$$\begin{aligned}
 &= \mu \int_A^C C \frac{(1+\alpha) \gamma}{r_2^{a+1}} \frac{\cos \nu}{|\cos \omega|} d\theta_2 \\
 &+ \mu \int_C^B C \frac{(1+\alpha) \gamma}{r_2^{a+1}} \frac{\cos \omega}{|\cos \omega|} d\theta_2 \\
 &= \mu C(1+\alpha) \gamma \int_0^A \left(\frac{1}{\rho_1^{1+a}} - \frac{1}{\rho_2^{1+a}} \right) d\theta.
 \end{aligned}$$

但し λ は v_2 と流線とが直交する點に於ける θ_2 の値で ρ_1, ρ_2 は $r_2 = f(\theta_2)$ なる二價函数の大きい枝及び小さい枝の値である。 $\rho_2 < \rho_1$ なる故に $\frac{1}{\rho_1^{1+a}} - \frac{1}{\rho_2^{1+a}} < 0$ になり積分は負になる。積分を $\widehat{ACB}$ に沿つて採らずに $\widehat{ADB}$ に沿つて採つても同じである。故に

$$p = C - \frac{\rho}{2} v^2 + \mu \int_{st} (\nabla^2 v \cdot ds)$$

に於て $-\frac{\rho}{2} v^2$ と $\mu \int_A^B (\nabla^2 v \cdot ds)$ とは反對に働くことになる。故に μ が充分大きい場合には第二項より第三項の方が効いて来る。又逆に上と同じ一般流中に反對向きの渦があると上と全く逆のことが言へるのである。この様な一般流を渦と考へれば同じ向きの渦は互に牽引するといふ結果になる。但し前にも述べた様にこの様な一般流は向軸流、平軸流のない定常二次元流としては存在し得ないのであるが實際には上の様な理想的流れが實現しないのであるから $|v| = \frac{C}{ra}(\alpha \pm 1)$ な

る分布が存在し得て、實際の渦では同じ向きの渦が互に牽引し合ひ、反對向きの渦は互に反撥し合ふと言ふことが粘性の強い場合にはあり得ることになるのである。猶茲で一應考慮しなければならないことは $\alpha \neq 1$ なる如き廻轉流の場合に (4) が適用出来ないのではないかといふ疑問が起るが此に關しては充分批判をし直す必要がある。又正式な計算には壓力でなく歪力を渦卷の周圍に積分しなければ不可ないのは勿論である。

上に於ては單に定性的の事柄のみを論じたが例へば粘性流體中で廻轉圓嚢が同じ向きに廻轉する場合、粘性が強ければ引合ひ、弱ければ反撥し合ふことも定量的に取扱へる筈である。

渦卷に關する實驗事實に對して理論的に説明出来ない事が多いがその一つの理由は實際の渦卷を理論的に完全に表はし得ないことにあると思ふ。此の論文で述べた事柄も純理論的に考へて可怪しいと思はれる點があるが上述の如く實驗事實に對して、純理論の方が幾分未發達なものであるから、完璧な理論ではないが礎石の意味に於て敢て發表した次第である。

終りに藤原先生には途中の解釋困難な點を氷解して頂いた事を感謝致します。

(昭和 14 年 11 月 10 日)

壓縮性大氣の緩慢な運動に就て*

本 間 正 作

1. 緒言 粘性流體の熱對流理論は Rayleigh 卿以來數多く、氣象學に關係したのも最近迄引續き發表されてゐる次第である。(1)是等の理論に於ては慣性の項を無視する。又液體の場合の様に示性方程式が簡単な場合は別として、氣體では連續條件として不可壓縮性にするのが普通であり、夫でも尙ほ相當面倒な計算を経なければ具體的な流線を導く事が出来ない。

只今の小文に於ては慣性の項を無視する事は止むを得ないとして、壓縮性がどう効くかを見るため熱傳導

の方程式は犠牲にして、適宜、狀態變化の式を代用した所が、(2)多少從來とは異つた流線が生じ得る事を見た。之は恐らく、基礎方程式の缺陷の爲かも知れないが、將來總てを融合した完全な理論が完成する迄、一つの捨石にでも値すれば幸と思ふ次第である。

2. 定常運動の方程式 最も簡単な二次元の問題を取扱ひ、水平に x 、鉛直上方に z を採り、速度成分を (u, w) 、氣壓、氣溫、密度を夫々 $p_0 + p, T_0 + T, \rho_0 + \rho$ とする。但し 0 の附いた項は靜止釣合ひに於ける値

* S. Honma: On the Slow Motion of Compressible Air near the Surface of Ground.

(1) 最近 は 山下理三郎氏: 海と空, 第 20 卷, 第 1 號 (1940).

(2) この様な方法の前例として、高谷靜馬氏のもの是非常に詳細で又一般的である (氣象集誌, 第 2 輯, 第 13 卷, 第 1 號, 第 2 號, 第 3 號 (1935)).

で x に無関係とする。又運動學的粘性係數，瓦斯常數，重力加速度は何れも一定として，夫々 ν, R, g で表はせば，

$$\begin{cases} \frac{dp_0}{dz} = -\rho_0 g, & p_0 = RT_0 \rho_0, \end{cases} \quad (1)$$

$$\rho_0 \nu \nabla^2 u + \frac{\rho_0 \nu}{3} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\rho_0 \nu \nabla^2 w + \frac{\rho_0 \nu}{3} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_0 g = 0, \quad (3)$$

$$\theta \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{w}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dz}, \quad (4)$$

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0} + \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (5)$$

熱傳導方程式の代用は Polytropic Process を考へ

$$p_0 + p \propto (\rho_0 + \rho)^\tau$$

$$\text{を以てすると, } \frac{p}{p_0} = \tau \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (6)$$

地表の p_0 を P と置くと，(1) より

$$p_0 = P e^{-\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T_0}}, \quad \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dz} = -\frac{1}{T_0} \left[\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right]$$

等を得るから (2), (3), (4) は夫々次の如くなる。

$$\begin{cases} \nu \nabla^2 u + \frac{\nu}{3} \cdot \frac{1}{T_0} \left[\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right] \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{RT_0}{P} e^{\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T_0}} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (7) \\ \nu \nabla^2 w + \frac{\nu}{3} \left[\frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \cdot \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \right\} w \right] \\ = \frac{RT_0}{P} e^{\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T_0}} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{\tau P} e^{\frac{g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T_0}} \cdot p, \end{cases} \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{w}{T_0} \left\{ \frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right\} \right]. \quad (9)$$

之より u, p を逐出せば，

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left[\nabla^2 w - \frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \right\} w \right] \\ + \frac{1}{T_0} \left[\left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \frac{g}{R} + \frac{dT_0}{dz} \right] \cdot \left[-\nabla^2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{3T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \left(3\nabla^2 w + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \right] \\ + 2 \frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \right\} \frac{\partial w}{\partial z} \\ + \frac{d^2}{dz^2} \left\{ \frac{1}{T_0} \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g}{R} \right) \right\} w = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

簡單の爲等温大氣を假定し $\frac{dT_0}{dz} = 0$ とし，

$$\alpha \equiv \frac{g}{RT_0} \quad (11)$$

と置くと，(7), (8), (9) 及び (10) は夫々次の様になる。

$$\nabla^2 u + \frac{\alpha}{3} \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{RT_0}{\nu P} e^{\alpha z} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (12)$$

$$\nabla^2 w + \frac{\alpha}{3} \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{RT_0}{\nu P} e^{\alpha z} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{g}{\nu \tau P} e^{\alpha z} \cdot p, \quad (13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = \alpha w, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \cdot \nabla^2 w - \left(2 - \frac{1}{\tau} \right) \alpha \nabla^2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) + \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \alpha^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \\ + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \cdot \alpha^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

x に就き周期的な解を假定し $w \propto e^{-\lambda z + imx}$ と置く。大氣の上方に限界を考へない場合には λ の實數部分が正である根が目下の問題に適合するものである。 λ を定める方程式は (15) より

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda}{m} \right)^4 + \left(2 - \frac{1}{\tau} \right) \cdot \left(\frac{\alpha}{m} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{m} \right)^3 \\ + \left\{ \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \left(\frac{\alpha}{m} \right)^2 - 2 \right\} \cdot \left(\frac{\lambda}{m} \right)^2 - \left(2 - \frac{1}{\tau} \right) \cdot \left(\frac{\alpha}{m} \right) \cdot \left(\frac{\lambda}{m} \right) \\ - \left\{ \frac{4}{3} \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \left(\frac{\alpha}{m} \right)^2 - 1 \right\} = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

或は書直して，

$$\begin{aligned} \left\{ \left(\frac{\lambda}{m} \right)^2 - 1 \right\} \cdot \left\{ \left(\frac{\lambda}{m} \right)^2 + \left(2 - \frac{1}{\tau} \right) \cdot \left(\frac{\alpha}{m} \right) \left(\frac{\lambda}{m} \right) \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \cdot \left(\frac{\alpha}{m} \right)^2 - 1 \right\} - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \left(\frac{\alpha}{m} \right)^3 = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

此の左邊は $\frac{\lambda}{m} \rightarrow \pm \infty$ で $+\infty$ となり， $\tau > 1$ なる事より $\frac{\lambda}{m} = \pm 1$ で負になるから， $(1, +\infty), (-1, -\infty)$ の各區間に夫々實根 $s_1, -s_2$ (但し $s_1 > 1, s_2 > 1$) がある。他の 2 根 s_3, s_4 が實根で少く共 1 個 (s_3) が正根であるのは， s_3, s_4 が共に $(-1, 1)$ にあるか，共に $(1, +\infty)$ にある場合に限られる。先づ $(-1, 1)$ にあるとすれば (16) の左邊に $\frac{\lambda}{m} = -s_3$ を代入した時，之が正となる事が容易に分るから他の根 s_4 は $(-s_3, -1)$ に在る事になる。(第 1 圖) 即ち s_3, s_4 の内一方 (s_4) は必ず負である。従つて

第 1 圖

$$\left(\frac{\alpha}{m} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) < \frac{3}{4} \quad (18)$$

と表はされる。次に s_3, s_4 が共に 1 より大なる正根とすると，(16) の絶対項は負になるが，(16) の $\left(\frac{\lambda}{m} \right)$ の各次數の係數の符號を吟味する事に依り， s_1, s_3, s_4 と 3

つの正根がある事は不合理である。次に $s_1, -s_2$ 以外の根が共軛複素根 $t_1 \pm it_2$ であるとすれば, $(-s_2, -\infty)$ で (16) の左邊は正になる。而るに (16) の左邊は $\frac{\lambda}{m} = -s_1$ と置くと負になる事が分るから $s_2 > s_1$, 一方 (16) の左邊は

$$\left(\frac{\lambda}{m} - s_1\right) \cdot \left(\frac{\lambda}{m} + s_2\right) \cdot \left\{\left(\frac{\lambda}{m} - t_1\right)^2 + t_2^2\right\}$$

と恒等であるから, 兩者の $\left(\frac{\lambda}{m}\right)^3, \left(\frac{\lambda}{m}\right)$ の係数を比較する事に依り, 次の關係を得る:

$$t_1 = \frac{(t_1^2 + t_2^2 + 1)(s_2 - s_1)}{1 - s_1 s_2}.$$

此右邊は負であるから $t_1 < 0$ で, λ の實數部分は正とはなり得ない。以上に依り (16) は $\frac{\lambda}{m}$ に對して 1 より大なる正の實根 1 個を有する事は確實であるが, $z \rightarrow \infty$ で無限大にならない様な運動を與へるべき他の根が存在する條件は (18) であり, 此の條件の下に 1 より小なる正の實根が, もう 1 個得られる事が分る。此の度は斯様な場合だけに就いて調べる事にする。

斯くして w の解は,

$$w = [Ae^{-\lambda_1 z} - Be^{-\lambda_2 z}]e^{tmx}. \quad (19)$$

之に應じて (12), (13), (14) より

$$u = U - i \left[\frac{\lambda_1 + \alpha}{m} A e^{-\lambda_1 z} - \frac{\lambda_2 + \alpha}{m} B e^{-\lambda_2 z} \right] \cdot e^{tmx}, \quad (20)$$

但し U は一般流で $U > 0$ とする。

$$\lambda_1 < 1 < \lambda_2 \quad (21)$$

と規約すると $\lambda_1 < 0$ の時は $A = 0$ が必要になる。

状態變化が isothermal process である時は $\tau = 1$ と置くと, (18) は完全に満足されるから, 2 個の正根 $\frac{\lambda_1}{m} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha}{2m}\right)^2} - \frac{\alpha}{2m}$, $\frac{\lambda_2}{m} = 1$ が出る。この内 λ_1 だけを選ぶと渦無し条件が満足される。此の場合の解は Pockels の有名な這昇氣流の解に外ならぬ。(1) 従つて只今の解は Pockels のものの一般化と見る事が出来る。

次に $A = B$ の場合を考へると $w|_{z=0} = 0$ となる。先に荒川氏(2)が風に及ぼす海岸の影響を議論された解と同種のもので荒川氏の様に不可壓縮にすると (14) より $\alpha = 0$, 従つて (18) は常に満足される。一體 (18) の様な臨界値の出るのは大氣が重力の場で壓縮を受けて

居る爲で, 速度や粘性に關係しない事である事は (18) に見られる通りである。この條件は今考へる様な運動の水平のスケールに上限を與へるものであつて, 斯様な制限にわづらはされる事なく一貫した理論を立てるには Pockels が渦の項を無視し, 荒川氏の $\alpha = 0$ となす事は意味ある事である。然し上記制限の下には, 這昇氣流に關しては Pockels の場合とは種類を異にする例の生じ得る事は次節の例に示す通りである。但し上昇氣流の區域で氣壓高く, 下降氣流の區域で氣壓低き事, 鉛直氣流の兩側に渦度の發達する事などは荒川氏の結論と同様である。

更に一般的な解は色々の m に對する (19), (20) を加へ合せて得られる。

3. 簡単な例題 前節に得た解の一般的性質を吟味する事は困難であるから是處には目の子で選びだした簡単な例を掲げて見る。解が正及び負の渦度を持つ事は簡単に計算出来る事であるが, 一般流とは逆向きの水平速度が實際目に映ずる程發達する事が出来る。地表に凹凸があり, 上空に滑面の様な境界がある場合は高谷氏の詳しい計算があり,(3)之は連續條件から期待出来る事であるが, 只今のは地表に凹凸なく上空に境界を作らない。

(19), (20) として

$$\begin{cases} w = -\sigma \frac{m}{\alpha} U \cdot [e^{-\lambda_1 z} - e^{-\lambda_2 z}] \sin(mx), \\ u = U + \frac{\sigma}{\alpha} U [(\lambda_1 + \alpha) \cdot e^{-\lambda_1 z} - (\lambda_2 + \alpha) e^{-\lambda_2 z}] \cos(mx) \end{cases} \quad (22)$$

と置けば流線を定める方程式は

$$\psi - e^{-\alpha z} = \sigma [e^{-(\lambda_1 + \alpha)z} - e^{-(\lambda_2 + \alpha)z}] \cos(mx). \quad (24)$$

但し σ は正の常數, ψ は流線のパラメーターとする色々の (mx) に對する (24) の右邊は第 2 圖 (I) の如き形を採り, 之に對して左邊は (II) を垂直に種々の位置に移動させたものとなり, 兩者の交點が各流線の z 座標を與へるから, σ が比較的小さい時流線群の形勢は第 3 圖の如く成る。(4) 流線 $z = 0$ は F_1, F_2 で分枝

(1) Pockels: Ann. d. Physik. IV (1901).

(2) 荒川秀俊: 氣象集誌, 第 2 輯, 第 15 卷, 第 12 號 (1937); 齊藤博英: 同誌, 第 16 卷, 第 11 號 (1938).

(3) 前出の内 第 1 號.

(4) $\alpha = 0$ の場合は (I) は餘り變らぬが, (II) は第 2 圖で右上りの直線となる。 $\alpha \neq 0$ のときは (II) は右へ行く程直線より下つて来るから, 夫だけに第 3 圖に見る様な渦の生成に有利であるが, 本質的には大した作用のない事が分つた。

第 2 圖

第 3 圖

第 4 圖

第 5 圖

し、 $F_1 F_2$ 間の地表近くには一般流に逆行した氣流が生ずる。即ち F_2 に於て何等かの原因に依り水平氣流に上昇が強制されると、その風下に逆氣流が起り得る事が分る。 F_1 に於ける下降氣流についても同様に解釋される。山を吹き越える定常氣流の流線が山麓から相當距つた所から、上向きになれば F_2 に於ける状況を近似的に當て嵌める事により山腹から山麓にかけての循環氣流が説明出來ようと思ふ。山蔭の場合も同様である。

第 3 圖の $F_1 F_2$ を山體と考へれば Pockels のとは大部模様が違つて山麓に角のある場合の這昇氣流の問題と見る事が出来る。平地と山體との境が可成り急激に折れてゐるのは、屢々觀る所で、第 4 圖には手許にある地圖より拾つた例を示す。 σ が十分小さいと $F_1 F_2$ は $z=0$ の線の下に没して仕舞ふ。之は一般流が大きいと上述とは異つた状況になり、恐らく不連続面が起るであらう事を示す。逆に σ が大きいと、第 2 圖 (I) と (II) は $\psi < 0$ の部分でも二回交はり、谷間に一個の渦巻きが現はれる。第 5 圖は斯様な流線の一例で isothermal process の下に $\frac{1}{m} = \frac{1}{5}$, $\sigma = 13$ として描いたものである。この形は $F_1 F_2$ を寒冷突入空氣と見做し、早手の頭に現はれる渦に似てゐる。即ち、地上附近に限つて發達した氣流が急に上昇を強制されると

その後部の上空に環流が存在する事は、力學的に合理的なる事を示す。寒冷空氣が進行してゐても略々同様になる事は次節に示す。

以上の論議では常に不連続面を作る事を避けたが、實際には不連続面の生ずる事に依つて他の現象が起る事もあるに違ひ無い。その場合には (16) より得られる總ての根に相當する解を組合せる事になるが、一般に曲面上で境界條件を與へる事は困難であるから、不連続面を作らない範圍で、どの程度に實際現象に近づき得るかを見るのも、一應理由はある事と思ふ。

4. 循環氣流或はは障害物の進行 以上で一應の議論は終へたが、序でに不定常問題を簡単に調べて見よう。其の爲には (2), (3), (4) の各右邊に夫々 $\frac{\partial u}{\partial t}$, $\frac{\partial w}{\partial t}$, $-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t}$ を加へれば宜敷い、又等温大氣

を假定し、且つ變化する量は盡く e^{int} に比例するとし、

$$q \equiv \frac{in}{3 \frac{\tau k T_0}{\nu} + in} \quad (25)$$

と置くと (15) の代りに

$$(1+3q)\nabla^2 \cdot \nabla^2 w - \left(2 - \frac{1}{\tau} - q\right) \alpha \nabla^2 \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right) + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \alpha^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \alpha^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0. \quad (26)$$

故に $w \propto e^{-\lambda z + imx}$ と假定し、 λ を定める方程式は (16) の代りに、

$$(1+3q)\left(\frac{\lambda}{m}\right)^4 + 2\left(1 - \frac{1}{\tau} - q\right)\left(\frac{\alpha}{m}\right)\left(\frac{\lambda}{m}\right)^3 + \left\{\left(1 - \frac{1}{\tau}\right)\left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 - 2(1+3q)\right\}\left(\frac{\lambda}{m}\right)^2 - \left(2 - \frac{1}{\tau} - q\right)\left(\frac{\alpha}{m}\right)\left(\frac{\lambda}{m}\right) - \left\{\frac{4}{3}\left(1 - \frac{1}{\tau}\right)\left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 - (1+3q)\right\} = 0. \quad (27)$$

今度は根の吟味は簡単では無いが、實數部分が正である様な根があれば (19), (20) に相當する解が得られ、

之は $\frac{n}{m}$ の速度で x の負方向に進行する。但し一般に λ は實數では無いから、高い所に無數の箇數の水平な節平面が生じ夫等に挟まれた各層で流線が波形及び渦

卷形を呈する事になる。而して地上に第 2 圖 $\widehat{F_1 F_2}$ に相當する流線が生じ得る事は前節と同様である。 $\alpha=0$, 即ち不可壓縮なら q に關せず λ は實根となるから前節に得た様な渦が任意の一定速度で進行し得、しかも節平面を生じない事になる。

5. 結言 比較的小規模な氣象現象に對して熱對流理論を用ひる事は好ましいが、この時は鉛直氣流と可成り關係の深い大氣の壓縮性を取入れると解式が得難く成る故、壓縮性を取入れて熱傳導式を簡單な狀態變化式で代用して、問題の半面を採る事も意味ある事で、既に其の様なものに高谷氏の極めて一般的にして詳細な御研究もあるが、是處では運動の場が連續であるが流線が分枝して渦卷きが生ずる場合の内、簡單なもの、二を取扱つた。之は鉛直氣流の補流として起る環流が良く發達して目に映る様になつたものであるが、その際に大氣の重力による initial compression は運動の水平の擴りの大きさに上限を與へるが、流線の性質には本質的作用はなく、只多少渦卷き出現に有利に作用してゐると見られる。

終りに平生御鞭撻並びに御教示を賜はる所長高谷技師に深謝の意を表する次第であります。

(2600, II. 於、水戸測候所)

北西季節風に依る時雨的降水について*

石 原 健 二

1. 緒言 秋季の半頃から春季の始にかけて、シベリヤ高氣壓が發達する結果、北西季節風が本邦に襲來する。冬季の裏日本に於ける降雪、乃至春秋季北陸地方に現はれる時雨的降雨は凡てこの季節風に依つて齎されるものである。シベリア蒙古附近を出發して流れて來た乾冷な氣團は、大陸にある時は頗る安定であるが、日本海上を渡る時には下部から熱と濕氣との補給を受ける結果、可成の勢力を不安定狀態に於いて保有するものと考へられる。そしてその不安定狀態は北東部の低壓部、乃至は陸地への乗り上げに依つて解消されるものであらう。

此の季節風に依る降水については既に岡田先生始め

諸氏の御研究があるが、筆者は北陸地方の——主として石川縣地方の——秋から春にかけての降水を豫報的立場から一考して見たい。

季節風は 10 月頃から翌年の 3 月頃までにかけて斷續的に吹くが、季節風の頻度を金澤に於ける昭和 14 年の材料を用ひて調べて見よう。

第 1 表より見れば大體季節風の活動が顯著の時にそれに依る降水量の頻度は多い。これは勿論當然の事ではあるが、季節風の發達し始める 11 月頃、斷續的に去來する時雨的降雨は非常に注目すべきものであつて沛然と降る雨は海岸附近の積亂雲がくづれて齎されるものであり、夏期の驟雨にも比すべきものであつて