此の表に見る如く東京市附近に發生する雷雲の下の電場は弱雷では負、中雷では始め正後負であつて、Simpson の雷雲の模型⁽¹⁾を考へればよく説明される。本年度は前述の通り残念乍ら強烈な雷雨の記録がとれなかつたので、強雷の雲下ではどのやうな電場をもつものであるかは不明である。

又本年度東京に發現した雷雨は主として局部的のものが多く、日光や秩父方面から襲來してくる雷雨の充分な記録がないので雷雨の起源とその極性に關する抜山、能登兩氏の見解を確めるべくもなかつた。

又東京では雷鳴を聞かなかつたが、その近傍に雷雨が發生した場合のうち電氣的記録のあつたものを表記する。

即ち遠雷では電場は主として負だが正の場合もあつて何とも云へない。遠雷による電場が負といふ事は負の極性をもつ雷雲を意味するのであるが、この場合の電場は果して遠雷のみによるものか附近にある驟雨雲によるものであるかも不明である。

月・日	電 場	時 刻
8 22	負	9 ^h 56 ^m —10 ^h 15 ^m
8 30	負	11 ^h 15 ^m ...12 ^h 50 ^m
9 7	正	2 ^h 45 ^m —3 ^h 10 ^m

又 9 月 1 日未明東京市西郊を襲つた颱風の襲來に先だつ事數時間前に電氣的記録に反應があつたがこれは本當に颱風の影響かどうかは明かでないが、颱風による豪雨量より推定して颱風の際の雨は雷雨性な機巧をもつといふ荒川氏の所論⁽²⁾を想起しなければならない。

之を要するに昭和 13 年一夏の結果に於ては雷雲下及び驟雨雲下の電場の符號は日本に於ても Simpson の模型とは矛盾する結果にならぬといふ事がいへる。

最後に、色々御指導賜つた岡田・藤原兩先生並びに畠山技師に心からなる御禮を申し上げますと共に、種々御便宜を與へ下された小平博士、御注意を賜つた本多侃士助教授、實驗に御援助を載いた三宅技師・曾我技師・塚本助教授に御禮を申し上げます。又觀測材料を載いた觀測掛の方々にも御禮申上げる。

海 陸 風 の 理 論*

山 下 理 三 郎

海陸風に就いてはジェフリースを始めとし我國でも二、三の論文があるが運動方程式に於ける $u \frac{\partial u}{\partial x}$ 等の慣性項は海陸風では可成の大さに達し必ずしも無視し得るものではないかも知れないが

(1) G. Simpson: Proc. Roy. Soc. A 161, 309-352 (1937).

(2) 未發表, 昭和 13 年 6 月 28 日より 7 月 5 日に至る豪雨報告 (中央氣象臺彙報第 14 冊)。

* R. Yamasita: A Theory of "Land and Sea Breezes."

之を入れるための數學的困難のため總ての人は結局之を捨てゝゐる。勿論本報告でも私は問題を解析的に解くことを主眼としたのでそのやうにせざるを得なかつたのであるが此の項は時と場所 (x) とによりその影響は一様に大ではなく之を省略した小林・佐々木兩氏以下⁽¹⁾の取扱ひで大勢の説明には大體差問ないやうに思はれる。併し $\frac{\partial u}{\partial t}$ 等の項を生かす以上それと數値に於いて同程度である所の $2\omega \sin \varphi \cdot u$ 等の地球廻轉の偏向力を示す項は取り上げなくてはなるまい。

§1. 微分方程式と其解

東, 北, 及び天頂の方向に夫々 x, y, z 軸をとると運動方程式は,

$$\left. \begin{aligned} \left(\nu \Delta - \frac{\partial}{\partial t} \right) u + lv - mw &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \varpi}{\partial x}, \\ \left(\nu \Delta - \frac{\partial}{\partial t} \right) v - lu &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \varpi}{\partial y}, \\ \left(\nu \Delta - \frac{\partial}{\partial t} \right) w + mu &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \varpi}{\partial z} - \gamma \theta. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

但し θ は氣溫偏差, ϖ は氣壓偏差, γ は大氣の膨脹係數と重力加速度との積, $l = 2\omega \sin \varphi$, $m = 2\omega \cos \varphi$, ρ_0 は平均狀態の密度等である。(1) の兩邊に $\nu \Delta - \frac{\partial}{\partial t}$ を施し第二, 第三式を用ひて,

$$\left. \begin{aligned} (\Delta^2_{\nu,t} + 4\omega^2)u &= \frac{1}{\rho_0} \left[\Delta_{\nu,t} \frac{\partial}{\partial x} - l \frac{\partial}{\partial y} + m \frac{\partial}{\partial z} \right] \varpi - m\gamma\theta, \\ \Delta_{\nu,t} (\Delta^2_{\nu,t} + 4\omega^2)v &= \frac{1}{\rho_0} \left[l \Delta_{\nu,t} \frac{\partial}{\partial x} + (\Delta^2_{\nu,t} + m^2) \frac{\partial}{\partial y} + lm \frac{\partial}{\partial z} \right] \varpi - lm\gamma\theta, \\ \Delta_{\nu,t} (\Delta^2_{\nu,t} + 4\omega^2)w &= \frac{1}{\rho_0} \left[-m \Delta_{\nu,t} \frac{\partial}{\partial x} + lm \frac{\partial}{\partial y} + (\Delta^2_{\nu,t} + l^2) \frac{\partial}{\partial z} \right] \varpi - (\Delta^2_{\nu,t} + l^2)\gamma\theta. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

但し
$$\Delta_{\nu,t} = \nu \Delta - \frac{\partial}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial t}.$$

連續方程式は
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (3)$$

を採用して置く。(2) と (3) とから u, v, w を消去すると,

$$\Delta^2_{\nu,t} \Delta \varpi + \left(l \frac{\partial}{\partial z} + m \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \varpi = \rho_0 \gamma \left[(\Delta^2_{\nu,t} + l^2) \frac{\partial}{\partial z} + m \Delta_{\nu,t} \frac{\partial}{\partial x} + lm \frac{\partial}{\partial y} \right] \theta \dots\dots\dots (4)$$

次に熱傳導の式は渦熱傳導度を κ , 溫位遞増率を β とし,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \beta w = \kappa \Delta \theta \dots\dots\dots (5)$$

(2) 第三式と (5) とから w を追出し,

(1) 小林, 佐々木: 航空研究所報告. No. 145. 荒川, 宇津木: 氣象集誌. 第 2 輯, 第 15 卷, 第 5 號.
櫻庭: 氣象集誌. 第 2 輯, 第 13 卷, 21 頁.

$$\left[(\Delta^2_{v,t} + l^2) \frac{\partial}{\partial z} - m \Delta_{v,t} \frac{\partial}{\partial x} + l m \frac{\partial}{\partial y} \right] \varpi = \rho_0 \left[\frac{1}{\beta} \Delta_{v,t} \Delta_{v,t} (\Delta^2_{v,t} + 4\omega^2) + \gamma (\Delta^2_{v,t} + l^2) \right] \theta \quad \dots (6)$$

但し
$$\Delta_{v,t} = \kappa \Delta - \frac{\partial}{\partial t}.$$

依つて (4) と (6) とから ϖ を消去し θ に就いての微分方程式として (7) を得る.

$$\left\{ \Delta^2_{v,t} \Delta + \left(l \frac{\partial}{\partial z} + m \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \right\} \Delta_{v,t} \theta + \beta \gamma \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Delta_{v,t} \theta = 0 \quad \dots (7)$$

皆て (7) の微分方程式は近似的に解くことは出来るであらうが、之を解析的に解く目的のために特に海岸線が直線的に南北に走る場合を考へる. 因に極めて低緯度の地方では l を省略し得て任意の海岸線方向について解けるだらう.

次に θ は原点を海岸線上にとり次の如く表し得るものとする.

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \left[\mathfrak{D} - \frac{1}{2} \mathfrak{E} e^{-ax} \right] e^{i\sigma t} \quad \{x > 0\} \\ \theta &= \frac{1}{2} \mathfrak{E} e^{+ax} e^{i\sigma t} \quad \{x < 0\} \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_{z=0} &= \mathfrak{E}_0 \left[1 - \frac{1}{2} e^{-ax} \right] e^{i\sigma t} \quad \{x > 0\} \\ \theta_{z=0} &= \frac{1}{2} \mathfrak{E}_0 e^{+ax} e^{i\sigma t} \quad \{x < 0\} \end{aligned} \right\} \dots (9)$$

但し $z=0$ で $\mathfrak{D}, \mathfrak{E}$ 共に $\mathfrak{E}_0$.

i) (8) の $\frac{\mathfrak{E}}{2} (\mp e^{\mp ax}) e^{i\sigma t}$ の項について.

$$\mathfrak{E} = \sum_{p=1}^8 C_p e^{a_p x} \quad \dots (10)$$

とし (7) に入れると,

$$\{(\nu \alpha^2 + \nu a^2 - \sigma i)^2 (\alpha^2 + a^2) + l^2 \alpha^2\} (\kappa \alpha^2 + \kappa a^2 - \sigma i) + a^2 \beta \gamma (\nu \alpha^2 + \nu a^2 - \sigma i) = 0 \quad \dots (11)$$

(10) に示した α_p は (11) なる α についての八次方程式の根で C_p は積分常数である. 而して (11) は複四次方程式で解くことは出来るのであるが渦熱伝導度 κ と渦動粘性係数 ν の正確な値が知られてゐるわけではなく、しかも大體似たものであると推知されるから便宜上 $\kappa = \nu$ と見なし解の幾分の簡易を期する. 然るときは (11) は

$$(\nu \alpha^2 + \nu a^2 - \sigma i) \{(\nu \alpha^2 + \nu a^2 - \sigma i)^2 (\alpha^2 + a^2) + l^2 \alpha^2 + a^2 \beta \gamma\} = 0 \quad \dots (11')$$

$$(\nu \alpha^2 + \nu a^2 - \sigma i) \left[\alpha^6 + \left(3a^2 - \frac{2\sigma i}{\nu} \right) \alpha^4 + \left(3a^2 + \frac{l^2 - \sigma^2}{\nu^2} - \frac{4a^2 \sigma i}{\nu} \right) \alpha^2 + \left(a^6 + \frac{a^2 \beta \gamma - a^2 \sigma^2}{\nu^2} - \frac{2a^4 \sigma i}{\nu} \right) \right] = 0$$

$$\alpha_1, \alpha_2 = +, - \sqrt{\frac{\sigma i - \nu a^2}{\nu}} \quad]$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_3, \alpha_4 &= +, -\sqrt{A + B + \left(\frac{2\sigma i}{3\nu} - a^2\right)}, \\ \alpha_5, \alpha_6 &= +, -\sqrt{A\omega_1 + B\omega_2 + \left(\frac{2\sigma i}{3\nu} - a^2\right)}, \\ \alpha_7, \alpha_8 &= +, -\sqrt{A\omega_2 + B\omega_1 + \left(\frac{2\sigma i}{3\nu} - a^2\right)}. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

但し ω_1, ω_2 は二つの 1 の複素立方根.

$$\frac{A}{B} = \left[\frac{a^2(l^2 - \beta\gamma)}{2\nu^2} + \frac{\sigma(\sigma^2 - 9l^2)i}{27\nu^3} \pm \left\{ \frac{a^4(l^2 - \beta\gamma)^2}{4\nu^4} + \frac{l^2(l^2 - \sigma^2)^2}{27\nu^6} + \frac{a^2\sigma(l^2 - \beta\gamma)(\sigma^2 - 9l^2)i}{27\nu^6} \right\}^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (13)$$

これで α は分つたので次に $\bar{\omega}$ 及び u, v, w を求める. (4) により,

$$\begin{aligned} \bar{\omega} = & \left[\rho_0 \gamma \left\{ \frac{C_1}{\alpha_1} e^{a_1 z} + \frac{C_2}{\alpha_2} e^{a_2 z} \right\} - \frac{\rho_0}{a^2 \beta} \sum_{p=3}^8 \{ \nu^2 (\alpha_p^2 - \alpha_2^2)^2 + l^2 \} \alpha_p C_p e^{a_p z} \right] \left(\mp \frac{1}{2} e^{\mp ax + i\sigma t} \right) \\ & - \frac{\nu \rho_0 m}{2a\beta} \sum_{p=3}^8 (\alpha_p^2 - \alpha_2^2) C_p e^{a_p z} \cdot e^{\mp ax + i\sigma t} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

但し複符號は $x > 0$ で上, $x < 0$ で下をとる.

今度は (14) と (2) 第三式とから w を求めるのであるが $e^{a_1 z}, e^{a_2 z}$ の項は不定であるので即ち任意なからには垂直流が存するやうには起るまいから此等の項を無しとする. 計算の途中 $(\nu \alpha_p^2 + \nu a^2 - \sigma i)^2 (\alpha_p^2 + a^2) + l^2 \alpha_p^2 = -a^2 \beta \gamma$. [$p=3 \sim 8$] を注意する.

$$w = \frac{\nu}{2\beta} \sum_{p=3}^8 (\alpha_p^2 - \alpha_2^2) C_p e^{a_p z} (\mp e^{\mp ax + i\sigma t}) \dots\dots\dots (15)$$

(14) と (2) 第一式とから,

$$u = \frac{-\nu}{2a\beta} \sum_{p=3}^8 (\alpha_p^2 - \alpha_2^2) \alpha_p C_p e^{a_p z} \cdot e^{\mp ax + i\sigma t} \dots\dots\dots (16)$$

さて (14) と (2) 第二式とから v を求めるに又 $e^{a_1 z}, e^{a_2 z}$ の項は不定であるが今度は w の場合にその項を無いものとしたから最早や不定ではなくこれらの項のみは別に (1) 第一式に $w=0$ として求めねばならない.

$$v = \left[\frac{a\gamma}{2l} \left\{ \frac{C_1}{\alpha_1} e^{a_1 z} + \frac{C_2}{\alpha_2} e^{a_2 z} \right\} - \frac{l}{2a\beta} \sum_{p=3}^8 \alpha_p C_p e^{a_p z} \right] e^{\mp ax + i\sigma t} \dots\dots\dots (17)$$

而して上空の條件により α_p の實部は負なるを要するから,

$$C_1, C_2, C_3, \& C_4 = 0.$$

更に境界條件として先づ

$$[w=0]_{z=0} \dots\dots\dots (18)$$

そして地面摩擦の條件は繁雜を嫌はなければ適當に置き得るわけであるけれどもこゝでは linear にして,

$$\left[\nu \frac{\partial u}{\partial z} = su \right]_{z=0}, \quad \left[\nu \frac{\partial v}{\partial z} = sv \right]_{z=0} \dots\dots\dots (18')$$

を用ひ、 $\mathfrak{E}$ の地面に於ける値を $\mathfrak{E}_0$ とし、

$$\left. \begin{aligned} C_2 + C_4 + C_6 + C_8 &= \mathfrak{E}_0, \\ (\alpha_4^2 - \alpha_2^2)C_4 + (\alpha_6^2 - \alpha_2^2)C_6 + (\alpha_8^2 - \alpha_2^2)C_8 &= 0, \\ \alpha_4(\nu\alpha_4 - s)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2)C_4 + \alpha_6(\nu\alpha_6 - s)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2)C_6 + \alpha_8(\nu\alpha_8 - s)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2)C_8 &= 0, \\ -\frac{a^2\beta\gamma(\nu\alpha_2 - s)}{l^2\alpha_2}C_2 + \alpha_4(\nu\alpha_4 - s)C_4 + \alpha_6(\nu\alpha_6 - s)C_6 + \alpha_8(\nu\alpha_8 - s)C_8 &= 0. \end{aligned} \right\} \dots (19)$$

(19) を解き、

$$\left. \begin{aligned} C_2 &= \frac{D_2}{D}\mathfrak{E}_0, \quad C_4 = \frac{D_4}{D}\mathfrak{E}_0, \\ C_6 &= \frac{D_6}{D}\mathfrak{E}_0, \quad C_8 = \frac{D_8}{D}\mathfrak{E}_0 \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

$$D = \begin{vmatrix} \alpha_4^2 - \alpha_2^2 & \alpha_6^2 - \alpha_2^2 & \alpha_8^2 - \alpha_2^2 \\ \alpha_4(\nu\alpha_4 - s)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2) & \alpha_6(\nu\alpha_6 - s)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2) & \alpha_8(\nu\alpha_8 - s)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2) \\ \alpha_4(\nu\alpha_4 - s) + \frac{a^2\beta\gamma(\nu\alpha_2 - s)}{l^2\alpha_2} & \alpha_6(\nu\alpha_6 - s) + \frac{a^2\beta\gamma(\nu\alpha_2 - s)}{l^2\alpha_2} & \alpha_8(\nu\alpha_8 - s) + \frac{a^2\beta\gamma(\nu\alpha_2 - s)}{l^2\alpha_2} \end{vmatrix} \dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} D_2 &= \sum_{4,6,8} \alpha_6\alpha_8(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)(\nu\alpha_6 - s)(\nu\alpha_8 - s)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2), \\ D_4 &= \frac{-a^2\beta\gamma}{l^2\alpha_2}(\nu\alpha_2 - s)(\alpha_6 - \alpha_8)(\nu\alpha_6 + \nu\alpha_8 - s)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2), \\ D_6 &= \frac{-a^2\beta\gamma}{l^2\alpha_2}(\nu\alpha_2 - s)(\alpha_8 - \alpha_4)(\nu\alpha_8 + \nu\alpha_4 - s)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2), \\ D_8 &= \frac{-a^2\beta\gamma}{l^2\alpha_2}(\nu\alpha_2 - s)(\alpha_4 - \alpha_6)(\nu\alpha_4 + \nu\alpha_6 - s)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2). \end{aligned} \right\} \dots (22)$$

これで問題が解けたわけであるが表面摩擦係数 s は知れないのが普通で

$$\left[\frac{u}{v} \right]_{z=0} = \tan \psi_0 \dots (23)$$

を用ひれば實測の角 ψ_0 から s が決定せられ D 及び D_2 等が分りすべての要素が確定する筈である。特に地面摩擦の無い場合は、

$$\left. \begin{aligned} D &= \frac{\nu^2}{l^2}(\alpha_4^2 - \alpha_6^2)(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)(\alpha_8^2 - \alpha_4^2)(l^2\alpha_2^2 + a^2\beta\gamma), \\ D_2 &= \nu^2\alpha_2^2(\alpha_4^2 - \alpha_6^2)(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)(\alpha_8^2 - \alpha_4^2), \\ D_4 &= \frac{-\nu^2a^2\beta\gamma}{l^2}(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2), \\ D_6 &= \frac{-\nu^2a^2\beta\gamma}{l^2}(\alpha_8^2 - \alpha_4^2)(\alpha_8^2 - \alpha_2^2)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2), \\ D_8 &= \frac{-\nu^2a^2\beta\gamma}{l^2}(\alpha_4^2 - \alpha_6^2)(\alpha_4^2 - \alpha_2^2)(\alpha_6^2 - \alpha_2^2). \end{aligned} \right\} \dots (24)$$

従つて

$$\left. \begin{aligned} C_2 &= \frac{l^2 \alpha_2^2}{l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma} \mathfrak{E}_0, \\ C_4 &= \frac{a^2 \beta \gamma (\alpha_6^2 - \alpha_2^2)(\alpha_8^2 - \alpha_4^2)}{(\alpha_4^2 - \alpha_6^2)(\alpha_4^2 - \alpha_8^2)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} \mathfrak{E}_0, \\ C_6 &= \frac{a^2 \beta \gamma (\alpha_8^2 - \alpha_2^2)(\alpha_4^2 - \alpha_6^2)}{(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)(\alpha_6^2 - \alpha_4^2)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} \mathfrak{E}_0, \\ C_8 &= \frac{a^2 \beta \gamma (\alpha_4^2 - \alpha_2^2)(\alpha_6^2 - \alpha_8^2)}{(\alpha_8^2 - \alpha_4^2)(\alpha_8^2 - \alpha_6^2)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} \mathfrak{E}_0. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

依つて,

$$\left. \begin{aligned} [u]_{z=0} &= \frac{a\gamma}{2\nu(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)} \mathfrak{E}_0 e^{\mp ax + i\sigma t}, \\ [v]_{z=0} &= \frac{a\gamma l}{2} \left[\frac{\alpha_2}{l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma} + \frac{\alpha_4 \alpha_6 \alpha_8 \sum \alpha_4 + \alpha_2^2 \sum \alpha_4 \alpha_6 + \alpha_2^2 (\alpha_2^2 - a^2)}{(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} \right] \mathfrak{E}_0 e^{\mp ax + i\sigma t}, \\ [w]_{z=0} &= 0. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

$$[\varpi]_{z=0} = \frac{\rho_0 \gamma}{2} \left[\frac{l^2 \alpha_2}{l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma} + \frac{l^2 \{ \alpha_4 \alpha_6 \alpha_8 \sum \alpha_4 + \alpha_2^2 \sum \alpha_4 \alpha_6 + \alpha_2^2 (\alpha_2^2 - a^2) \}}{(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} - \frac{\sum \alpha_4 \alpha_6 + \alpha_2^2}{(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)} \right] \mathfrak{E}_0 (\mp e^{\mp ax + i\sigma t}). \dots\dots\dots (27)$$

ii) (8) の $\mathfrak{D}e^{i\sigma t}$ の項について.

(7) から i) の場合に相當して——區別のために，を附す.

$$\alpha_2' = -(1+i)\sqrt{\frac{\sigma}{2\nu}}, \quad \alpha_4' = 0, \quad \alpha_6' = -(1+i)\sqrt{\frac{\sigma+l}{2\nu}}, \quad \alpha_8' = -(1+i)\sqrt{\frac{\sigma-l}{2\nu}} \dots\dots (28)$$

となり，(4) 又は (6) から C_4', C_6', C_8' は零でなければならないが $\frac{\partial \varpi}{\partial z} = \rho_0 \gamma \theta$ を充す ϖ があるわけで M を常數とすると，

$$\varpi = \rho_0 \gamma \left[\frac{1}{\alpha_2'} \mathfrak{E}_0 e^{\alpha_2' z} + M \right] e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (29)$$

$$\text{従つて} \quad [\varpi]_{z=0} = \rho_0 \gamma \left[(i-1)\sqrt{\frac{\nu}{2\sigma}} \mathfrak{E}_0 + M \right] e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (29')$$

而して之に伴ふ運動としては (2) 第一式から $u=0$ であるが第二，第三式から v, w は不定となるが w を無しと第一式から v も無しとなるが，之は運動が無いといふ意味でなく所謂海陸風系外の運動であるが，氣温日變化に伴ふ壓力變化があり得て次に述べる氣壓の regulation がなされ得ることを示す。結局，

海陸風の解

海陸風 $\dots\dots\dots (26)$ 式

之に伴ふ氣壓偏差は (27) に (29') が加はるのであるが常數 M を定めるのに海上沖に於いて氣壓

偏差なく海岸に於いて連続となる様に適宜にすると,

$$[\varpi]_{z=0} = \rho_0 \gamma \left[\frac{l^2 \alpha_2}{l^2 \alpha_2 + a^2 \beta \gamma} + \frac{l^2 \{ \alpha_4 \alpha_6 \alpha_8 \sum \alpha_4 + \alpha_2^2 \sum \alpha_4 \alpha_6 + \alpha_2^2 (\alpha_2^2 - a^2) \}}{(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)(l^2 \alpha_2^2 + a^2 \beta \gamma)} \right. \\ \left. - \frac{\sum \alpha_4 \alpha_6 + \alpha_2^2}{(\alpha_4 + \alpha_6)(\alpha_6 + \alpha_8)(\alpha_8 + \alpha_4)} \right] \mathfrak{E}_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} e^{-ax} \right. \\ \left. + \frac{1}{2} e^{+ax} \right\} e^{i\sigma t} \dots \dots (30)$$

§ 2. 数値を入れての計算

海風は海岸から 40~50 km 位迄も及ぶであらうからその邊で $e^{\mp ax} = 0$ として,

$$a = 10^{-6}$$

とおいて order を見るには充分である. 又こゝでは一例として緯度 $\varphi = 45^\circ$ の地について計算する. すべて C.G.S. 単位で,

$$\beta = 4 \times 10^{-5}, \quad \gamma = 3.59, \quad \kappa = \nu = 10^6, \quad \sigma = 7.272 \times 10^{-5}, \quad l = 1.031 \times 10^{-4}.$$

$$(11), (12) \text{ により, } \left. \begin{aligned} \alpha_2 &= -5.99 \times 10^{-6} - 6.07 \times 10^{-6} i, \\ \alpha_4 &= -2.032 \times 10^{-5} - 1.236 \times 10^{-5} i, \\ \alpha_6 &= -1.04 \times 10^{-6} - 2.293 \times 10^{-5} i, \\ \alpha_8 &= -1.084 \times 10^{-5} + 5.90 \times 10^{-6} i. \end{aligned} \right\} \dots \dots (31)$$

此等の値を (24), (25) に入れて, $s=0$ 即ち地面摩擦なき場合を計算すれば,

$$\left. \begin{aligned} [\theta]_{z=0} &= \mathfrak{E}_0 (1 \mp \frac{1}{2} e^{\mp ax}) \exp[i\sigma t], \\ [u]_{z=0} &= 66 \mathfrak{E}_0 \exp[\mp ax + i(\sigma t + 54.4)], \text{ {単位 cm/sec}} \\ [v]_{z=0} &= -26 \mathfrak{E}_0 \exp[\mp ax + i(\sigma t + 25.6)], \text{ {単位 cm/sec}} \\ [w]_{z=0} &= 0, \\ [\varpi]_{z=0} &= 0.096 \mathfrak{E}_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} e^{-ax} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} e^{+ax} \right\} \exp[i(\sigma t - 50.7)]. \text{ {単位 mmHg}} \end{aligned} \right\} \dots \dots (32)$$

但し複符號は $x > 0$ では上, $x < 0$ では下をとる.

説明 (32) 式で $\mathfrak{E}_0$ が正であれば西に海東に陸の場合となり, 負にとれば西に陸東に海の場合となる. 挿圖は氣溫較差を 1° とし前の場合の地表の水平流を示したもので一日中如何なる變化をなすかが明瞭である. (32) 式に於いて風の位相が氣溫の位相より進んでゐるのは一見奇異のやうでそうではなく上昇氣流の最大なのは陸地上の氣溫最高より先であることが示されてゐるのであらう. 若しそうでなく遅れてゐるのだつたら地上氣溫最高は午後 3 時頃であるから海風が夕方又は宵に最も強く吹くことになり不都合なこととならう. 54.4 は 3 時間餘に相當するから丁度正

午頃海風最強となり 6 時頃朝風夕風となる。次に地球廻轉の偏向力の影響は $[v]_{z=0}$ の存在することそれ自身でありそのための風向變化は挿圖に明かで風は北半球で右偏するといふ法則に當嵌つてゐる。 $\varphi=0$ では $[v]_{z=0}$ が消失し風は海岸に垂直となりそれより緯度と共に $[v]_{z=0}$ を増し圖の如くなる模様は充分に理解出来ることである。尙風の強さは海岸で最も大きく最強時には海陸の気温差 1° につき 0.77m/sec でそれより内陸或は沖に至るに従ひ急に減じ又氣壓差は内陸と海洋とで略、 0.05 mm Hg である。而して内陸の氣壓はその最大が気温の最大より 50.7 (3 時間餘) 遅れ丁度之から陸風の最強にならうとするときに當りさもあるべきである。但し (31) 式の計算は $a=10^{-6}$, $\varphi=45^\circ$, 地表摩擦を無視してゐる。

後記 i) 垂直方向に如何なる構成になるか即ち或る高さで反對流となり又地表で風のときも數百米上では海陸風の存すること更に海陸環流が數層重なり上の環流は著しく弱まること等は (15) ~ (16) (24) (31) により計算出来る筈であるが今回は略し前節は唯地表の値のみを出してゐる。さういへば ω は嚴密にいへば上空では $\omega=0$ で不連続となるといふやうな數學的缺陷も潜めてはゐるがそれは θ を (8) 式の様に假定してゐるため止むを得ないことで我國に於いて發表せられた二三の論文も左様であり、だからと云つて α につき $\sin \alpha x$ の様な變化と假定したならばこの缺點は除かれるけれどそれでは海陸風の理論のための θ のとり方として不適當であり現に同様の計算により (26) 式に相當する式を作り數値を入れると北半球で風が左偏するといふ様な誤つた結果に到達する。ii) 上述の理論で海岸線を南北に直線的に走ると局限したがそれは α の値を解析的に求め得るやうにといふことを條件としたためであつて如何なる方向でも手數さへ嫌はねば近似的には解けることであり、而かも結果に大差はなからうと想像される。iii) (12) 式に於いて $a \neq 0$ とすると α_1 は極めて小となり例へば地球大氣の振動の様な大規模の問題では垂直的に殆んど一定な自由振動の存在する理の一端が窺へる。又 $a=0, \sigma=0$, 即ち定常的で水平的に浮力差の無い場合には $\alpha_0 = -(1+i)\sqrt{\frac{t}{2\nu}}$, $\alpha_8 = -(1-i)\sqrt{\frac{t}{2\nu}}$ となりそれに伴ふ積分常數は此の報告の取扱では (1) 式に場の氣壓傾度を省いてゐるので零となるけれどもそれを入れて居ればそして θ を零とすれば所謂“地表風の問題”に於けると同じになる。

(昭和 13 年 10 月 23 日)