は極小となる. 或ひは φ_0 の代りに φ_1 を用ひれば

$$2\pi\varphi_1 = (2m+1)\pi + \pi\delta \quad (20)$$

なる φ_1 に対して \bar{v} は極小となるわけである.

ここで δ の値を概算してみよう. (17) 式より

$$\delta = \frac{x_1 c - V}{\lambda V}$$

なる故, 気圧波が $x=0$ から $x=x_1$ に達する迄に要する時間を t_1 , 気圧波の週期を T とすれば

$$\delta = \frac{t_1 c - V}{T V} = \frac{1}{T} \left(\frac{x_1}{V} - t_1 \right) \quad (17')$$

と書ける. x_1 としては朝鮮北東端から新潟迄の距離 900 km を用ひ, 週期 T としては 4 日 (第 2 圖参照) を採用しよう. 気流の速度 V は前と同様 5 m/sec とする. 次に t_1 の値であるが, 之は気圧配置が冬の標準型を示し且つ著しい低気圧が存在しない場合について, 気圧波の傳播の状況を調査し, その中で, 波の位相が擾亂されることなく傳播が明瞭に分る場合のみをとり出す. かゝる明確な気圧波は昭和 8 年 1 月の終りから 2 月の初めにかけて 2 個, 昭和 9 年 2 月上旬に 4 個, 同年 12 月中旬に 3 個, 合計 9 個を數へる. これ等について気壓の極が現れた時間を調べ, その差から雄基から新潟に達する時間を求めると次の第 4 表の如くである. 但し材料は中央氣象臺月報より採つたもので, 気壓の極は 6 時, 14 時, 22 時の 3 回の値の中からとつたものであるから, 個々の傳播に要した時間 t_1 はかなりの誤差をもつてゐる.

第 4 表 気圧波の傳播に要した時間 t_1

極	出現時刻				傳播に要した時間 t_1
	雄	基	新	潟	
高極	昭和 8 年 2 月 1 日 14 時		1 日 22 時		8 時間
低	8 2 2 14		2 22		8
高	9 2 5 6		6 14		32
低	9 2 6 22		7 22		24
高	9 2 11 6		11 22		16
低	9 2 12 6		13 6		24
高	9 12 9 22		10 14		16
低	9 12 11 6		12 6		24
高	9 12 13 22		14 6		8

以上の如くその値は全くまちまちではあるが, 我々は t_1 の値としてこれ等の平均値

$$t_1 = 18 \text{ 時間}$$

を用ひることにしよう.

扱これらの數値を (17') に代入して δ の値を求めると

$$\delta = \frac{1}{3}$$

となり, 従つて (20) より

$$2\pi\varphi_1 = (2m+1)\pi + \frac{\pi}{3} \quad (21)$$

なる位相に対して平均速度 \bar{v} は極小である.

一方氣流が x_1 に到達した時の氣壓は

$$p_1 = P - \alpha x_1 + \beta \sin 2\pi\varphi_1$$

であつて, 之が極小となるのは

$$2\pi\varphi_1 = (2m+1)\pi + \frac{\pi}{2} \quad (22)$$

なる位相に対してである. (21) を (22) と對比してみる時, 平均速度 \bar{v} が極小となるのは, 氣流が x_1 に達した時に氣壓が極小乃至それより僅かに以前を示してゐる場合であることが分るのである. かくして氣壓極小時に於ける降水量の極大が説明せられたわけである.

結 論

以上の結果を要約すれば

(1) 冬季裏日本に於ける低気壓以外の原因による降水は週期的に變化し, 氣壓極小の頃にその極大が現れる.

この事實は次のやうに理解し得る. 先づ

(2) 季節風による雲は大規模な對流によつて起ることが經驗より知られる.

(3) 又對流によつて生ずるとした場合, 海面上雲の出來初める地點の陸地からの距りとして, 可成り信すべき値が計算される.

かくして季節風による雲の成因を對流に求めることにより (1) の事實は

(4) 氣壓極小の頃氣壓傾度が極大となる如き地點に於ては, 氣流の山脈を吹上る速度の増大する爲, 降水量は極大となり

(5) 氣壓傾度が極大とならぬ地點の降水量の極大は, 氣流の海面上に滯留する時間の極大なる事によつて證明されるのである.

参 考 文 献

今までの季節風の理論については下記論文参照

- (1) 岡田武松: 氣節風による降水の原因説の略史. 測候時報, 第 5 卷, 第 8 號.
- 石田雅生: 冬季裏日本に於ける降水状態に就て. 氣象集誌. 明治 41 年 6 月.
- 拔山大三: On the theory of monsoon-rain in the Far East. 海洋氣象臺歐文報告. 第 1 卷, 第 3 號.
- 高山四郎: モンスーンレインに就いて. 海と空. 第 2 卷, 第 9 號, 大正 11 年.
- 田袋喜祐英: 裏日本に於ける季節風に伴ふ降雨雪の成因に就て. 氣象集誌. 大正 8 年 6 月.

- 齊藤博英： 季節風に依りて生ずる雲に就て，氣象集誌，第 16 卷，第 1 號，昭和 13 年
- (2) 荒川秀俊： 日本附近の各氣塊の特性，氣象集誌，第 13 卷，第 9 號，昭和 10 年。
- (3) 中央氣象臺： 日本及び隣邦氣候圖による。
- (4) D. Brunt: Physical and Dynamical Meteorology, p. 224.

中支南部及南支那に於ける低氣壓發生の機構に就いて

堀 清 一

I. 緒 言

支那大陸に發生する低氣壓に就いての調査研究は過去十數年の間に稍々進歩したが資料不足のため至極概念的の處に終つてゐる。例へば四つの型に分類して論じた L. Froe⁽¹⁾の調査，通過經路より論じた S. W. Sung⁽²⁾の調査等である。その内，Sung は北緯 20° 附近より揚子江南岸に到る地域に發生し而も揚子江々口以南の沿海より海上に出る低氣壓を揚子江型 (C) と名付け，此の低氣壓のある時は揚子江流域に副高氣壓あり，揚子江流域及び南支那の大部分に降水を齎らせ，特に冬季は雨域が西象限に限ると論じてゐる。最近，正野・坂田兩氏⁽³⁾は低氣壓の發生回数を調査された。それに依れば，冬季は揚子江流域は中程度，東海は最多で，南支那は殆んど發生しないと云ふ結果になつてゐる。處がこの統計は我國の天氣圖にのみ依つて居り，分類上の區劃決定が北緯 26° を揚子江流域と南支那との境界としてゐる。このため發生回数は南支那に少く，東海と揚子江流域に偏つてしまつたのではなからうか。筆者の經驗に依れば (例へば中國氣象研究所發行の天氣圖を見れば) 東海での發生も南支那での發生も經路より見て同一系統と考へて差支へないらしい。何れも Sung の所謂揚子江型 (C) に屬してゐるのである。筆者は本文に於てこの系統の低氣壓の發生に就いて説明を試みやうと思ふ。尙ほ本論に入る前に低氣壓發生に關聯せる天候變化即ち中南支の冬季の天候變化に就いて略記して置きたい。(詳細は測候時報第 10 卷 8 月號に掲載の豫定)

II. 中南支の冬季の天候

1932 年より 1936 年に至る 5 ケ年間の 1 月より 2 月迄の中國氣象研究所發行の毎日の天氣圖を丹念に見て行くと一般的に見て天候を次の三つに大別する事が出来る。

- (1) L. Froe: L'Atmosphere en Extreme-Orient. Paris 1920.
- (2) Nat. Res. Inst. Met. Pei-Chi-Ko, Nanking. No. 3 1931.
- (3) 測候時報，第 10 卷，第 2 號，昭和 14 年。

(A) 天氣良好なる場合

シベリヤ方面に高壓部あり中支には副高氣壓蟠踞してその中間の北支又は滿洲西部方面に低氣壓又は低壓部あり，(之を高氣壓の分離と呼ぼう)。天氣は概して晴，風向は區々，氣壓傾度は緩やか且つ等温線は曲率小さく従つて寒氣の吹走 (シベリヤ方面よりの寒氣流の南下) は全然認められない。

(B) 北方より南方に次第に悪くなつて行く場合

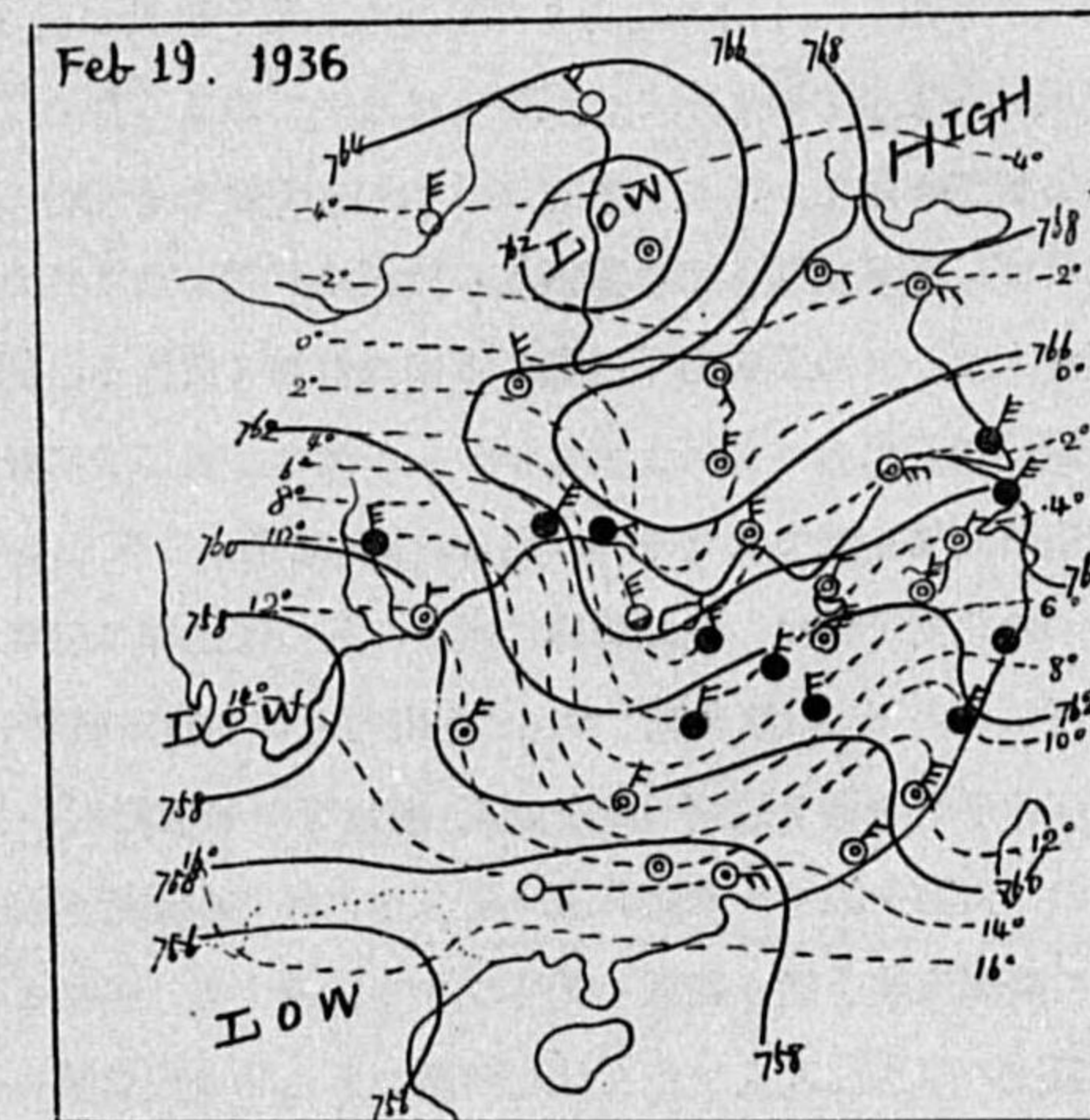
北高南低の氣壓型式で，シベリヤ高壓部が勢力を南東方に伸ばし始めると滿洲西部及び蒙古一帯が高氣壓圏内に入り寒氣流が支那中部に流入して來る (之を高氣壓の不分離と呼ぼう)。この時

第 1 圖に見る如く等温線等壓線の南への垂れ下りが非常に鋭くなり，天候は北より南に次第に悪くなつて來て居る。即ち黃河下流域では薄曇乃至晴であるが中支揚子江中下流域は曇で所々雨，南支は曇で一般に降雨である場合が多い。第 1 圖の例はその天候の終末期に近い天氣圖である。

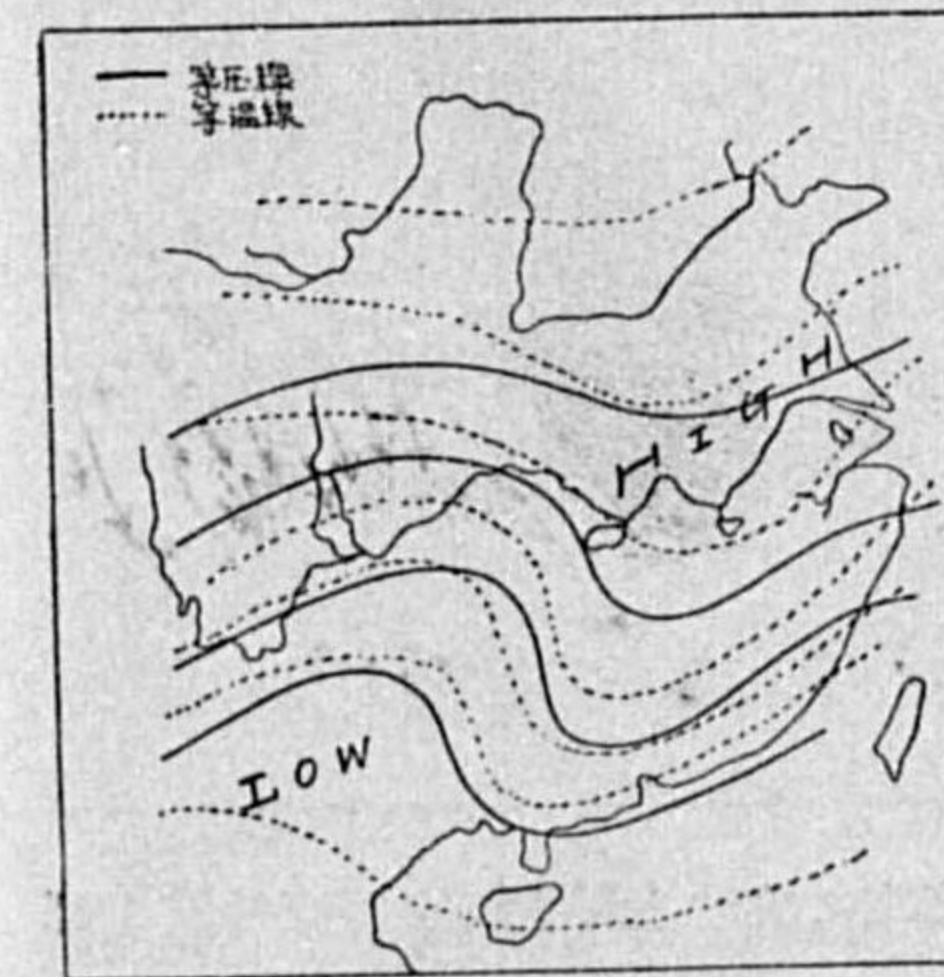
(C) 天氣悪き場合

一般に分離せざる高氣壓の南側を發生期の若い低氣壓が東進中である場合が多く，天候は一般に雨又は雪，而も

第 1 圖



第 2 圖



天候 (B) に屬すべきものが多く含まれてゐる。

この様な天候の相互の變遷に就いて系統的に述べて見よう。中南支の天候は滿蒙高氣壓の消長に連れ良悪を繰り返へして行く。先づシベリヤ方面の寒氣流が滿蒙地方に瀰漫しその一部が低地に沿ひて南下し始める。この南下する寒氣流が中支に到達する頃になると天氣圖上には第 2 圖の如き等温線，等温線が畫かれる様になり，天候 (B) となる。

この頃になれば南支方面に東西に互つて波形の等温線を生じ，暫時の後海上に (支那東海南西部) に低氣壓らしきものが發生し，それが間もなく低氣壓の形

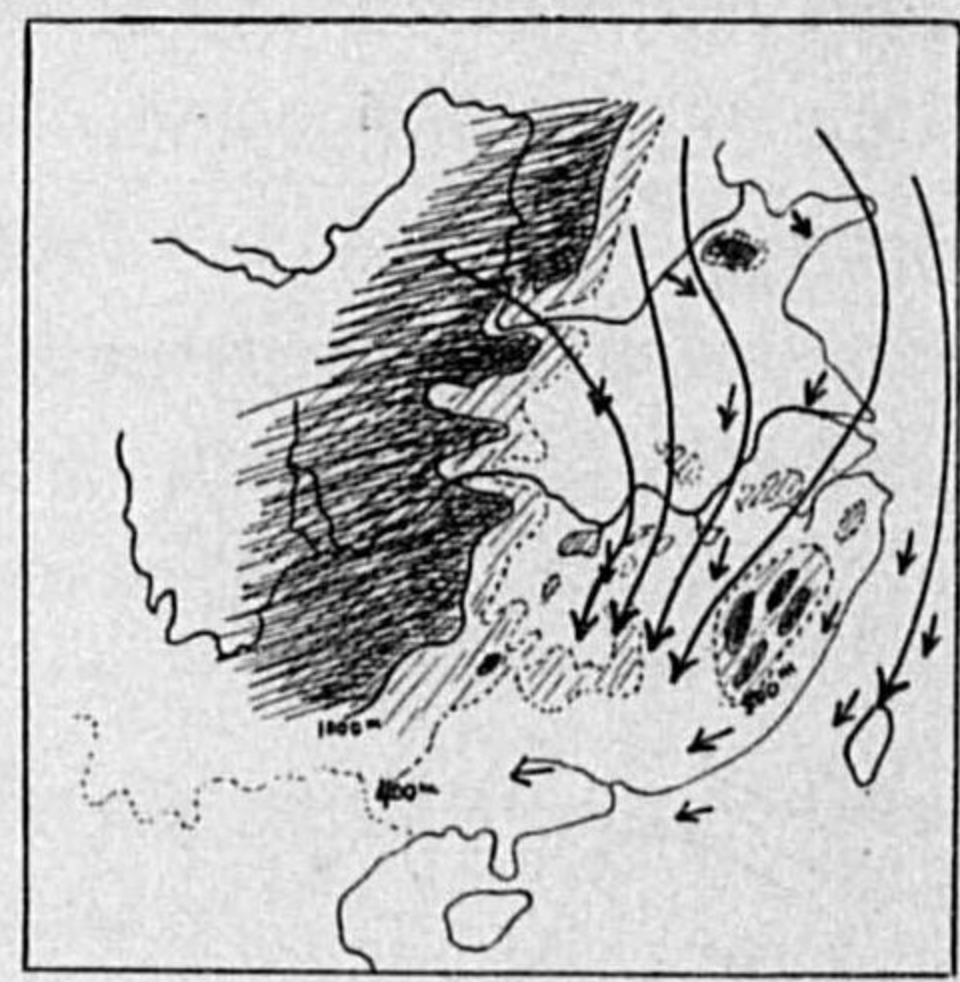
態を完全に整へる。この時には天候 (B) は天候 (C) に移りつつあり中南支一帯降雨又は降雪が起る。次いで四川盆地の低気圧部より山西省の方面に気圧の谷が発生し高気圧は分離する。續いてこの気圧の谷に沿つて低気圧が発生し北東に移動し始める頃になると北支南部の一帯は南風となり、中支附近にとり残された寒気流が副高気圧となつて蟠踞する。この様になると中南支の天候は安定し次第に晴天となると共に分離せる高気圧は徐々に東遷を開始するか或ひはその儘停滞し天候 (A) となる。その後暫日の後再び滿蒙高気圧の發達に依り新鮮な寒気流が南進し、天候 (B) となる前提として高気圧不分離の状態に入る。斯くして一つの輪廻が終る。

III. 南進する寒気流の變形

Coehing-Chu⁽¹⁾に依れば、中南支の冬季は下層に北寄りの風が最多で中層以上は南西乃至西寄りの風が卓越し、下層の北寄りの風即ち北東季節風の高さは大體 1.5 杆に限られてゐる。而もこの季節風は廣東省方面迄來ると東寄りになつてゐる。然らばこの北東季節風の中に出来る寒前線は如何なる経路を辿るか。この寒気流は如何なる變形を受けるであらうか。A. Lu⁽²⁾ 及び J. Jaw⁽³⁾等に依れば、寒気流即ち亞寒帶氣塊の發源地が雪に蔽はれたシベリヤであるため氣塊は低温であり、密度が大なるためその南下に際しては次の如く流れる。即ち、(1) 北西より來るものは高き西藏高原を避けて南東方へ黄河上流に平行して流れ、後二つに分れて一つはオルドス高原を下り渭水に、他は山西高地を経て北支平野に出る。(2) 北東より來るもの (興安嶺の東、北滿洲より來たるもの) は一つは北支平野に、他は黄海に出る。その後之等の寒気流はコリオリの力に依り右轉し乍ら陸地に平行して南下し (第 3 圖⁽²⁾参照) 泰山だとか泰嶺山脈等の山地を避け乍ら湖北・湖南の平野亦江蘇・浙江の平野を通り湖南・江西・廣東・福建等の省境附近の山岳地に相會する。一方、海上を南進するものは黄海を経て一部は江蘇・浙江へ大部分は支那東海を経て臺灣海峡を通り廣東・廣西の南部に達する。猶ほこの寒気流の厚さは北支で北又は北西風である間は相當厚いが中支に來たつて北東風になると稍々低くなり 1 杆乃至 2 杆になつてしまふのである。

處でこの南進に當つて寒気流は或程度の變形を受ける。陸上を通過する氣流に就いては地表より熱を供給される以外に中支に來たつて湖沼地帯を通過する間に水蒸氣も多分に供給される。亦海上を南進するものは比較的寒冷な黄海より支那東海の温暖な海面上を吹走してゐる間に海面より加熱増温される事は當然である。今、序に J. Jaw⁽¹⁾の擧げた南京に於ける觀測値及び統計値を用

(1) Nat. Res. Inst. Met. No. 4, 1934. (2) " No 10, 1937. (3) " No. 6, 1935.



第 3 圖

ひてこの寒気流と低気壓の發達に大なるエネルギーを放出する海洋性亞熱帶氣塊とを比較して見ると第 1 表の如くなる。地上附近は兩氣塊ともに變形されてゐるため同様な性質になつてゐるが、そ

第 1 表 (cP は寒気流侵入中の觀測値の平均 mT は 1934 年 3 月 18 日の觀測値)

高さ		地上	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5 杆
温位	cP	280	281	283	284	288	292	295	299	301	304 度
	mT	285	290	295	295	296	295	*	295	299	302 度
比濕	cP	4.2	3.1	2.7	1.9	1.7	1.4	1.2	0.9	0.8	0.5 度
	mT	5.0	4.0	3.9	2.6	1.8	1.5	1.2	1.0	0.9	0.8 度
相當温位	cP	291	289	283	289	293	296	299	302	304	306 度
	mT	298	301	306	304	301	300	*	298	302	305 度

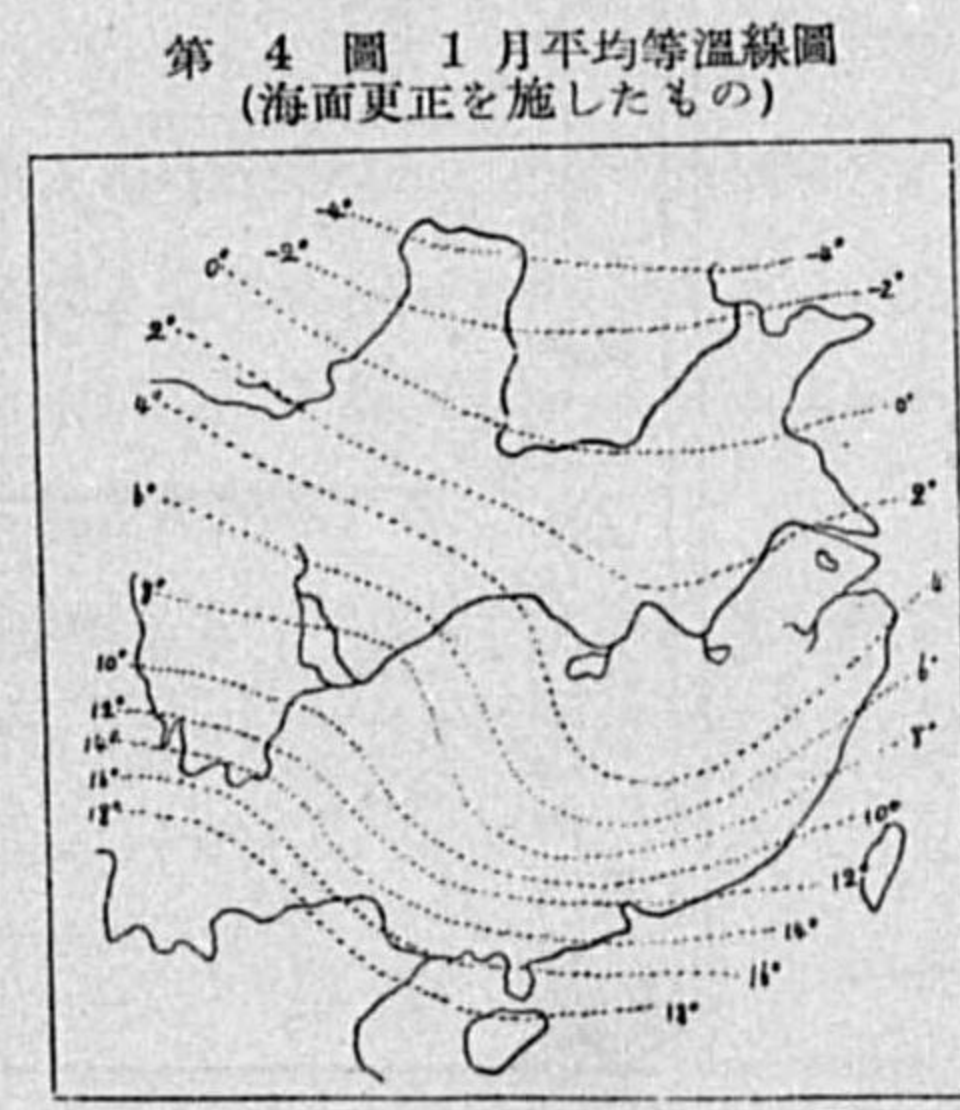
れ以高 2 杆迄の cP 氣塊は mT 氣塊に比し温位低く比濕も小さい。此處で注意すべき事は高度 3 杆附近を境界としてそれ以高の氣流とその下の cP, mT 兩氣塊との三氣塊の存在する事である。3 杆以高の氣流は南西乃至西風にして雲南、四川方面より來る偏西風 (great westerly) と考へられ、下層の cP 氣塊は地上附近の相當温位稍々高く完全に不安定となつてゐるが、mT 氣塊は地上附近が變形されて低くなつて居り明らかに安定である。この mT 氣塊は南支那海又は臺灣の南東洋上から來るものである。

IV. 低気壓の發生機構

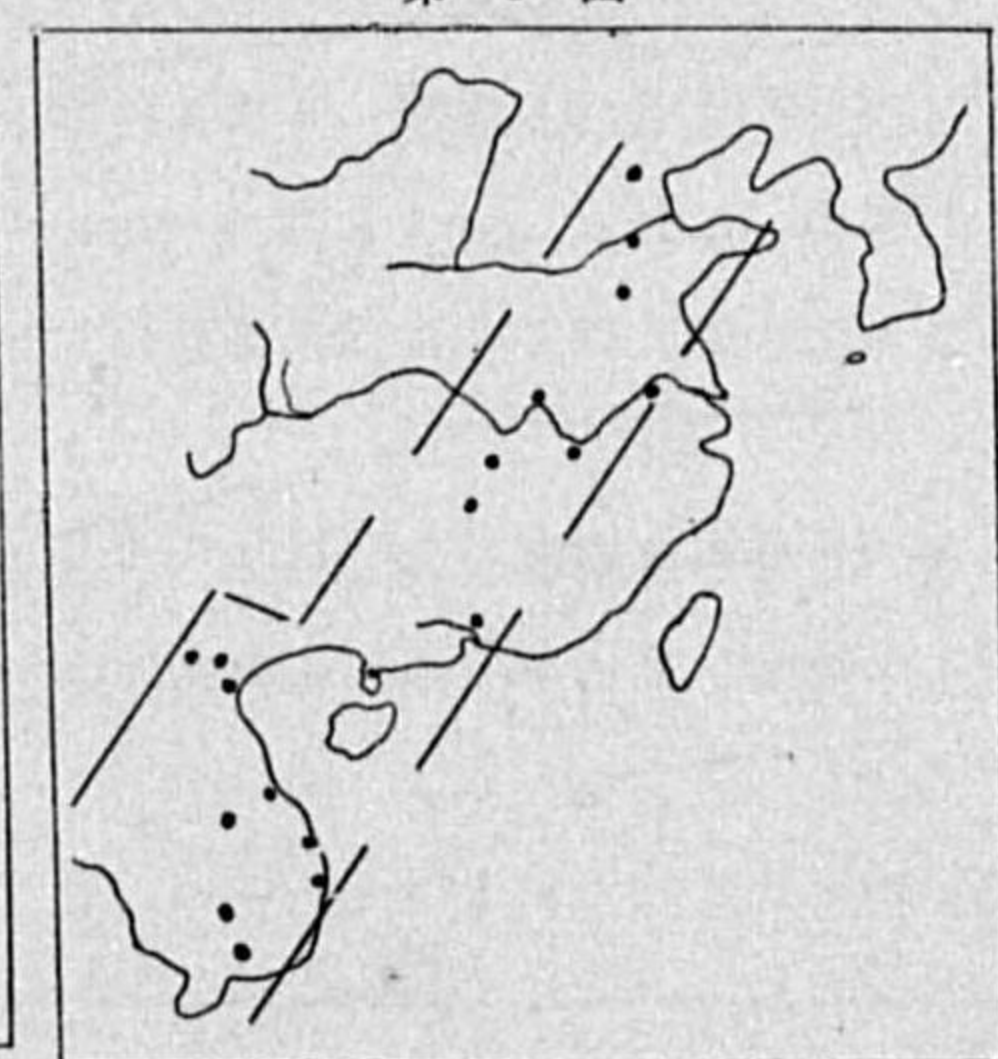
さてこの様に見て行くと支那東海南部に於て發生する低気壓は突然其處で發生するばかりでなく、南下する寒気流の中に蓄へられたエネルギーに依り南支方面に波動が生じ、この波動が東海に出て恰も低気壓が突如として發生するかの如く見える場合もあるのではあるまいかと云ふ考へが浮ぶ。

現に雲南方面より既に低気壓の形態をなして南支那を通過し順調に支那東海に出るものもあるので

(3) Nat. Res. Inst. Met. No. 6, 1935.



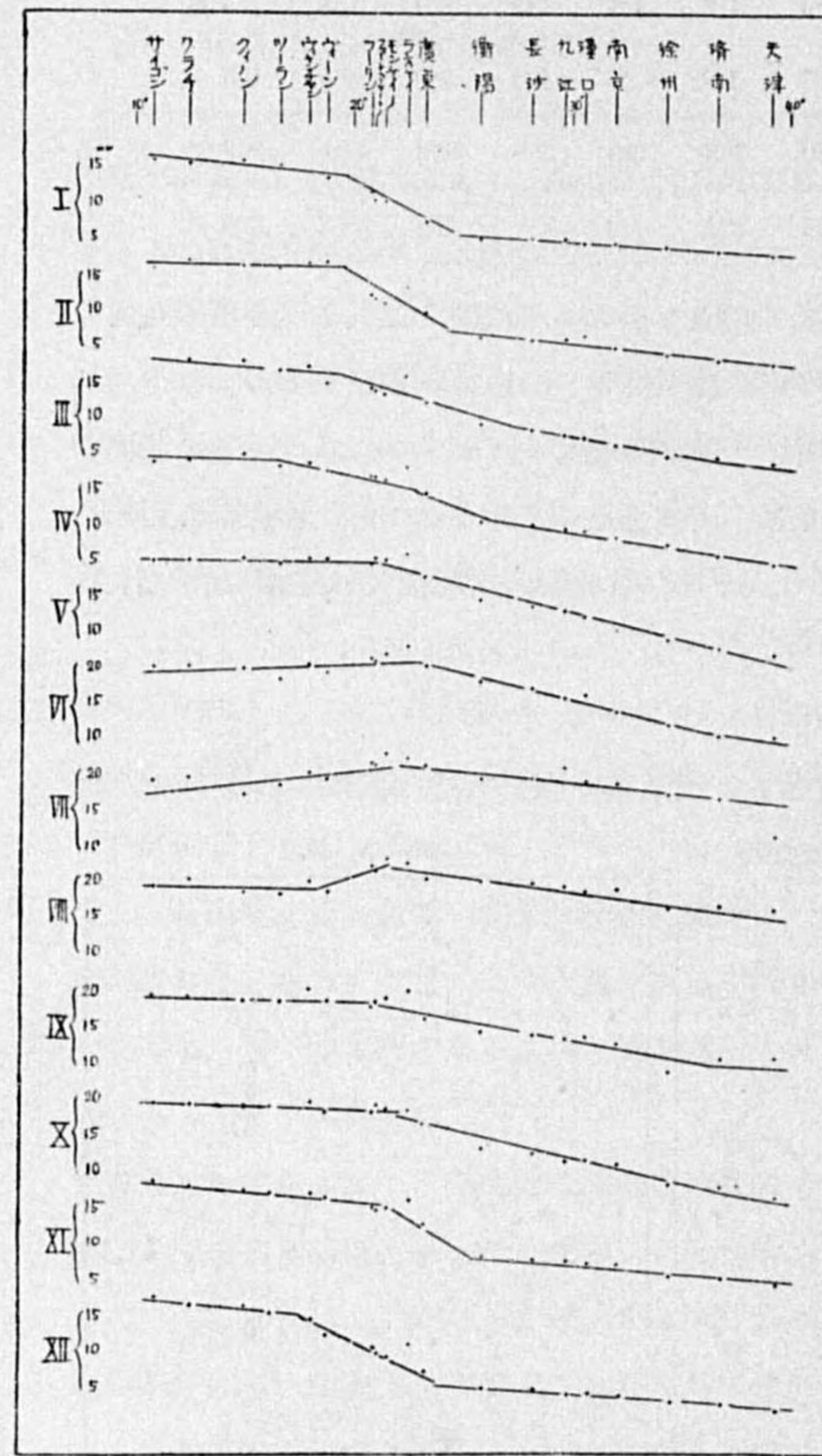
第 4 圖 1 月平均等温線圖 (海面更正を施したもの)



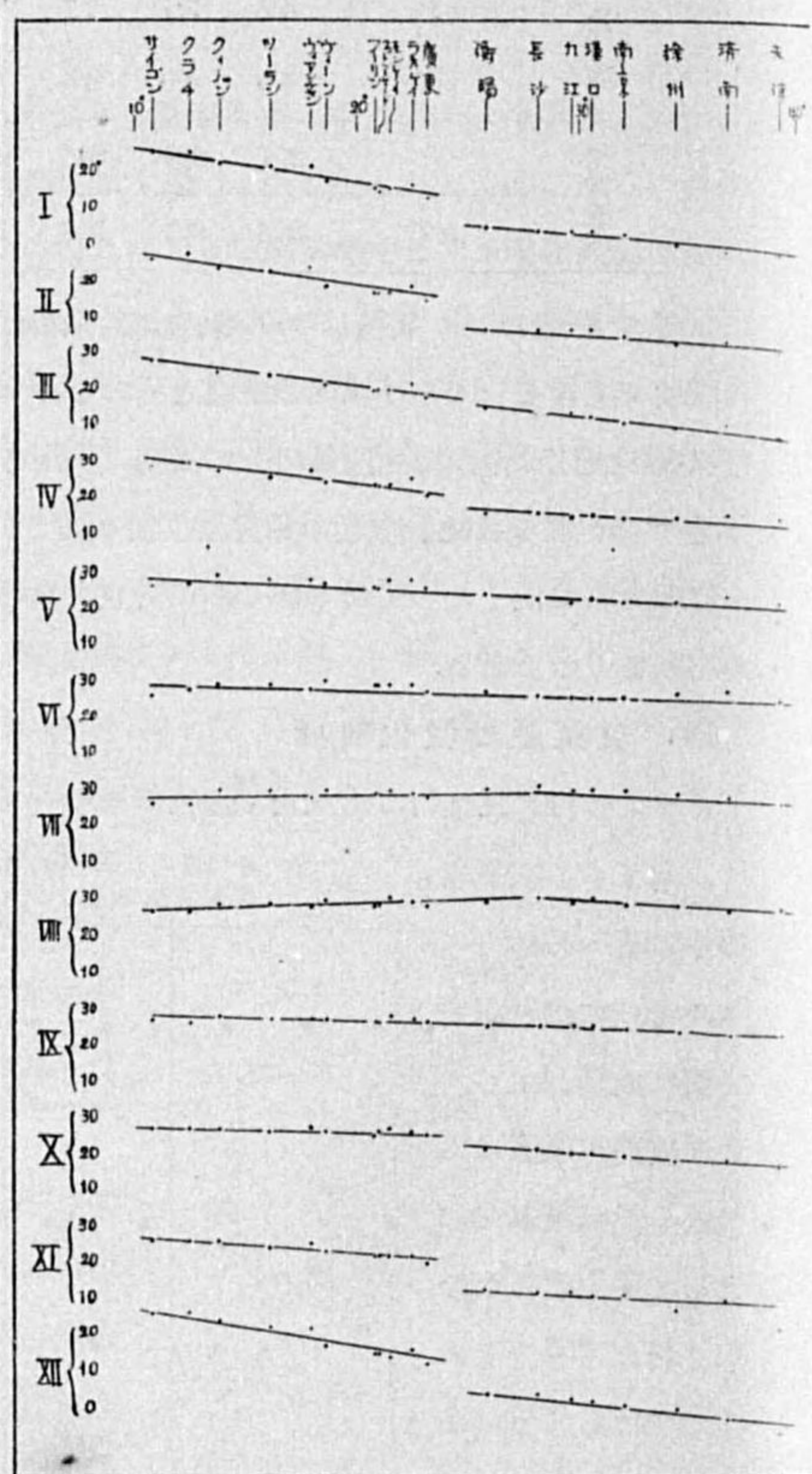
第 5 圖

ある。亦大谷・山田兩氏⁽¹⁾の支那東海南部に獨立して發生する低氣壓所謂臺灣坊主も之と同一現象であり同一系統のものと考へられるのである。此の事は亦次の如き點からも支持される。即ち冬季1月の平均等温線を見れば第4圖⁽²⁾の如く支那東部は一帯に低温になつて居り、南支に於ては氣温傾度が非常に急になつてゐる。其處で第5圖の如き帶狀地域内の19觀測所⁽³⁾に就いて温位並びに混合比を算出し緯度別より見た各傾度を調べて見た處第6圖、第7圖の如き結果を得た。この圖に依れば温位も混合比も冬季の11月、12月、1月、2月、3月には廣東・廣西と湖南・江西の省境

第6圖 混合比傾度



第7圖 温位傾度



(1) 氣象集誌. 第2輯, 第16卷, 第7號, 1938. (2) Nat. Res. Inst. Met. No. 4, 1934.
 (3) (イ) 中央氣象臺月報(昭和10年). (ロ) Annales du Service Météorologique de L'Indochine (1935).
 (ハ) Monthly Meteorological Bulletin (1935), Nanking.

で不連続的に變化してゐる事が判る。

然るに他の季節には之れが認められないのみならず、夏季には寧ろ支那東部は天津附近迄も同一の海洋性亞熱帶氣塊の南東氣流勢力範圍にある事を示してゐる。この事は、冬季には大陸性亞寒帶氣塊が南支方面迄押し出して停滯する。云はば climatological な frontal zone が南支に停滯する事を立證するものであり、(1) この frontal zone の存在、(2) 北方より南下せる下層より加熱變形された寒氣流の不安定さ (3) 上昇氣流收斂氣流を立證する廣東福建の不斷(殆んど冬季中存在す)の降水を併はせ考へると此の地方に低氣壓發生を首肯せざるを得ないであらう。

乃ち以上を要約すれば、シベリヤ高氣壓の發達に依り寒冷な氣流が南下し、地形に支配されて支那東部の平野及び東海上に侵入して來る。處が之等の寒氣流の内、陸上を吹走し來たるものは下層より次第に熱と水蒸氣の供給を受け、徐々に不安定となり乍ら南支の山岳地帯に到達して海洋性の温暖な氣流と相接觸するに到る。この時之が動機となつてこの界面上昇氣流を生じ、我々が天氣圖上に見る揚子江以南の波形的等壓線に依つて知る氣流の波動を生じ大陸性亞寒帶氣塊の不安定内部エネルギー放出に依り所謂 Low type の低氣壓の發生となる。亞いで此處で發生した低氣壓は海洋性亞熱帶氣塊より的高温多濕な南東氣流の流入に依り明瞭な暖域冷域を形成し、完全な低氣壓に發達して北太平洋北部に向つて東進するのである。處がこの南東氣流の流入なき場合は南方氣塊より得る大なる内部エネルギーなく、従つてあまり發達しない。黄海附近で増積するのはこの説明に適するものではあるまいか。尙ほ所謂臺灣坊主は南支那に生ずる波形的等壓線と同一の現象ではあるまいか。

V. 結 言

種々な議論を試みたが、要するに今迄いろいろ統計され調査されて來た支那東海南部に發生する低氣壓は、發生の源地が南支那省境附近の低き山岳地帯である場合もあり、變形された大陸性亞寒帶氣塊と海洋性亞熱帶氣塊との間の climatological な frontal zone にあると考へられる。尙ほこの低氣壓發生の原因となる亞寒帶氣塊の南支への突入はシベリヤ高氣壓の消長と支那大陸の地形が齎らすものであると云ふ結論に到達する。

終りに、岡田臺長・藤原兩先生の御指導に深謝の意を表すると共に資料に關し御便宜を賜はつた松本海軍中佐・故高島陸軍工兵中佐並びに種々御注意を頂いた大谷・高橋(浩)兩先生に厚く御禮申上げる。

世界の地震帯火山帯と垂直線偏倚

川 畑 幸 夫

1. 著者は前論文¹⁾に於て本邦のゼオイドに最も近似する如き楕圓體に準據するときは、鉛直線は殆んど例外無く日本島弧に可成り強く引かれてゐることを證明した。日本は四面海に圍繞せらるゝが故に、垂直線偏倚に關する斯くの如き規則性は一應地形の影響として單純に説明出来る様にも見えるけれども、事實は然らずして、もつと意味深いものと考へられた。即ち今、日本島弧を浦鹽斯德近傍に中心を有する圓弧と見做し、該方向に向ふ垂直線偏倚の成分に對して地形の補正を試みる。假りに地表にあらはれた山岳は過剰なりとし、又海の部分では陸地と海水の比重の差に相當する物質の不足ありと考へ、之を補正するときは、一樣に太平洋方面に引かるゝ剩餘が殘留するのであつて、太平洋方面海底は日本海方面海底に比較して相對的に過重であり、地殼均衡説に述べらるゝ如き機構が本邦附近でも亦成立すると考へられた。然し乍ら地形の補正計算は甚だ難澁で、全部の觀測點に對して遂に此の計算を完了することが出来なかつたので均衡面の深さを算出するに至らなかつたのであるが、其の當時著者は恐らく在來諸外國に於て求められた値に比較すれば可成り浅い値が得られるであらうと推察した。單にそれだけで無く、均衡面の深さを單純に一樣とすれば結局何等かの系統的剩餘が残るらしきことを推察したのであつた。²⁾ 地表面に於ける正負の荷重が斯の様な浅い深さだけで均衡されなければならぬとすれば地殼を特性づける種々の量の分布は本邦近傍では特異なもので、例へば歪力の如きものゝ分布も亦異常な配布をなしてもよさそうである。ともかくも本邦近傍に於ては大體に於てはアソスタシーの假説が成立するも、在來の機巧のまゝでは適用し難いかに見える。翻つて考へて見ると、太平洋沿岸には地震活動の激しい地帯が走行する。夫れ故に、其の當時著者は地震帯或は火山帯附近では地殼の構造が特異で、從つて垂直線偏倚は其の絶對値に於ても、又其の規則性に於ても著しい異常を示すのではあるまいかと疑つたのであつた。

そこでこゝでは著者が現在簡單に入手し得る各國の垂直線偏倚について調査した結果を簡單に報告する。然し乍ら世界を統一したゼオイドが精確に決定せられぬ現今に於ては垂直線偏倚は一義性を有たぬので取扱ひが甚だ面倒である。出来得る限り全部統一したものを計算することにするが問題の性質上、各偏倚の絶對値に於て最大 2" 内外の誤差は免れないものと考へられ度い。

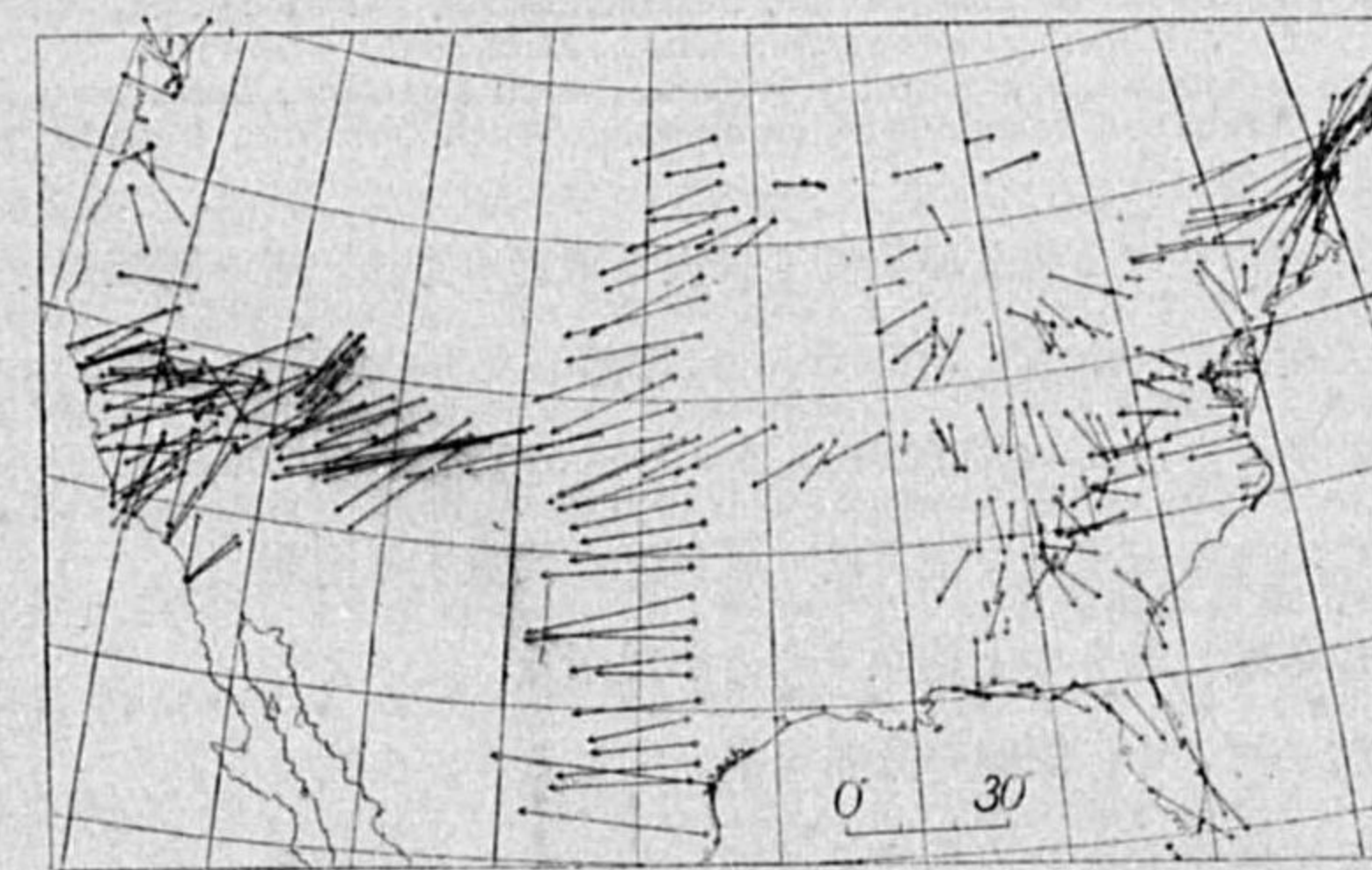
(1) 氣象集誌. 第 2 輯, 第 15 卷, 第 11 號.

(2) Y. Kawabata: Geophys. Mag. Vol. X, No. 1, 1936.

2. 諸外國に於ける垂直線偏倚のうち最も完備せるものは米國¹⁾並に印度²⁾であつて之については歐洲全體に互る Zentralbureau der International Erdmessung の計算であらう。

米國に於ける垂直線偏倚は著者が日本の場合について試みたと同様に原點に於ける垂直線偏倚と準據楕圓體の要素とを未知なるものとして最小二乗法によりて求め其の結果得られた有名な Hayford の國際楕圓體に對する垂直線偏倚を算出したものであつて、其の儘の値が直接亞米利加に適合するゼオイドに對する偏倚をあらはすことになる。既に Hayford も恐らくは氣附いたことであらうと思はれるが之を圖に記入してみると、西部海岸附近即ちカリフォルニア近傍に於て特に顯著なる規則性を示すのである。³⁾ 即ち著者が日本の場合について行つたと同様に、天文學的天頂が測地學的天頂に對して偏れる方向に、換言すれば實際に鉛直線が引かれてゐるのと反對の方向に矢印で垂直線偏倚を示すこととすれば(以下、本論文に於ては凡て此の符號に據ることに約束する)カリフォルニア附近西部沿岸一帯に於ては鉛直線は殆んど例外無く内陸側に強く引かれてゐて、全く日本の場合と區別出来ぬ程であるが、同じく海岸であつても東部沿岸に於ては左程著しくないのである。西部沿岸地方は海に隣接すると共にロッキー山脈が海岸近く迫つてゐるから一應は地形の影響として説明出来そうにも思はれるので念の爲に Hayford が計算した地形の補正量を加へて再び圖に示せば第 1 圖の如くなり、ロッキー

第 1 圖



山脈地方の斥力が可成り著しくあらはれる。圖によつてわかるように西部に於ては偏倚の絶對値も大きく且つ規則性も東部に比較すれば可成り顯著である。東部地方ではロッキーに比較する程の大きなものは無いが相當に大きな山嶽地帯は無いでもない。然しそれにも拘らず偏倚の量は可成り小さく、

特に或る地帯のみに特殊の、且つ顯著な分布を認めることが出来ない。此の事實は一面から言へば要するに地殼の均衡が可成りよく成立してゐることを示すものに過ぎないかも知れないので更に米國全體に對して Hayford が求めた均衡面の深さを 113.4 として地殼均衡説による補正を加へてみ

(1) J. F. Hayford: The Figure of the Earth and Isostasy from Measurements in the United States, 1909 及び同氏 Supplementary Investigation in 1909 of the Figure of the Earth and Isostasy 1910.

(2) Geodetic Report, Vol. VI, Survey of India, 1931.

(3) 著者, 未發表, 近く Geophysical Magazine に掲載.

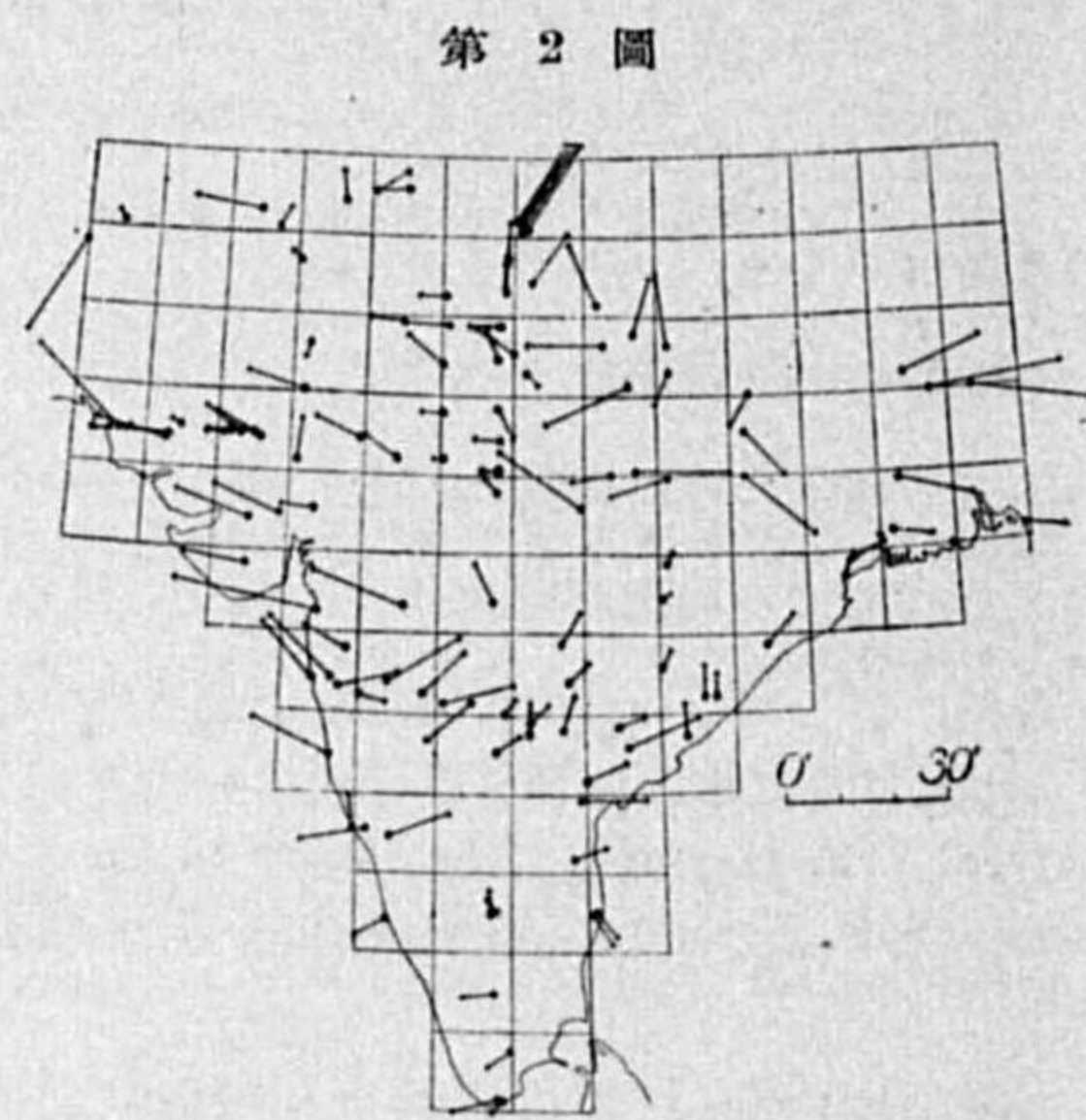
ても(次表参照) 剰餘は矢張り西部地方に於て最も大きい。此の平均剰餘は地殻均衡説に従はない程度を示す一つの尺度とも見做し得る。大きい小さいと言つても其の差は極めて僅かであると言へばそれまでのことであるが元來亞米利加全體に對して斯の剰餘が最小となる様に調節計算が行はれたのであるから單に其の相違が僅かであるからと言つて必ずしも棄て去るべき性質のものではなからう。

地形、地殻均衡の補正を加へた米國の垂直線偏倚(前掲文獻 p. 59 より計算)

地	域	總點數	平均剰餘
最西部	Utah, Nevada, California, 同北部, 同南部, Oregon, Washington 地方	196	3.734
西 部	Missouri, Kansas, Colorado, Utah 東部, Menesota, North Dakota, South Dakota, Nebraska, Kansas, Oklahoma, Texas 地方	122	2.752
東 部	Michigan, Minnesota, Wisconsin, Virginia, 同西部, Kentucky, Ohio, Indiana, Illinois, Missouri 地方	119	2.708
最東部	Maine, New Hampshire, Massachusetts, Rhode Island, Connecticut, New York, Pennsylvania, Ohio, Michigan, Vermont, New Jersey, Delaware, Maryland, Virginia, North Carolina, Tennessee, Georgia, Alabama, Mississippi, Louisiana, South Carolina, Florida 地方	296	2.71

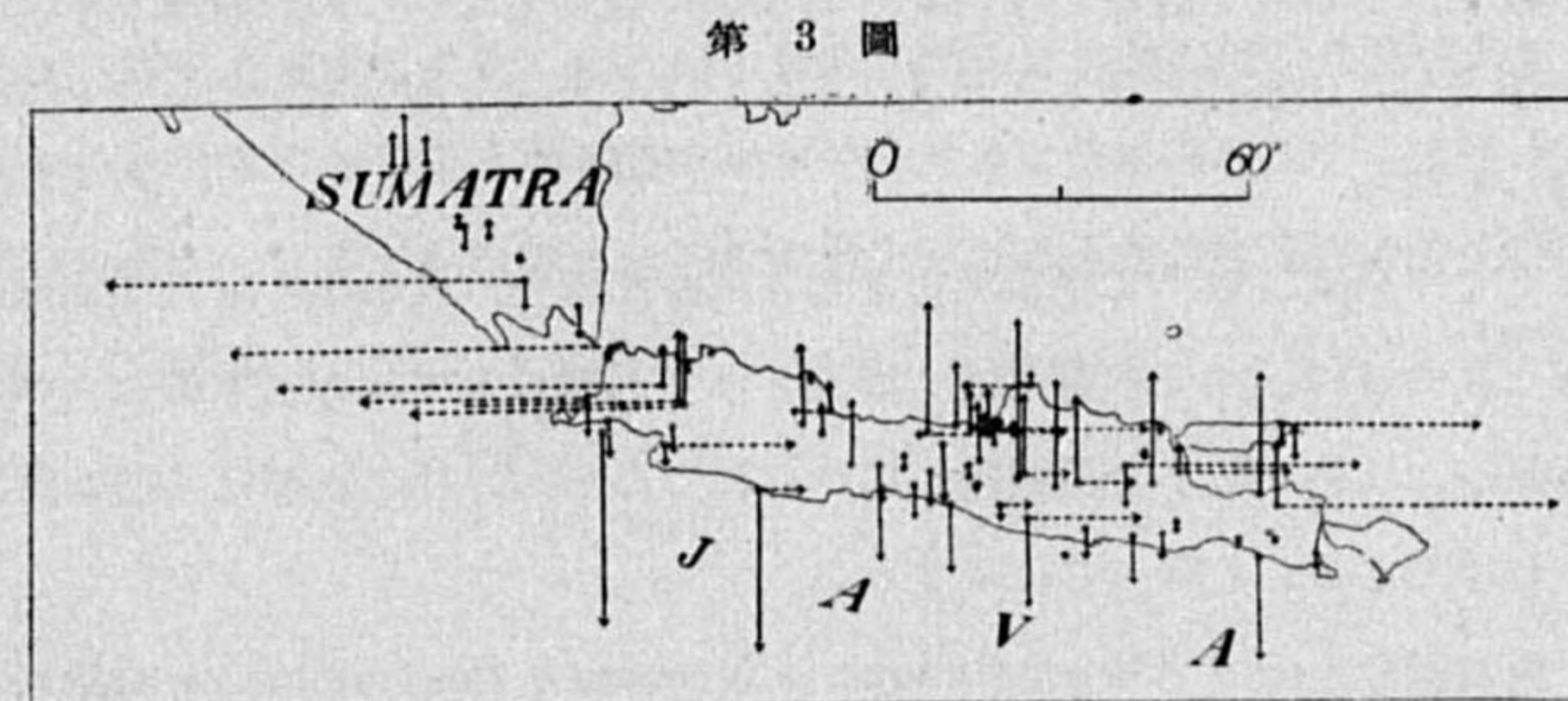
印度に於ける垂直線偏倚も矢張り著者の方法と略々同様の手段によつて Lt. Col. Everest が求めた所謂 Everest's Spheroid に準據したもので原點 Kaliánpur に於ける偏倚を $\xi = +0.31, \eta = +2.89$ とし $a = 6377,276 \text{ m}, b = 6356,075 \text{ m}, \alpha = 1/300,8017$ とせるものであつて、之も米國と同様此の地方のゼオイドを可成り近似的に代表する橢圓體に準據したものと見做すことが出来る。之によつて前と同じく、偏倚の分布を畫いて見ると、全體としては偏倚は決して小さくは無いが、之をゼオイドに換算したと考へると其の曲率は極めてゆるやかに變化することが明かであつて、特に米國カリフォルニア地方や日本の場合の如く或る狭い一局部に著しい規則性を認め難い。即ち印度では之を全體として觀察すればゼオイドの「ウネリ」は大きいけれども特に異常に起伏する地帯は見出せない。

更に東方に到り Java, Sumatra の附近になると



第 2 圖

亦著しく規則正しく且つ大きな垂直線偏倚が觀測されるのであつて、其の絶對値は日本の場合の約 2 倍にも近い。偏倚は Java 全體について ξ 並に η の代數和が夫々零となる様に計算されたもの



第 3 圖

で、結局吾々の場合と同様に略ぼ此の附近全體のゼオイドに適合する橢圓體からのゼオイドの起伏をあらはす。何となれば $\sum \xi = 0, \sum \eta = 0$ とすることにより略ぼ原點の偏倚を除去したこととなり、又橢圓體要素の相違は斯の様な狭い測地では問題にならないからである。

最後に歐洲であるが、調査した地域は東經 80° 以西、アラル海、カスピヤ海、黒海以北の露領全部から、スカンディナヴィア半島、英國、佛蘭西、獨乙、オーストリー、その他、全西歐より南は伊太利、亞弗利加全土に亘る地域である。之等の地域に於ては垂直線偏倚が夫々の三角測量に應じて各々別個の系統をなすから是非とも之を統一して調査する必要がある。然し正確に之を解くことは殆んど不可能に近いことは勿論で、著者は便宜上次の方法によつた。即ち先づ廣く全歐に亘る天文測地網を 1. Rauenberg (獨乙), 2. Feaghmain (英國), 3. Greenwich (英國), 4. Bonn (獨乙), 5. Warschau (ポーランド), 6. Bobruisk (露國), 7. Teghloi (丁抹), 8. Dorpat (露國), 9. Pola (オーストリー) 10. Castania (伊太利) を用ひて天文測地網を最小二乗法によつて adjust した結果⁽¹⁾を基本とし之に Zentralbureau der international Erdmessung に於て Helmert, Schumann 等が 1. 露西亞—スカンディナヴィア子午線弧長測量, 2. 西歐—亞弗利加子午線弧長測量, 3. $\varphi = 52^\circ \text{N}$ 平行圈弧長測量, 4. $\varphi = 47.2^\circ$ 平行圈弧長測量等の測定結果を adjust した結果⁽²⁾を前の基本網に組合せる。即ち後者は前者と所々で共通點を有するから其の點で等しくなると言ふ條件を附して全體の網を無理なく修正する。單に斯く言へば甚だ粗雑に聞えるが實は然らずして兩者は最初から殆んど 1" 以内に於て一致してゐるから斯くして出來上つた網全體は全歐洲に可成りよく近似する一つの橢圓體に準據する垂直線偏倚を與へてゐることになる。此の結果は偶然に求められたものでは無く、各弧長測量から Rauenberg (伯林の郊外にあつて全歐洲の原點である) の垂直線偏倚を計算せる結果が殆んど何れも $\xi = -5'', \eta = -4''$ (何れも測地値より天測値を減じた符號であらはず) となり又 Jordan が全歐洲を調節した結果も殆んど同一であつて、上述の取扱ひが不當なものでは無く兩者共殆んど

(1) Jordan-Eggert: Handbuch der Vermessungskunde, III B.1. p. 758.

(2) Verhandlungen 15 Allgemeine Konferenz der International Erdmessung.

一致すべきことを豫察して計算した結果に他ならない。地球物理學的に言へば極めて狭い帯狀の三角鎖でも長い弧長に亘るときは、それだけで可成り廣い地域のゼオイドを正しく代表し得るものと考へられる。

そこで全歐に對して相當稠密な基本網が出来た。此の網の附近で此の網の何れか一點と共通點を有し且つ其の近傍で相對偏倚を觀測された系統は凡て此の基本網に reduce する。之等の系統の垂直偏倚には色々勝手な楕圓體が用ひられてゐるが、其の影響は共通點附近では小さく問題とならないわけであるから考へるに及ばない。

斯の様な方法で Verhandlungen Allgemeinen Konferenz der Internationalen Erdmessung に 1915 まで報告された全部の垂直線偏倚を輯録し、叙上の方法で共通點を見出し得るもの全部を計算して一括すれば次の表の如くなる。但し歐洲以外各別に合理的に求められた地域をも併記する。

表に於て ξ, η は符號を考へずに平均した値、 $\bar{\theta} = \sqrt{\bar{\xi}^2 + \bar{\eta}^2}$ で $\bar{\theta}^*$ は $\sqrt{\bar{\xi}^2 + \bar{\eta}^2}$ を一々計算して其の平均をとつたものである。

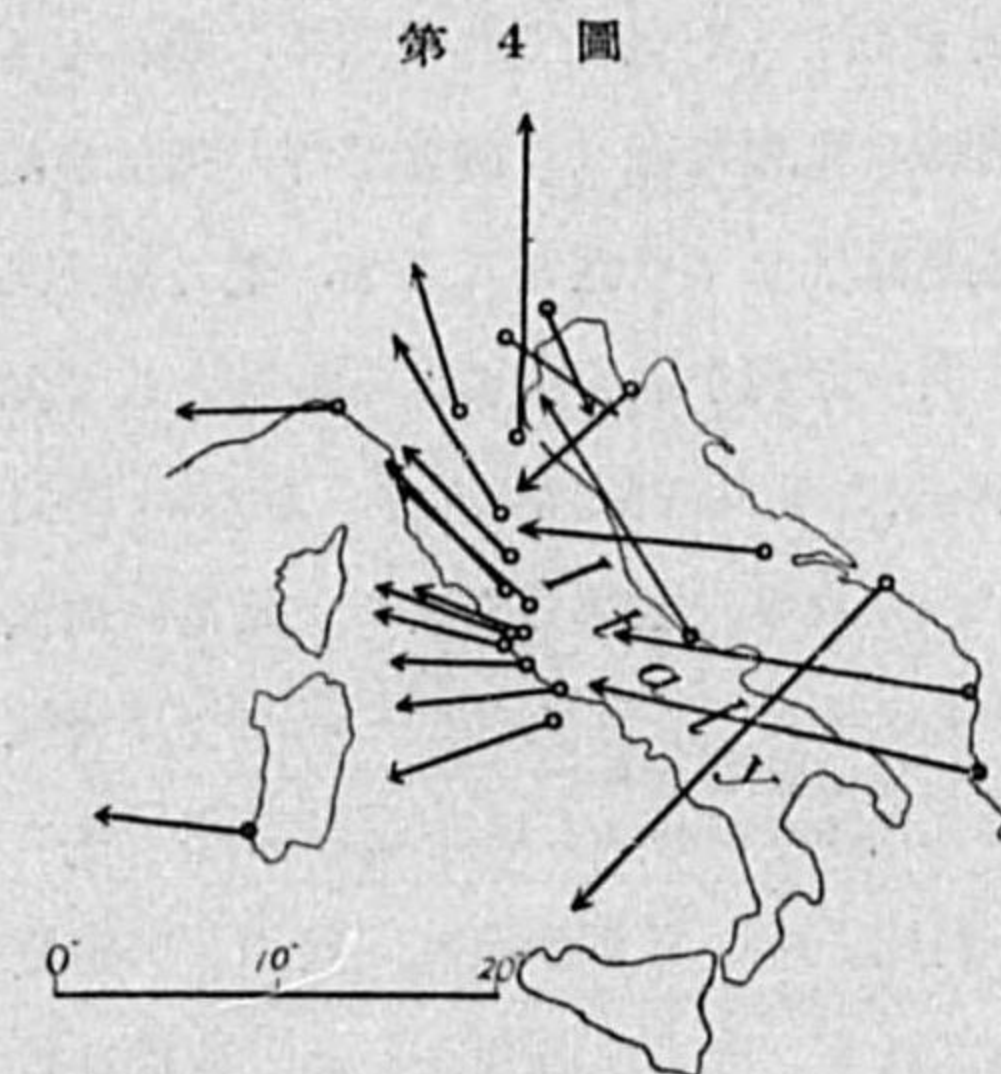
第 2 表

地 方	$\bar{\xi}$	觀測點數	$\bar{\eta}$	觀測點數	$\bar{\theta}$	觀測點數
Java, Sumatra	7.0	75	29.8	23	31.3	—
日本	—	—	—	—	13.5*	116
亞米利加最西部 カリフォルニア地方	—	—	—	—	12.5*	205
亞米利加東北部 極く狭き局部	—	—	—	—	10.3*	123
伊 太 利	6.0	28	6.9	21	9.1	—
印 度	—	—	—	—	9.1*	113
オーストリー南部 アルプス山麓	4.5	24	7.7	22	8.9	—
スエーデン	—	—	—	—	6.8	5
亞弗利加中部以南	3.6	74	5.0	30	6.1	—
亞米利加中央南部	—	—	—	—	5.3	173
亞米利加中央部	—	—	—	—	4.8	119
露 西 亞	3.0	35	3.4	27	4.4	—
和 蘭	1.6	16	1.5	14	2.2	—
フィンランド	1.0	9	1.0	9	1.4	—

(注意、英國及び佛蘭西では叙上の報告だけでは觀測が僅かに 3 點集まるのみであり、又スイスの三角測量には誤謬があると専門家に認められてゐるから共に最初から省いた。獨乙では觀測點が餘りに多く整理困難であるが可成り小さいものゝ様である。亞弗利加南部は全歐と連繫不能のため $\sum \xi = \sum \eta = 0$ として求めたものであつて、多少信用度が劣る。亞米利加の地域区分は第 1 表を参照せられ度し)。

上表によつて垂直線偏倚の絶対値 $\bar{\theta}$ を調べてみると、之が概して大きい地帯では地震活動が又

激しいことに氣附く。西伯利亞より北歐方面では $\bar{\theta}$ は著しく小さく、オーストリア南部より伊太利附近にかけては大きいことは顯著な事實である。而かのみならず試みに之等の偏倚を圖上に記入して見ると、歐洲南部伊太利附近では、又著しく規則正しい分布をなすことに氣附く。しかも之等の規則性は、既に F. R. Helmert⁽¹⁾ も注意した如く地形の影響としては全然説明出來ない向きにある。(第 4 圖)。兩餘の地方では觀測點の數がまだ充分でない地方もあるが $\bar{\theta}$ は可成り小さく特



別に顯著な規則性の存在する地域は見出し難い。例へば同じく海岸地方であつても和蘭、デンマーク地方では(第 5 圖)、垂直線偏倚も小さく、又何等の著しい規則性をも見出すことは出來ない様である。

第 5 圖の垂直線偏倚は第 4 圖と同一の縮尺にしてある。

3. 甚だ簡單であるが叙上の調査を綜合してみると「地震帶或は火山帶に於ては特に垂直線偏倚が大きく且つ其の方向が規則正しい」と結言することが出来る。別の言葉で言へば地震帶或は火山帶に於ては特にゼオイド——何等の補正を考へない——の起伏が局部的に異常である。此の異常は單に地形の影響のみでは説明し難い様に思はれる。

精密時計用振子の新驅動装置に就て

田 村 昌 進

緒 言

振子を時計として使用する場合には、共振動の減衰を防ぐ爲に常に之に「エネルギー」を補給する必要あり。此爲に舊來より最も廣く用ひられたる方法は、「エスケープメントホキール」と「パレット」とを用ふる方法なり。然れども此方法に於ては「エスケープメントホキール」と「パレット」との接觸面に於て、常に摩擦力が作用し「ブレーキ」の如き作用をなし、振子の運動に抵抗する爲

(1) F. R. Helmert: Bericht über Lotabweichungen. 1888.

振子が本来の自由週期を以て運動する事を妨げらる。又力の傳導装置として多くの齒輪が用ひらるるも、之は其齒面及軸承部に於て非常に大なる摩擦を有し且摩擦力は作用時の状況によりて不規則に變化し易く、爲に驅動力に變化を生じ、其上減摩油は時日の経過するに従ひ、又温度の影響に因りて粘度を變じ易く、之又驅動力に變化を生ぜしめ、其結果振子の振幅に變化を來し週期を變ぜしむる原因をなす。故に此方法を用ひて精密なる時計を製作することは非常に困難なることなり。近時此方面に電氣を用ふることによつて、以上の缺點を除去することが企てられて居る。然れども電磁的方法によりて、直接振子を驅動せしむるものは、其電源の電壓路線又は接點部等の抵抗が變化し易き爲、直ちに驅動力に變化を來し精密時計用振子の驅動法としては適當ならず。電力を一旦重力に替へて、之に依つて驅動せしむる方法最も適當なり。例へば現今最も精密なる時計として知られて居る Riefler 又は Synchoronome 等の如き高級精密時計は皆此方法に依れり。Riefler 時計は電力を以て約 30 秒毎に小さき錘を持ち上げ、此落下によつて齒輪に廻轉力を與ふ。此爲に齒輪の數を極度に減少せしむることを得べく、又「エスケープメントホイール」及び「パレット」は特種の構造を有し、成る可く摩擦による抵抗を減少せしめ居れり。Synchoronome 時計は、全然「エスケープメント」及び齒輪等を用ひず、振子桿に取り付けたる斜面上に、三十秒毎に一回づゝ一定質量の錘を落下せしめ、之によつて振子を驅動せしむる方法を探れり。而して此場合には、振動計數装置の齒輪を送る爲に振子が外部に向つて仕事をなすことを防ぐ爲に、更に之と同週期を以て振動する一個の振子を有し、之に計數の仕事に司どらしめ之等二個の振子が互に干渉し合ひて、初めて一個の完全なる時計としての作用をなすものにして、作用は複雑にして取扱ひには相當熟練を要す。

新方式

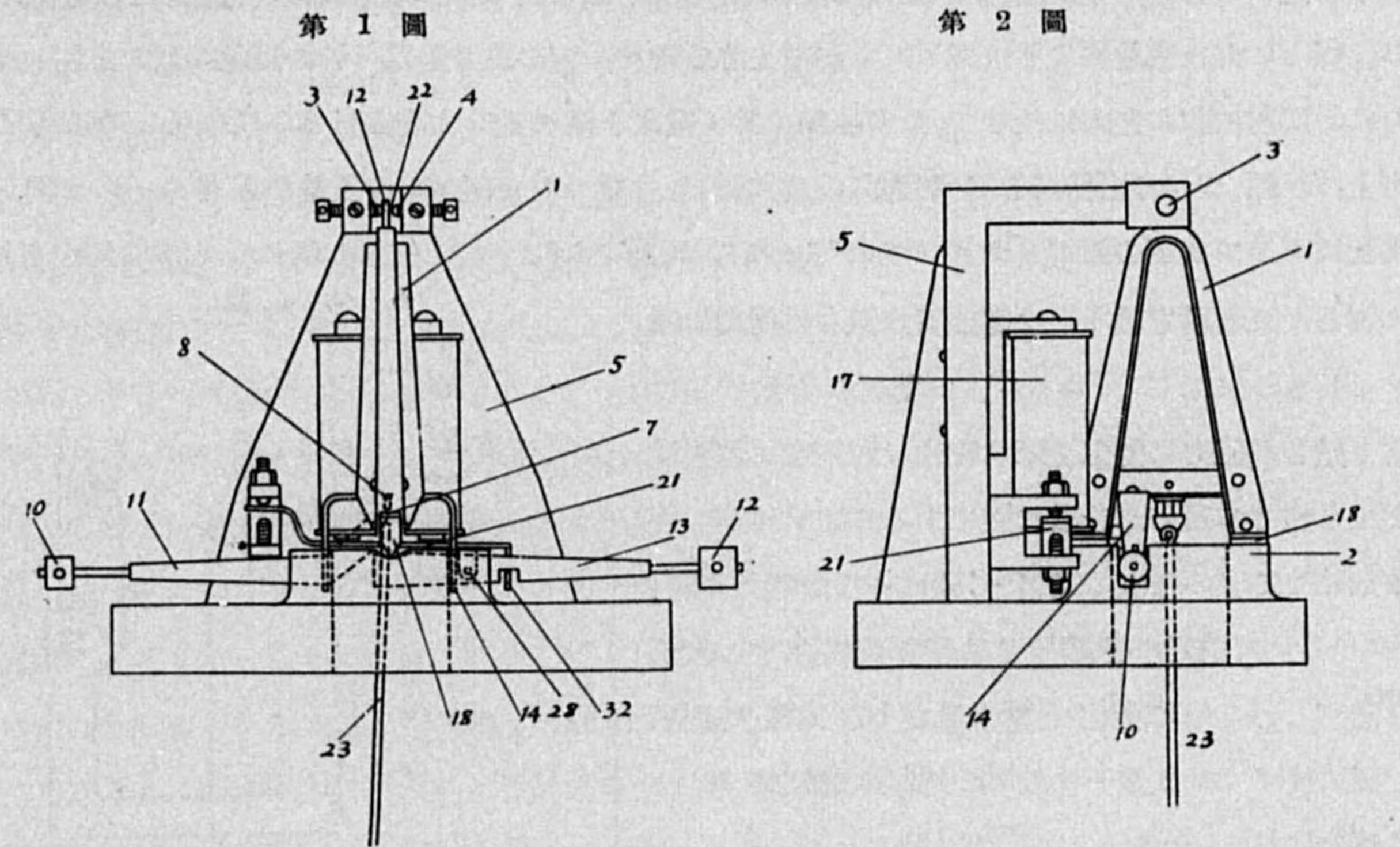
筆者の方法も又齒輪「エスケープメント」等は全然用ふることなく、電力を以て引上げた錘の落下によつて「サスペンションスプリング」の上端を一振動毎に振子の最大速度の位置の直前に於て、振子の運動と同方向に微小距離を移動せしむることによつて「エネルギー」を補給し振子の運動を繼續せしむる方法にして、極めて簡單なる装置によつて振子に直接觸るゝことなく、又振子をして外部に向つて少しの仕事をも爲さしむることなくして、よく振子に「エネルギー」を供給し、且つ振動數を指示せしめ得べく、要部に摩擦を生ずる部分なく、従つて給油の必要全然なく、爲に装置全部を密閉器に入れ真空中に保つことを得べく、構造簡單にして信頼度高き時計を得べく、加之も取扱ひ極めて容易なるを特徴とす。

構造

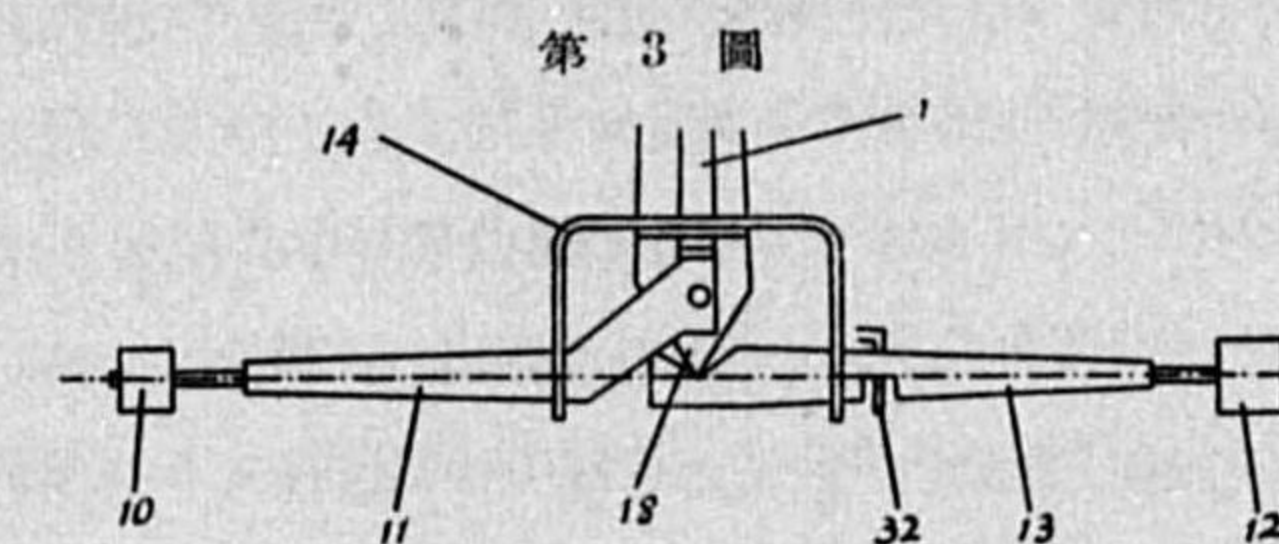
第 1 圖は装置の正面圖第 2 圖は側面圖第 3 圖は其の可動錘保持装置第 4 圖は電氣結線の略圖第 5 圖は作用の力學的圖解を示す。

第 1 圖及び第 2 圖に於て、1 は振子を懸垂せしむべき架にして、逆 V 字形をなし、其脚部 18

は「ナイフエッジ」をなし、浅き藥研形の受臺 2 の上に鉛直に立ち、上部に於て兩側より後方の枠 5 に取り付けたる、調節し得べき「ストッパー」3 及び 4 によりて極めて僅小の間隙 22 を残して挟まれ轉倒するを防ぐ、架の下方「ナイフエッジ」の間には「サスペンションスプリング」7 の支



持金具 8 を保持せしめ、之に依つて振子桿を懸垂せしむ。又架の側には其先端に錘 10 を有する腕 11 を固定し、他側には先端に錘 12 を有し架に掛け外しをなし得べき腕 13 を懸く、此腕 13 は第 3 圖に示す如く錘を有せざる端を「ナイフエッジ」に支へ、「ナイフエッジ」の先端を支點として自由に上下に廻轉し得べく、腕の中間を架の受け 14 に懸けて其重量を架に託さしむ。錘 10 及 12 は第 3 圖に明なるが如く互に「ナイフエッジ」の先端を通る水平面内に於て「ナイフエッジ」の双線を連ぬる直線の反対側にあり、此線より各錘迄の距離は相等しく、錘 12 の重量は 10 の二倍とす。又「ストッパー」3, 4 は其先端に電氣接點を有し交互に架の受けにある接點 12 と接觸することによつて電路を閉づる役目をなす。即ち第 1 圖に於て架 1 が左方に傾き「ストッパー」3 に接し電路を閉づる時は、(第 4 圖参照) 電磁石 17 は作用して其吸引片 21 を引き上げ、之に取り付けたる桿 21 は軸 28 を支點として廻轉し、其右端に取り付けたる鉤 32 (圖には判然せざれども前方に屈曲せるなり) にて持ち上げ居れる錘 12 の腕 13 を離し其重量を架に懸らしむ。又之



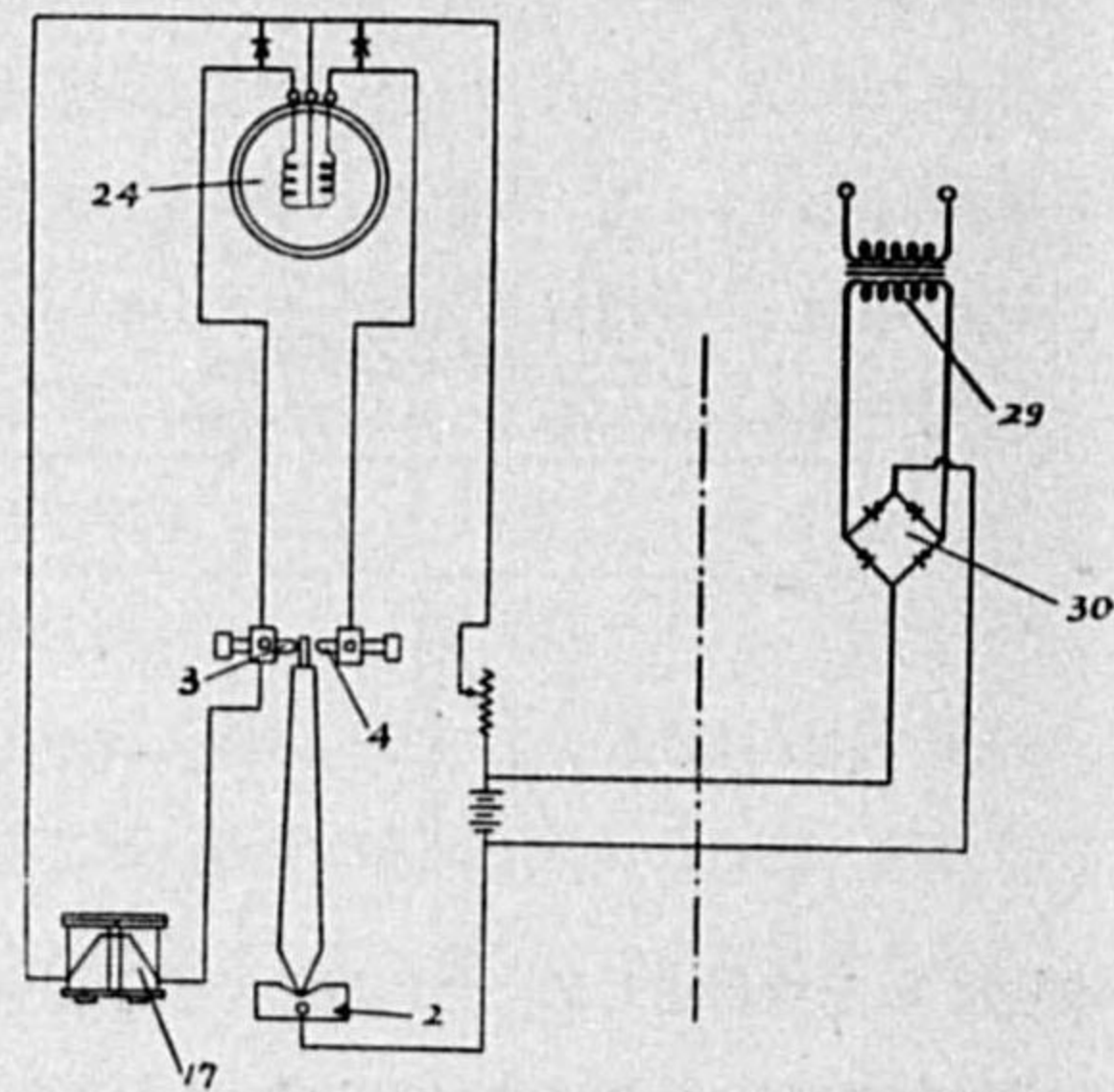
と同時に電路に並列に入れたる子時計 24 の秒針を送らしむ。第 4 圖に示すが如く子時計には 2 個の「コイル」を有し、交互に電流を送りて運針せしむ。又電磁石 17 は緩動電磁石を用いたるを以て、電路の開閉の際急速に動作することなく、電接の時刻より相當遅れて錘 12 の上げ下げをなす。而して錘 12 は 10 の重量の 2 倍なるを以て、第 1 圖に於て架が右方に傾き電磁石が吸引力を失ひ、桿 21 が其重量によりて錘 12 を持ち上ぐる時は、架の重心點は 10 の重量の爲に左方に偏せられ、反對に架が左方に傾きて 4 の接點に於て電路を閉づる時は電磁石 17 は作用し、其吸引片を引上げ、錘 12 の重量は腕 14 に懸り、爲に架 1 は錘 10 及び 12 の重量の差即ち 10 と同一の重量によりて其重心點は「ナイフエッジ」の右方に偏せられ、架は右方に倒れんとする傾向を持つに至る。又緩動電磁石とは電磁石の鐵心に銅環を被せたるものにして、「コイル」の電流が變化するに當り鐵心の磁力に變化を來す時は、此銅環に渦電流を生じ鐵心の磁力が急激に變化することを防がしむる如くせるものなり。又第 4 圖に於て子時計 24 の「コイル」に並列に接続せるは接點間に生ずる火花を防がしむる爲の酸化銅整流器なり。又第 1 圖第 2 圖に於て 23 は振子桿なり。外觀は圖版第 10 の寫眞の如し。

作 用

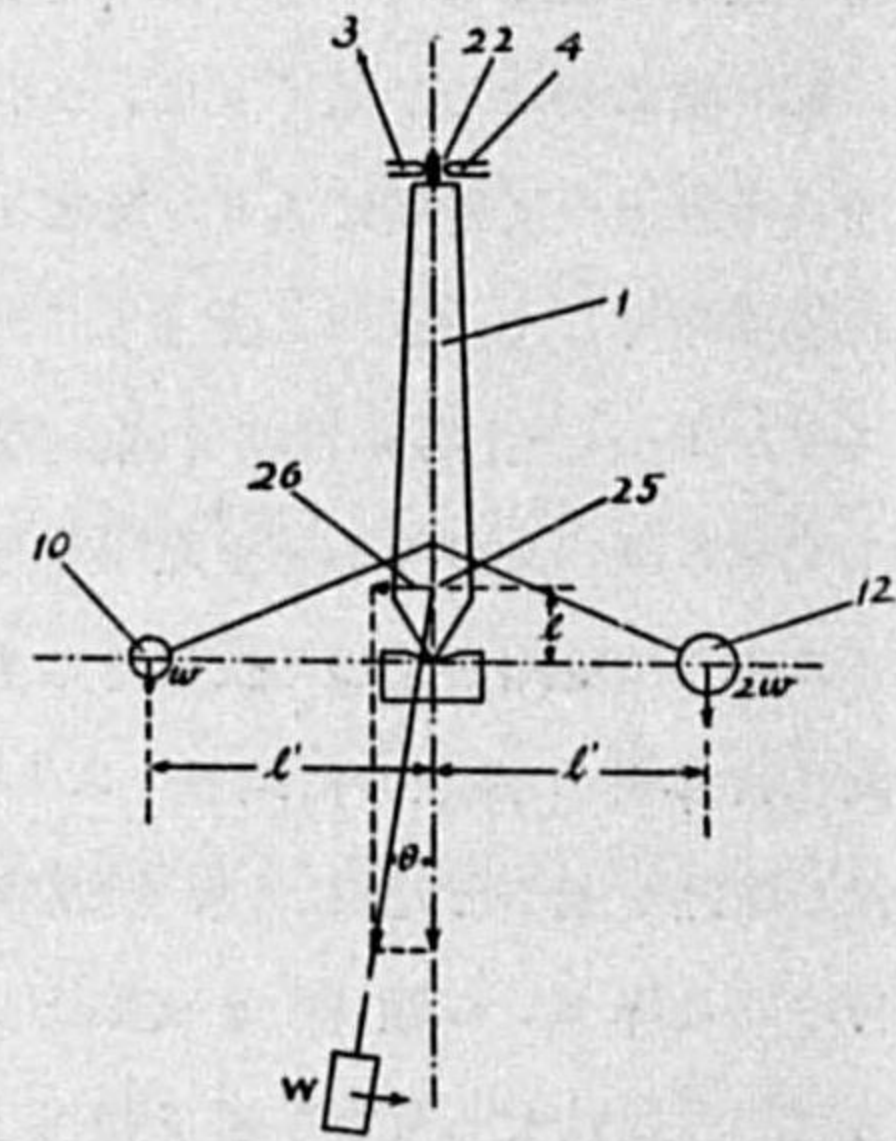
先づ第 5 圖に就いて此装置の作用を説明すべし。

簡單の爲に腕 11 及び 13 の重量を度外視し、錘 12 の重量は 10 の 2 倍にして、各重心點は「ナイフエッジ」の先端を通る水平面内にありて、「ナイフエッジ」の先端より等距離にあるものとす。即ち 10 の重量を w 12 のそれを $2w$ とし兩者の重心點の「ナイフエッジ」の先端よりの距離を l とす。又架に及ぼす振子の力の着力點は「サスペンションスプリング」の屈曲部の中心にありとし、此點 25 より「ナイフエッジ」の双線迄の距離を l とす。而して振子の錘の重量を W とし、振子の鉛直線よりの傾角を θ とする時は、前に説明せる如く、常に錘 10 又は 12 に作用する重力と振子が架に及ぼす力の水平方向に於ける分力 26 とは互に架を反對方向に倒れしむる如く働く。而して此「モーメント」は錘 10, 12 によるものは常に一定にして $l'w$ にて表

第 4 圖



第 5 圖



はさる可く、振子によるものは傾角 θ の大きと共に變化し $l'w \tan \theta$ によつて表はさるべし。而して前者が後者よりも小なる間は、架は後者の向ふ方向の「ストツパー」に支へられて固定し、振子は「サスペンションスプリング」を屈曲せしめて運動すれども、第 5 圖に示すが如く振子が矢の方向に移動し、傾角 θ が追々小となり、即ち振子が最大速度の位置に近づくに従つて水平分力 26 は小となり、 $l'w \tan \theta$ が $l'w$ より小となりたる瞬間に架は「ストツパー」3 を離れ錘 12 の落下によつて間隙 22 の距離を移動し、振子に「エネルギー」を供給す。架の上端が運動して「ストツパー」3 を離るゝと同時に電磁石の電流は断たれるれども、緩動装置の爲に動作は遅るゝを以て、桿 21 が其右端の鈎 32 にて錘 12 を持ち上ぐる迄には、振子は最大速度の位置を通過し右方に至り、傾角 θ は相當の大きとなるを以て、右方向向ふ水平分力は大きとなり爲に振子が一旦右方に最大の傾をなしたる後再び中心近く歸り來る迄は、錘 12 を持ち上ぐるゝとも架は左方に倒るゝことなし。實際の場合に於て、 w は數瓦、 W は數瓦なるを以て、 $l'w = l'W \tan \theta$ なる場合の θ は非常に小にして殆んど振子の最大速度の瞬間にのみ架は移動す。而して其「サスペンションスプリング」上部の移動距離は僅々數ミクロン程度にて足り加之も振子に衝撃を與ふることなきを以て、振子の運動に悪影響を及ぼすことなし。又錘 12 の上げ下しは以上の説明にて明なるが如く、振子の傾角 θ が相當に大なる間にさへなさるゝならば其時期又は運動の速度等は振子に與ふる駆動力には少しも影響することなし。即ち電力の強弱には無關係なり。以上の如き作用を繰返して、振子に「エネルギー」を補給し同時に子時計 24 の秒針を運針せしむるなり。而して何れの作用に於ても、少しも振子の運動に抵抗する如き作用なきを特徴とす。又間隙 22 の大きを増減することによつて、供給「エネルギー」の量を變じ振幅を變じて週期を加減し得べし。即ち振子に少しも觸るゝことなくして小範圍の緩急調節をなし得べし。第 4 圖に於て鎖線にて界せる右方の部分は電燈線より豆變壓器 29 及酸化銅整流器 30 によりて蓄電池を充電しつゝ時計を動作せしむる装置の略圖を示せるものなり。

振子を時計に用ふる場合に、其週期を變化せしむる主なる原因は、溫度誤差、氣壓誤差、「エスケープメント」誤差、振幅誤差等なり。此中前二者は恒溫裝置、眞空裝置等によつて豫防し得れども、後二者は裝置の缺陷より來るものなるを以て、從來の裝置を用ふる限り其除去非常に困難なり。

元來振子の週期は振幅の小なる間は簡單に $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ なる式にて表はさるゝものとなし居れり。即ち振幅の小なる時は、週期は振幅に無關係なることを示すものなり。然れども此式は週期の一般式即ち $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \left(\frac{13}{24}\right)^2 \sin^4 \frac{\alpha}{2} + \dots \right\}$ なる式に於て振幅 α が極めて小なる場合には第二項以下は微小にして、之を不問に付するも大差なしと假定せる近似値を表はせるものに過ぎず、然れども時計の場合の如く其週期が長時日に亘りて累積する如きものに於ては、此第二項以下も不問に付すること能はず、況して非常に精密なる時間の測定を必要とする場合に於ては一層然りとす。前に掲げたる週期の一般式を見るに、第二項以下には皆振幅を表はすべき項 α を含め

り。故に週期 T を完全に一定ならしむる爲には、振幅 α は常に完全に一定なること必要なり。然るに振幅を常に一定に保たしむる爲には、振子に作用すべき駆動力は常に完全に一定不変ならざるべからず、之振幅誤差を除去する爲に最も必要なる要件なり。又「エスケープメント」誤差は「エスケープメントホキール」と「パレット」とを用ふる限り完全に除去すること能はざるを以て、之を完全に除去する爲には他の装置を以て之に代へること必要なり。直接電磁力を用ひて駆動せしむるものに於ては「エスケープメント」誤差は除き得るも前に説明せる如き電力の變化による誤差の他に、電氣接點を開閉せしむる爲、又は振動數指示装置即ち時計の針を動かす等の爲に振子をして、常に外部に向つて仕事をなさしむるもの多く、之又振子の自由振動を阻碍せしめ、週期を變ぜしむる原因となる。故に嚴密に正確なる時計を得んとするには摩擦大なる中間傳動装置や、振子の運動に障礙を與ふる如き「エスケープメント」装置、振子をして外部に向つて仕事をなさしむる如き振動計數装置、電氣接點装置等を用ふることや、直接電力を以て駆動せしむる如きことは皆適當ならざることなり。又振子に及ぼす空氣の抵抗浮力等の變化の爲に生ずる週期の變化を除去する爲に密閉器内の真空中に於て動作せしむることを必要とする爲には、装置に給油することは好ましからず、油は真空中に於ては、蒸發し易き成分ありて、粘度に變化を生じ易き爲なり。又駆動力は常に振子の最大速度の位置の近所即ち振子の有する全「エネルギー」が運動「エネルギー」に變じたる際に於て加へらるゝことは振子の運動に不規則有害なる動搖を生ぜしめざる爲に肝要なる條件なり。英國の時計學者 Hope Jones 氏は其著書 Free pendulum 上に於て精密時計用振子の駆動法に就いて次の三ヶ條を特筆大書せり。

1. The impulse must be given to the pendulum at or near to its zero position.
2. It must only be given occasionally.
3. There must be absolutly on other interference with the pendulum whatever.

新装置の利點

筆者の設計せる駆動装置は、以上の諸條件を完全に満足せしむるものと云ふべく、即ち齒輪「エスケープメント」等の如き傳動装置は全然之を用ひず駆動力としては一定質量の錘が一定距離を落下する際になす仕事を用ひて直接振子を駆動せしめ中間に駆動力を變化せしむる如き傳動装置を用ひず故に駆動力は常に一定にして加之も殆んど振子の最大速度の位置に於て瞬間的に加へられ、且振子の運動速度に急變を生ぜしむるが如き衝撃を與ふることなく、又装置の要部には、摩擦を生ずべき部分を有せず、故に全然給油の必要なく、爲に油の粘性の變化の爲に生ずる種々なる障礙は少しも考慮するの要なく、且振子に直接觸るゝことなく、又振子をして外部に向つて少しの仕事をも爲さしむることなきを以て、振子の自由運動に障礙を與ふべき何等の作用をも生ぜず振子は常に完全に其固有の一定週期を以て振動することを得べく、電氣接點は齒輪等の中介に依らず直接振子の

一定位置に於て動作し、且つ一振動毎に強力にて、完全に壓着せらるゝを以て、電接は常に安定にして刻時は正確なり。故に本駆動装置を有する振子は精密なる時間の測定をなすべき時計に用ふることを得べく、構造極めて簡單にして週期に不規則なる變化を生ぜしむる如き要素なきを以て、信頼度高く在來の時計の如く製作上の手際の巧拙に因りて、其正確度を左右せらるゝ等の事なく、又取扱に極めて容易なるを特徴とす。又電源装置は6「ボルト」10「アンペア」時位の小蓄電池を「フローテング」に用ひ、之を豆變壓器及び酸化銅整流器によりて、交流電源より連続的に常に充電しつゝ用ふる時は少しの手入をも要せずして永く完全に動作せしめ得べく全然交流電源を斷たるとも優に數日間は少しの故障をも生ずることなく動作し得べく、勿論再送電の場合は其儘完全に動作を繼續すべし。

終に此考案を爲すに當り多大の御援助御指導を賜つた岡田臺長關口天文臺長及び御懇切なる御助言御援助を賜つた塚本喜藏氏及び中川順三氏に厚く御禮を申上る次第なり。

東亞温帯低気圧の構造 (I)

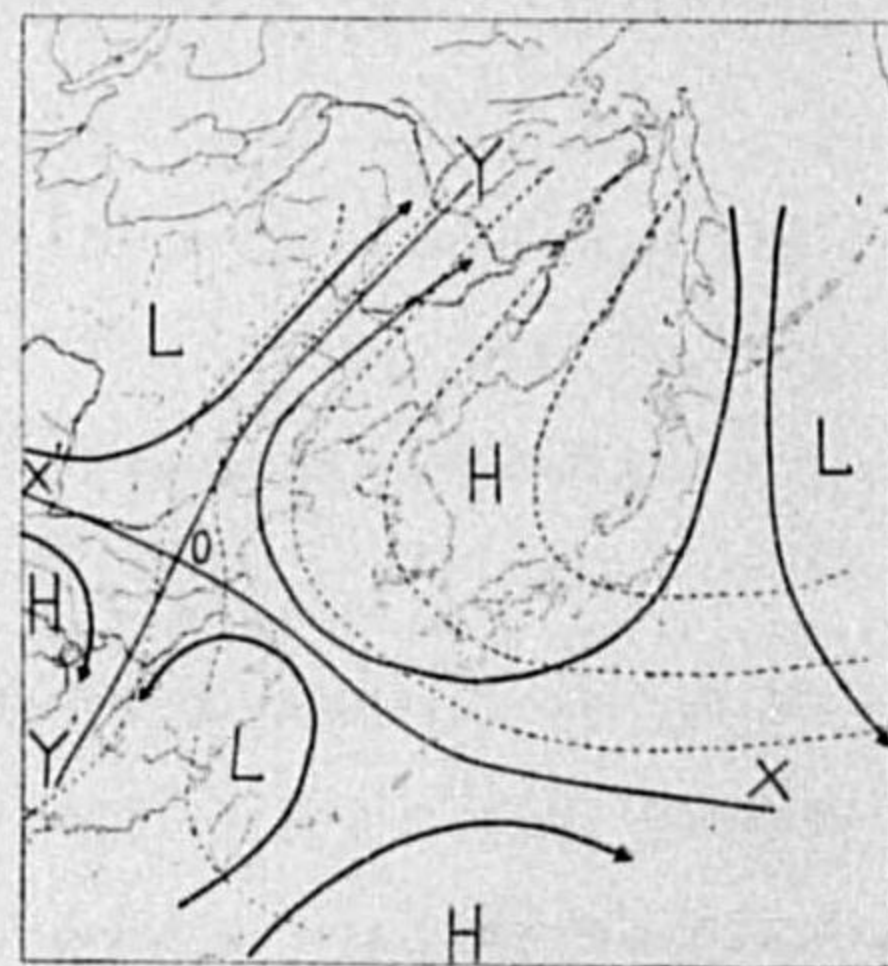
淵 秀隆, 田島節夫, 村瀬信夫

東亞に於ける温帯低気圧の構造に就いて個々の場合を詳細に調べたものは割合に少くその構造に就いて判明しない點も可なりあるので著者等は其の調査を思ひ立ち先づ昭和 8 年 6 月 6 日—8 日の低気圧に就いて調べて見た。

1. 發生又は再生(發達)當時の様相

5 月 31 日頃より樺太附近の高気圧が日本海に張り出し東支那海及び本州南方洋上に北東氣塊を送り出してゐた。他方南洋群島附近の高気圧からは同方面へ南西氣塊を送り出し兩氣塊の境のフロントは相當はつきりしてゐて少しづつ北上する傾向を示してゐた。6 月 5 日の朝には天氣圖 1 で見る如くフロントは小笠原附近から漢口附近に亘り非常に歴然として居り、この境界は Bergeron⁽¹⁾ の所謂 "region of frontogenesis" であるがこの時の氣壓の場と気温の場を概念的に畫いてみると第 1 圖の如くである。(但し等温線は可なり推測的であるが長い間の平均の気温圖⁽²⁾から推しても大體妥當と思はれる。)此處で先づ想起するのは Bergeron の deformation field の理論であるが實際はなかなかそう簡単にはゆかない。然し大體等温線が支那大陸の沿岸に平行して南北に走つてゐるとすれば YOY' は Petterssen⁽³⁾ の所謂 axis of dilatation と見

第 1 圖



(1) T. Bergeron: Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse, Teil I, Norske Videnskaps-Akademi, Geofysiske Publikasjoner, Vol. 5, No. 6, 1928.
(2) T. Okada: "The Climate of Japan" Bull. Cent. Met. Obs. of Japan. Vol. IV, No. 2, 1931. plate. 20 参照.
(3) S. Petterssen: Contribution to the Theory of Frontogenesis, Norske Videnskaps-Akademi, Geofysiske Publikasjoner, Vol. 11, No. 6, 1936.

做す事が出来る。又洋上では等温線が曲つて大體東西に走つてゐるので圖で分かる通り OX も亦大部分 axis of dilatation と見做す事が出来る。之は丁度 Petterssen⁽¹⁾ の (1) kinematical frontogenesis と (2) frontogenesis between two adjacent source regions を一緒にした様な場合であり、又一方地表の等温線⁽²⁾は大體上層の等壓線を表はし従つて上層風の流線を表はすものとすれば上海附近は Scherhag⁽³⁾ の Divergenztheorie に結びつけて提唱する所の Rodewald⁽⁴⁾ の所謂デルタ (第 1 圖参照) に相當する。従つて同區域は氣壓の下降を示す事になるが斯くの如き状態で 6 日の 6 時には天氣圖 2 で見る如く黄海西部で非常に發達した低気圧となつた。然しこの新しく發生⁽⁵⁾(再生, 發達)した模様は材料不足のため可なり不確實な點もあり適確な事は將來の研究にまたねばならぬ。

2. 發 達

前節で述べた如く黄海西部で急に發達した事實は明瞭で三つの高気圧から送り出される三つの氣塊は各その發源地を異にし非常に判然と區別する事が出来る。今之等三つの氣塊⁽⁶⁾に對して次の如く假稱する事にする。但し J は變遷を意味する。

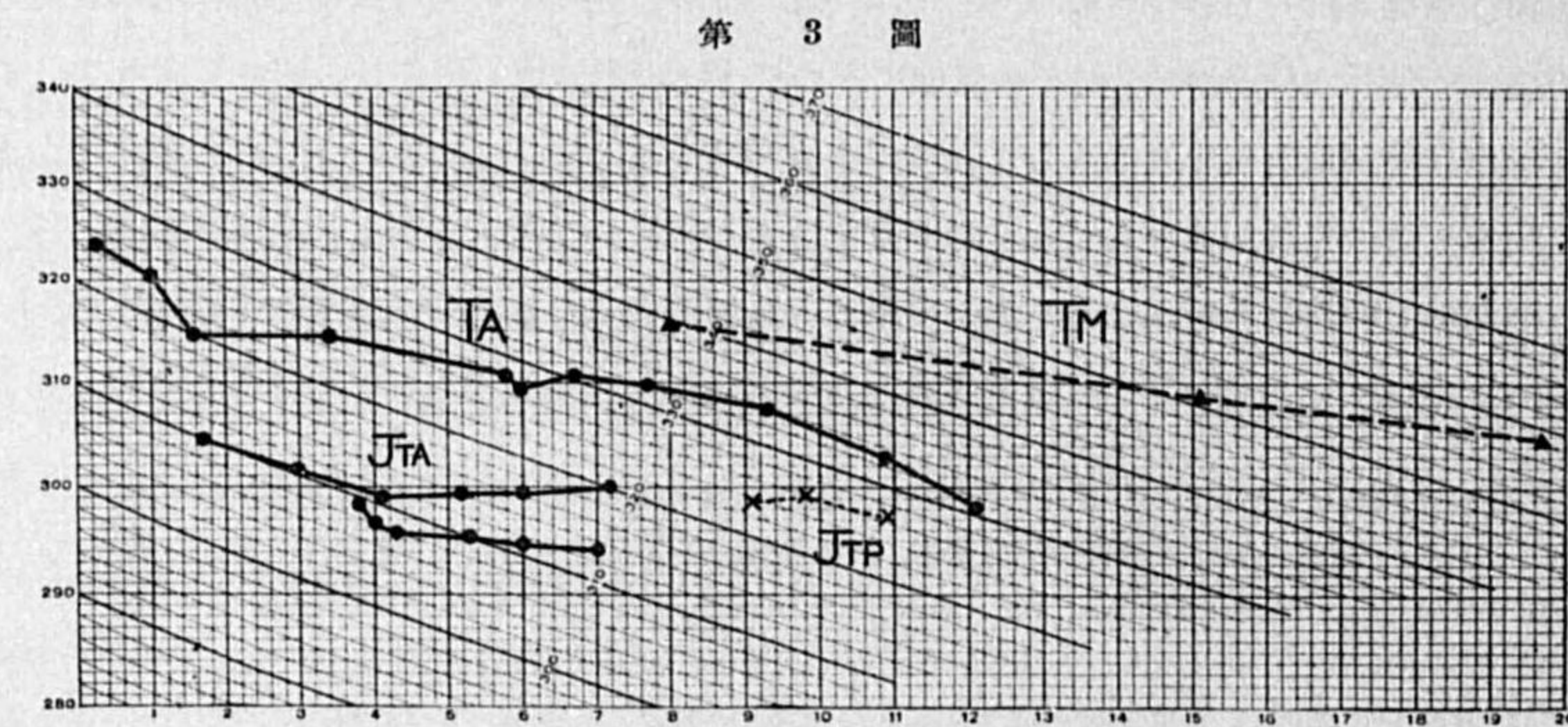
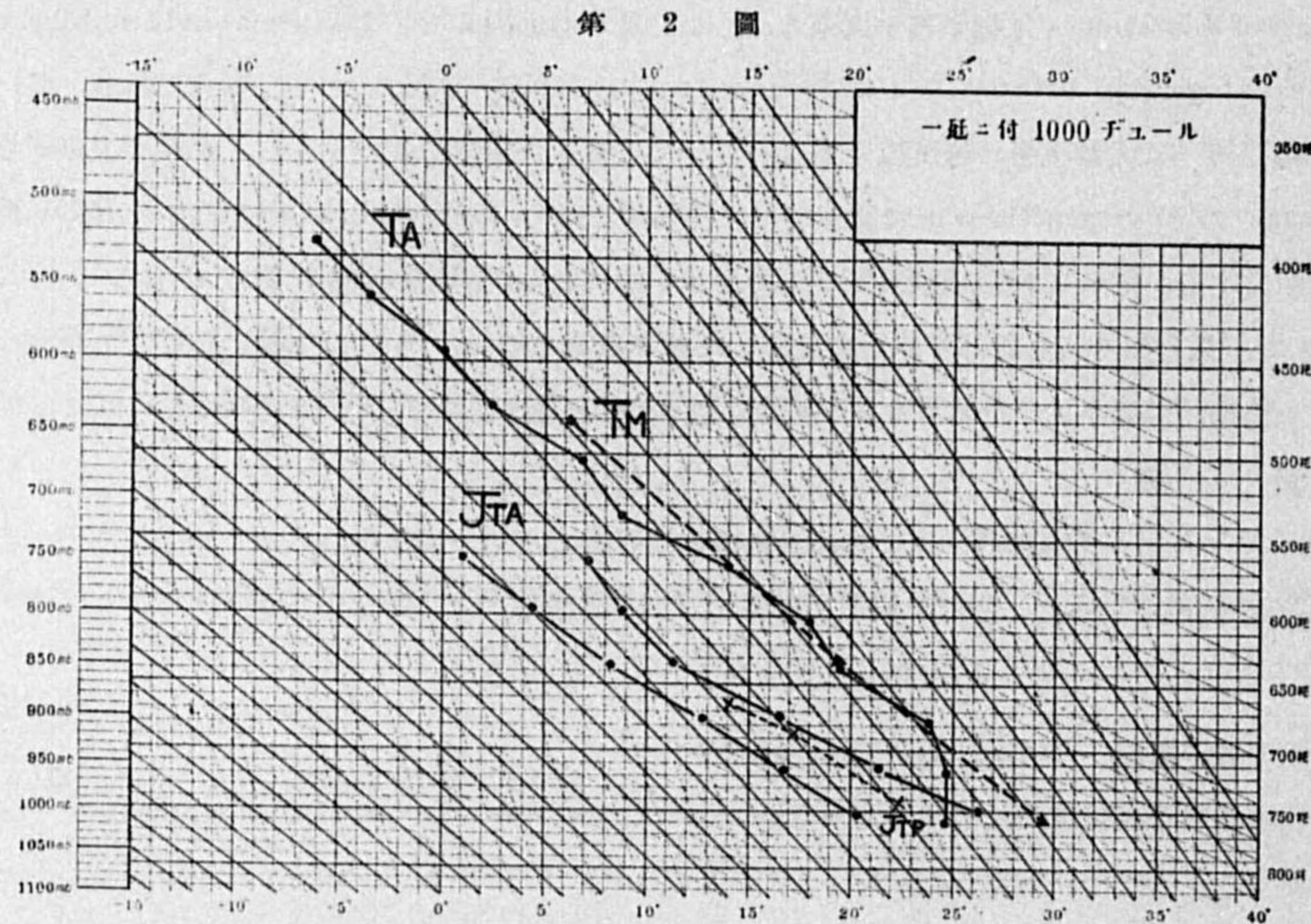
略符號

- 1. 熱帯海洋氣塊 (Tropical maritime air masses) T_M
- 2. 變遷亞熱帶亞細亞大陸氣塊 (Transitional sub-tropical Asiatic continental air masses) J_{TA}
- 3. 變遷亞熱帶太平洋氣塊 (Transitional sub-tropical Pacific air masses) J_{TP}

先づ熱帯海洋氣塊 (T_M) であるが第 1 表 (第 2 圖, 第 3 圖参照) に見る如く非常に高温多濕で條件附不安定 (conditional instability) の状態にあつて stratification が著しい様に思はれる。この氣塊の下層部は發源地から北東に進むに従つて多少變形を受け又オックロードされたりするが上層部は他の氣塊と違つて發源地から殆んど終りまで SW→NE の方向に直線に進む事が出来、従つて相當永い間氣塊の持續特性を保有する事が出来る。又地面近くでは非常に多濕で對流不安定 (convective instability) の状態にあり、低温寡濕な北東氣塊に依つて強制上昇をさせられる時は相當の

(1) S. Petterssen: 前出. 又は H. R. Byers: Synoptic Aeronautical Meteorology. p. 148 参照.
(2) 淵 秀隆: 颱風の移動と地表の気温分布. 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷 (昭和 10 年), p. 555.
(3) R. Scherhag: Bemerkungen zur Divergenztheorie der Zyklonen. Met. Zeit. 1936, S. 84.
(4) M. Rodewald: Die Guilbert-Großmannsche Regel in den Höhenwetterkarten. Ann. d. Hydr., 1937, S. 335. 又は荒川秀俊: 天氣豫報に關する最近の思潮. 中央氣象彙報. 第 13 册, p. 377.
(5) 氣象要覽. 昭和 8 年 6 月参照, 氣象月刊 (民國 22 年 6 月) (國立中央研究院氣象研究所發行) 参照.
(6) 日本附近の氣塊の特性に就いては已に岡田博士が述べられて居り (岡田博士著氣象學下卷 p. 181) 又荒川秀俊氏の御研究があり (日本附近の氣塊の特性: 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷). 又藤原博士は氣塊分析に對する御批判並びに御注意を與へられた (日本附近の氣團 (氣塊) に就いて, 天氣と氣候. 第 3 卷, 第 1 號, 超斷熱減率に就て: 測候時報. 第 6 卷 (昭和 10 年). H. R. Byers: The Air Masses of the North Pacific, Scripps Inst. of Oceanography Bulletin, Technical Series, Vol. 3, 1934, No. 14, pp. 311-354. H. C. Willett: American Air Mass Properties, Papers in Physical Oceanography and Meteorology, Mass. Inst. of Tech. and Woods Hole Oceanographic Inst., Vol. II, No. 2, 1933. J. Namias: Air Mass Analysis. 参照.

エネルギーを放出して位置のエネルギーを運動のエネルギーに変へる事が出来る。



次に變遷亞熱帶亞細大陸氣塊 (J_{TA}) であるがこれは相當経路が複雑で可なり變形を受ける。殊に黃海や支那東海を吹走して内地に達する頃は相當變形され性質が違つて来る。此處に丁度その當時の適當な觀測材料が無いので大體の性質を見る意味で先づ南京⁽¹⁾に於ける 1933 年 5 月 9 日、6 月

(1) 高層氣流觀測記録. 第 4 卷, 民國 22 年. 南京に於ては 4 月から 5 月にかけて急激に氣温が昇り 5, 6 月は割合同じ状態にある. (瀧 秀隆, 中島正一: 南京及び北京に於ける高層氣象觀測に就いて, 測候時報. 第 9 卷 第 18 號参照)

第 1 表

熱帶海洋氣塊 = The T_M Air Masses (Early Summer)

date	Manila 14°35'N 120°59'E 高さ 19.8 m						Mirador 16°25'N 120°25'E 高さ 1512.5 m					
	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ _a °A	θ _E °A	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ _a °A	θ _E °A
Jue. 1933												
1	758.98	28.1	82	196	304	357	636.37	16.9	93	13.4	3.7	344
2	759.94	28.8	78	194	305	358	637.74	17.5	90	13.3	3.08	345
3	759.74	28.6	80	195	304	358	636.74	19.0	84	13.9	3.09	348
4	758.58	28.6	80	195	305	358	636.88	19.1	86	14.2	3.09	349
5	758.68	29.3	78	196	305	359	637.22	19.8	86	14.8	3.10	352
6	759.28	29.5	77	197	305	359	637.06	19.4	90	15.1	3.10	353

w: 混合比, θ_a: 分壓温位, θ_E: 相當温位, (標準氣壓 760 m.m.)

第 2 表

亞熱帶亞細大陸氣塊 = The T_A Air Masses

32°03'N 118°47'E 南京 Nanking 7^m (height)

height m	10 ^h May. 9. 1933						9 ^h June. 8. 1933					
	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ _a °A	θ _E °A	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ _a °A	θ _E °A
0	759.4	24.6	48	9.1	299	324	758.4	24.4	64	12.1	299	332
500	717.9	24.6	46	9.3	304	330	716.9	24.4	54	10.9	304	334
1000	677.8	23.8	48	9.8	308	336	677.0	24.4	44	9.3	309	336
1500	639.4	19.5	57	9.5	309	336	638.9	21.9	40	7.7	311	334
2000	603.2	18.0	22	3.5	311	322	602.4	17.9	42	6.7	312	332
2500	568.3	14.0	10	1.3	312	317	566.8	11.6	53	6.0	311	328
3000	534.7	8.8	16	1.5	312	317	533.2	7.9	62	5.8	312	329
3500	503.7	6.9	6	0.5	315	317	503.0	6.7	37	3.4	316	326
4000	473.2	2.3	4	0.3	316	317	472.6	2.4	22	1.6	316	321
4500	445.3	0.0	2	0.1	319	319	445.6	2.4	12	1.0	321	325
5000	418.3	-3.5	6	0.3	320	321	420.1	0.9	4	0.3	325	326
5500	392.9	-6.2	25	1.1	323	327						

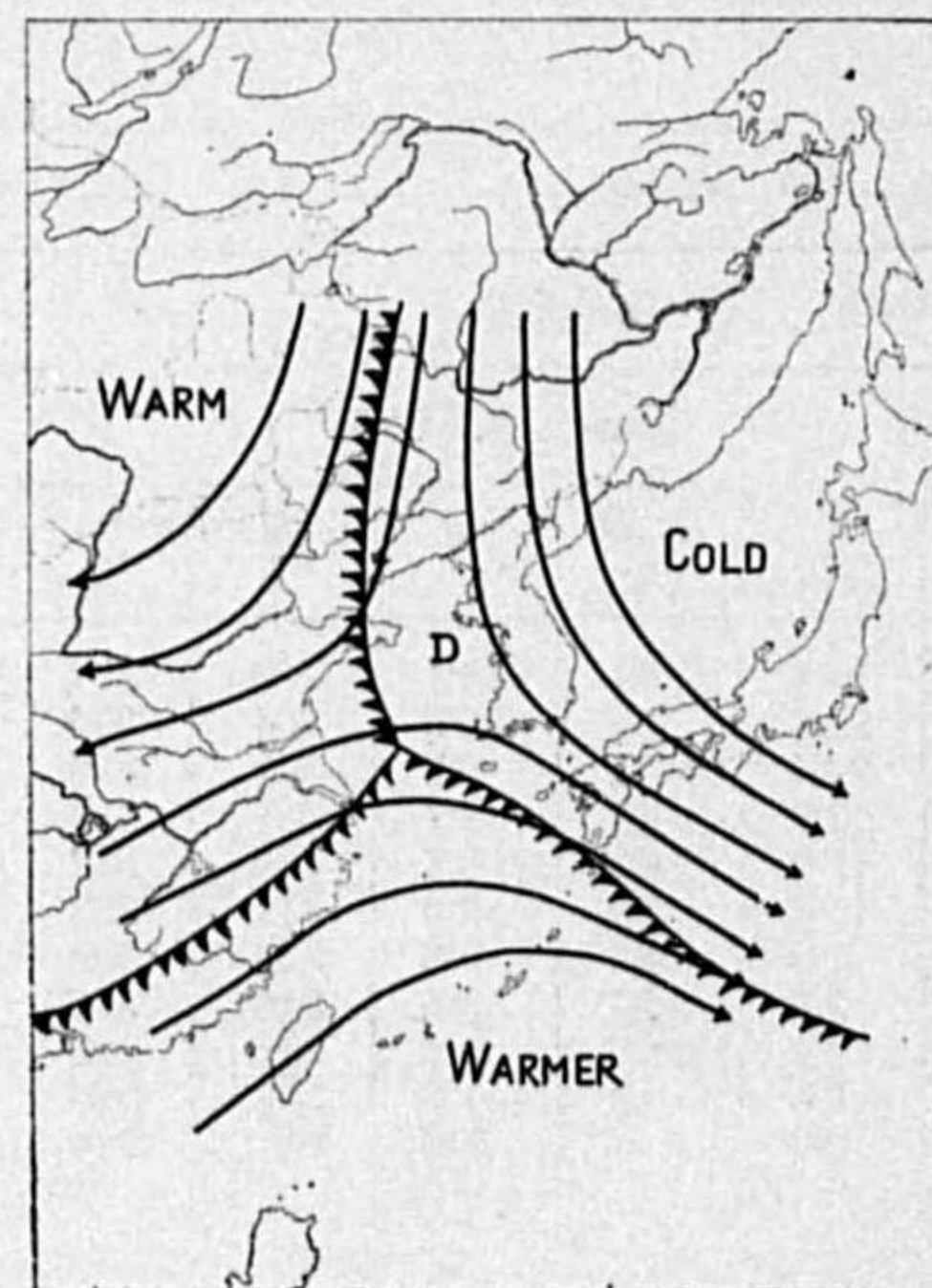
8 日の觀測結果を第 2 表に掲げる。これは大體亞熱帶亞細大陸氣塊 (T_A) の性質を帯びたもので同表及び第 2, 3 圖で分る通り高温寡濕で條件付不安定の状態にあり又可なり對流不安定の状態にある。所でこの場合 (6 日 6 時) は北西氣塊は北から南に移動し相當亞寒帶の性質を帯びてゐると思はれるので試みに北京⁽¹⁾に於ける觀測結果を示せば第 3 表の如くである。同表及び第 2, 3 圖で明らかな通り T_M や T_A に比較すれば温度は低く混合比も小さい。又非常に不安定である。そこでこの場合 (6 日 6 時) の北西氣塊は是等兩方の場合の中間の性質を持つてゐる様に思はれる。(J_{TA}) 後に北東氣塊であるが色々狀況の違つた太平洋, 日本海, 黃海又日本列島, 朝鮮半島等があつて色々變形されて小氣塊に區分されると思はれるが大體として他に較ぶれば低温多濕で不安定である。(第 2, 3 圖参照) (J_{TP}), 斯くして是等の三つの性質の違つた各氣塊が三方から流入して一點に會し

(1) 前出. 但し北京では 3 月から 7 月にかけてだんだんと直線的に氣温が昇つてゐるので 5 月の初めと 6 月の初めとは可なり違つてゐる。

第 3 表

40°00'N 116°22'E 北京 Peking 71 ^m (height)												
16 ^h May 19, 1933						16 ^h May 28, 1934						
height m	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ_a °A	θ_E °A	P m.m.	T °C	R.H. %	w g	θ_a °A	θ_E °A
0	752.2	20.4	47	7.0	295	314	749.5	26.3	34	7.2	301	322
500	715.4	16.8	48	6.0	296	312	713.4	21.4	36	6.0	301	318
1000	674.5	12.8	52	5.3	296	311	673.0	16.5	40	5.2	301	315
1500	635.2	8.2	54	4.3	297	309	634.2	11.2	41	4.1	300	312
2000	597.8	4.5	60	4.0	298	309	597.8	8.9	34	3.0	302	312
2500	562.0	1.6	70	3.8	299	311	563.2	7.2	20	1.7	306	311

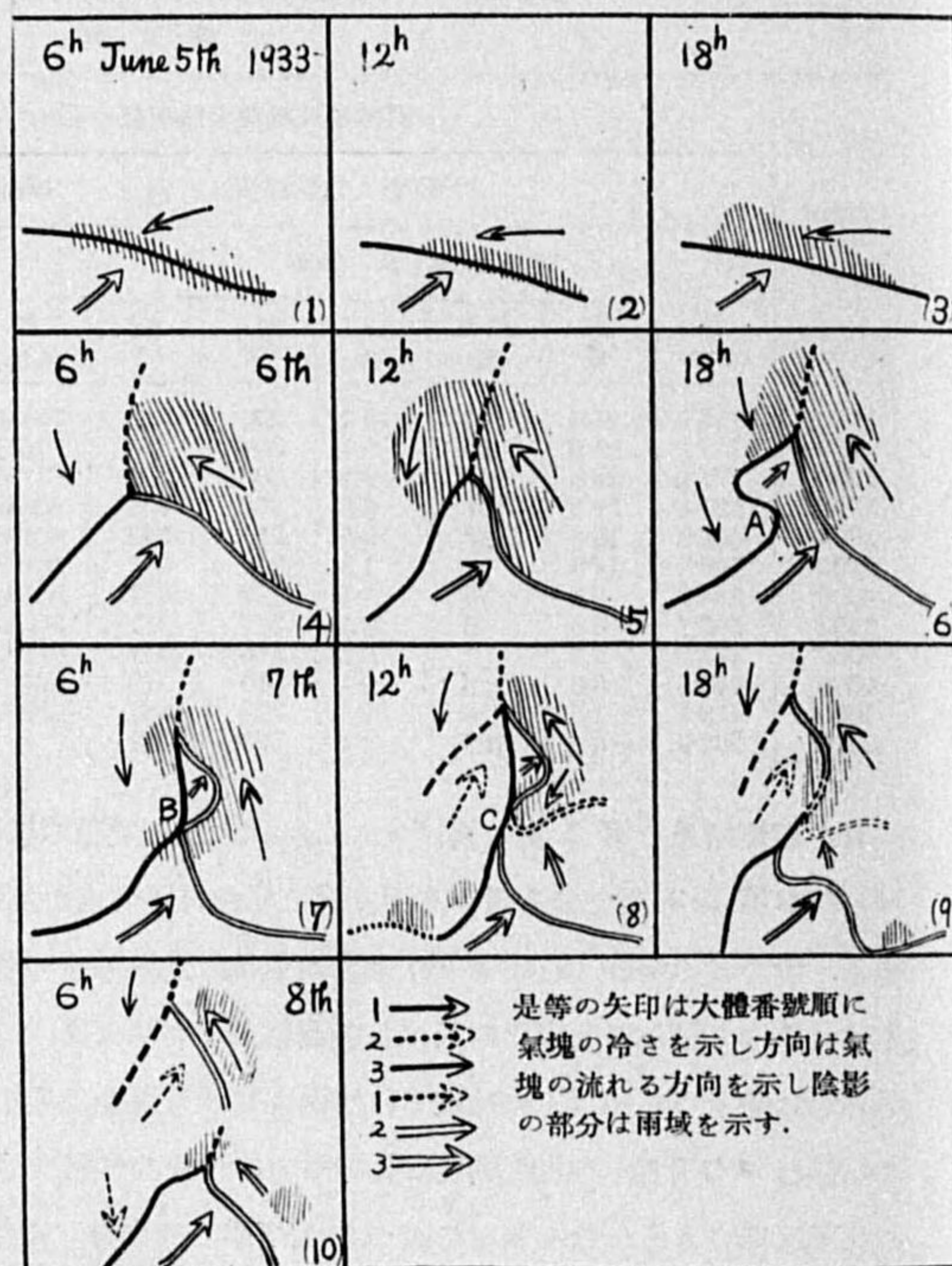
第 4 圖



てゐるがこの気塊説は Rodewald⁽¹⁾の力説する所で之は已に Shaw⁽²⁾が論じて居り Normand,⁽³⁾Deppermann⁽⁴⁾大谷技師⁽⁵⁾等の御研究がある。今地表に於ける大體の気温分布から前と同じ様に上層の氣流を推定して書いて見ると第 4 圖の如くである。圖で分かる通り

- (1) M. Rodewald: Die Entstehungsbedingungen der tropischen Orkane. Met. Zeit. 1936, S 197.
- (2) D. Brunt: Physical and dynamical meteorology. p. 303.
- (3) C. W. B. Normand: Gerl. Beitr. z. Geophys. Bd. 34, 1931, S. 233.
- (4) C. E. Deppermann: Outlines of Philippine Frontology. Manila, 1-27, 1936.
- (5) 大谷東平: 本邦附近の低氣壓に関する散見. 測候時報. 第 6 卷 (昭和 10 年), p. 157.

第 5 圖



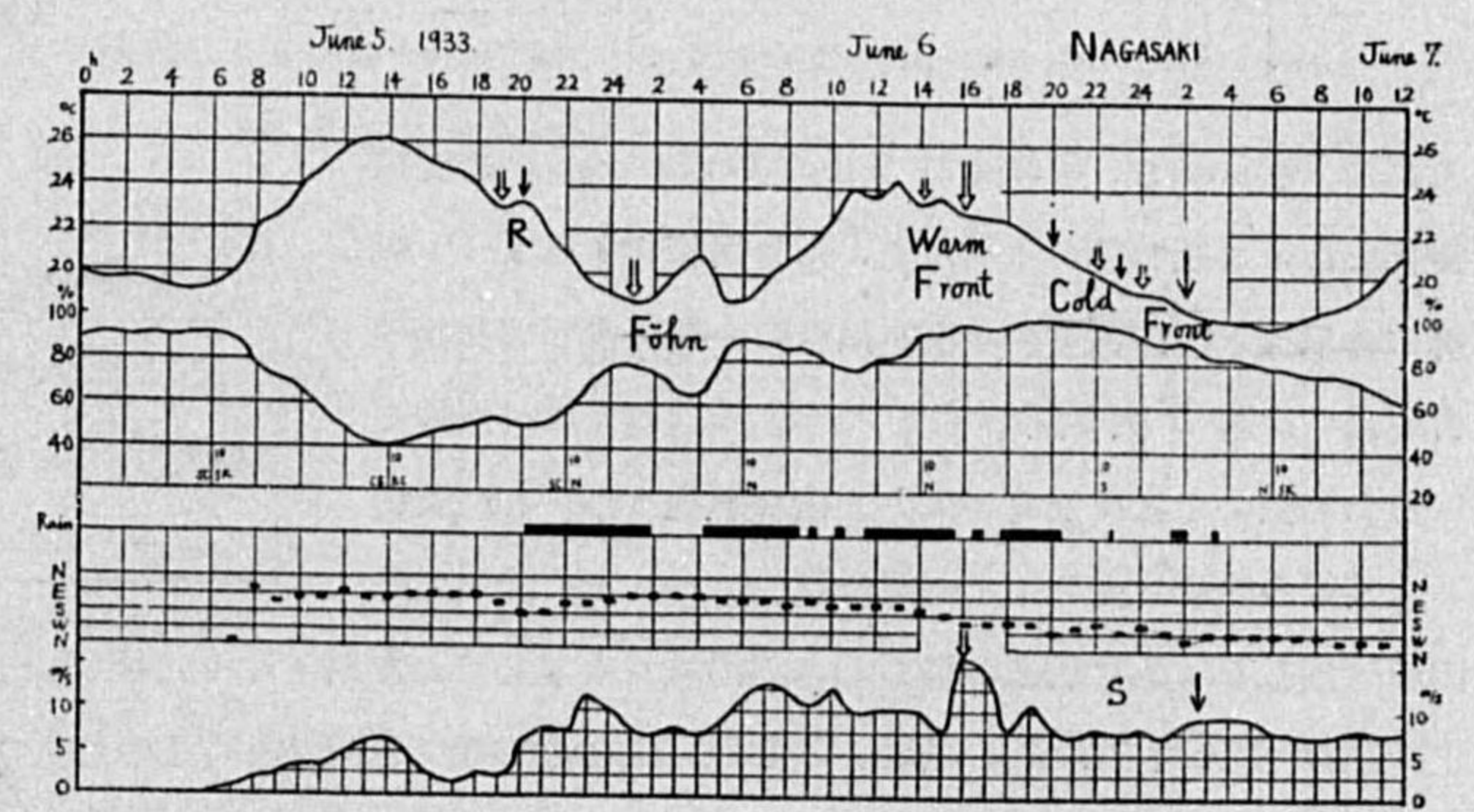
第 6 圖

黄海東部に上層氣流の發散場所があり T_M 氣塊が優勢になればなる程他の二氣流の發散の度合ひも大きくなり従つて氣壓降下もより一層大きくなつて低氣壓は發達するわけであるがこの低氣壓は朝鮮半島を横切つて日本海を進むに従ひだんだんと發達してゐる (天氣圖 2-8 参照). 然して材料不足のため是等の根本的並びに定量的議論は他の機會に譲る事にする.

3. 水平構造

各地の気温, 湿度, 雨, 風向, 風速等の記録を嚴密に分析してこの低氣壓の水平構造を調べてみると大體第 5 圖 (各天氣圖参照) の如くである。此處で分析に當つて注意を要する事は各地の周圍の状況に依る Föhn 現象の影響, 日射の直接の影響, 降雨に依る直接の影響, 地形の影響等で一例として次に長崎の記録を

示す事にする。(第 6 圖) 圖で分かる通り 5 日 19 時から気温が一寸昇つてゐるが之は等壓線の時間的變化に依る小さいふくらみに依つて風が東から南に變化した爲であらう。或は上下氣層の轉倒か或は温



暖前線型の雨が降り初める前の雨足の降りて来た爲かも知れない。然し 20 時から降雨がづつと續いて気温もづつと下降してゐる (R)。次に 6 日の 1 時には風は南から東に變り約 3 時間気温は昇り湿度は小さくなり雨が止んでゐるが之は町の東側に小さい半島が南北に走り濕潤な氣塊がこの半島を直角に這ひ上つた爲の Föhn 現象と思はれる。次に 6 日 14 時には風は南東から南に變り warm front の前衛が到着し 16 時には風向は南西に變り風速も急に増して明かに warm front 本衛の到着を示してゐる。20 時には cold front の前衛 (天氣圖 4 参照) 來り又 22 時に warm front, 23 時には cold front, 24 時には warm front 來り, 明けて 7 日 1 時には本衛の cold front が到着してゐる。之は地形の影響で進行しながら第 7 圖の如き波型の cold front が通過した爲めで風向, 風速は奇麗に波型に變つてゐるし雨は cold front が來た時のみ降つてゐる (第 6 (S), 7 圖参照)。尙本物の寒暖兩フロントが來た時は第 6 圖で見る如く 3-5 時間風速が増してゐるが殊に地形の影響の少ない所では非常に規則立つてゐて, どちらかと云へば此度の低氣壓では warm front の方が幾分風が強目である。尙 front の通過の際の擾亂の問題は航空氣象等に非常に重大で

あるが此處では省略する事にした。

次に日中 cold front が来ても気温は一寸降るだけで後は寒冷気塊に依る好晴天氣のため気温は日射の影響でどんどん昇つて氣塊分析に非常に妨げになるが相當温位を使ふ時は非常に明瞭に分析する事が出来る。今一例として次に示す事にする。(第4表, 第8圖)

第4表 θ_E の時間的變化 (°A)

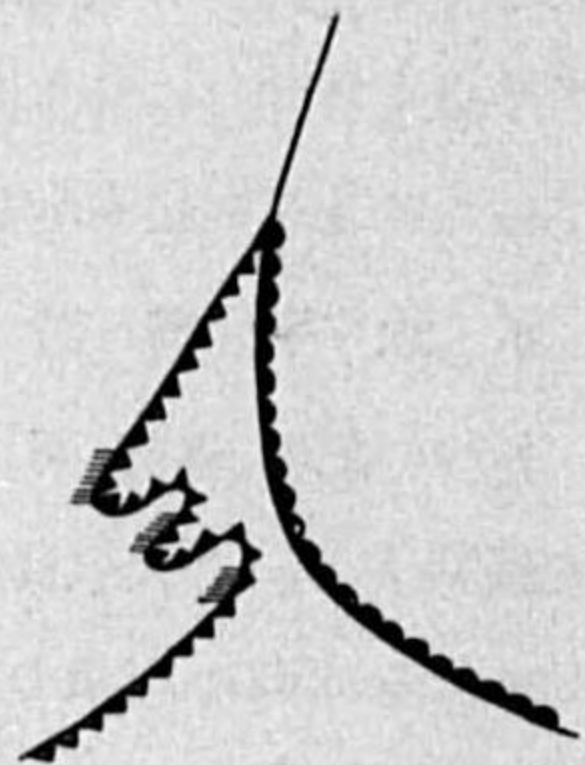
1933	2 ^h	4 ^h	6 ^h	8 ^h	10 ^h	12 ^h	14 ^h	16 ^h	18 ^h	20 ^h	22 ^h	24 ^h
June 6	318	315	315	320	317	313	314	312	312	312	313	337
7	338	338	340	340	346	348	330	323	318	316	316	315
8	316	316	313	314	315	314	316	330	314	315	310	310

これは equivalent potential temperature (θ_E) の時間的變化であるが圖で分かる通り驚く可き明瞭さを以て T_M 氣塊と他氣塊との區別をする事が出来る。斯様にして前線分析したのが第5圖で圖中(1), (2), (3)は前にも述べた様に6月初め頃から北東氣塊(J_{TP})と南西氣塊(T_M)とが遭遇して其等の境のフロントを明瞭に現しフロントに沿つて降

雨區域があり、小低氣壓が発生したり消滅したりしてゐた時を示し、(4)は三氣塊會合して急に再生(發達)した所を示す(天氣圖2参照)三氣塊の境の不連続線は可なりはつきりして居り降雨區域も型式立つて非常に明瞭である。かかる状態でこの低氣壓は北東に進んだのであるが中心が丁度江陵附近に来た時北西氣塊は朝鮮半島の南西端に遮ぎられ(6)のA(第5圖, 天氣圖4参照)の如く對馬海峽を廻つて突入するため cold front は圖の如く彎曲してゐる。更に北東に進むにつれ一部は九州に妨げられ一部は南端を廻つて突入し第7圖の如く波型に彎曲しながら進行してゐる。之は前にも述べた様に長崎の記象(第6圖)に明瞭に出てゐる。又北西氣塊が九州南端を廻つて急速に突入した爲 warm sector の1部を殆んど seclusion してしまひ新しく warm sector を形成して四國沖に地形性低壓部⁽¹⁾を作つてゐる(天氣圖5, (6)参照)更に進んで中心が浦鹽附近にゆくにつれ大陸から吹き込む新鮮な北西氣塊は亞寒帶の夏の性質を帯び日本海の南を廻つて相當變形されたものとは性質が違ひ所謂 back bent の形式となつて新しい不連続線を表はしてゐる(天氣圖6, (7)参照)。又一方關東地方東海道附近では四國沖の副低氣壓の爲北東から吹き込むものと南寄り

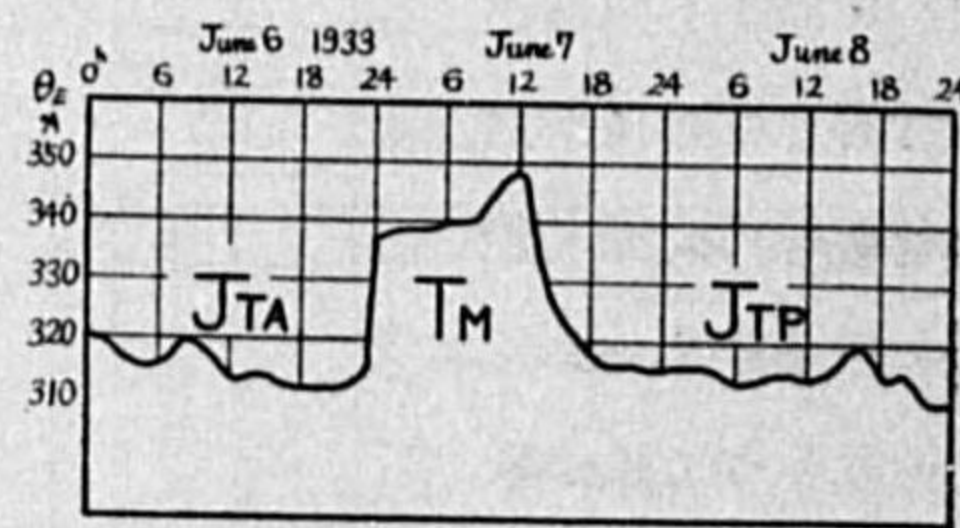
(1) この四國沖の副低氣壓の發生に就いては已に岡田博士が研究せられ地形の影響に依つて發生する事を述べられてゐる: 岡田博士著「氣象學」参照。肥沼寛一: 氣壓分布に對する地形の影響, 海と空, 第17卷, 第10號, (昭和12年)参照。

第7圖



陰影の部分は降雨區域を示す。

第8圖



から吹き込むものとに分れ小不連続線を表してゐる(天氣圖5参照)。7日12時には近畿地方で日本海の warm sector を全く seclusion してしまひ東海道附近の小不連続線⁽¹⁾も明瞭に現はれてゐる(天氣圖6, (7)参照)。更に中心が北東に進んで7日18時には奥羽地方の西海岸に沿つて cold front の追跡著しく又太平洋の warm front の進行も著しく關東地方の不連続線もはつきりしてゐる(天氣圖7, (8)参照)。此處で注意しなくてはならない事は曾つて藤原博士⁽²⁾が御教示せられた如く關東地方は大體同じ性質の J_{TP} 氣塊が充満してゐても一度關東地方に地形性小低壓部が出来て北から吹き込むものと南から吹き込むものとに分れる時は相對的に性質が違つて來る事で氣塊の動靜は frontal analysis には重要な事柄である。斯くして8日6時には本低氣壓と副低氣壓は完全に分離してしまひ本低氣壓は back bent のものもやがて occlude してしまひ包着してゐたエネルギーも後1,2日で解消してしまつた。然るに一方副低氣壓は fresh な warm sector を形成して益々發達しアリューシャン列島附近まで其の後約1週間の壽命を保つてゐる。次に参考の爲東京の記録を示すと第9圖の如くで

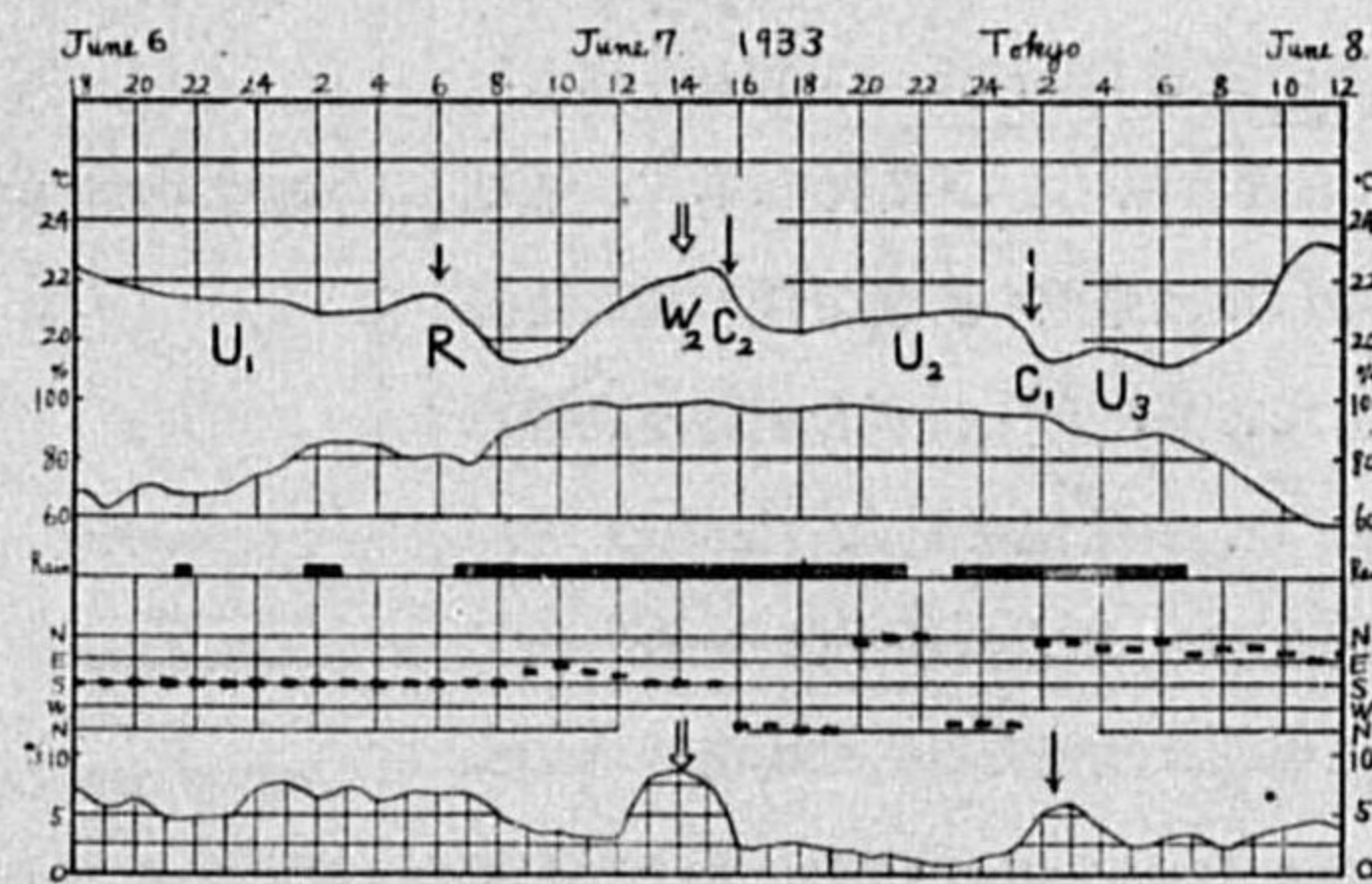
圖中 R は降雨に依る気温の下降らしく W_2 は地形性温暖前線に依る上昇で C_2 は地形性寒冷前線に依る下降で C_1 は本衝寒冷前線に依る下降である。前にも述べた様に前線通過⁽³⁾の際は風力を増してゐる。次に $U_1 U_2 U_3$ であるが、風向が殆んど變らずに昇温してゐるが之は轉倒⁽⁴⁾に依る温暖小氣塊の混入せるものの通過か或は前線が振動的⁽⁵⁾に南北に移動した爲かも知れないが決定的議論は他の機會に譲る事にする。

4. 垂直構造

各地のフロントの通過した時間やフロントの進行速度や又各氣塊の特性等から推測して垂直構造

- (1) 日本海に低氣壓がある場合關東地方に地形性不連続線が現はれる事は西村博士が指摘された。D. Nisimura: On the Surface of Discontinuity due to the Mountain Ranges. Geophys. Magazine. Tokyo) Vol. VI, p. 393.
- (2) 藤原吹平: 日本附近の氣團(氣塊)に就いて, 天氣と氣候, 第3卷, 第1號.
- (3) 尤もこれは二種類あつて兩前線間の距離が小さい時は兩方の強風域が一緒になつて warm sector の間中風速の強い場合がある。
- (4) 肥沼寛一: 昭和十年六月二十七, 八, 九日の西日本の豪雨について, 海と空, 第15卷(昭和10年), p. 339 参照。
- (5) 出淵重雄: 關東地方の不連続線, 天氣と氣候, 第1卷, p. 252.

第9圖

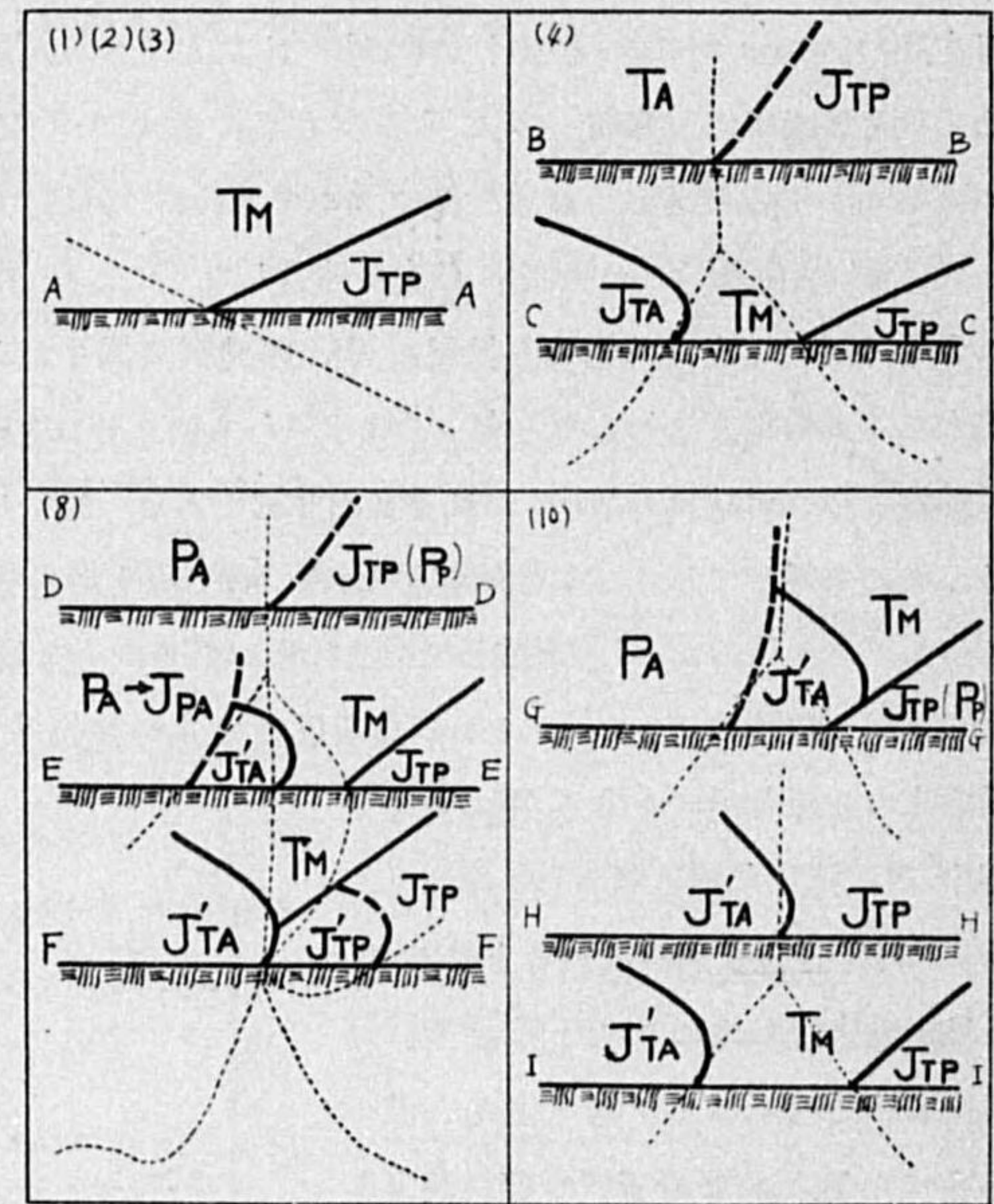


を画いてみると第10圖の如くである。但し變遷亞熱帶亞細亞大陸氣塊の尙變形したものを相對的の意味で J'_{TA} で現はし亞寒帶亞細亞大陸氣塊を P_A 、變遷亞寒帶亞細亞大陸氣塊を J_{PA} 、變遷亞熱帶太平洋氣塊の尙變形したものを J'_{TP} とする。圖中 AA は高温多濕な T_M と低温多濕な J_{TP} との接觸を示し BB では高温寡濕な J_{TA} と J_{TP} との接觸を示す。 CC の東半部は AA と同じで西半部は高温寡濕な J_{TA} と高温多濕な T_M (J_{TA} の方が幾分温度低くこの傾向は變遷するに従つて著しくなる。第8圖参照) との接觸を示す。唯地表では地面摩擦の影響で圖の様な格好をしてゐる。 DD は割合新鮮な高温寡濕の P_A と低温多濕な $P_P(J_{TP})$ との接觸を示し EE の東半部は CC (但しこの場合は地表で CC の場合の warm sector が seclusion されてゐる) の場合と同じであるが J'_{TA} は變形されて (或は他のものの混入に依つて) 可なり温度が下つて居り相對的に高温な $P_A \rightarrow J_{PA}$ の追跡に依つてフロントを形成して居るがあまり顯著で無い様に思はれる。 FF は cold front type⁽¹⁾ の occlusion を示し J'_{TP} より J'_{TA} の方が低温な事は東京の記象 (第9圖 C_1, C_2 参照) で明かであるが J'_{TP} と J_{TP} は地表では前にも述べた様に明かに關東地方に不連続線を現してゐるが上層でどの程度に現れてゐるかどうかは疑問で確實な所は將來の研究に俟たねばならぬ。 GG は EE の seclusion の部分が occlusion した場合は J'_{TA} より $P_P(J_{TP})$ の方が低温であるから warm front type の場合である。 HH は BB の逆で J_{TP} より J'_{TA} の方が低温の場合で II は CC と同じ型式である。次にもう少しく大きく、雲や降雨區域を推測して模型圖を畫いてみると第11圖の如くで warm front の傾斜は大體 $\frac{1}{190}$ で cold front の傾斜は $\frac{1}{50}$ である。

陰影の部分は降雨區域で上層で雨が降つても途中で蒸發して地面にとどかない部分もある。前に

(1) V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg, T. Bergeron: *Physikalische Hydrodynamik*. 1933, S. 718.

第10圖



—— フロントを示す (垂直面)
 —— " (材料不足のため幾分不確實を示す)
 - - - - " (水平面)
 ≡≡≡≡ 地面を示す

も述べた様に地面摩擦で地表では引張られて cold front は圖の様な格好をしてゐる。

5. 雲の水平分布

雲の水平分布⁽¹⁾を示せば第12, 13, 14圖の如くで北東象限 (他の象限は雲量も

少く雲形がまちまちである) は雲量10で雲形も揃つてゐる如く明瞭に區分される。是等の圖に依つて上層雲, 中層雲, 下層雲の部分が低氣壓の中心の進行と共にだんだんと前進してゆく様子がよく窺はれる。従つて

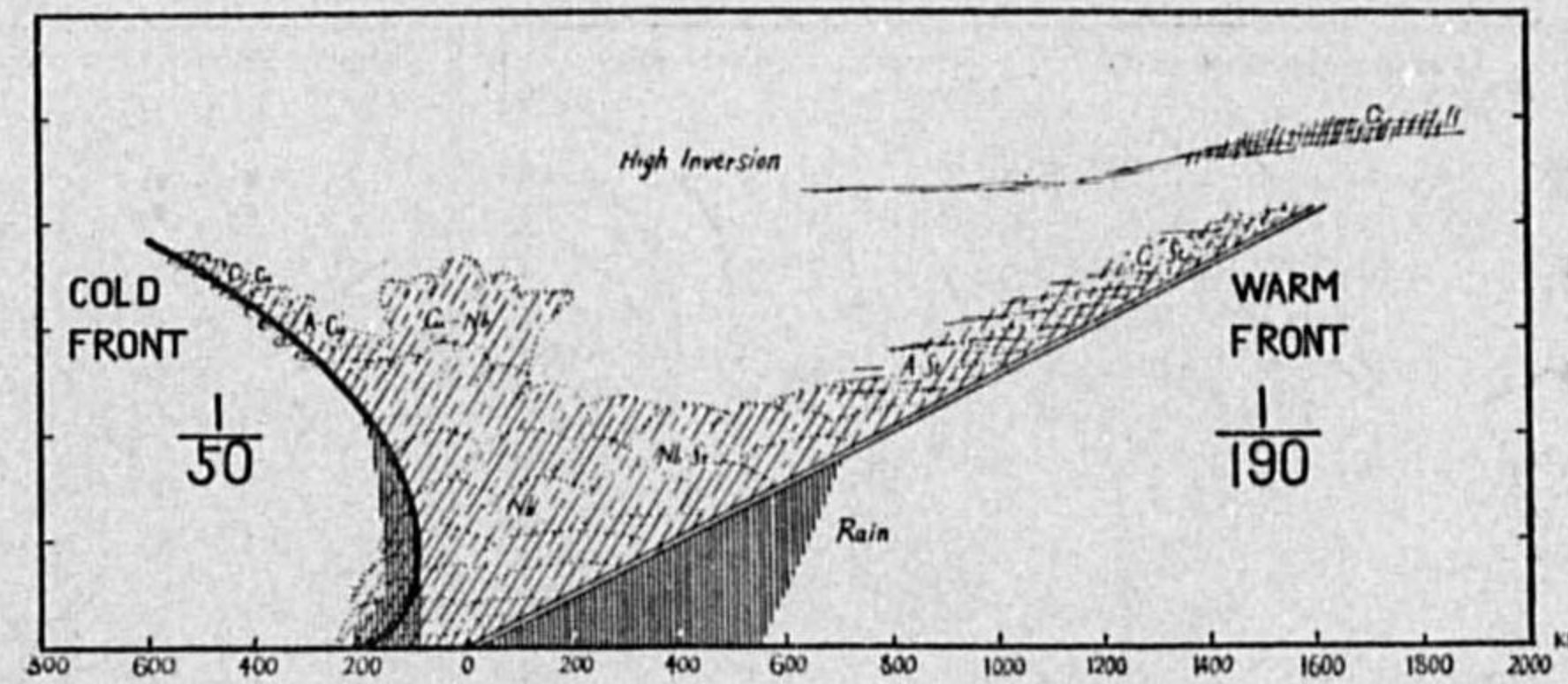
已に知られてゐる如く雲の生成する方向を知つて低氣壓の進行方向を豫測する事が出来る。

5. 雨量分布

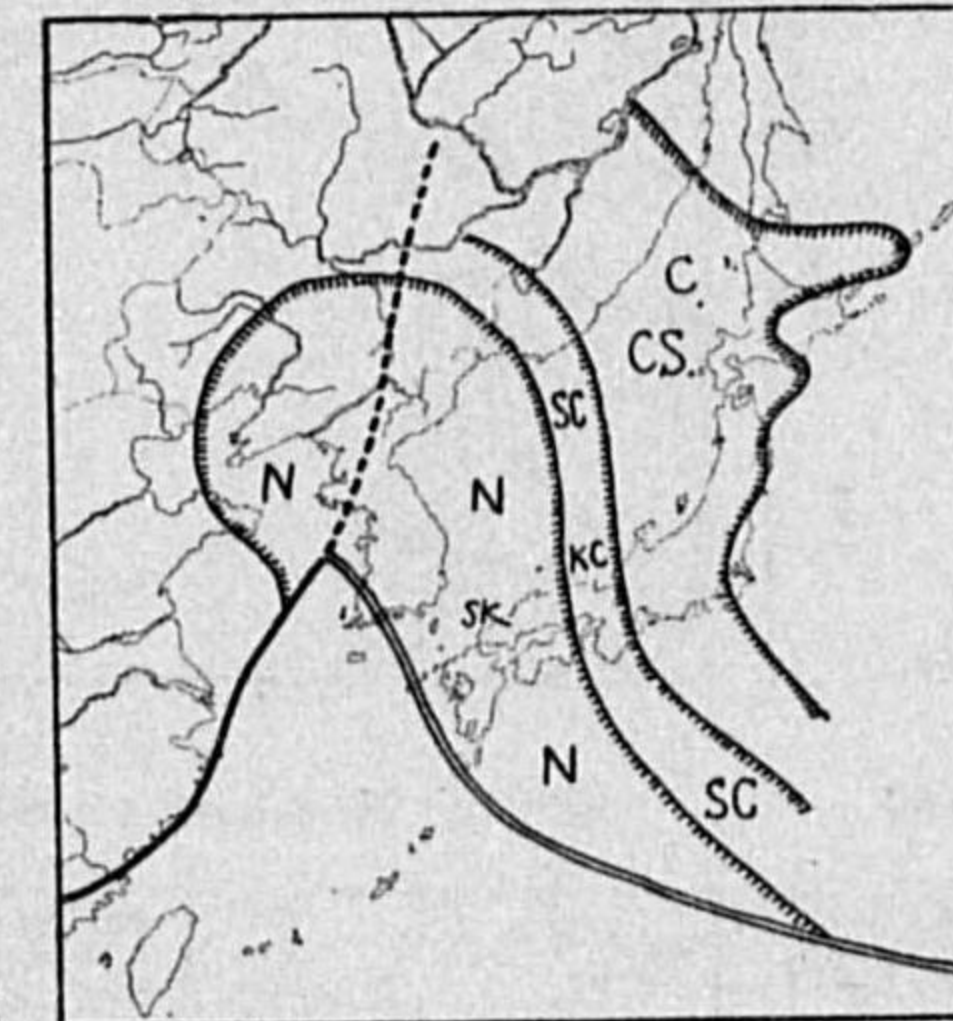
6日10時の前24時間の降水量を記入してみると第15圖の如くで大體溫暖氣塊 (T_M) の厚さに比例して分布してゐるのがよく分る。尤

(1) 高谷静馬: 日本近海の溫帶性低氣壓に就いて, 海洋氣象彙報. 第31號 (昭和5年).

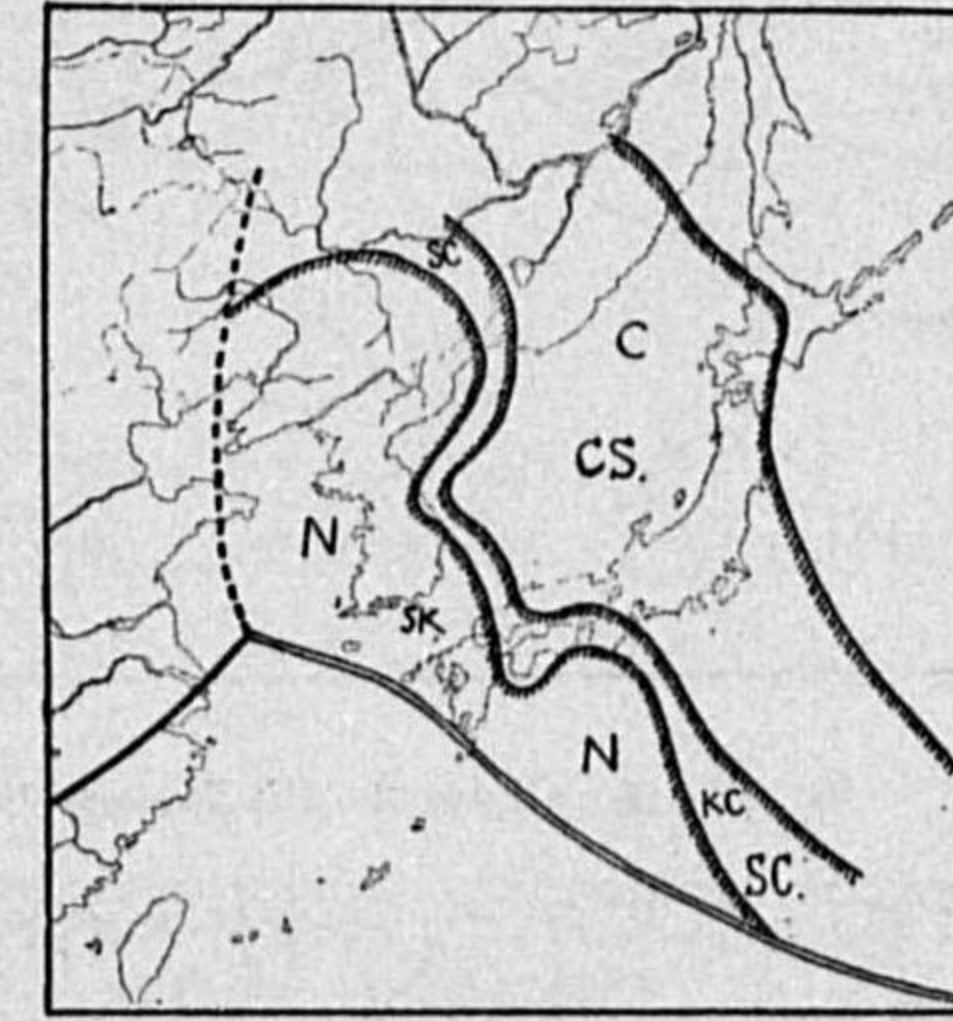
第11圖



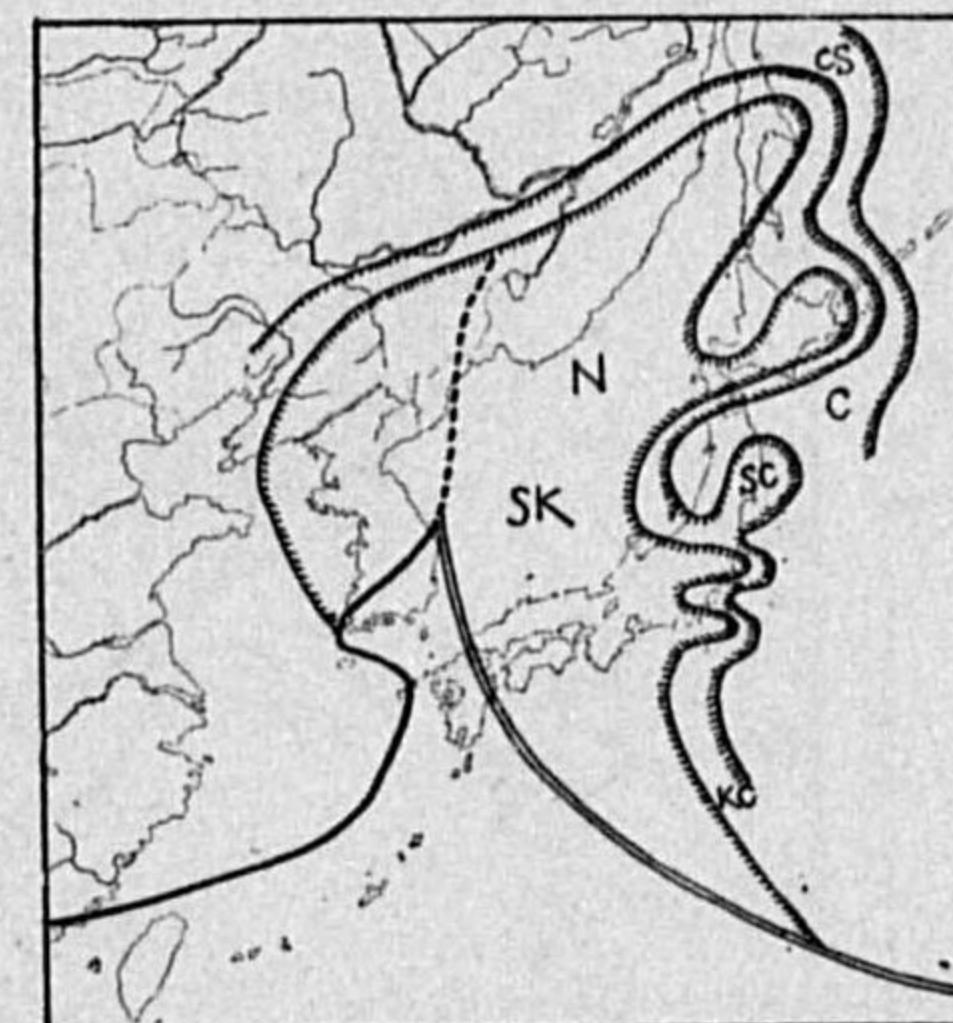
第12圖 6^h. June 6. 1933



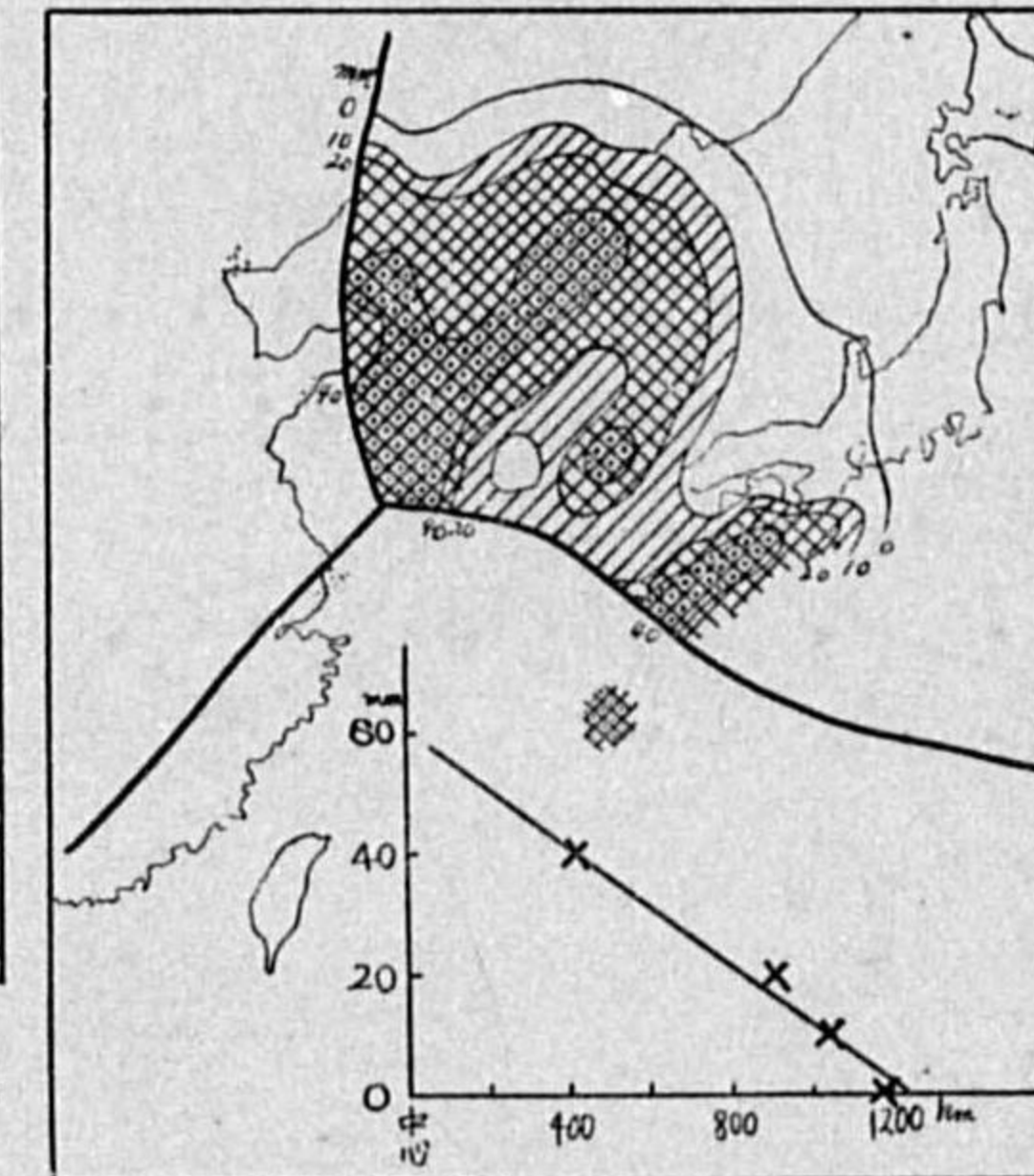
第13圖 1^h. June 6. 1933.



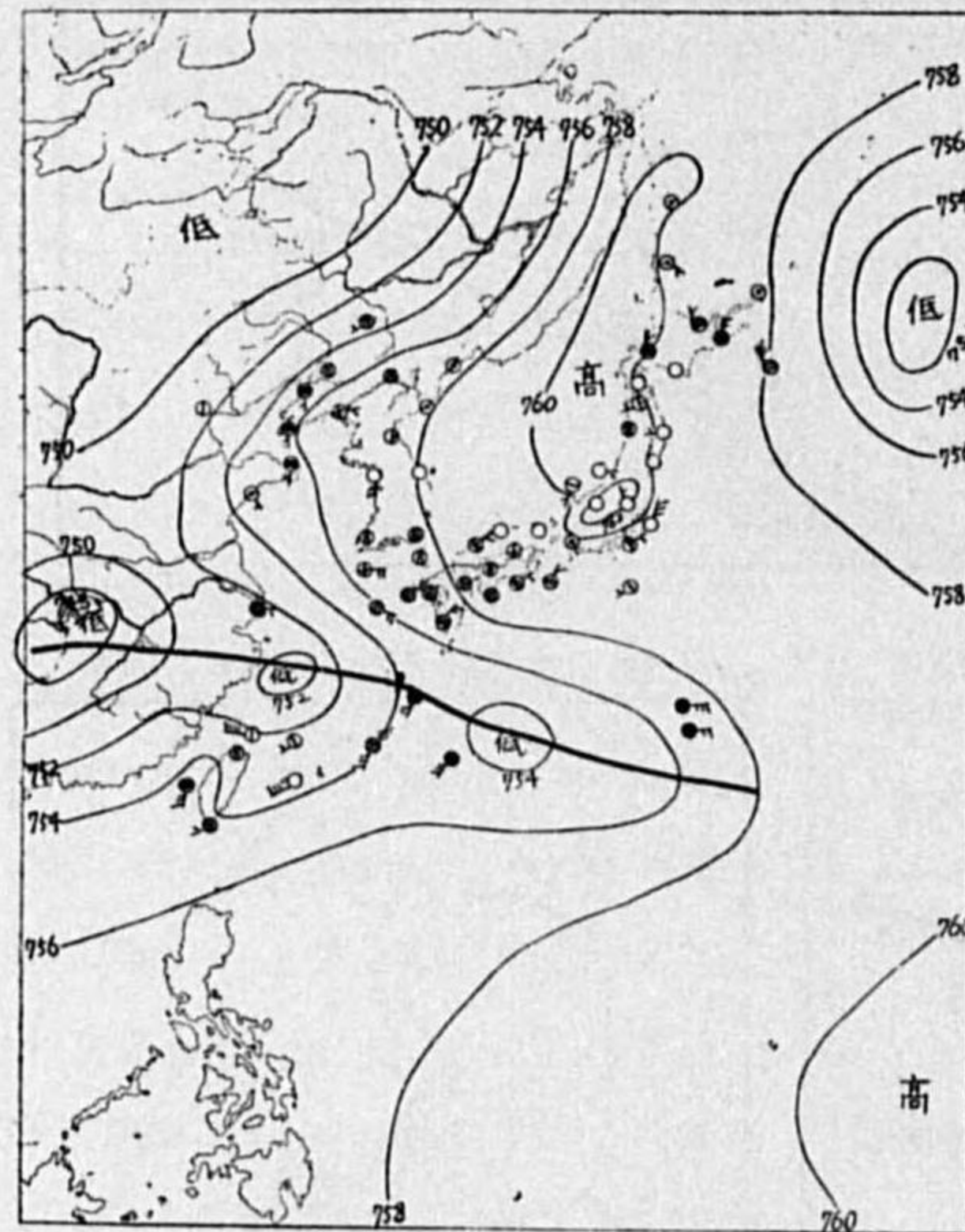
第14圖 18^h. June 6. 1933



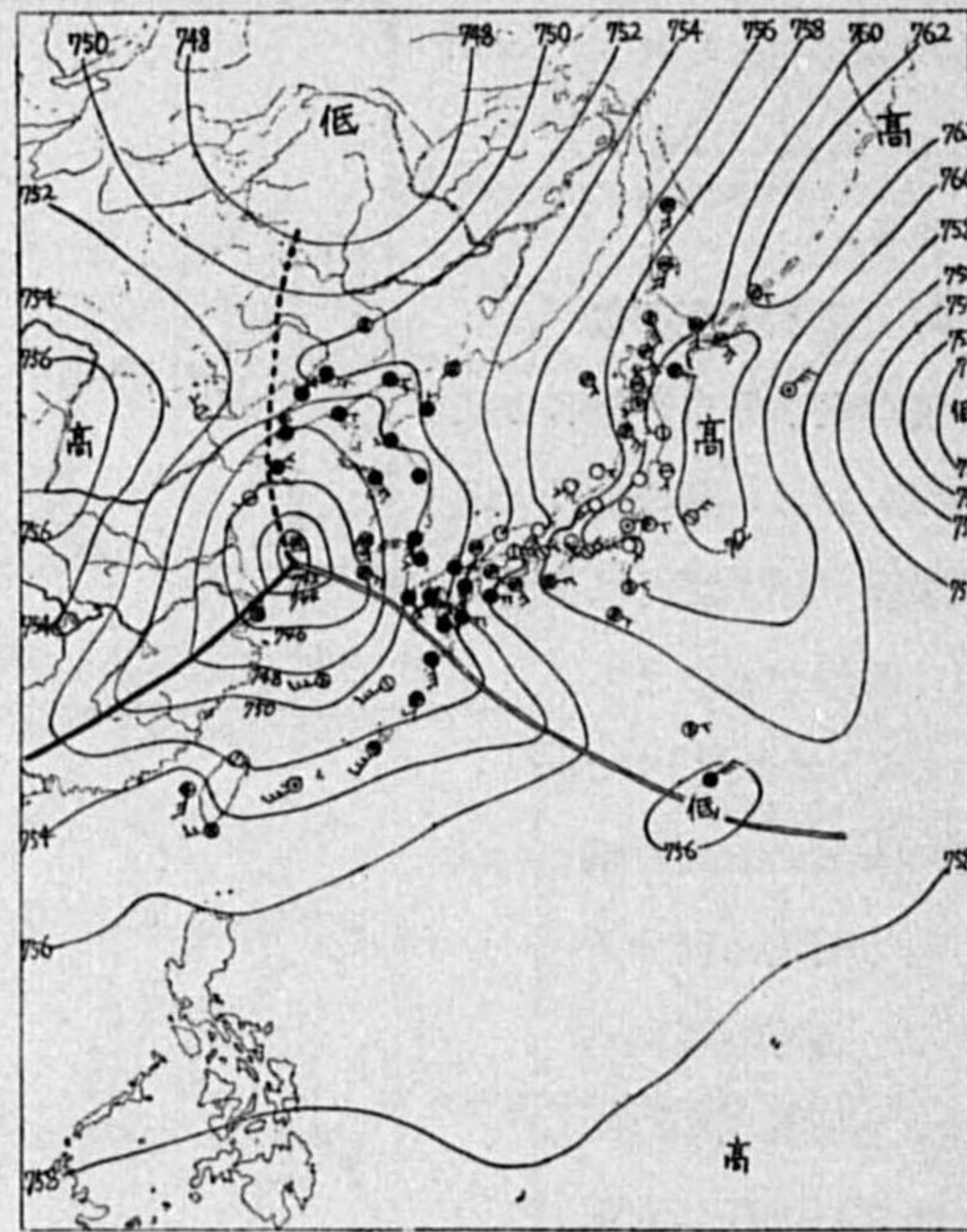
第15圖



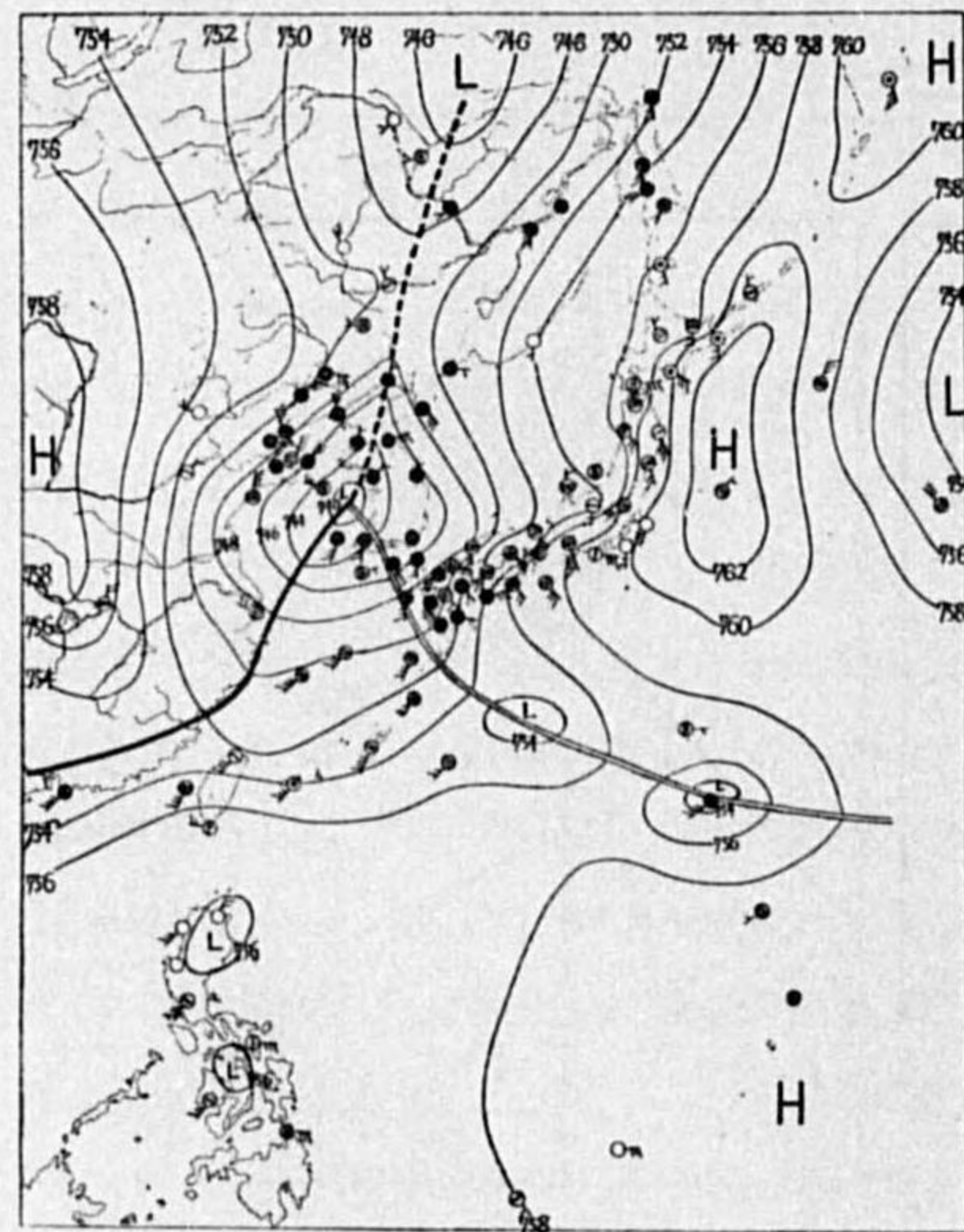
第 16 圖 Chart 1 6th June 5th 1933



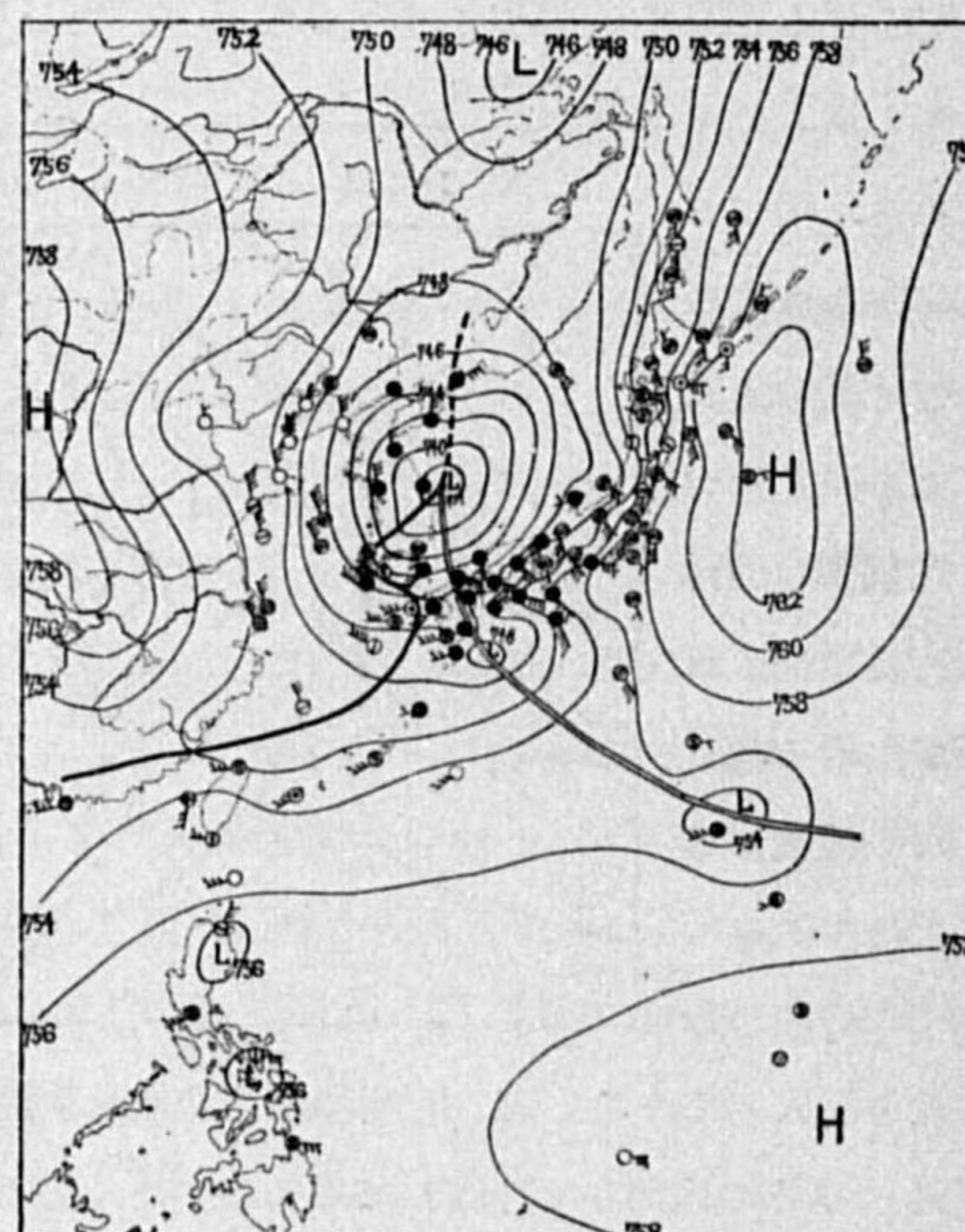
第 17 圖 Chart 2 6th June 6th 1933



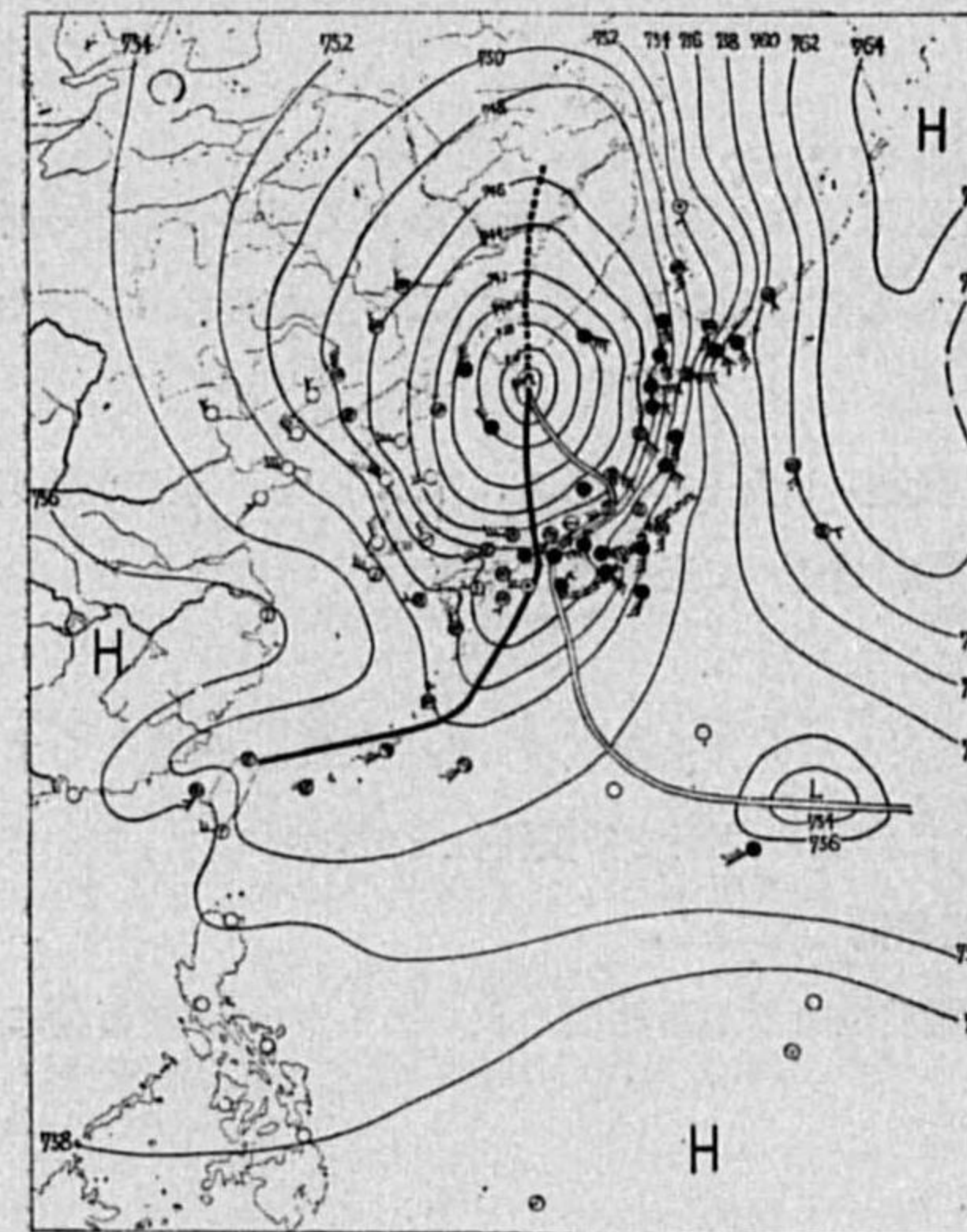
第 18 圖 Chart 3 12th June 6th 1933



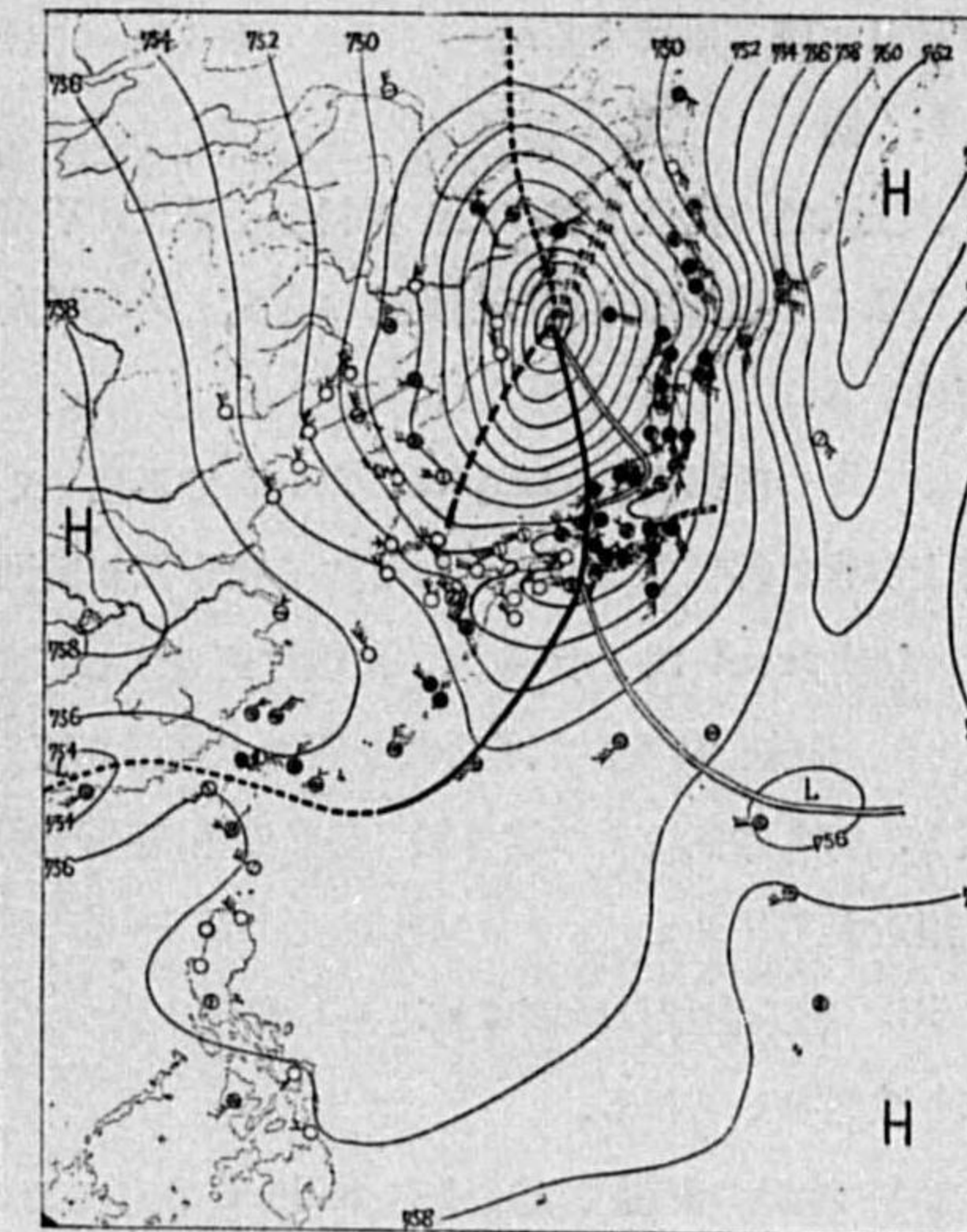
第 19 圖 Chart 4 18th June 6th 1933



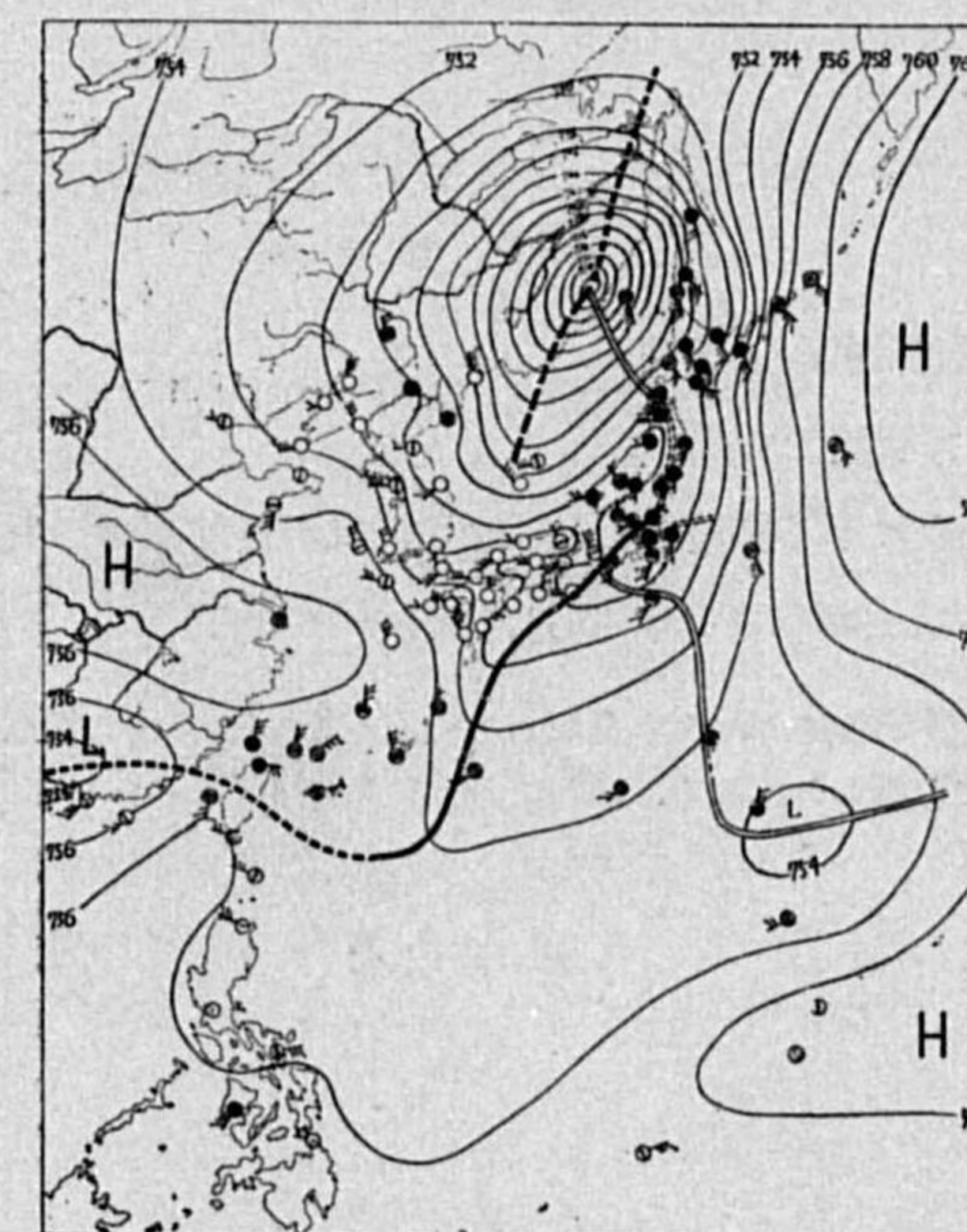
第 20 圖 Chart 5 6th June 7th 1933



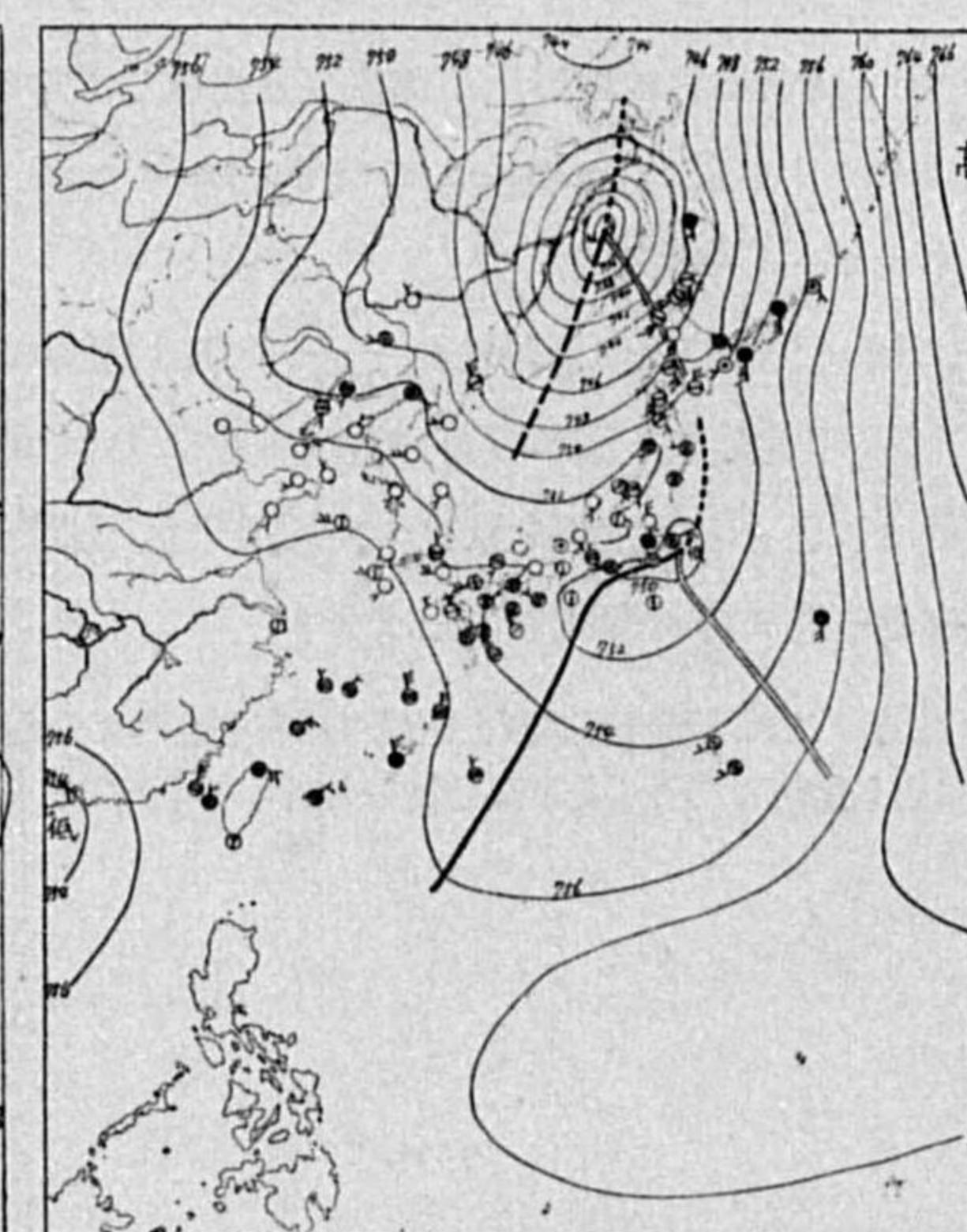
第 21 圖 Chart 6 12th June 7th 1933



第 22 圖 Chart 7 18th June 7th 1933



第 23 圖 Chart 8 6th June 8th 1933



も地形性降雨の影響及び低気圧の移動等に依り雨量分布は非常に複雑になるので詳しい定量的調査は他日に譲る事にする。

7. 結 語

以上大體の構造を述べたが材料の不足又は不充分の爲可なり推測的な所もあり又間違つてゐる所もあると思はれるが將來観測陣の充實と共に解決せらるるであらう。次に結果の主なるものを示す事にする。

(i) この低気圧は tropical front で再生 (又は發達) したものである。(これは岡田博士や藤原博士が常に御唱導せられてゐる如く我が國は歐洲諸國に較べて全體的に緯度が低いのであるから tropical front theory を大いに検討研究する必要があると思ふ。)

(ii) 前線分析及び氣塊分析を可なり迄行ふ事が出来たが熱帯海洋氣塊 (T_M) は最も歴然として居る。即ち他氣塊との境界線 (寒冷前線, 溫暖前線) は非常に明瞭で持続特性を發揮してフィリピン附近からアリューシャン列島附近 (15°N~55°N) 迄移動してゐる。

(iii) 寒冷前線は地面摩擦とその特性に依つて溫暖前線より追跡速度が大であるが地形の影響に依り波型をしてゐる。

(iv) 地形の影響で溫暖域が seclude されてゐる。

(v) 地形の影響で四國沖に残された溫暖域は副低気圧を形成しだんだん發達しながら約 10 日の壽命 (6 月 6 日~6 月 16 日) を保つてアリューシャン列島附近で消滅してゐる。

(vi) 關東地方に地形性不連続線を生成してゐる。

(vii) 日本海の seclusion の部分, back bent の部分も遂に全部 occlude されて沿海州北部で全エネルギーを解消した。

(viii) 溫暖前線の傾斜は約 $\frac{1}{190}$ で寒冷前線の傾斜は約 $\frac{1}{50}$ である。

(ix) 雨量分布, 及び雲の分布は非常に typical で明瞭である。

終りに色々御指導を賜はつた岡田先生, 藤原先生に厚く御禮申し上げます。又御援助下さつた櫻庭信一氏に厚く御禮申し上げます。 (昭和 12 年 7 月月次會にて發表)

(追記) これは著者等が富士山頂に滞在中遭遇せる低気圧で昭和 12 年 7 月發表したものであるが其の後都合により削除した所もあり又増補した所もあるのでこゝにお断りして置く。(昭和 14 年 4 月)

日本附近に於ける温帯性低気圧の發達に関する研究 (第一報 氣候學的, 統計的調査)

大 間 俊 二

§1. 緒 言

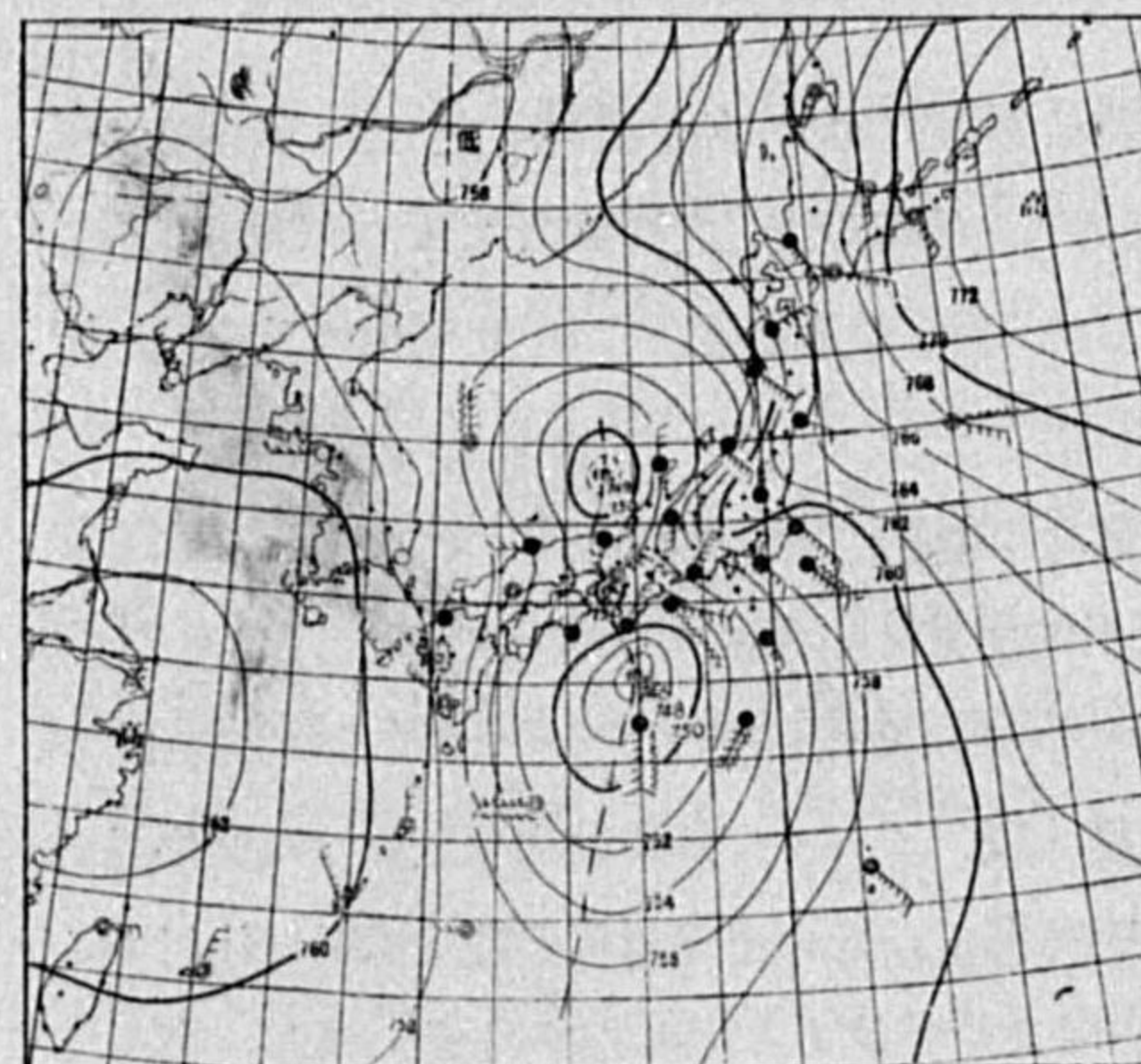
低気圧が如何にして發達するかと言ふ事は頗る重要な問題であり, 又むつかしい問題である。之に關し歐米諸國では種々の論文があるが完全な理論に到達するにはまだまだ遠い様に感ぜられる。日本附近の低気圧に就いて此の種の研究は藤原先生の amalgamation に依る發達理論以外には殆どまとまつたものを見受ける事が出来ない。著者は此の「低気圧發達に関する理論」の一礎石として, 此處に統計的な調査を報告する次第である。即ち日本附近に於ける温帯性低気圧の發達地點 (地理的環境), 季節的變化, 發達速度, 發生より發達迄に要する時間, 發達中の進行方向等に就いて調査研究せるものである。

§2. 統計資料

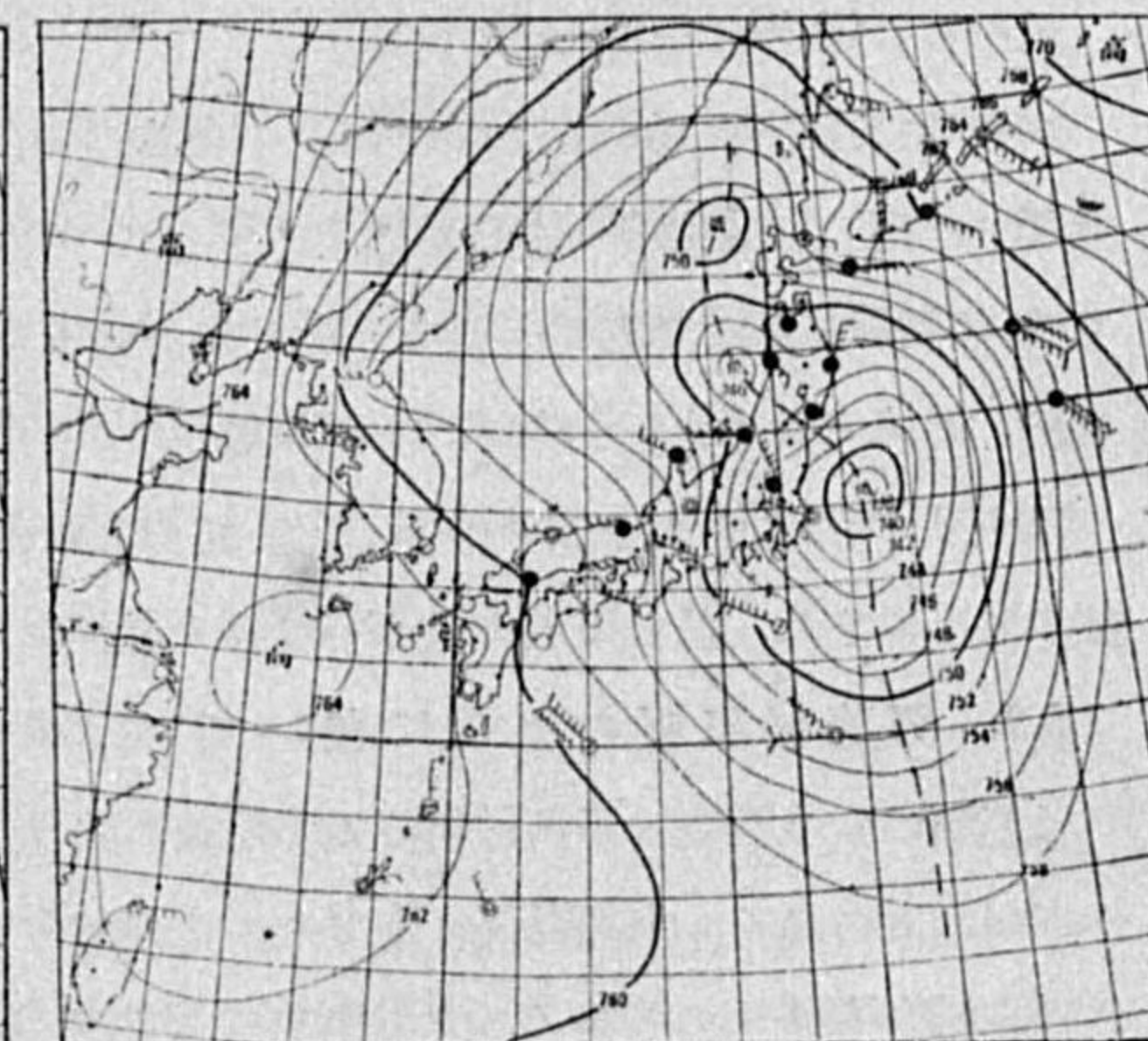
資料として, 中央氣象臺豫報掛で作製せる天氣圖原圖 (一日 6 時, 12 時, 18 時の 3 回) の昭和 8 年より 11 年に到る 4 年間の原圖に依り顯著に發達せる低気圧 127 個を選び出した。

元來低気圧の強度は, その中心示度にのみ依るものではなく, 中心に向ふ氣壓傾度, 或は外の閉

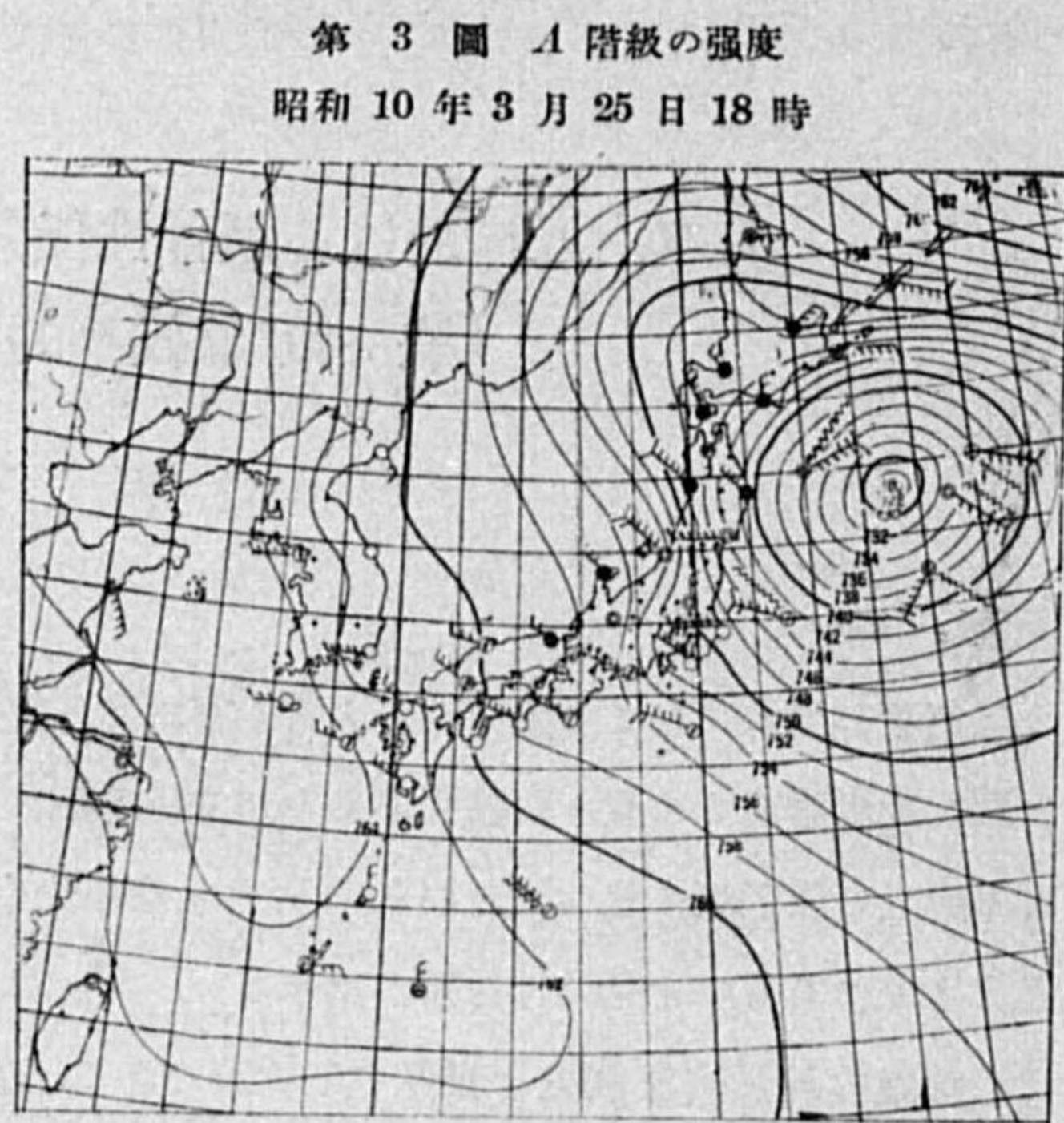
第 1 圖 C 階級の強度
昭和 10 年 3 月 24 日 18 時



第 2 圖 B 階級の強度
昭和 10 年 3 月 25 日 6 時



ちた等壓線内の面積、その暴風雨の強さ、及びその範囲等に依るものであり、之を一義的に定めると言ふ事は仲々困難である。著者は自分一人で、4ヶ年間の原圖全部に眼を通し、氣壓傾度、暴風の狀態、勢力範圍等を吟味して、發達した低氣壓の強度をA, B, Cなる三階級に分類した。標準的な此の階級の強度を例示したものが第1-3圖である。Cの程度迄發達せるものを顯著に發達せる低氣壓と見做し、又Aに達せるものを猛烈に發達せる低氣壓とする。氣象要覽に依ると昭和8-11年間の低氣壓は總數1487個、今選出されたC低氣壓は127



個、その中A程度に達せるもの58個である。猶此處で注意したい事は本論文に選出された顯著低氣壓は必ずしも氣象要覽中の顯著低氣壓と一致するものではない。著者も要覽中の暴風雨に関する調査に携はつて居たのであるが、要覽中の顯著低氣壓は主として日本の陸上に相當な暴風雨を齎らせる低氣壓を稱するのであり、その暴風雨區域が割合局部的であつても、顯著低氣壓とする事が多く又海上で可成りの時化を伴つても本邦より遠い海洋上では顯著低氣壓とせず、従つて本邦附近の低氣壓の發達を論ずべき材料としては少しく相應せぬ點があると考へ、直接原圖より之を選び出した次第である。

此の様に選出せる低氣壓に就き、

(i) 發生又は出現場所とその時刻、(ii) 主なる經路と進行方向、(iii) 最淺示度(之は發達せる低氣壓では概して發生時の中心示度を示すと考へられる)と最深示度(之は場合に依つてはA若しくはC階級に達せる時の示度と一致せぬものもある)、(iv) 發達程度(C, B, A階級)及其場所東經、北緯で表はす)と時刻、(v) 記事

以上5項目にわたる表を作製した。此の表は稍尠大になり、且單なる資料であるから、之を記載する事を止め、此の資料に基づいて得た數個の統計的結果を順次述べる事とする。

§3. 顯著低氣壓の出現に就いて

低氣壓の發生當初は兎角材料不足で明瞭を缺き支那大陸、シベリヤ等に發生せるものは發生場所の不明のもの多く、本邦附近に来てやゝその所在を確め得て、此の出現場所を發生場所に代用すると言ふ場合も多いのである。又低氣壓は發生又は出現より發達する迄に數十時間を要し、概して

何處で發達するか?と言ふ事が重要問題であり、何處で發生せる低氣壓が發達するか?と言ふ問題は尤も重要性を持たぬ様に思はれる。斯くして本調査では、「發達と發生場所の關係」に就いての調査は省く事にした。併し「低氣壓の經路と發達の關係」は相當緊密であらうと思はれる。従つて之は後に詳論する。此節では主として出現の季節的關係を述べる。

(1) 年別分類

第1表 年別低氣壓分類表

年(昭和)	8	9	10	11	計
低氣壓發生總數 ⁽¹⁾	390	330	360	407	1487
C程度に發達せる低氣壓 ⁽²⁾	28	32	31	36	127
A程度に發達せる低氣壓 ⁽³⁾	11	11	19	17	58

(備考 近時天氣圖の範圍の著しい擴大と共に、その數も増大して行く傾向がある。)

(2) 月別分類(4ヶ年間の總數)

第2表 低氣壓發達の季節的變化

月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
低氣壓總數	119	136	130	139	149	128	124	93	112	122	135	100
C低氣壓數	24	14	24	20	7	2	0	1	2	9	11	13
A低氣壓數	14	7	13	6	1	0	0	0	0	4	6	7

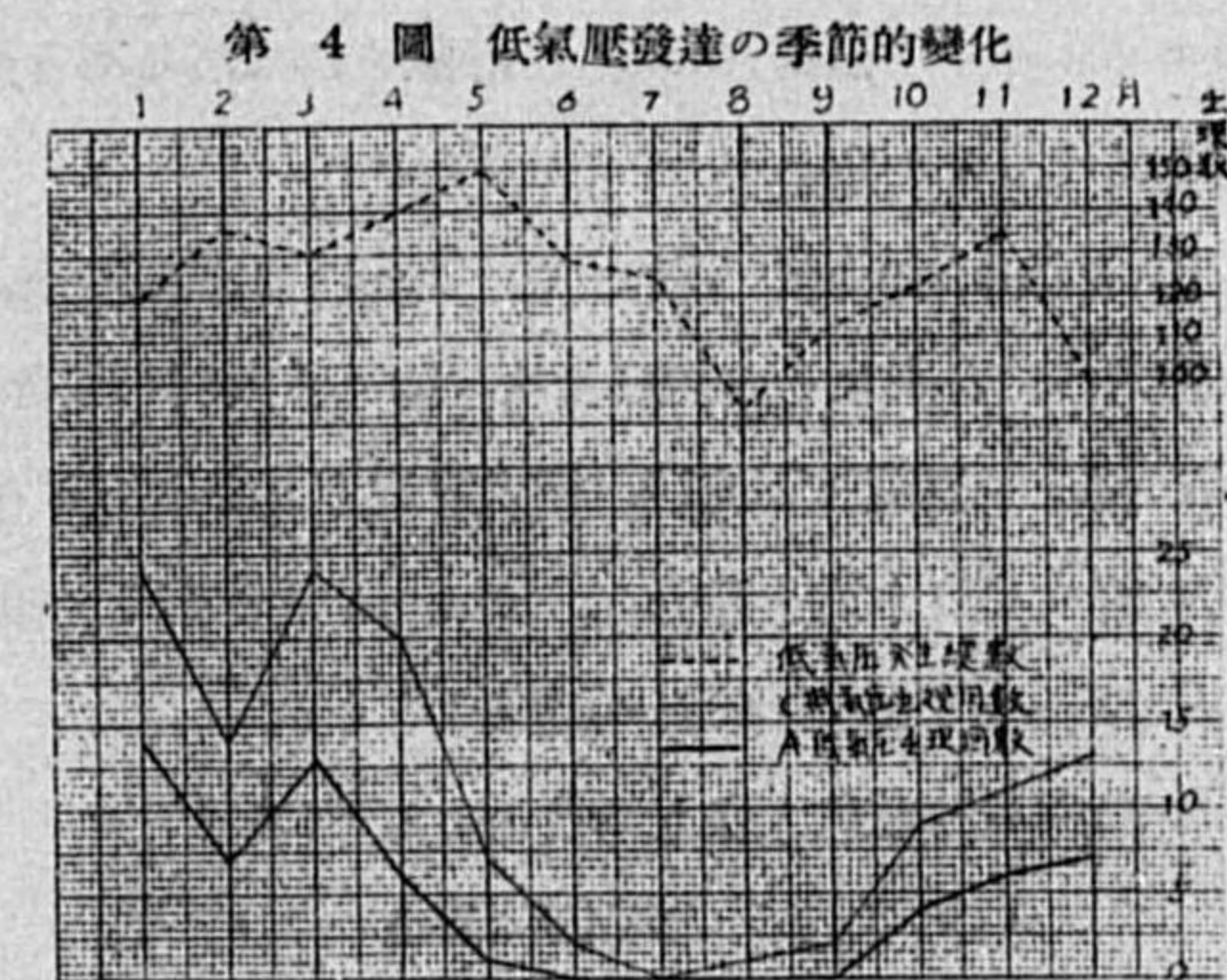
第2表、第4圖に明かな如く本邦附近に於ては必ずしも低氣壓の發生若しくは出現は、冬季に多く、夏季に少ないと言ひ難く、4年間の統計で資料不足の感があるが、春秋の季節更替期に多く、冬は之に次ぎ、夏季8月が極小を示して居る。此の様に、日本附近に於ては低氣壓の發生又は出現は、春秋に多いと言ふ事は正野、坂田兩氏の調査にも見出された事實である⁽⁴⁾。唯2月が特に少ないのは、日數の不足にも寄るが日平均に引直しても小さく出るのは如何なる原因であるか一寸判明しかねる。或は、統計年數の少ない爲に依るのかも知れない。此の様に低氣壓の發生が春秋に多いと言ふ事の原因として考へられる事は Climatological frontal zone が冬から春にかけて北上し、夏から秋にかけて南下して日本島嶼附近が此の Frontal zone にあたり、且兩側の定常的高壓部が概して同程度の勢力を持って、Frontal zone としての存在性が明瞭である爲と考へられる。

(1) 本論文では低氣壓と稱するものは總て溫帶性低氣壓を指す。

(2) 以下之をC低氣壓と呼び、その發達場所をC點と呼ぶ

(3) " A " " A "

(4) 正野・坂田：「本邦附近に於ける低氣壓發生狀況」測候時報、第10卷、第2號。統計年數は7年で、本論文の4ヶ年間は此の中に含まれるのであるが、更に年數を増しても同一の結果を得るであらう事は豫想される。



唯気温の南北に向ふ傾度あまり大きくない爲に、此の時期ではたとへ発生数が多くとも大して低気圧が発達しないと言ふ事は、後述に詳論する處である。次に *C* 低気圧の出現の季節的關係を見るに之は、冬から中春にかけて断然多く、殊に *A* 低気圧は大半冬から初春にわたる時期にその出現を見るのである。之は南から北に向ふ温度傾度が冬期に急峻であり、低気圧に補給される位置のエネルギー⁽¹⁾が場 (field) に貯藏されて居る事を物語るものであつて夏期の颱風の発達と良き對稱を爲すものである⁽²⁾。

(3) 経路に依る分類 前にも述べた如く低気圧の発達は其の経路と密接な關係を有して居るであらうと考へ、此處にその経路を次の如く 4 大別して各群と發生回数との關係を調査した。

- K* 群—黒龍江下流域、樺太附近よりオホーツク海を經るもの
- N* 群—日本海を通過し、オホーツク海若しくは本邦東方海上に抜けるもの
- S* 群—内地南方海上を通過せるもの
- E* 群—内地東方海上に發生せるもの

第 3 表 *C* 低気圧と経路

年	8	9	10	11	計
<i>K</i>	6	7	8	7	28
<i>N</i>	8	11	6	12	37
<i>S</i>	9	12	15	13	49
<i>E</i>	5	2	2	4	13

第 4 表 *A* 低気圧と経路

年	8	9	10	11	計
<i>K</i>	1	1	5	2	9
<i>N</i>	4	3	2	7	16
<i>S</i>	5	7	11	6	29
<i>E</i>	1	0	1	2	4

更にその経路に依つて如何なる季節的變化があるかを調査する。

第 5 表 *C* 低気圧出現の年變化と経路との關係

月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
<i>K</i>	5	0	3	4	2	1	0	1	1	4	2	5
<i>N</i>	5	5	8	7	0	0	0	0	1	3	5	3
<i>S</i>	10	9	7	7	6	1	0	0	0	1	4	4
<i>E</i>	4	0	6	1	0	0	0	0	0	1	0	1

第 6 表 *A* 低気圧出現の年變化と経路との關係

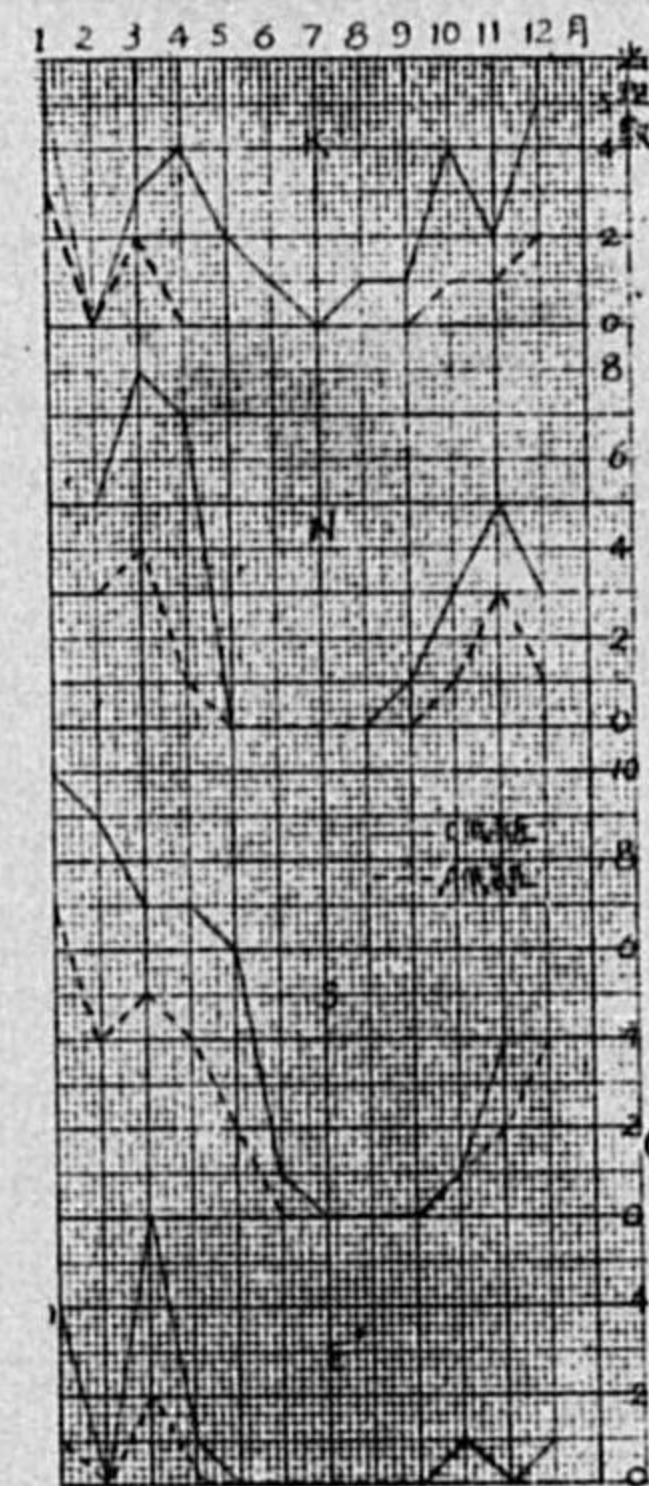
月	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	IX	XII
<i>K</i>	3	0	2	0	0	0	0	0	0	1	1	2
<i>N</i>	3	3	4	1	0	0	0	0	0	1	3	1
<i>S</i>	7	4	5	4	2	0	0	0	0	1	2	4
<i>E</i>	1	0	2	0	0	0	0	0	0	1	0	0

第 5 表、第 5 圖に示された如く、*C* 低気圧に就いては各群とも冬より春にかけて多數の出現を見るが、(i) *K* 群では 12 月、1 月が最多を示し、4 月、10 月が之に次ぎ、(ii) *N* 群では 3 月、4 月

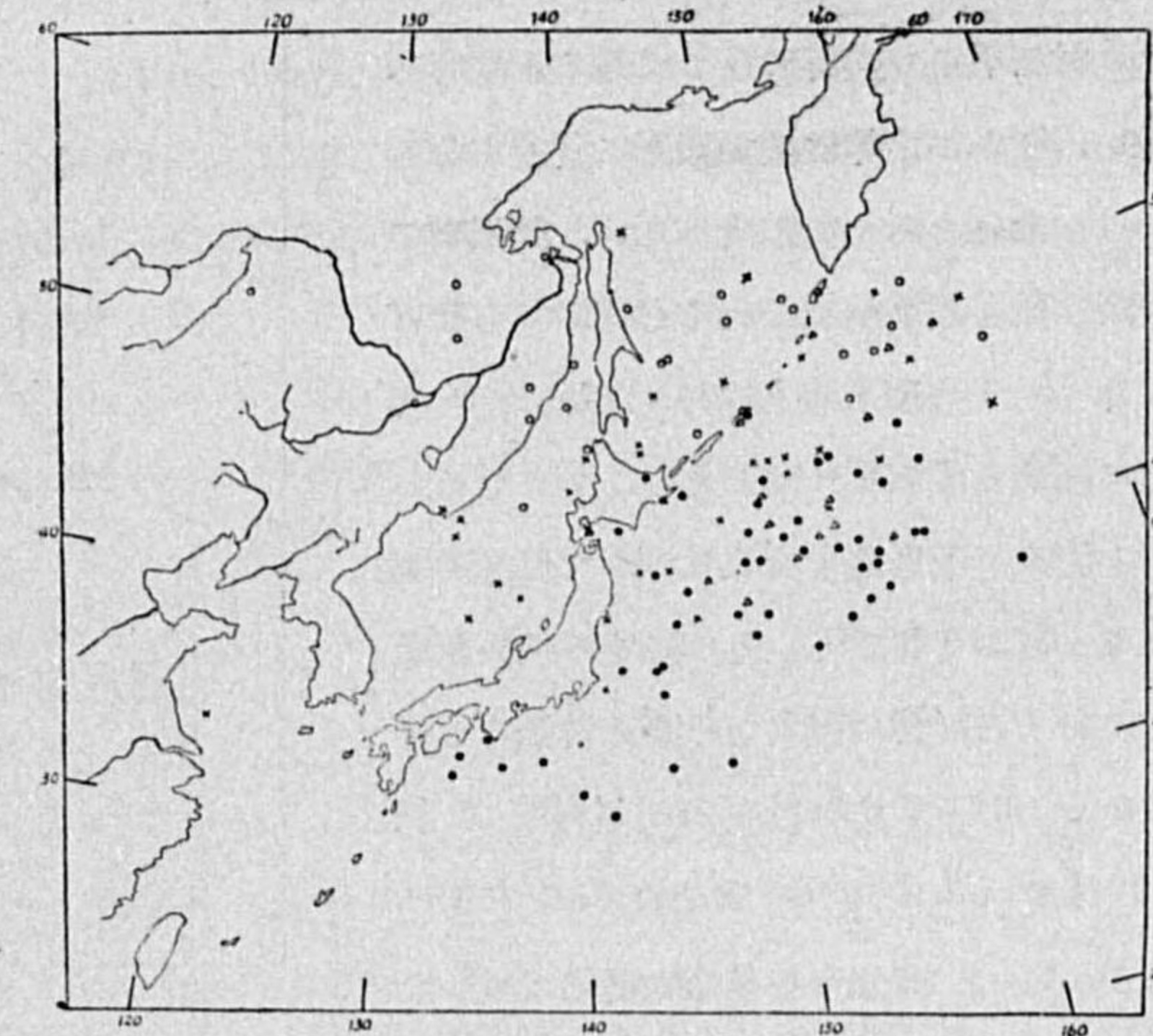
(1) 日本數學物理學會誌。第 10 卷、第 3 號。荒川秀俊：(綜合報告)「低気圧に関する最近の研究」参照。
 (2) 此の邊の機巧に關しては更に詳細な調査が必要である。

が特に多く、(iii) *S* 群では 1 月、2 月が特に多く、3, 4, 5 月が之に次ぎ、5 月に於いて發達する低気圧は殆ど全部内地南方海上を通過するものであると言ふても良い位である。(iv) *E* 群では 3

第 5 圖 *C* 低気圧及 *A* 低気圧出現の年變化と経路との關係



第 6 圖 *C* 低気圧の發達地點の分布 (4 年間の總數)
 ○ *K* 群; × *N* 群; ● *S* 群; △ *E* 群



月に最大で、1 月が之に次ぎ、その他の月では稀にしか現はれて居ない。次に第 6 表、第 5 圖 (點線) より *A* 低気圧に就いて此の關係を見るに、(i) *K* 群では 1 月が最多で、3 月、12 月が之に次ぎ、4 月—9 月間は全く出現しない。(ii) *N* 群では、3 月が最多を示し、1, 2, 11 月が之に次ぎ、(iii) *S* 群では 1 月が最多を示し、2, 3, 4, 12 月が之に次ぎ、(iv) *E* 群では 3 月に 2 回、10 月と 1 月に各 1 回出現せるのみである。之等の結果から見るに、低気圧の發達も経路に依つてその季節的變化が一樣でない事が明瞭に見出される。即ち春先は日本海を通過するものが特に發達し易く、真冬は一般に低気圧は發達し易いが、特に、内地南方海上を通過するものに多數の出現を見る。此の様に各季節に依つて低気圧が何の経路を通るかに従ひ發達する可能性に大小がある。何故か? その理由を説明するには、更に気温の分布状態、海流の状況、定常的な大高気圧の消長とその中心位置の變化等、本邦附近の氣候學的考察が必要となつて来る。

§ 4. 顯著低気圧の發達場所に就いて

選出せる低気圧の *C* 點の位置を地圖上に示したものを第 6 圖に掲げ、更に第 7 圖に於ては、猛烈に發達せる低気圧に就いて *C* 點、*B* 點 (若しくはそれに代る點)、*A* 點の 3 點を連ねて得たる發達中の進行方向及び *A* 點の位置を圖示した。此の發達場所の分布圖に依り二三の考察を行ふ。

(1) C 點, A 點の地理的分布 第 6 圖に見られる如く, 内地, 樺太及千島の附近海上に廣く分布して居るが, 奥羽東方より千島南東の海上にかけて斷然稠密になつて居る。北緯 50 度以北は材料不足で不明であるが, 内地の遙か南方及び

遙か東方海上で, 海上の材料が幾らかあり, 材料不足で空所になつて居るとは考へ難い。明かに之等地域で顯著に發達するのは少ないと考へて差支へない。低氣壓の進路は殆ど北東象限であると言ふても過言でなく, 千島南東海上以外の區域で C 程度に達せる低氣壓は殆ど大半, 更に發達しつつ進んで千島南東海上に到つて猛烈を極めると言ふ有様で⁽¹⁾, 此の區域の低氣壓發達に對する影響の甚大なる事は特筆すべきである。即ち千島附近の海上以外で A 程度に達せるものは 58 個中僅かに 4 個に過ぎない。C 點分布の季節的變化に就いて

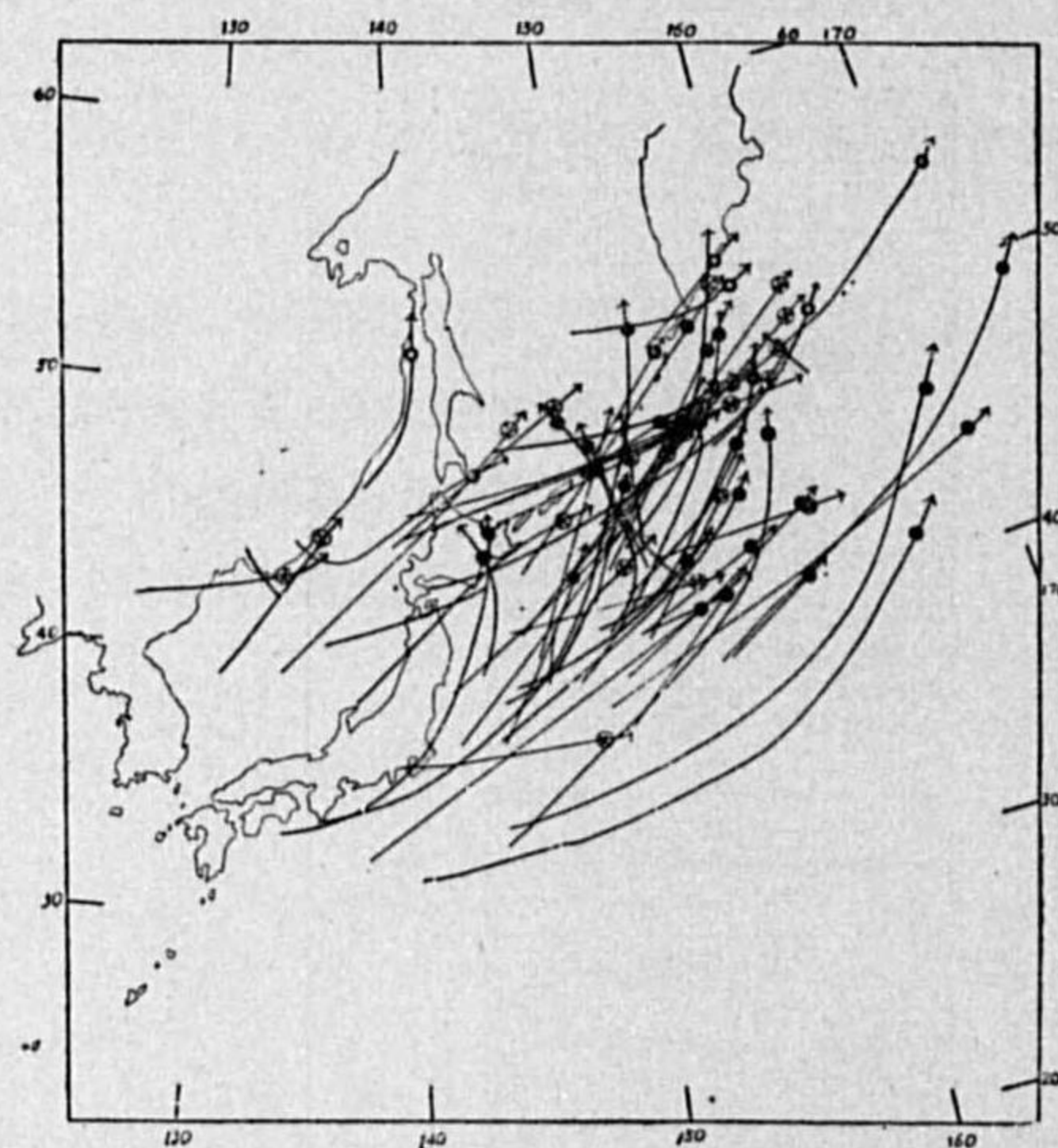
特に注意すべき點を上げると(第 8, 9 圖参照), (i) 12, 1 月の眞冬は大半千島近海及び奥羽東方洋上に限られ, 日本海には全然無く, 内地南方海上に僅かに 3 個あるのみである。(ii) 日本海は殆ど, 3, 4, 10, 11 月の低氣壓に限られ, (iii) 黒龍江流域で發達するのは, 4, 5 月に限られて居る。(iv) 内地南方海上に於て, C 程度に達するものは案外少なく, その數 11 個で 9% に過ぎない。全部冬から春にかけて出現する。(v) 千島東方よりオホーツク海南部にわたる海上では各月にわたり過半数が見出される。

(2) 發達中の進行方向に就いて 第 7 圖に示される發達中の進行方向を見るに大體北寄りに進んだもの 8 個, 東乃至東北東に進んだもの 5 個, 他の 45 個は北東乃至北々東寄りに進行方向を持つ。即ち概観すると千島列島に平行に奥羽東方よりカムチャッカ南方に向ひ北東に發達しつつ進行し, 之等の進行地域は又第 6 圖の C 點分布圖の内地南方よりカムチャッカ南方海上にわたる帶狀地域と完全に一致し, 此處に日本附近に於ける Climatological frontal zone の存在が明瞭に見出せるのである⁽²⁾。

(1) 現に中部アリウシヤン南方海上より西寄りに進んで千島東方海上に到つて發達し, ループを描いて再びアリウシヤン南方海上へ衰弱しつつ去る低氣壓さへある。

(2) 此の外に進行速度と發達との關係の問題が残されて居るが, 材料を整へるに可成りの勞力を要するから本報告では觸れない事にする。

第 7 圖 A 低氣壓の發達地點の分布

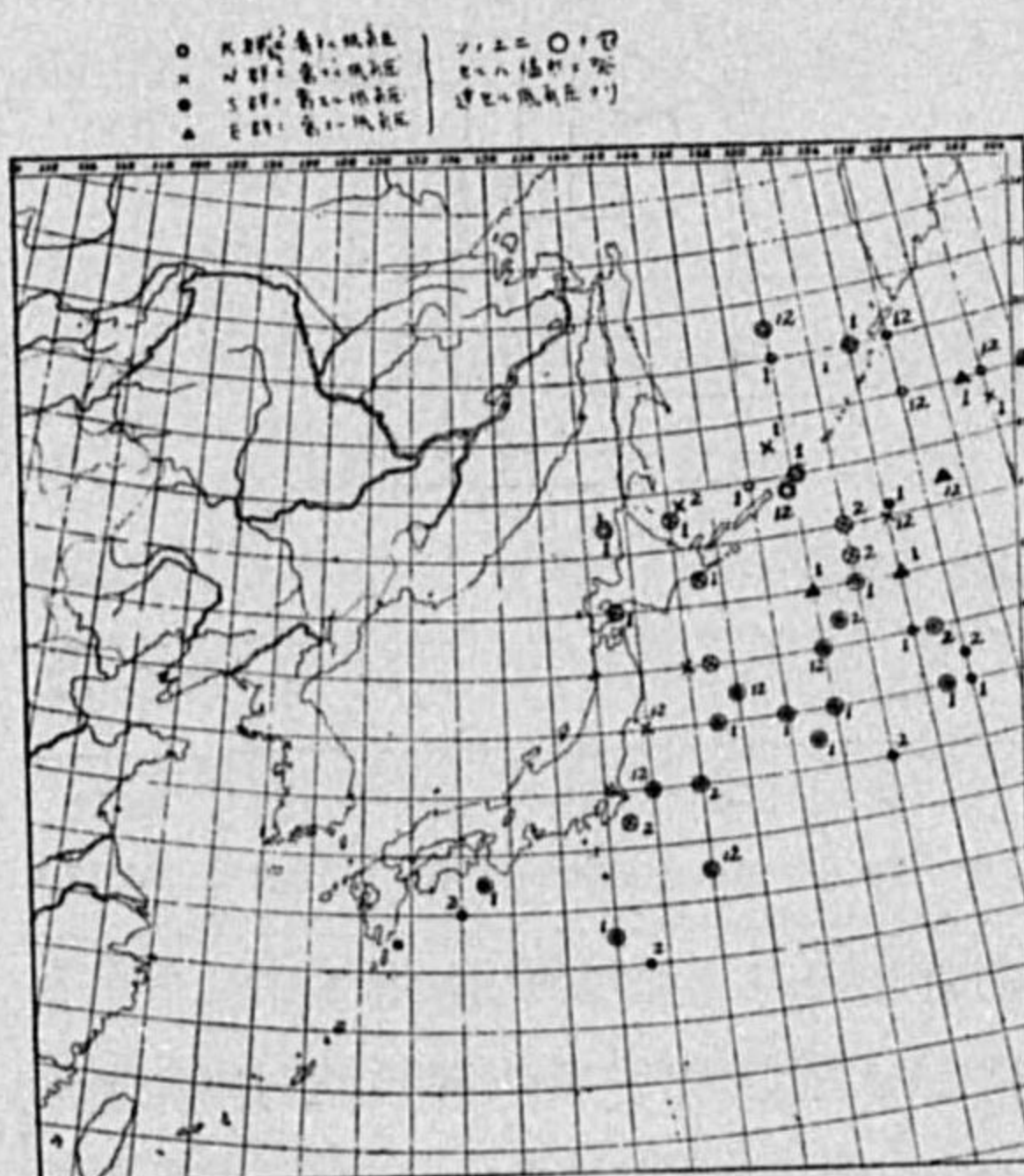


(3) Climatological frontal zone に就いて 更に C 點分布の季節的變化より考察を進める。

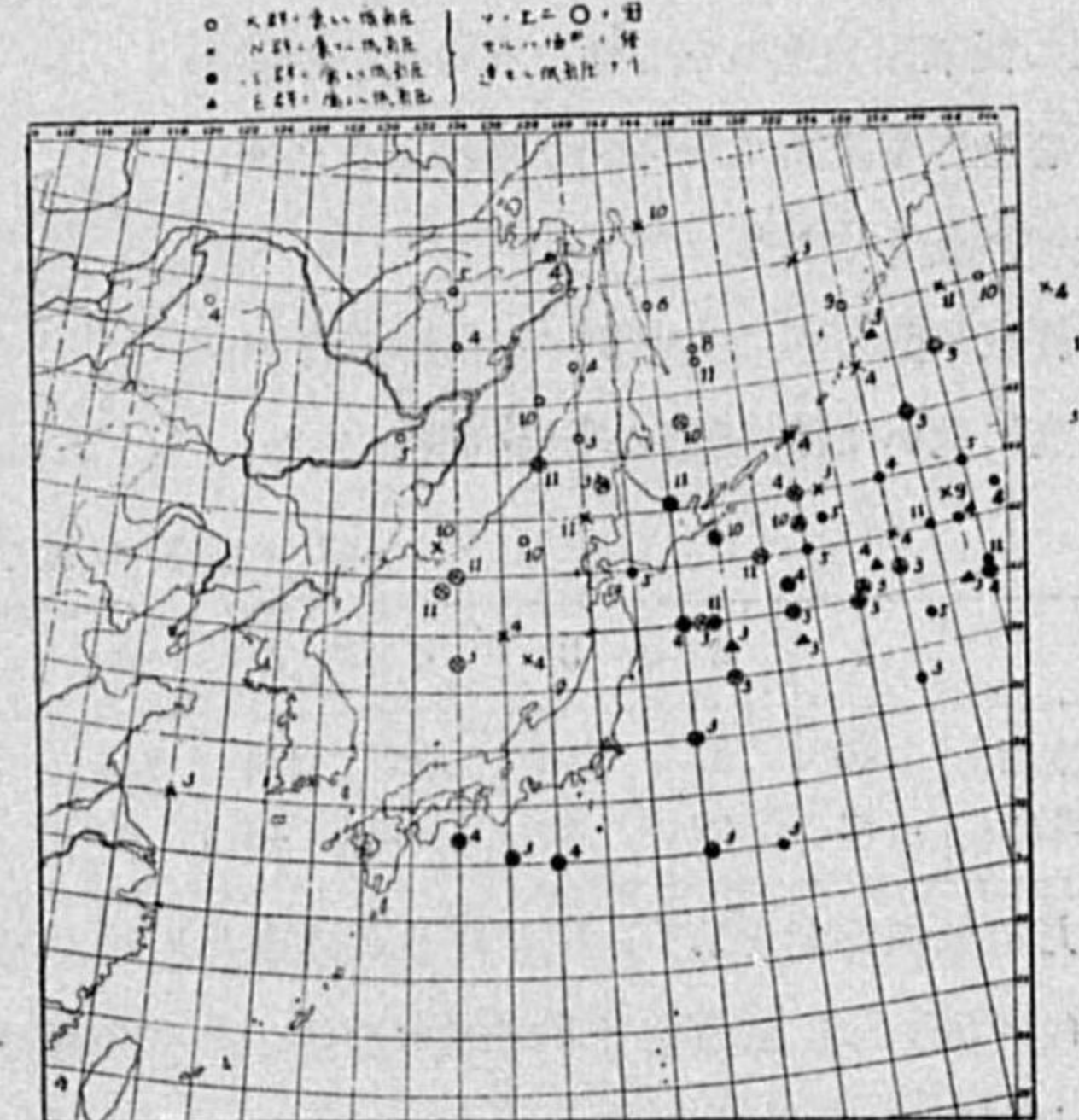
(i) 12 月—2 月間の C 點分布圖(第 8 圖)を作ると C 點は圖に明かな如く殆ど全部前述の frontal zone 内に収まるのを見る事が出来る。

(ii) 3 月に入れば日本海に C 點が見出され(第 9 圖), 前記の zone の西の部分は北上し, 更に 4, 5 月で黒龍江流域の北緯 50 度附近に表はれ, 10 月, 11 月に再び南下して 44 度附近に多く現はれる傾向がある。然し東の部分の千島南東海上では殆ど年變化なく, 結局東經 150 度, 北緯 43 度附近を中心として frontal zone の西の部分が南から北へ廻轉して行く状態を看取する事が出来る。

第 8 圖 12—2 月間の C 點分布圖



第 9 圖 3—11 月間の C 點分布圖



(iii) 今之を證明する爲に, (a) 東經 120°~130°, (b) 131°~135°, (c) 136°~140°, (d) 141°~145° (e) 146°~150°, (f) 151°~155°, (g) 156°~160°, (h) 161°~165° の 8 區分に存在する C 點の平均緯度を計算し, 季節的變化を求むれば次表の如くなる。

第 7 表 經度別に分類せる C 點の平均緯度の年變化

月	區分	a	b	c	d	e	f	g	h
I	—	—	33.0	31.0	42.0	43.7	42.7	44.3	45.0
	II	—	32.0	—	38.5	38.0	40.3	39.0	—
	III	34.0	39.0	39.5	38.3	37.6	43.3	44.7	44.0
	IV	51.0	41.5	42.6	40.0	43.7	43.8	41.7	49.0
	V	—	49.5	—	42.0	42.0	41.0	44.0	—
	VI	—	—	—	51.0	—	—	—	38.0
	VII	—	—	—	—	50.0	—	—	—
	VIII	—	—	—	—	—	50.0	43.0	—
	IX	—	—	—	—	—	—	—	48.5
	X	—	43.0	45.5	50.5	43.0	—	—	—
	XI	—	42.0	45.0	42.0	45.5	—	44.0	—
	XII	—	—	—	36.8	44.0	44.0	47.8	—

之を圖示すると第 10 圖の如くなり、資料乏しく、いさゝか大膽な論斷であるが、(ii) に述べられたる關係を明示して居るのである。之は明かにシベリヤ大陸の冬季に於ける大高氣壓から夏季の大低氣壓に移り再び冬に復る季節的變化に依るものと考へられる。

iv) 月別の關係のみを見るに、即ち月別の低氣壓發達の中心地 (或は大氣活動の中心地) を求めて季節的な推移を見れば、次表の如くなる。

經度に関しては特記すべき關係がないが緯度に就いては、明瞭な季節的變化をなし、

第 8 表 C 點平均値の年變化

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	平均
東經	146	147	148	146	146	154	—	146	156	147	146	150	147.2
北緯	42	59	41	43	44	45	—	49	47	46	44	43	42.5

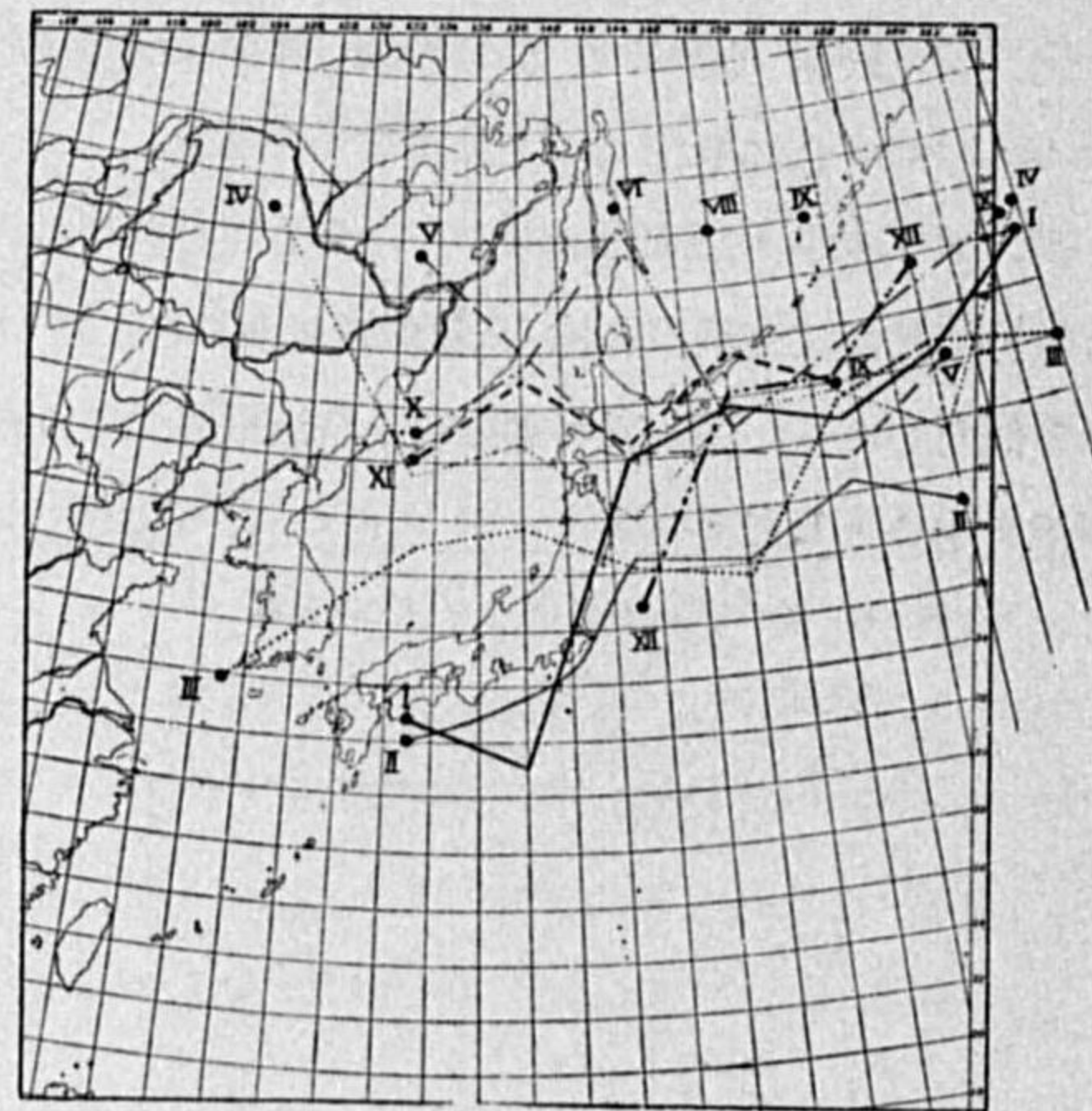
2 月に最低緯度を示し、8 月に最高緯度を示し、週期的變化を爲して居る事が見出される。

(v) 更に A 點分布より考察するに、A 低氣壓は既に記せる通り殆ど 10 月から 4 月迄に出現し大半 1, 2, 3 の 3 ヶ月に含まれ、各月とも概して千島附近及びその南東洋上に密集せるを以て、A 點の平均緯度、平均經度の季節的な變化に就いて特記すべき點が見出されない。A 點全部の平均位置は、東經 154.9°、北緯 45.4° となる。今 C 點、A 點の平均位置を結べば、頗る荒つぽい見方であるが、日本に於ける Climatological frontal zone の大體の走向を指すとも見られるのではあるまいか?

§ 5. 顯著低氣壓の成長時間に就いて

發生より C 點迄發達するに要する時間 (成長時間) とその出現回数との關係を調べて見る。第 11 圖中點線に依つて示される曲線が實際に見出された成長時間と出現回数との關係であるが、此の曲線に依ると最大が 24 時間後、48 時間後、72 時間後の 3 回現はれて居る。之は明かに使用せる天氣圖が 6 時、12 時、18 時の 3 回である爲に、6 時に發生し又は C 階級に達するものが前日 18 時より 12 時間後なる爲に、12 時、18 時に於けるより多くなると言ふ結果である。今之を補正する爲に、前後 3 回の値の平均を以て中間時刻の出現回数とすると、圖中實線を以て示される

第 10 圖

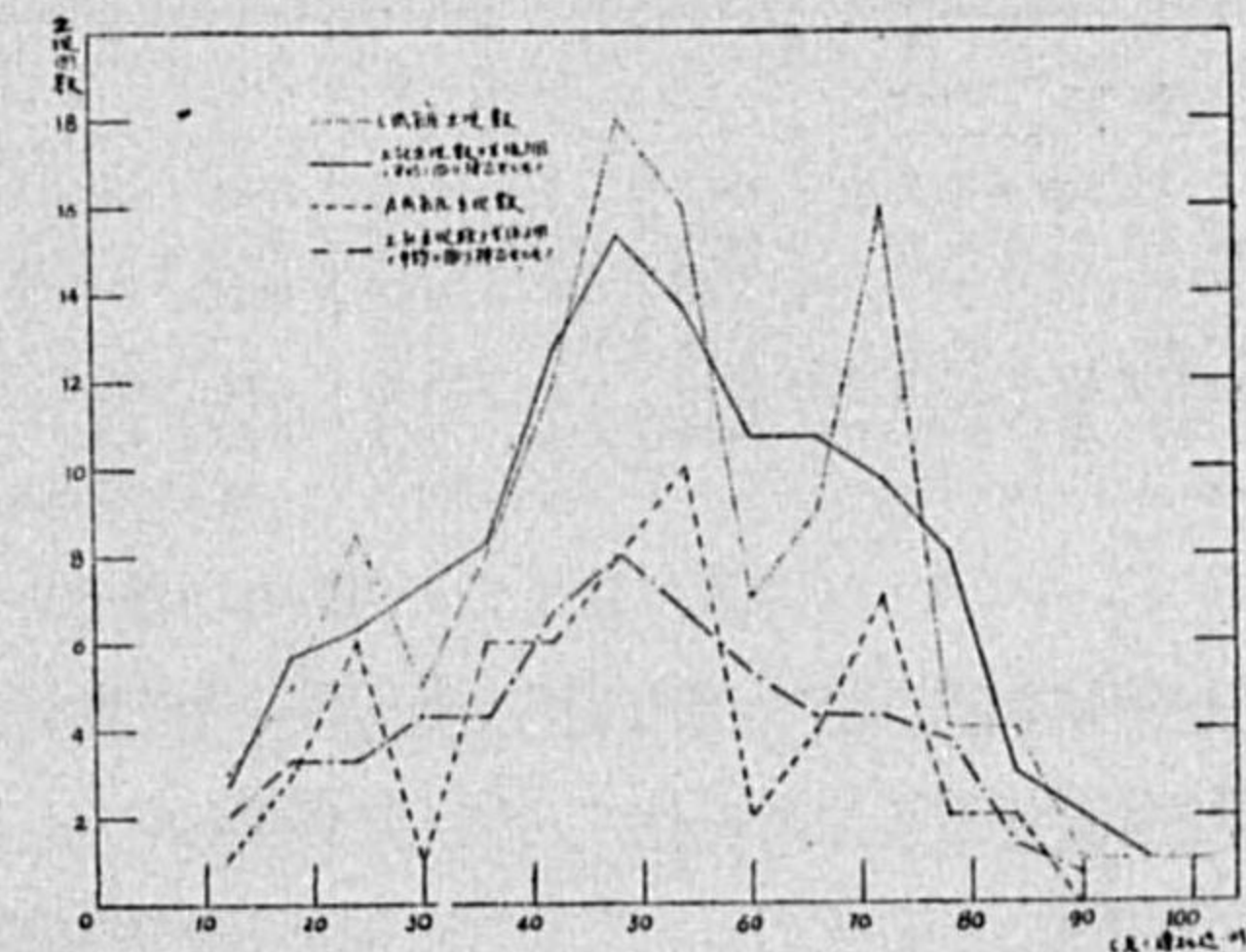


曲線となる。又同様にして A 階級に達する迄に要する時間の出現頻度を見るに、第 12 圖鎖線を以て示される曲線の如く 48 時間後に最大を現はして居る。細かく言へば、第 12 圖點線曲線では 48 時間後に極大が現はれ、破線曲線ではそれより 6 時間後即ち 54 時間後に極大が現はれて居るのである。然し猛烈に發達する低氣壓では發達が急速で、その成長途次の C 程度に達するに要する時間は、概して C 程度で終る低氣壓がその極大の C 程度に達するに要する時間よりも短かく、例へば一夜にして大颶風と化し、C 階級を経ずして (天氣圖の上で)、B 若しくは A 階級に達する例も少なくなく、此の場合 B 點若しくは A 點を以つて C 點の代用となして居る爲に、斯く、A 階級に達する時間が C 階級のそれと大きな時間差を持たないのである。斯くして日本附近に於ける顯著低氣壓は發生又は出現後約 48 時間にして相當な風雨 (雪) 若しくは暴風雨 (雪) を伴ふに到ると言ふ事を知り得るのである。但し本邦東方洋上に發生するものにあつては、發生後左程に長時間を経ずして顯著なる場合が非常に多い。

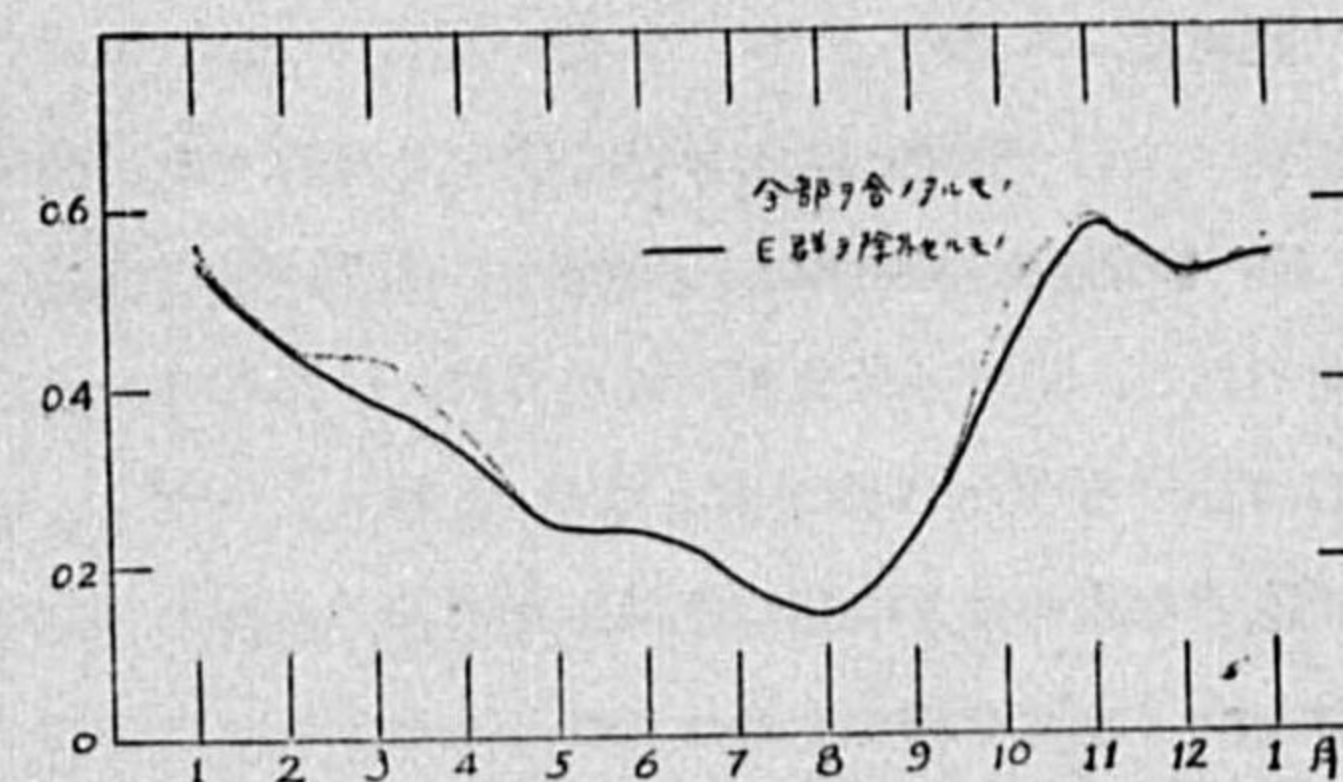
§ 6. 顯著低氣壓の發達速度に就いて

(1) 發達速度の季節的變化 日本附近に於ては顯著低氣壓は殆ど發生後逡巡する事なく急速に發達すると見做して差支へない。今平均的な値を得る爲に、發生 (若しくは出現) 時より C 點迄の中心示度の降下量を、それに要した時間を以て除し、之を發達中の毎時の平均發達速度と見做し、之を月別に分類してその平均値を求め、その季節的變化を調べて見た。第 9 表、第 12 圖がそれであり、圖中點線で示される曲線は全部に就いての平均値であり、實線は本邦東方洋上に發生せるものを除いたのである。何分東方洋上に發生せるものは数が少なく、且 1, 3 月に偏在し、而かも一般に發達速度が大きい爲に、之を除いたものを作つたのである。之に依ると秋の終りより冬にかけて大きく、夏に極小を示す明瞭な年變化を爲して居る事が認められる。猶第 12 圖中 11 月の値の大きいのは、統計期間中に日本海に於て、著しく急速に發達せる低氣壓が 2 個あつた爲である。(併

第 11 圖 成長時間と出現回数



第 12 圖 發達速度の季節變化



第 9 表 発達速度の季節的変化と経路との関係 (単位 耗/時)

分類 \ 月	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	全平均
K 群のみの平均値	0.65	—	0.40	0.38	0.24	0.17	—	0.13	0.29	0.39	0.54	0.59	0.43
N 群	0.53	0.38	0.35	0.33	—	—	—	—	0.14	0.49	0.70	0.49	0.44
S 群	0.50	0.47	0.41	0.29	0.23	0.28	—	—	—	0.46	0.47	0.41	0.40
E 群	0.66	0.58	0.67	—	—	—	—	—	—	0.83	—	0.38	0.61
全部に關する平均値	0.56	0.44	0.43	0.34	0.23	0.23	—	0.13	0.22	0.48	0.58	0.50	0.44
E 群を除ける平均値	0.54	0.44	0.38	0.32	0.23	0.23	—	0.13	0.22	0.43	0.58	0.51	0.42

し 11 月に著しく急速に発達する可能性が大きいと言ふ事は注意を要する問題である。斯くして日本附近に於ては冬季発達する低気圧はその数が著しく多しと同時に気圧の降下も激しく(発達速度が急激)春から夏にかけてその出現数を減すると共に、発達速度も衰へて行く事を知り得る。之に關する一つの原因として冬季は大陸高気圧の卓越と共に場の気圧分布が一般に高値を示し、冬季に發生せる低気圧の發生期では中心示度が春夏に比して高値である事が主原因の一つである。猶此の關係は、K 群、N 群、S 群の群別に分類して統計しても同様な結果が得られ E 群以外は経路に依つてその発達速度に影響を受ける事は少ない様に見受けられる。

(2) 発達速度と成長時間との關係 C 低気圧の出現数と成長時間との關係は既に §5 に於て論じた處である。元來各低気圧に就いては、C 點の中心示度は種々であり、從つて發生より C 點迄の中心に於ける気圧の降下量、及び C 點

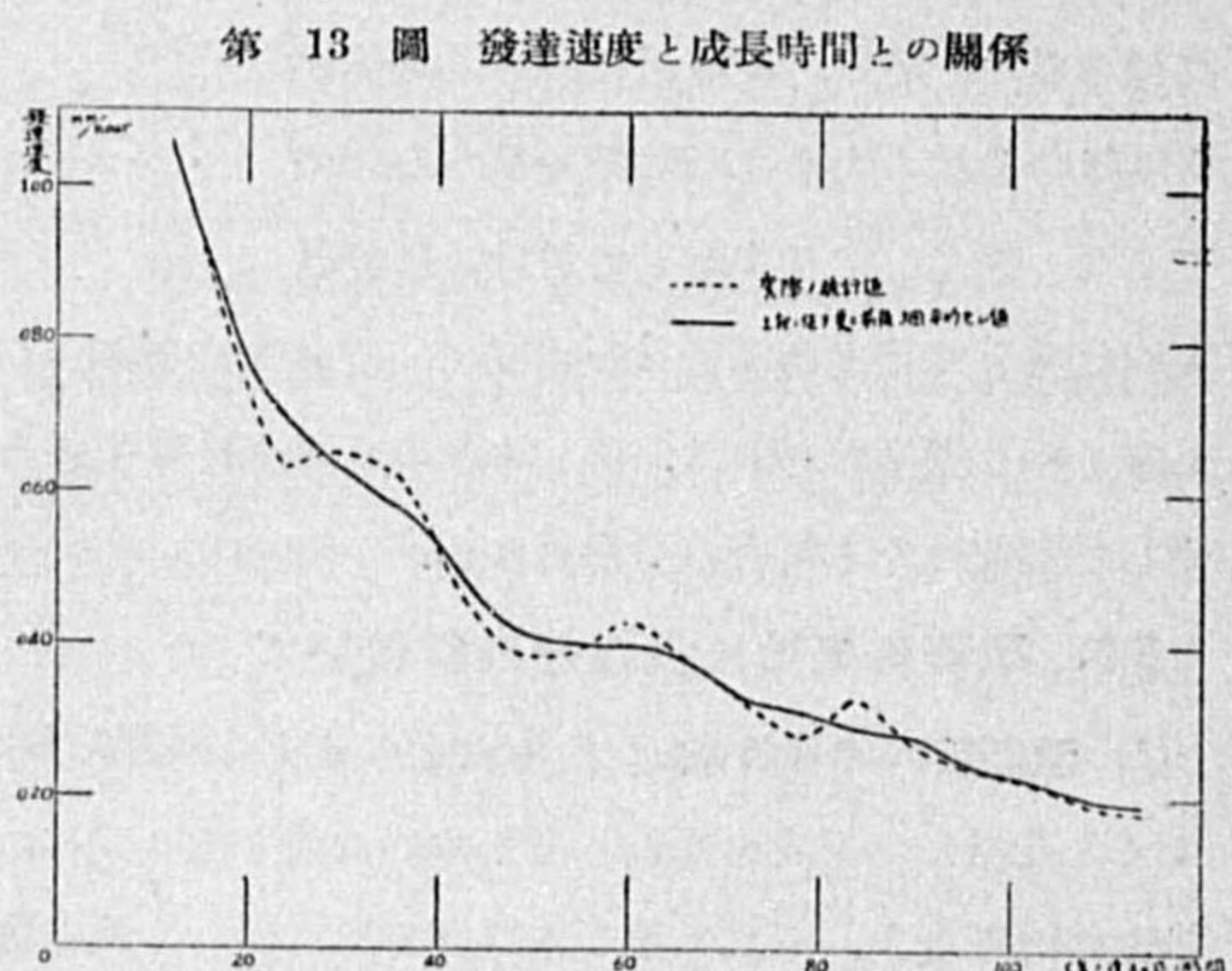
に達する迄の成長時間は各低気圧に就いて種々な値を持つと考へられる。而るに今此の成長時間と、発達速度との關係を吟味するに、右圖(第 13 圖)の如き、結果を得る事が出来た。

得られた曲線は大體双曲線に近く、結局、C 點は最初撰擇する時にその強度を「感じ」から定めたのであるが、此の曲線より考察するに大體發生より C 點前後の中心示度の降下に依り C

程度の強度を有するに到ると見做して差支へない様である。

§7. 結 び

以上に依つて略日本附近に於いて発達する低気圧に關し、主としてその発達場所の地理的分布其り觀察せる種々な統計的事實を述べ來つた。本論文では實際の現象を羅列するに止まり「何故によ様な現象が起るか?」と言ふ機構に關する説明には殆ど觸れる事が出来なかつた。此處で本調査資



第 13 圖 発達速度と成長時間との關係

料の撰擇中に知り得た二三の特筆すべき點を列記し、此種の重要問題に對する解決を今後の調査に託する事とする。

低気圧發達の機構探究に資すべき問題

(1) 発達する低気圧は殆どその搖籃期に於て既に可成り明瞭な兆候を有する。その兆候として附近の気圧の顯著なる降下、降雨區域の廣大、幼年期の弱小低気圧にも不拘風系が明瞭な低気圧性を爲し、必ず明瞭な不連続線を伴ひ、(と言ふより不連続線上に發生し、と言ふ方が妥當かも知れぬ)その不連続線は中心を南北に貫く場合が多い等の數點を上げ得る。

(2) 明瞭な暖域を持つ場合が非常に多く、而かも発達と共に温暖前線は顯著になる。又発達と共に寒冷前線が次第に暖域内に深く食ひ込んで來るが、低気圧は暖氣流の方向に進行せず寧ろ温暖前線に平行に進行し、閉塞現象が起らないのが普通である。

(3) 寒冷前線は壯年期に近づけば中心から南東に走つて後南々西に所謂低気圧が尾を引くと言ふ現象が見出される事が非常に多い。

(4) たとへ閉塞現象が起り、一見中心附近温度分布一様に冷温になつても、必ずしも衰弱に向はず、寧ろ猶発達する傾向を有し、從來の學說と異なる點の看取出来る場合が多い様である。之に關しては更に慎重な考究に俟つ可きであらう。

(5) 併合(amalgamation)に依つて発達するもの可成り多く、猛烈に発達せる低気圧 58 個中明瞭に併合を爲せるもの 21 個、猶、2 個の低気圧が相當に遠距離にて共存し、一方が著しく優勢になつて他方が消滅する場合が極めて多い(從來の氣象要覽では此の様に中心距離の大なる低気圧同志では之を合併と呼ばないのである)。

(6) 或る時期に或る場所で著しい低気圧の發達が起ると、引き續いて其處へやつて來た第二の低気圧がまたまた發達すると云ふ場合が良く見受けられる。

(7) 概して東西に横はる不連続線上では低気圧が發達する事が少なく、併し、良く豪雨を惹起するが、南北に走る不連続線上(気圧の谷)では低気圧は著しく發達し、相當な暴風を招くと云ふ場合が非常に多い様に見受けられる。藤原先生が「低気圧内で雨が非常に強い時は風は左程でなく、風が著しく強いと雨が少ない」と言はれたお言葉を思ひ浮べ何か上記の現象と關係がありさうに思はれる。

之等の問題は更に、資料の充實を俟つて、その解釋を理論づけたいと思ふ。

終りに本論文の御閱讀を賜つた恩師藤原博士に滿腔の感謝を捧げて擲筆する。

東京丸の内附近の空气中夾雑物に就いて

松 居 秀 夫

1. 緒 言

中央氣象臺構内に於ける空气中夾雑物に就いては既に昭和12年3月以來三宅氏⁽¹⁾によつて研究がなされてゐるが、筆者は昭和13年4月から同氏の研究方法を用ひて1ヶ年間に亘つて調査を繼續したのでその結果を纏めて見た。分析方法は硝子フィルターを備へた洗氣瓶を2個連結し、水流ポンプにより2晝夜連続して實驗室外の空氣を吸引した。吸引速度は11月迄は流速計を用ひて、1.6 m³/day に保つてゐたが、夾雑物量の少ない場合にも分析値の正確を期するため12月より約5 m³/day の速さで吸引し、通過した空氣の量はガスメーターによつて之を定めた。分析は鹽化物、亞硫酸ガス(及び硫酸)、アムモニア及び亞硝酸について行つたのであるが、6月以降は洗氣瓶中の水のpHをも同時に測定してゐる。空氣吸引期間は毎週火曜日から木曜日、及び土曜日から月曜日の2回と定め、平日と休日との空氣汚染度を比較して見ることにした。分析回数は100回、延日數200日であつた。尙本研究は目下續行中である。

2. 鹽 化 物

鹽化物の定量は鹽化銀ゾルの比濁法によつた。第1の洗氣瓶によつて全鹽化物が捕集される。昭和13年4月から14年3月に至る最高は21.8 γ/m³ (13年8月13日—15日)で、最低は屢々痕跡を認めた。年平均は4.4₀ γ/m³で、一昨年⁽²⁾の13.8₂ γ/m³に比して著しく小さい。鹽化物は時に大きい變化を示すのでその月平均は合理的な値とは云へないかも知れぬが、曩に三宅氏⁽²⁾によつて雨中鹽化物が海に歸因し且その量と風速との間に並行性が指摘されてゐるので、之に倣つて月平均と毎月平均風速との關係を調べて見る。

第1表 空气中鹽化物と最大風速

月	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
鹽化物量平均 Cl-γ/m ³	6.3	4.8	5.3	4.1	5.5	5.2	5.3	2.8	4.8	2.3	3.3	3.1
平均風速 m/sec	3.6	3.5	2.8	2.8	3.3	3.0	2.9	2.3	2.7	3.2	3.6	3.6

これを圖示すれば、この二つの曲線は略々並行に走るのが見られる。(第1圖)

この事實は空气中鹽化物が海鹽にそのオリジンを有することを裏書きしてゐるものではあるまい

(1) 三宅泰雄：大氣中夾雑物に就て(豫報) 氣象集誌. II, 15, (1937) 529頁. 三宅泰雄：東京丸の内附近の空气中夾雑物に就いて. 氣象集誌. II, 16, (1938) 461頁.

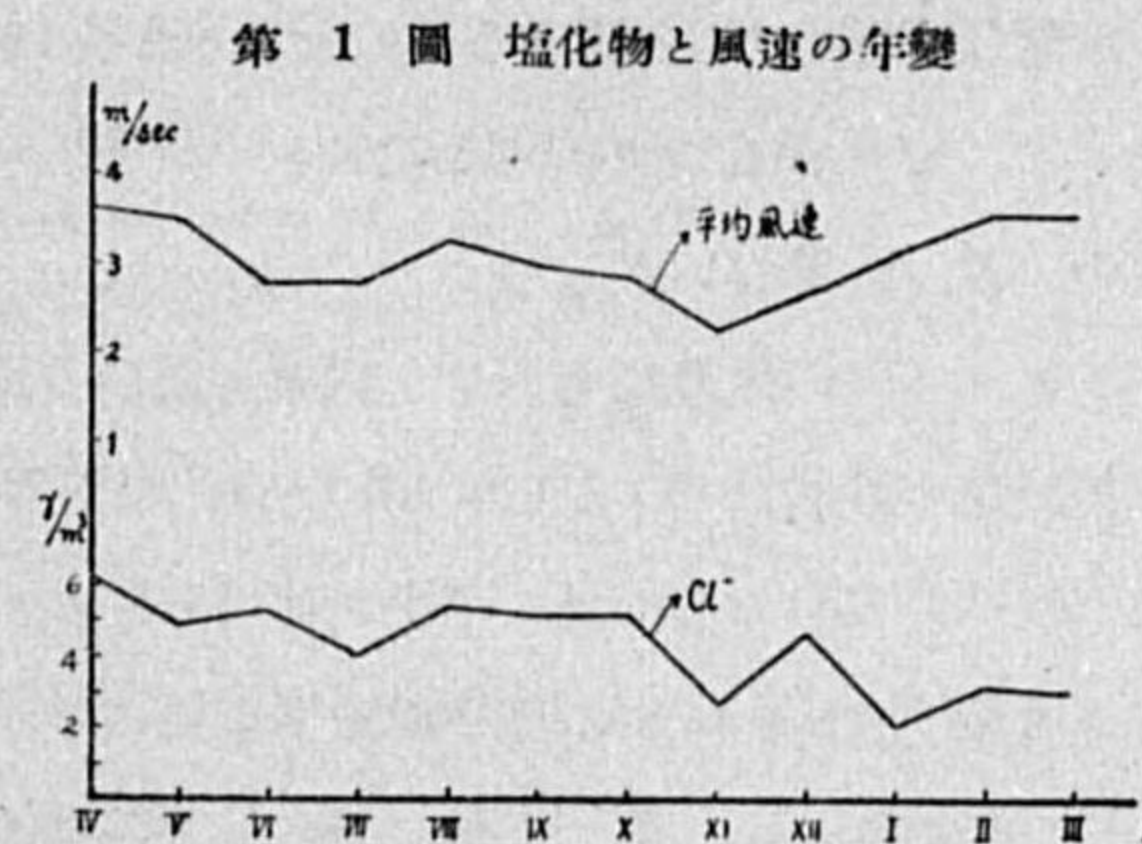
(2) 三宅泰雄：雨水の化學. 氣象集誌. II, 17, (1939) 22頁.

か。

風向と鹽化物量との關係は雨の場合と同様判然とした傾向は見られない。

季節的變化も餘り顯著でないが、8月に極大が現はれてゐるのは一昨年⁽²⁾の變化と一致してゐる。

鹽化物と他の夾雑物との關係は次の相關係數によつて之を知ることが出来る。



第2表 鹽化物と他の諸成分との相關係數

pH	S	アムモニア-N	亞硝酸-N
+0.74	-0.29	+0.70	+0.75

3. 亞硫酸ガス(及び硫酸)

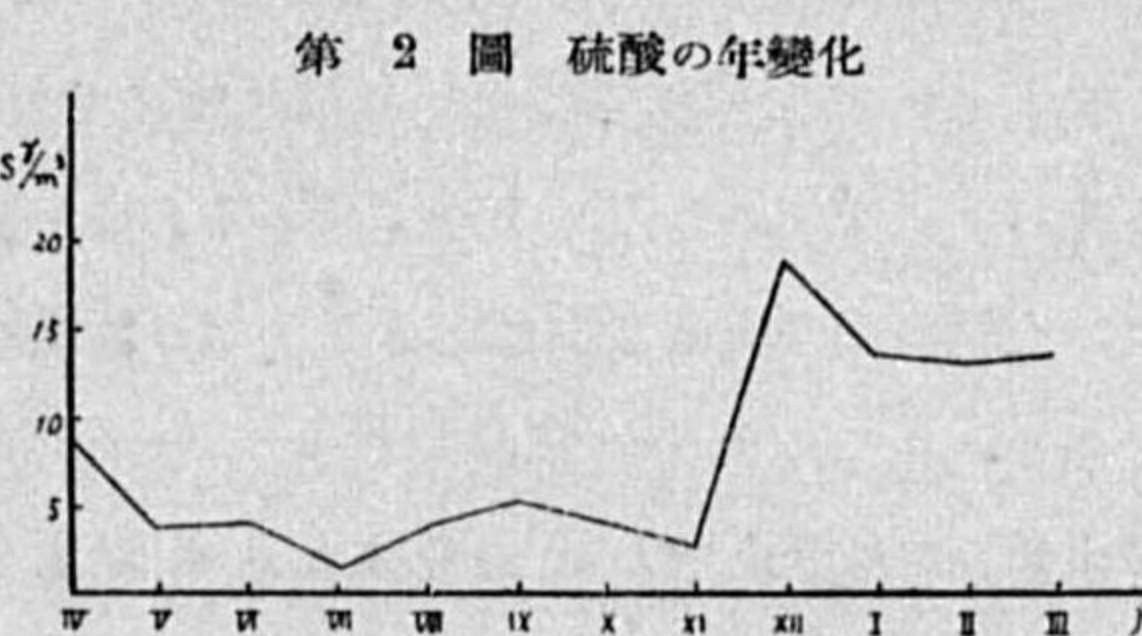
SO₂の分析法は水に溶解せしめた後臭素水で酸化して硫酸バリウムによる比濁法を用ひた。SO₂の大部分は第1の洗氣瓶中に集り、第2の洗氣瓶によつて完全に吸収される。1ヶ年間に於ける最高はSとして58.8 γ/m³ (13年12月6日—8日)、最低は痕跡のみのことがあつた。年平均は7.3₈ γ/m³で一昨年⁽²⁾の3.3₄ γ/m³より大きくなつてゐる。

第3表 空气中硫酸月平均 S γ/m³

月	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
S γ/m ³	8.8	3.5	3.8	1.2	3.5	5.0	3.8	2.3	18.3	13.1	12.4	12.9

上表及び右圖で見ると、空气中硫酸量は顯著な季節的變化を示し、冬及び春(12月乃至4月)が多く、夏及び秋(5月乃至11月)が少ない。これは雨中硫酸の年變化と同じ傾向である。

次に空气中 Cl/S を計算して見ると次表の如くなる。



第4表 空气中の Cl/S

月	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
Cl/S	0.72	1.37	1.39	3.42	1.57	1.04	1.39	1.22	0.26	0.18	0.27	0.24

上表の如く Cl/S=3.42~0.18 となつて、海水中の Cl/S=21.5 に比して遙かに小さい。これは燃料から來る SO₂ のためであらうと考へられる。

硫酸は直接 pH を變ずるものであるから pH との関係は pH の項で論ずることとする。アムモニア、鹽化物及び亞硝酸とは夫々 -0.67, -0.29 及び -0.55 の負相関を有する。

4. アムモニア

アムモニアの定量はネスラー試薬を用ひる比色法によつた。殆ど全部が第 1 洗氣瓶中に集まる。分析結果中最高は N として 78.1 γ /m³ (13 年 6 月 25 日-27 日), 最低は 3.0 γ /m³ (14 年 2 月 18 日-20 日) であつた。年平均は 23.2 γ /m³ で一昨年の 14.4 γ /m³ より増加してゐる。空氣中アムモニア (N γ /m³) の月平均を下に掲げる。

第 5 表 空氣中アムモニア量月平均

月	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
アムモニア量 平均 N γ /m ³	29.2	30.6	41.5	32.9	37.5	32.3	21.7	21.1	11.9	7.0	5.6	7.3

上表で分る様に、氣温が上昇すると共に空氣中アムモニア量も増加する。今アムモニア量月平均と毎月平均氣温との関係を吟味して見る。

第 6 表 空氣中アムモニア量と平均氣温

月	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
アムモニア量 平均 N γ /m ³	29.2	30.6	41.5	32.9	37.5	32.3	21.7	21.1	11.9	7.0	5.6	7.3
平均氣温 °C	13.2	18.7	20.8	25.0	26.0	22.4	16.7	10.8	5.8	2.4	4.1	7.4

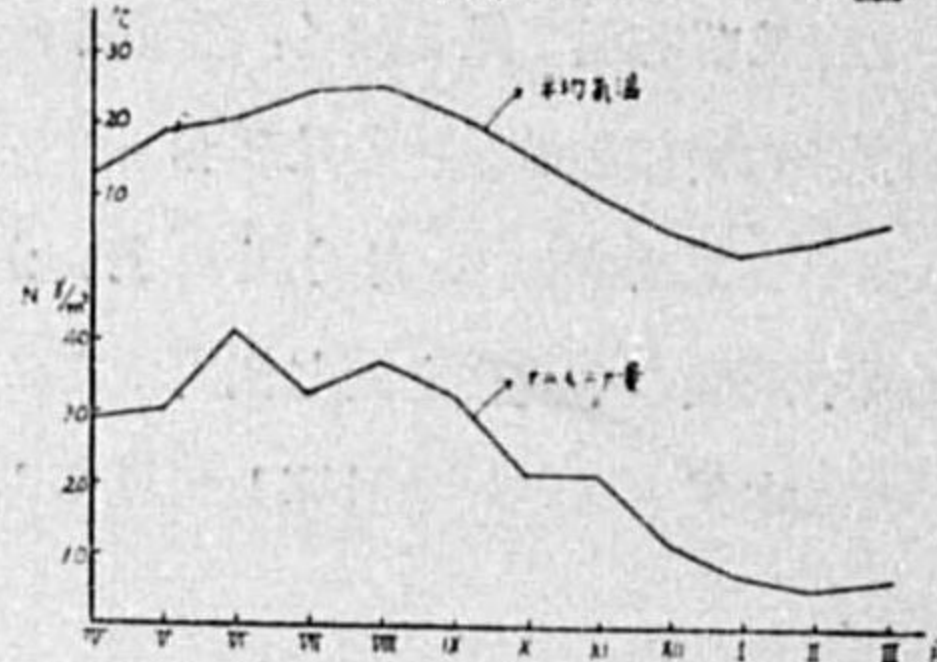
第 6 表を圖に描けば第 3 圖の如くなり、この二量間には大體並行関係の存在することを知る。然し乍らアムモニアは 6 月に最多量を示すにも拘はらず、平均氣温は 8 月に最高が現はれてゐる。この相のずれは如何にして之を説明すべきか。

アムモニアは土壤、腐敗物、排泄物等にその源泉を有し、腐敗細菌の作用によつて生ずるものであると考へれば、土壤表面の高温多湿は細菌の活動に最も好都合である。よつて月平均氣温の代りに (月平均氣温) × (月總降水量) なる量をとれば此量は 6 月に最大となり、アムモニア量の月平均と似た曲線になることが判る。(表及び

圖省略) 此の説明が唯一のものとは云へないが、⁽¹⁾兎に角アムモニアの發生は燃料と関係のない事は確實である。アムモニアは硫酸と共に pH に著しく影響するもので pH との関係は次項に譲る。

(1) 朝比奈貞一氏は細菌による分解が氣温の上昇により 6 月に最も盛んとなり、此の時期に含窒素有機物の大部分が分解し盡されるためであらうと、化學種の輪廻の立場からこの事實を説明し得ることを述べられてゐる。

第 3 圖 平均氣温とアムモニア量



アムモニアと他の諸成分との間の相関係数を表示する。

第 7 表 アムモニアと他の諸成分との相関係数

pH	鹽化物	硫酸	亞硝酸
+0.96	+0.70	-0.67	+0.78

5. 水素イオン濃度

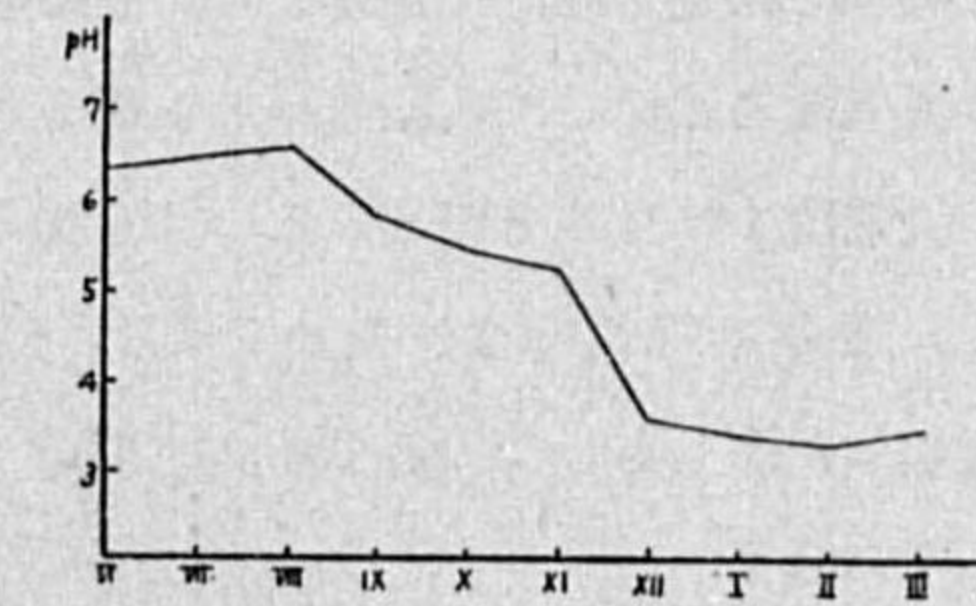
昨年 6 月から、空氣を通した後各洗氣瓶中の水の pH も同時に測定した。pH の平均値としては單なる算術平均を採用することなく、次式を用ひるのが合理的である。

$$\overline{\text{pH}} = \frac{-\log \sum 10^{-\text{pH}}}{n}$$

$\overline{\text{pH}}$: pH の平均値, n : 測定回数.

此の方法によつて pH 平均値を算出すれば、下表の如くなり、夏期は中性に近く、冬期は著しく酸性に傾く。(第 4 圖)

第 4 圖 pH の年變化



第 8 表 pH 月平均

月	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	I	II	III
洗氣瓶 1 pH 平均	6.3 ₁	6.4 ₀	6.5 ₁	5.8 ₁	5.4 ₄	5.2 ₃	3.5 ₀	3.4 ₀	3.2 ₀	3.4 ₂
洗氣瓶 2 pH 平均	6.1 ₁	6.1 ₁	6.4 ₂	5.7 ₈	5.4 ₁	5.4 ₁	4.0 ₁	4.0 ₁	4.0 ₁	4.3 ₁

蒸溜水は空氣中炭酸ガスを溶解してゐるため、その pH は 5.5~5.6 位になつてゐるのが普通である。従つて上表の如く 3.3~6.6 なる範圍に於て pH を變動せしめる原因としては硫酸とアムモニアの當量差を考へなければならぬ。pH はアムモニアとは +0.96、硫酸に對しては -0.89 なる相関係数を示すに對し、硫酸とアムモニアの當量差については -0.99 なる殆ど決定的な相関を有する。茲に負相関を示すのは硫酸の過剰と共に pH は低下するためである。

以上によつて、pH は硫酸とアムモニアの當量差によつて完全に規定されることを知つたが、この事實は東京の降水の pH を規定する要因と全く一致する。⁽¹⁾従て降水の場合と同様に $\Delta = S - N$ (S, N 單位ミリ當量/m³) を計算し、

$$\text{pH} = -\log(S - N) + 3$$

から、各月の pH 平均値を求めて見る。結果は下表に見る様に、12 月以降即ち $S - N > 0$ なる場合は實測とよく一致する。 $S - N < 0$ なるとき上式が適用出来ない理由は不明である。

(1) 三宅泰雄: 雨水の化學. 氣象集誌. II, 17, (1939) 34 頁.

第 9 表

月	Ⅴ	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ
S ミリ當量	1.142	0.817	0.774	0.805
N ミリ當量	0.850	0.500	0.400	0.521
Δ=S-N	0.292	0.317	0.374	0.284
pH (計算)	3.5 ₄	3.5 ₀	3.4 ₃	3.5 ₀
pH (實測)	3.5 ₀	3.4 ₀	3.2 ₀	3.4 ₂

6. 亞硝酸

G. R. 試薬を用ひて定量した。亞硝酸は空氣中夾雜物中水に最も溶解し難いものであつて、2 個の洗氣瓶では完全に吸収されない場合がある。夏季に於ては第 1 洗氣瓶に大部分集まり第 3 以下の洗氣瓶中には殆ど残留しないにも拘らず、冬季にあつては第 1 には一部分のみ集まり第 2 に多く、第 3 以下にも多少入つて来る。然し乍ら第 3 以下に残る全量も第 2 に集まる量の數十分の一にしか達しないのであるから、第 1 と第 2 の量の和をとれば實際の量とオーダーは一致してゐるであらう。

最近では 2 個の洗氣瓶を通過した空氣を更に glass wool の稍厚い層を通した後、この glass wool を水で抽出したものについて亞硝酸の残量を定量してゐる。亞硝酸が氣温の高い場合には比較的水に溶け易く、氣温の降下と共に溶解し難くなるのは亞硝酸が微細な液滴として存在してゐるためであるかも知れない。

1 ケ年中 N として最多 15.6 γ/m³ (13 年 4 月 2 日—4 日)、最少は痕跡 (13 年 11 月 26 日—28 日) であつた。年平均は 5.6₀ γ/m³ で、一昨年 6.2₂ γ/m³ と大差はない。

第 10 表 亞硝酸月平均 N γ/m³

月	Ⅳ	Ⅴ	Ⅵ	Ⅶ	Ⅷ	Ⅷ	Ⅸ	Ⅹ	Ⅺ	Ⅻ	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ
亞硝酸平均 N γ/m ³	10.3	9.1	7.1	6.4	5.9	7.0	5.2	5.0	3.8	3.4	3.4	2.2	

亞硝酸は顯著な季節的變化を示さないが、大體に於て夏季に多く、冬季に少ない傾向を有つ。これは雨中亞硝酸量の年變化と相反してゐる様に思はれるが、はつきりしたことは分らない。

第 11 表 亞硝酸と他の諸成分との相關係數

アムモニア-N	鹽化物	pH	硫酸
+0.78	+0.75	+0.61	-0.55

亞硝酸はそのオリジンも未だ不明であり、種々の點に關して研究の餘地があるので將來解決されるべき問題として保留することとする。

7. 平日と休日との空氣汚染度の比較

東京の空氣中の塵埃の平日、休日の差に就いては既に北岡氏⁽¹⁾によつて太陽輻射の方面から論ぜられてゐる。氏によれば休日は平日に比して汚れが少い。

第 12 表は平日 (火曜日—木曜日) 及び休日 (土曜日—月曜日及び祝祭日を挟む期間) に於ける夫々の空氣中夾雜物量月平均並びに年平均を示す。

第 12 表

		Ⅳ	Ⅴ	Ⅵ	Ⅶ	Ⅷ	Ⅷ	Ⅸ	Ⅹ	Ⅺ	Ⅻ	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ	年平均
鹽化物 Cl γ/m ³	平日	6.6	4.2	4.7	0.6	3.0	5.9	4.7	2.6	5.4	2.2	3.1	3.1	3.1	3.8 ₁
	休日	5.9	5.2	6.0	1.7	4.1	4.1	5.9	1.9	4.4	2.4	3.6	3.0	4.0 ₀	
硫 酸 S γ/m ³	平日	7.8	3.0	4.4	trace	1.7	4.5	2.6	3.3	23.6	5.4	11.0	13.7	6.7 ₀	
	休日	10.2	3.9	3.3	7.5	10.1	6.1	4.7	2.1	14.4	17.6	14.3	12.0	8.8 ₀	
アムモニア N γ/m ³	平日	20.5	24.9	37.0	34.5	36.1	35.0	18.5	20.1	11.4	7.6	5.3	7.4	21.5 ₀	
	休日	40.8	35.1	46.0	31.7	39.3	27.9	24.2	22.4	12.2	6.6	6.0	7.3	24.9 ₀	
亞硝酸 N γ/m ³	平日	9.4	9.9	6.9	7.6	5.7	6.8	6.0	6.7	3.8	3.5	1.9	2.4	5.8 ₀	
	休日	11.5	8.6	7.4	5.5	6.3	7.2	4.6	2.8	3.8	3.3	3.1	2.0	5.5 ₁	

上表によれば平日、休日の間に大差なく亞硝酸以外の三成分は何れも却つて平日に於て少く、休日に多い傾向さへある。この事實は外國の例及び北岡氏の場合と異なるが、我國の工業的活動が日曜日を休日とせずに行はれてゐることを考へれば、平日、休日の空氣汚染に大差なきは寧ろ當然と思はれる。

8. 結 尾

以上によつて空氣中夾雜物及びその氣象學的意義の概要を述べた。尙氣象要素の資料は總べて氣象要覽所載のものを用ひた。

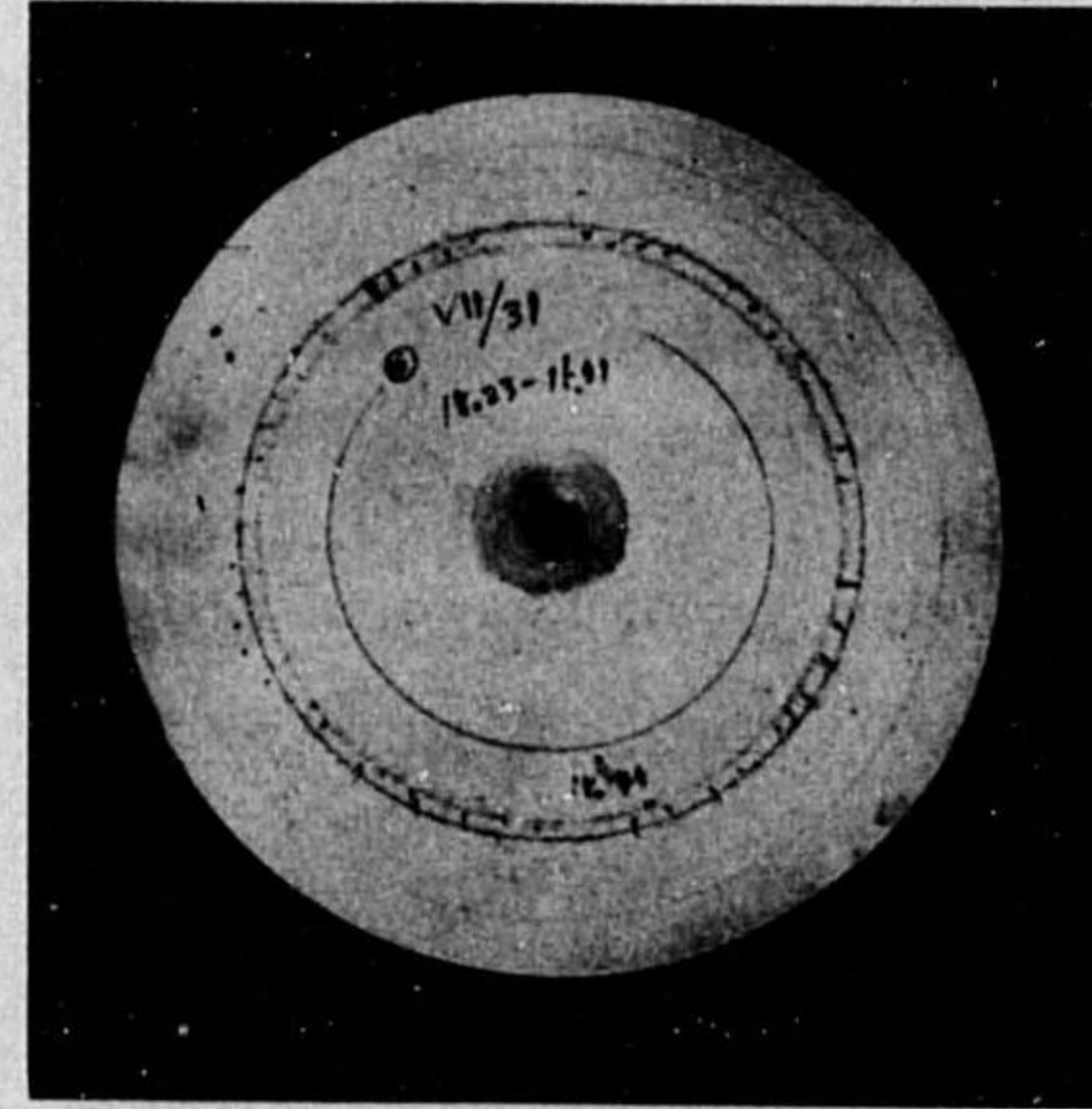
上述の議論は大體の傾向を示すに止まり、尙改良す可き點が多い事と思ふ。例へば、鹽化物や亞硝酸はその分析が困難なる爲に現在の所これ以上深入りすることは出来ない。然し乍ら此の種の問題も將來多くの場所で、長期間に亘つて調査研究をすれば、或程度迄は確定的の事が云へる様になる事と信ずる。

終りに臨み、終始懇切なる御指導を賜つた三宅技師に對し衷心より謝意を表する次第である。

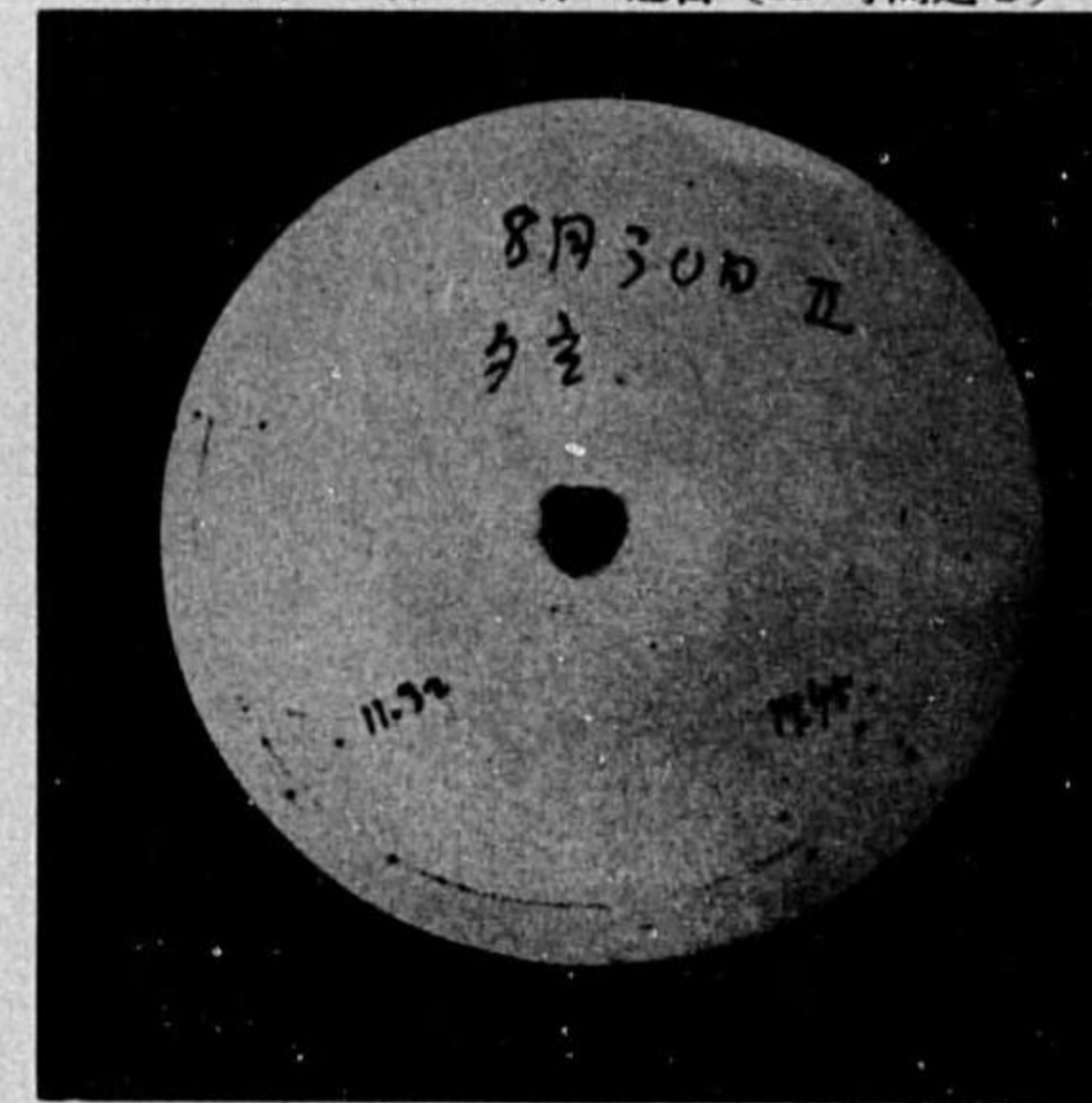
(1) 北岡龍海：東京の空に含まれる塵埃の量及び大きさについて。氣象集誌。II, 14, (1936) 165 頁。

圖版第一

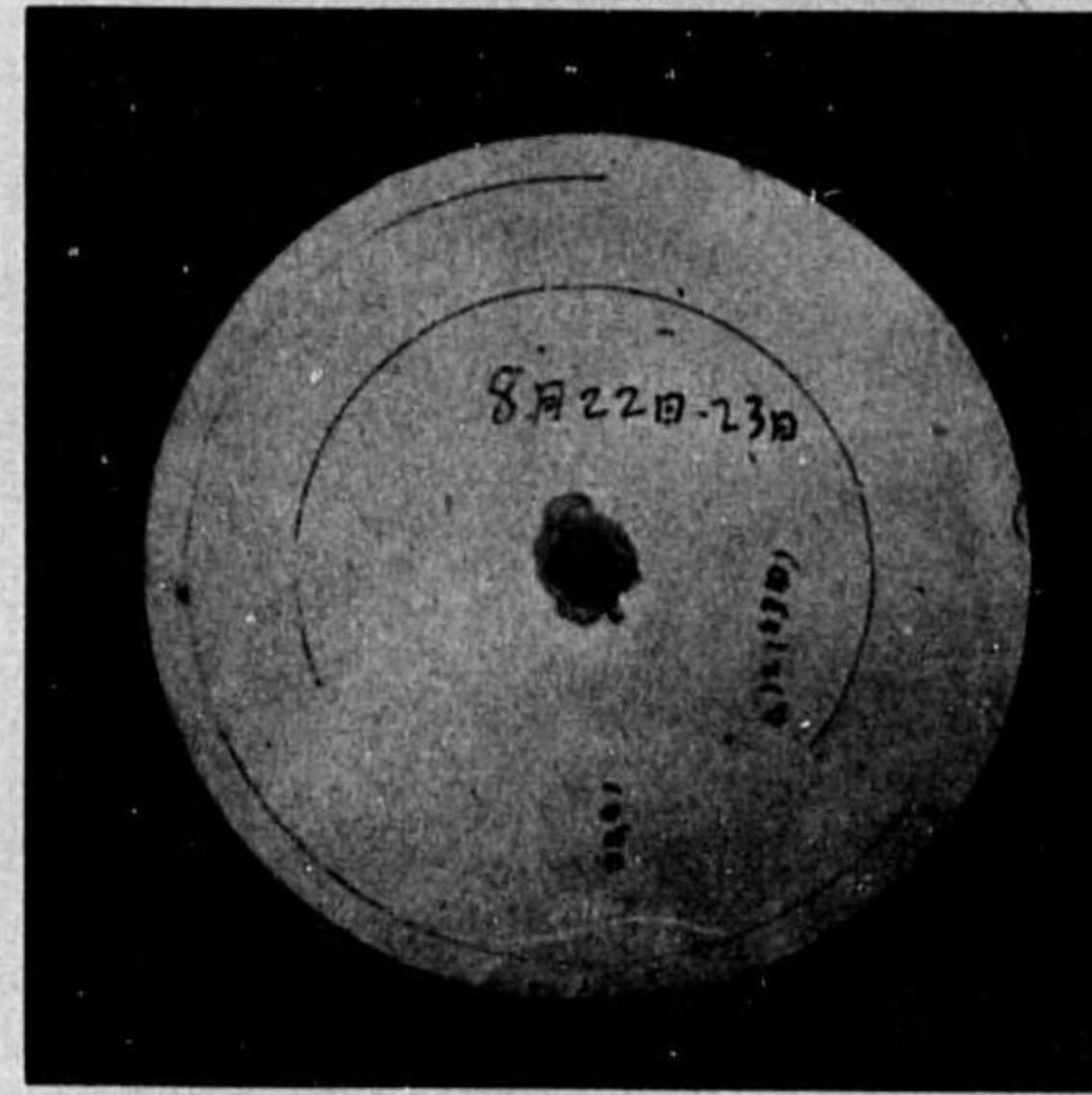
第2圖 7月31日の雷雨(1時間廻し)



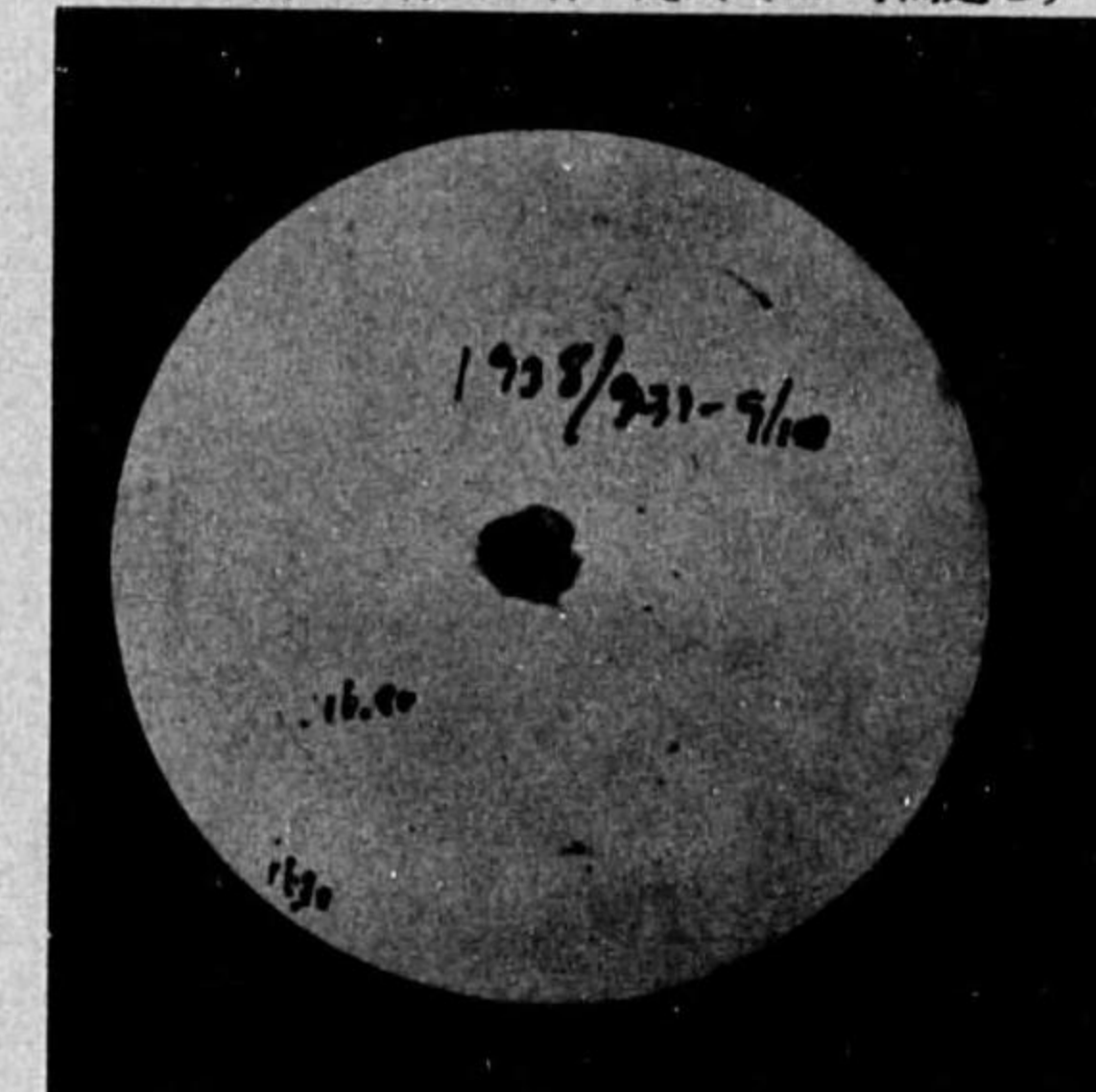
第5圖 8月30日の遠雷(12時間廻し)



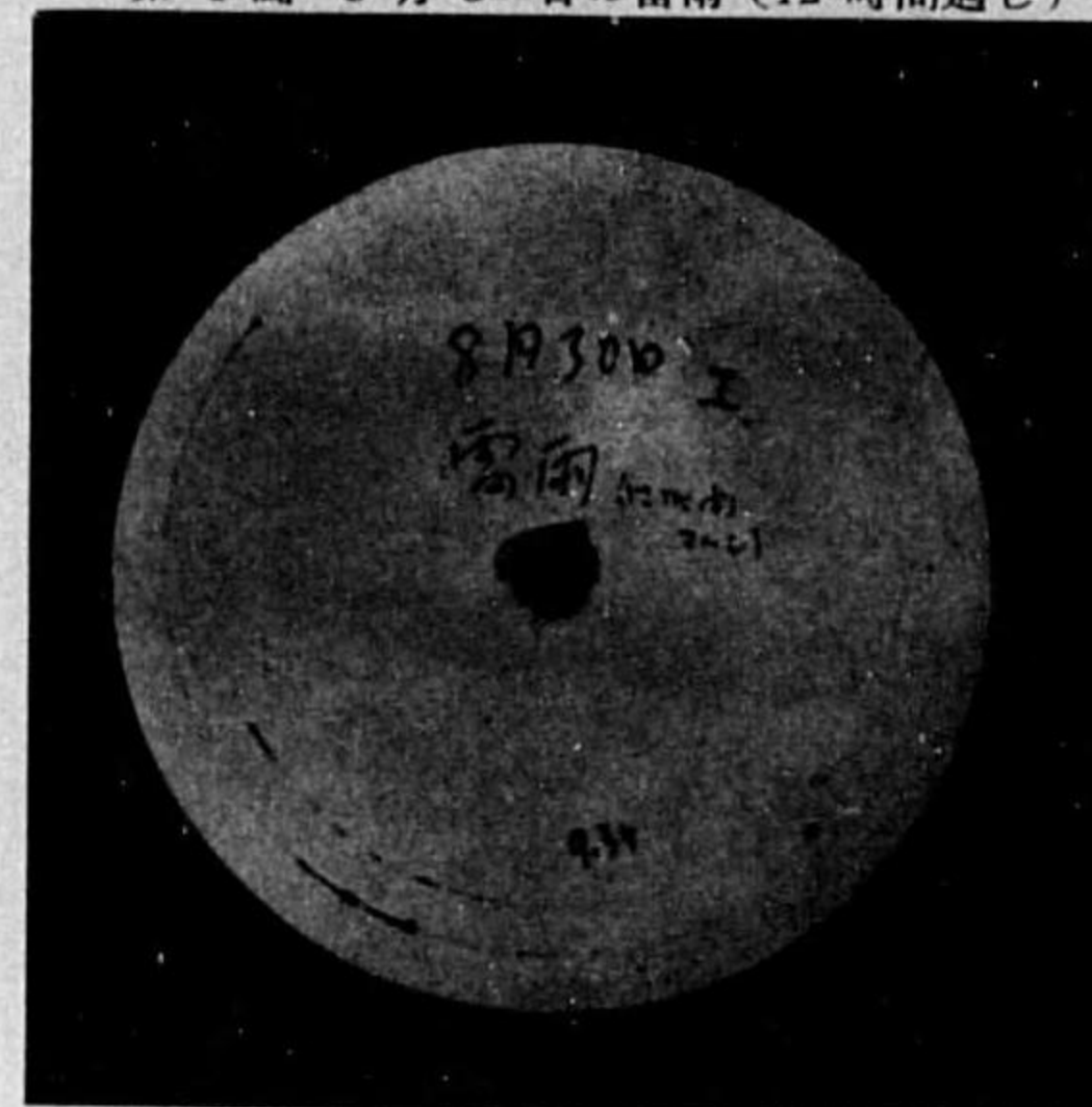
第3圖 8月22日の雷雨(1時間廻し)



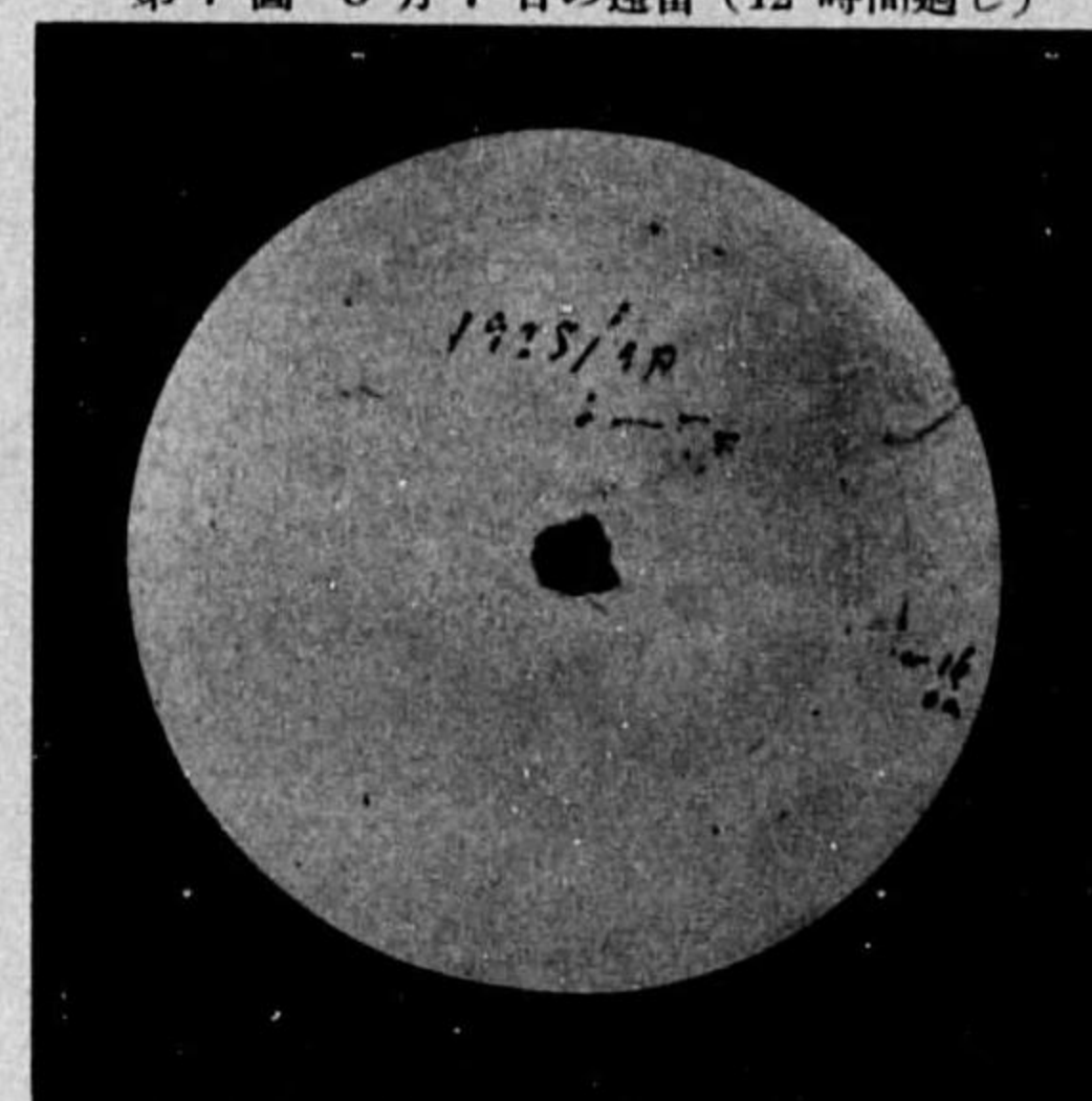
第6圖 8月31日の颱風(12時間廻し)



第4圖 8月30日の雷雨(12時間廻し)

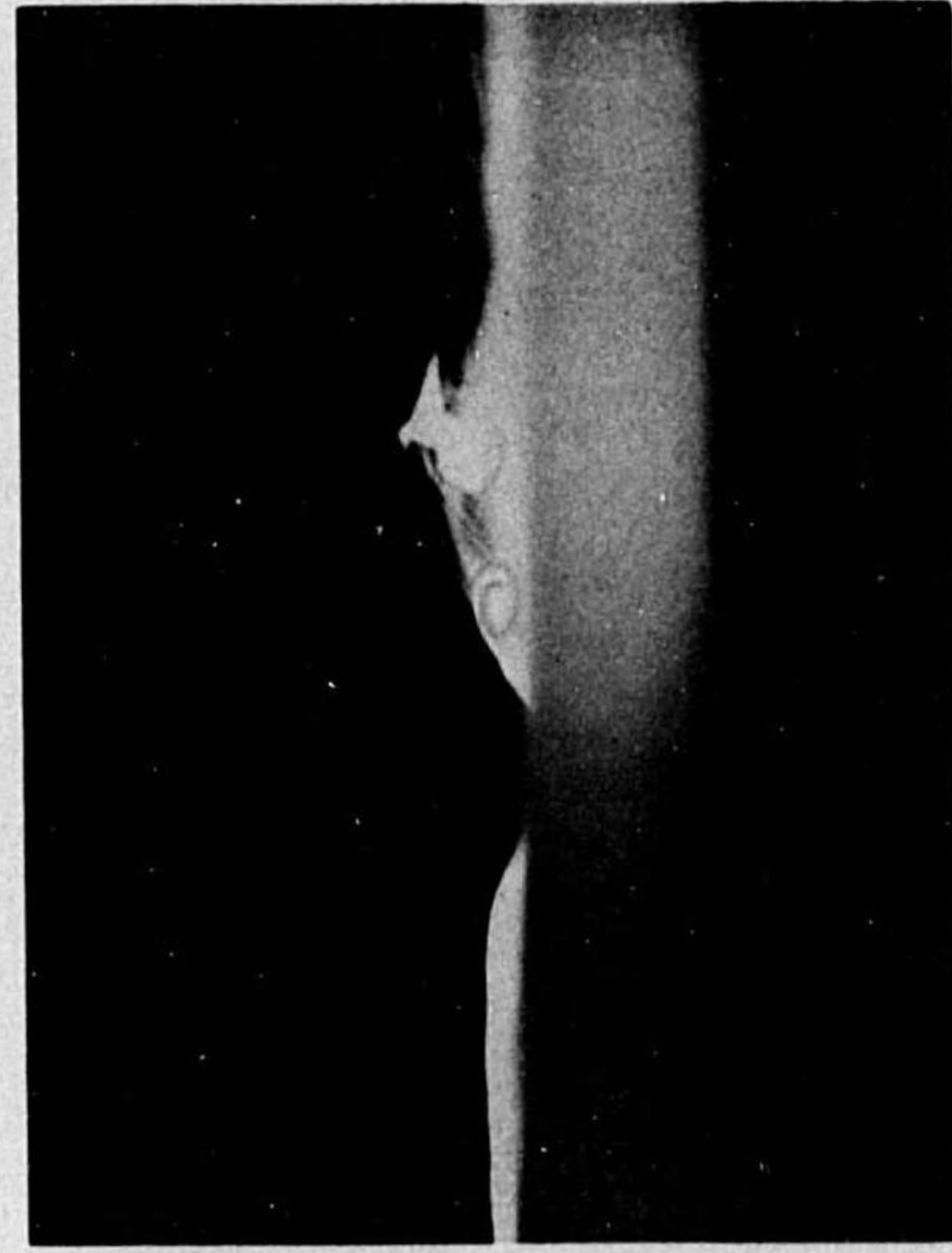


第7圖 8月7日の遠雷(12時間廻し)

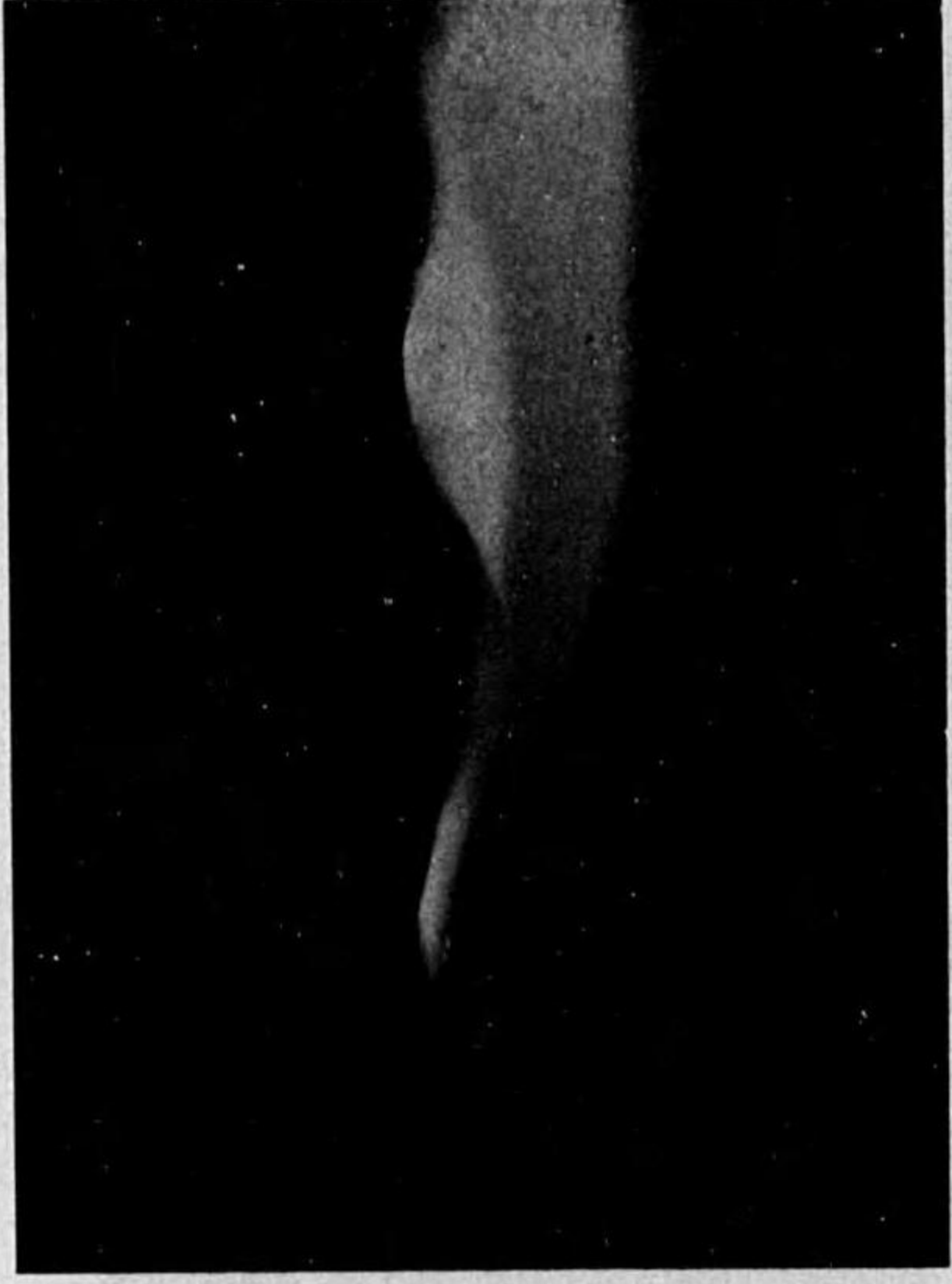


會根附圖

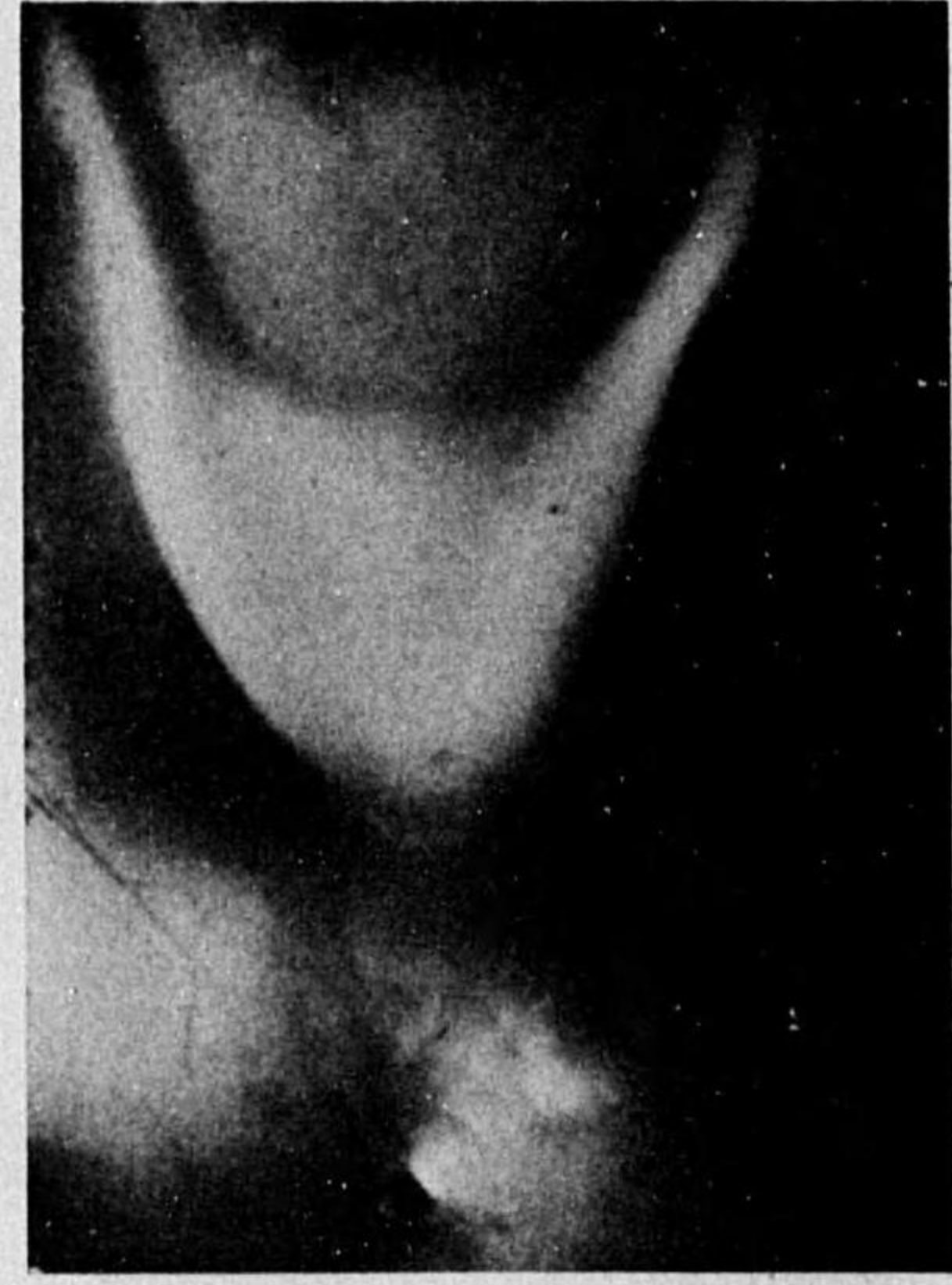
圖版第二



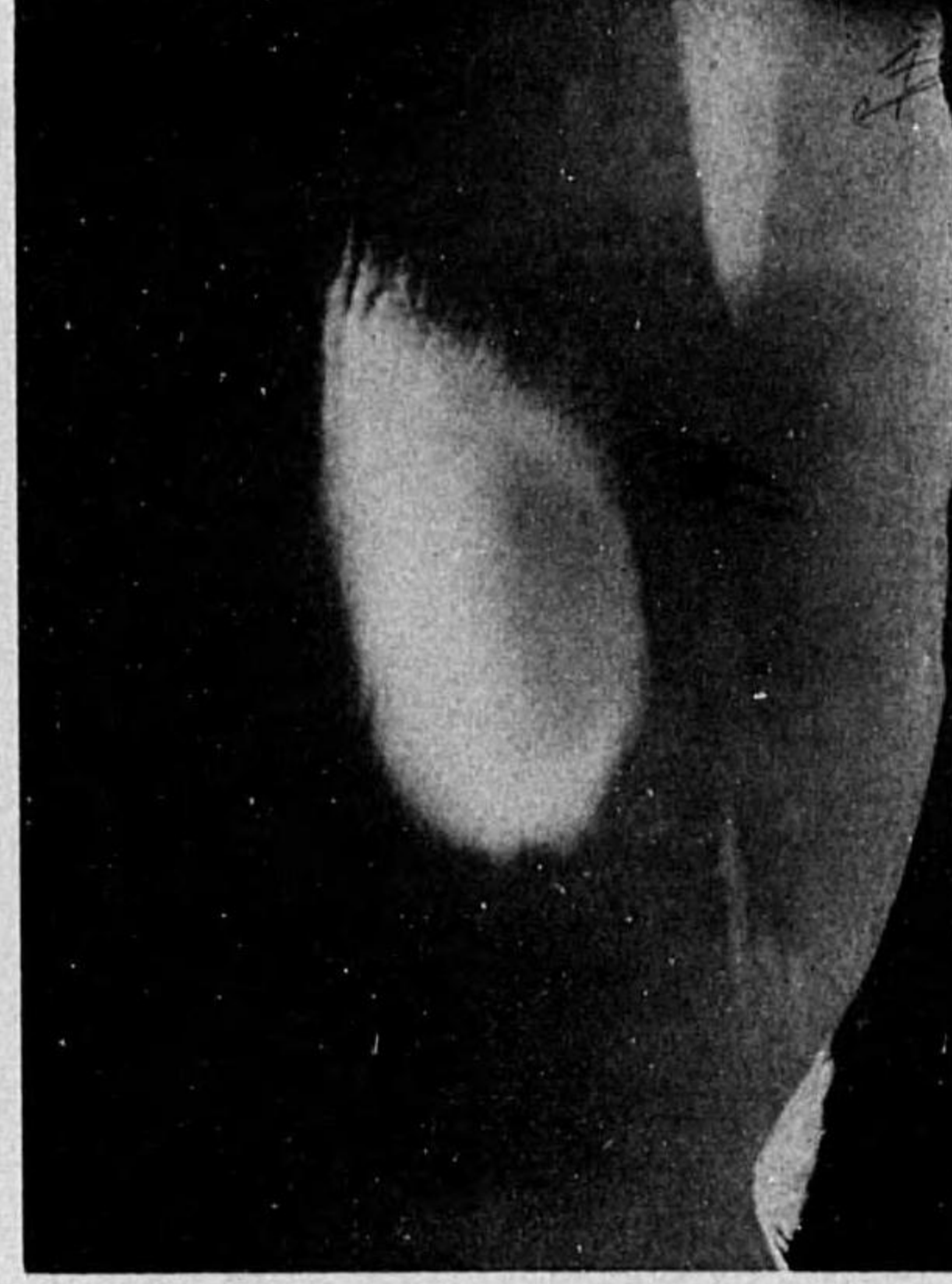
1. 白煙が透った下層気流の上面に降起箇所が出来た事を示す左方の隆起が雲で右方の隆起が吊し雲に相當する。



2. 白煙の層を通して山と氣流隆起との位置關係を示す。1及2共上部から細隙を通して照明を用ひ撮影したものである。



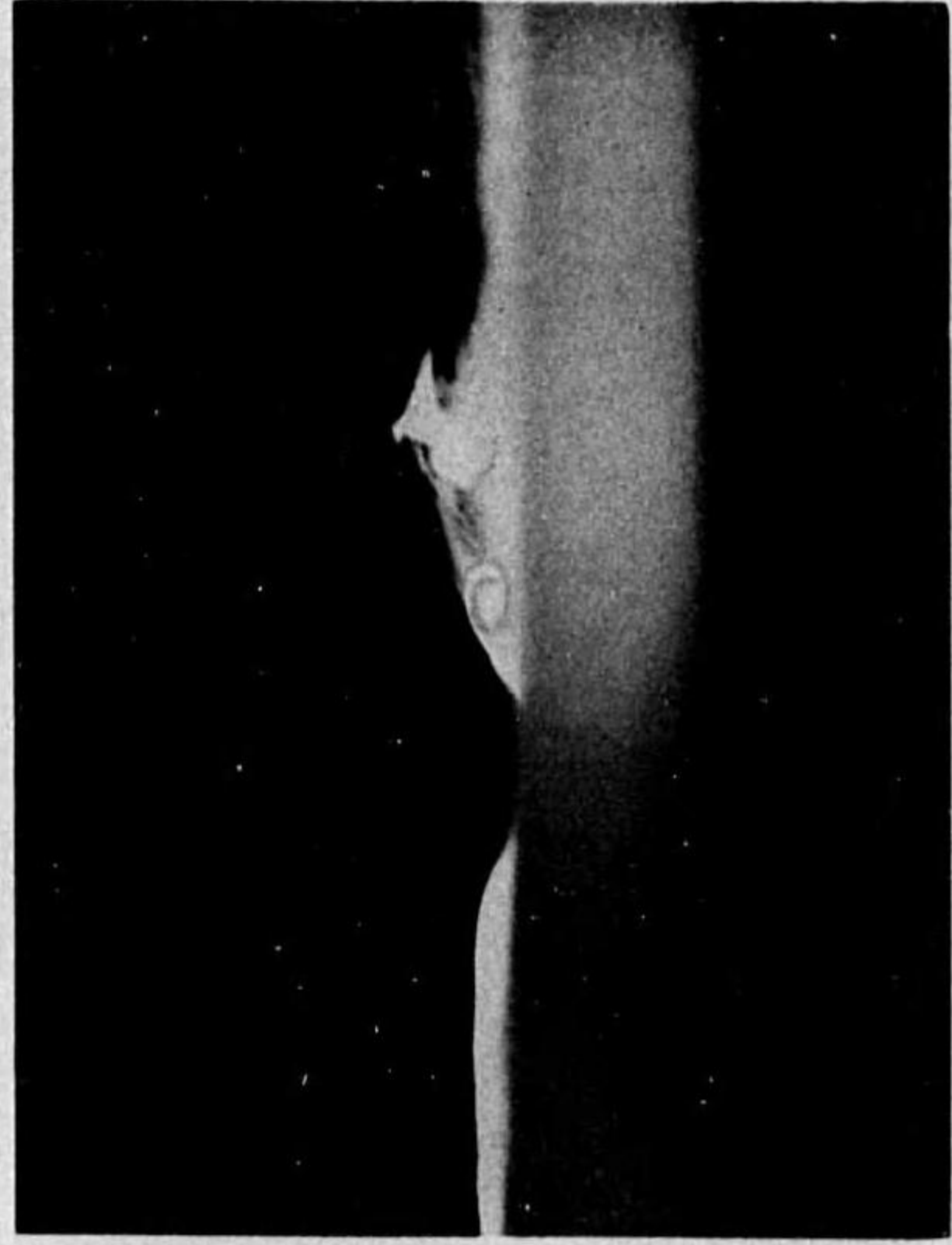
3. 第二 V 形隆起の形を表はすために模型の山頂の高さに水平照明を用ひて上部から撮影したものである。



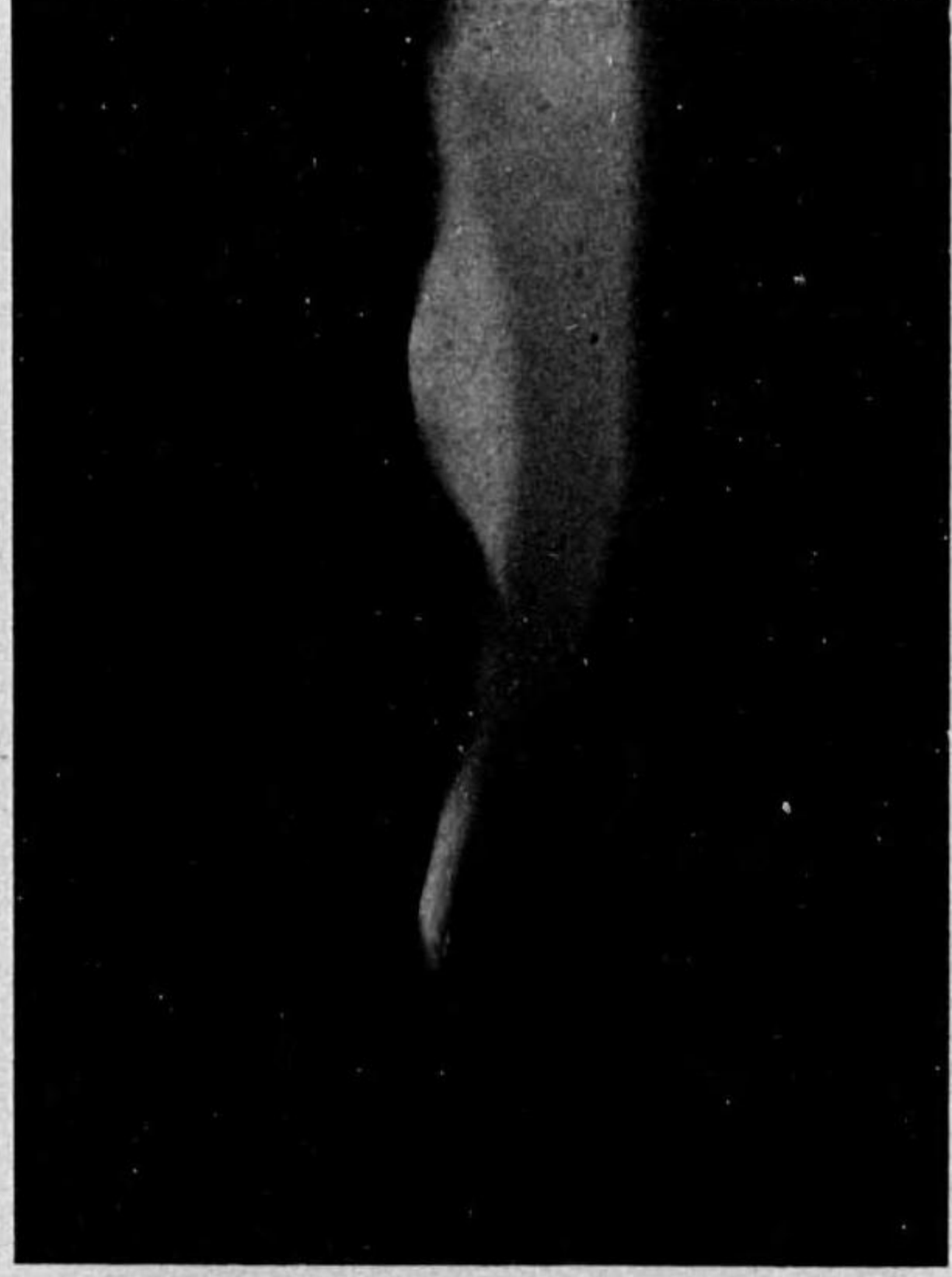
4. 雲形の一部が波形となつてゐる吊し雲。

吊し雲の氣流實驗及吊し雲の寫眞

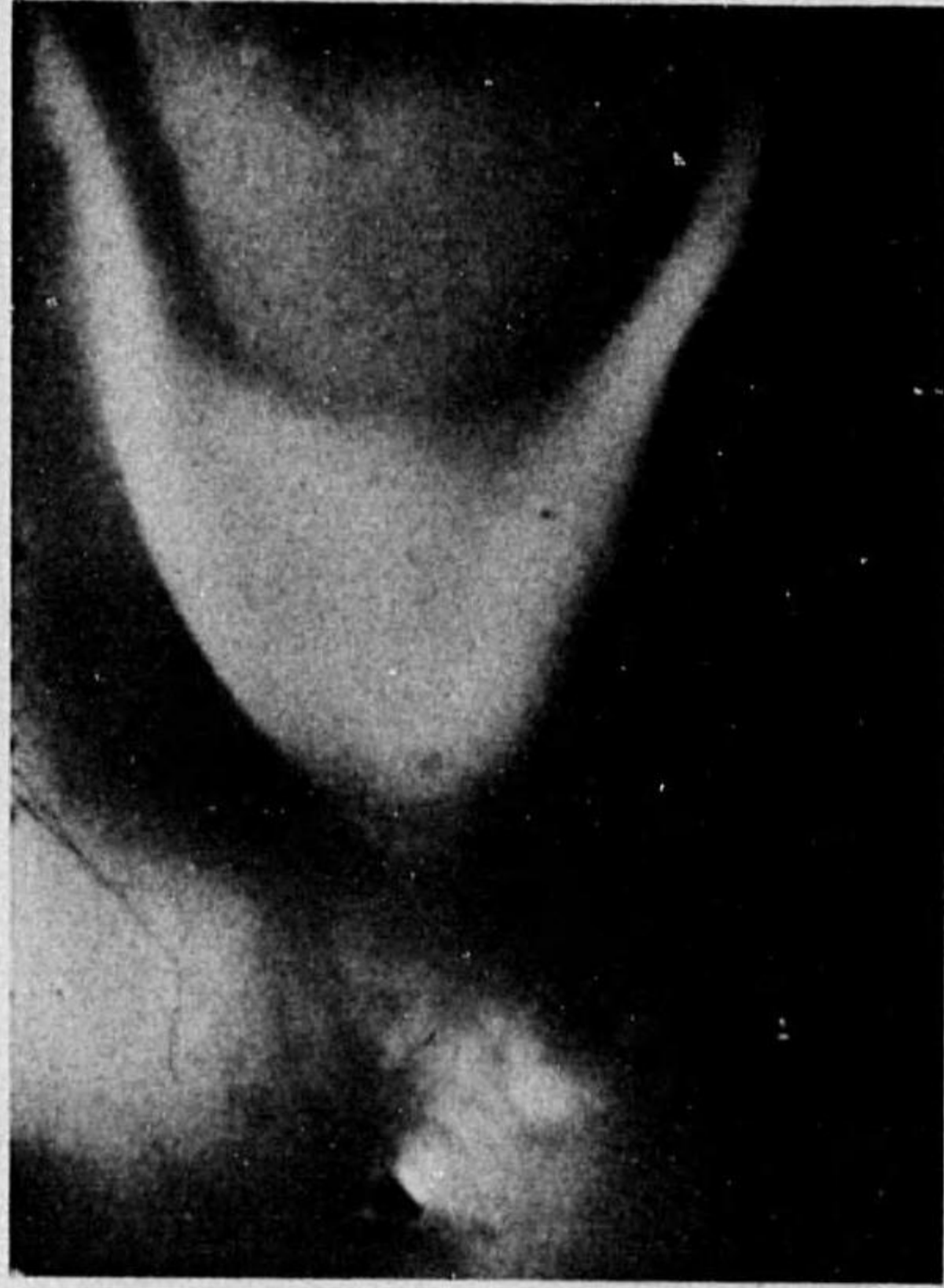
阿部附圖



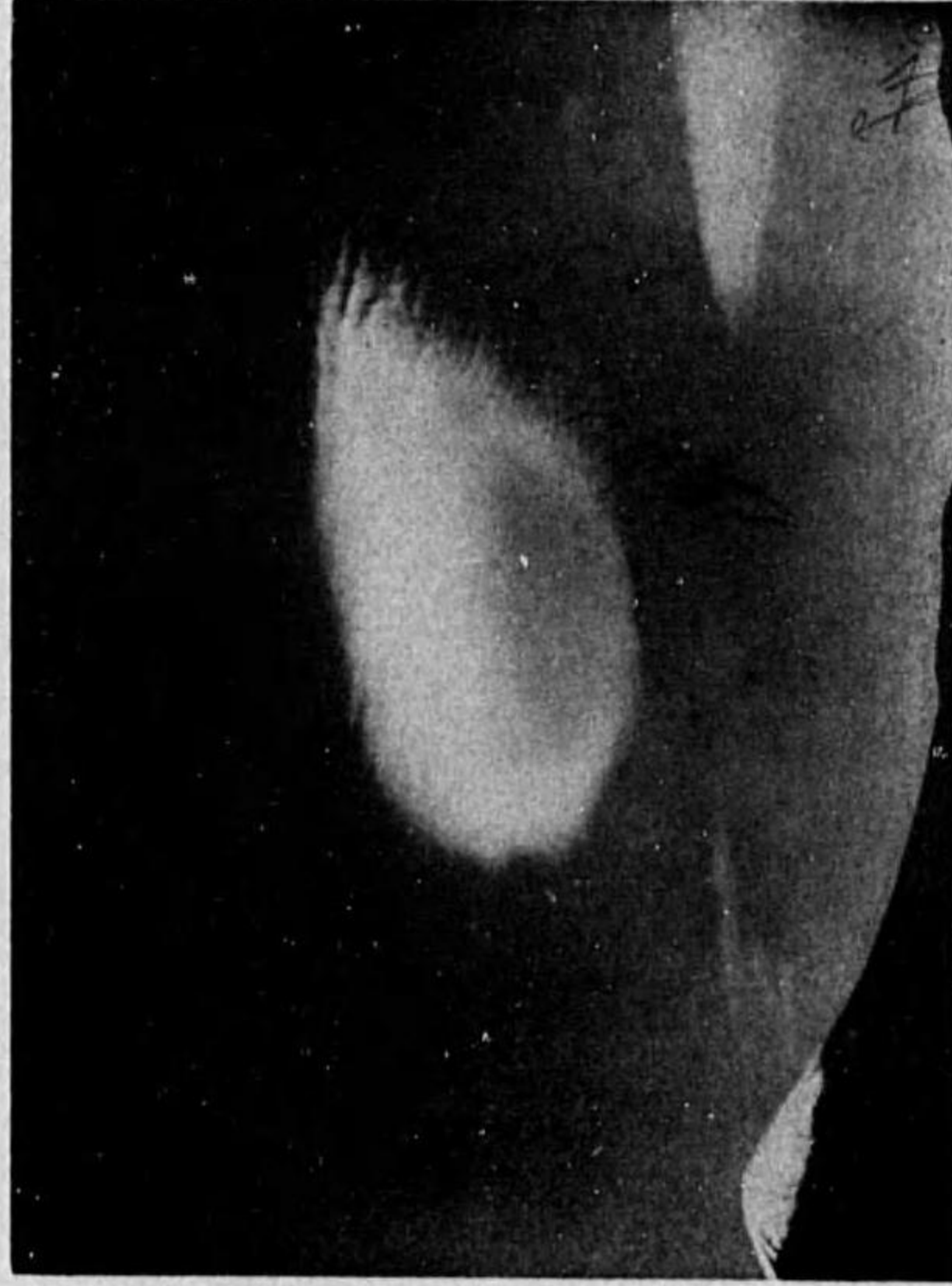
1. 白煙が造つた下層氣流の上面に降起箇所が出来た事を示す左方の降起が笠雲で右方の降起が吊し雲に相當する。



2. 白煙の層を通して山と氣流降起との位置關係を示す、1及2共上部から細隙を通して照明を用ひ撮影したものである。



3. 第二V形降起の形を表はすために模型の山頂の高さに水平照明を用ひて上部から撮影したものである。



4. 雲形の一部が波形となつてゐる吊し雲。

圖版第二

吊し雲の寫眞



5. 山の風下に於ける渦亂氣流に依つて出来た片積雲群で山頂を擁した風下の一定空間に出現する。



6. 層積雲状の吊し雲の一種で下方に渦動の存在を示す動きをする片積雲群を作つてゐる。



7. 圓錐状の雲と見られる吊し雲。



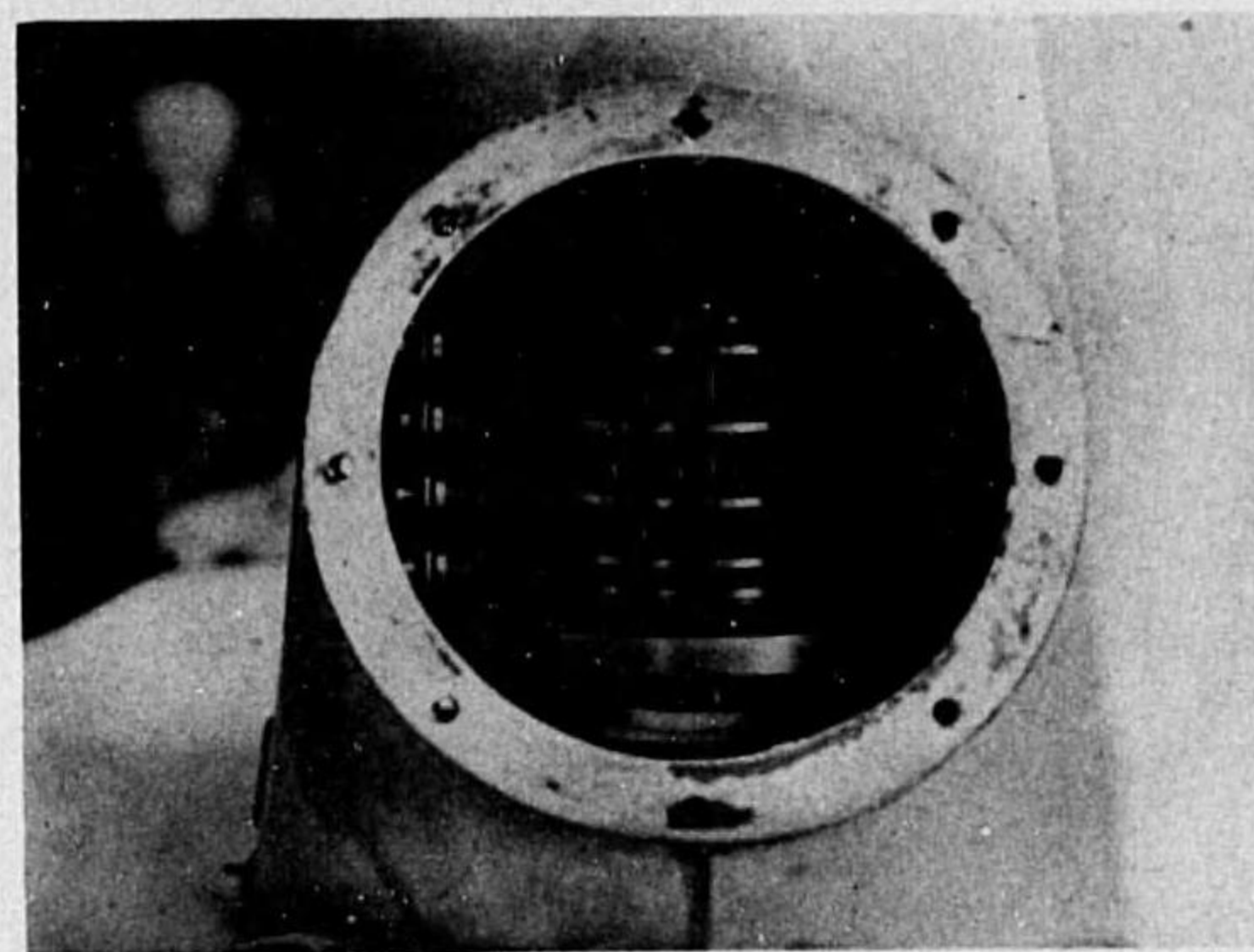
8. 翼状をした吊し雲（翼雲）。



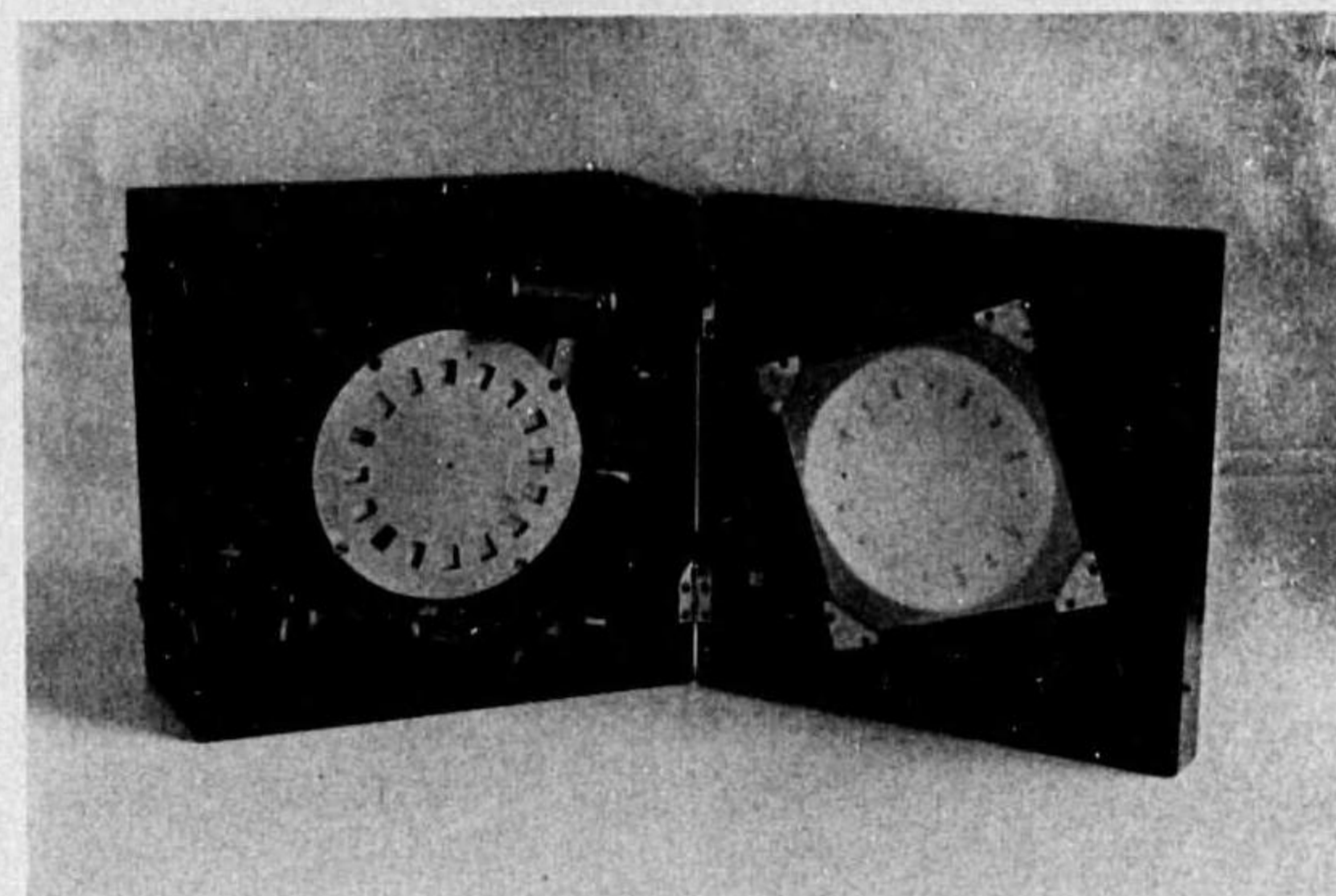
9. 白色纖維状の美しい翼状吊し雲（翼雲）。

圖版第三

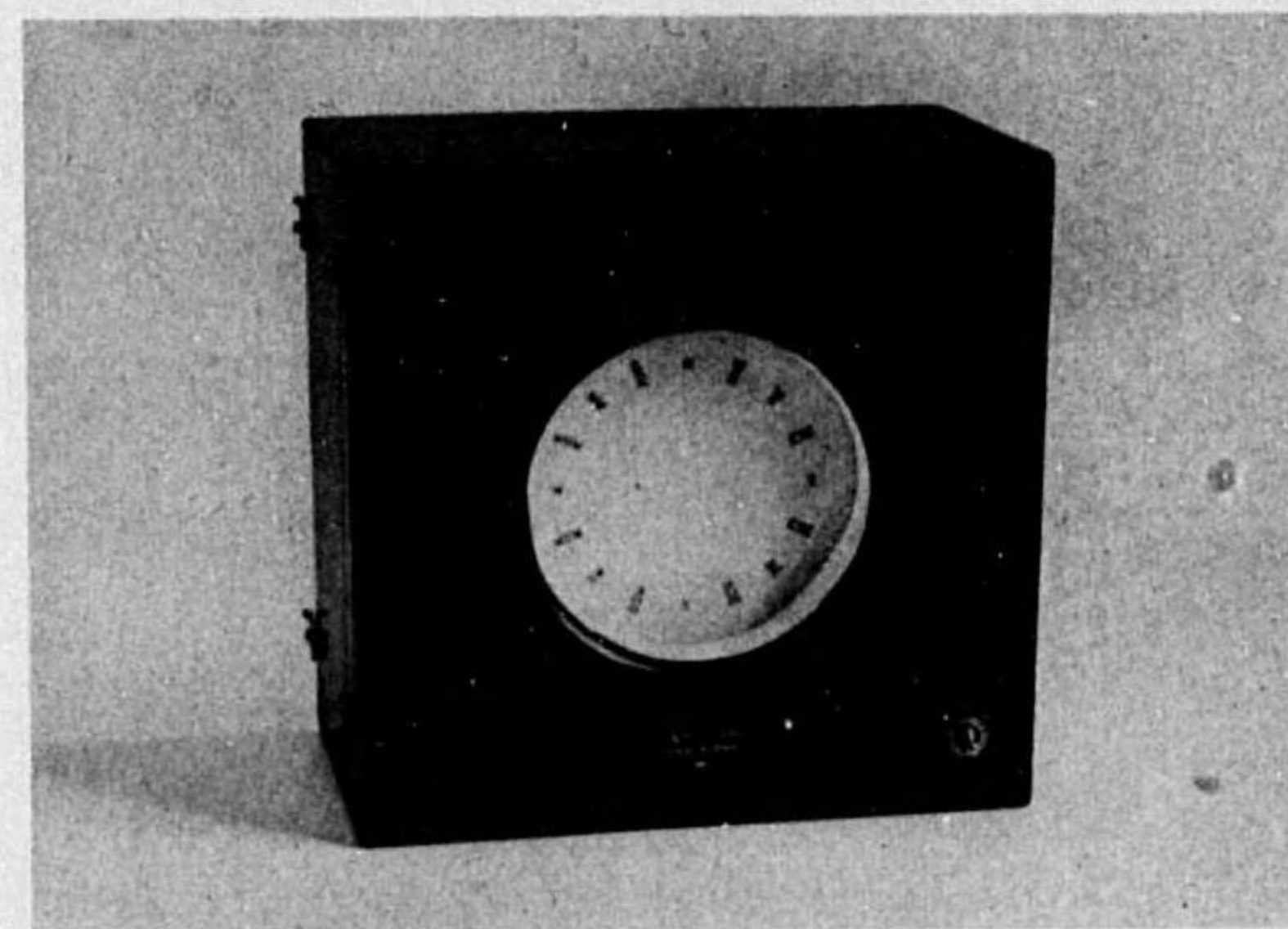
圖版第三



第四圖



第五圖



第六圖

倉石附圖