第 1 圖

第 2 圖

程度となり幾何光學的方法是使用出来なくなる。而して長い週期の波程狭い海の長波の現象に近づく。かかる場合深さの変化による反射による勢力逸散はあつても兩岸に向つて逸散する事は少いからその勢力の可成の部分が外洋より大阪灣に達し得るのである。又灣内に這入つた波も其の勢力を兩岸に向つて逸散する事なく、灣奥目懸けて突進するであらう。

要するに外洋より可成奥に離れて在る大阪市附近に昔時外洋に起つた地震津浪が充分その猛威を振ひ得たのはその勢力が大なるばかりでなく津浪の主要部分が充分長い波であつた爲であると考え得る事が出来る。

尙第二報に於ては松尾技師の模型實驗の結果と理論の結果を比較し、又紀伊水道、紀淡海峡を通過する津浪の勢力量の計算等も追々に發表する豫定である。

終りに臨み終始御指導を賜つた和達先生に厚く感謝する次第である。又本研究は日本學術振興會災害科學研究所に於てなされたものである。

(於大阪支臺 1937. 9. 24)

季節風に依りて生ずる雲に就いて*

齋 藤 博 英

§1. 緒 言

冬季、大陸に發達した高氣壓より吹出す季節風が海上に吹出す際には、大陸内に於ては晴れて居

* H. Saito: On the Theory of Cloud-formation in the Winter Monsoon Field.

るが、海岸から少し出た海上では、急に雲が出来て居る。

此の現象の説明として、通常唱へられて居る處のものは、所謂不安定説である。即ち大陸で育つた氣塊が次第に温暖なる海面に移行するに従ひ、下層より熱と水蒸氣を受けるに對して、上層には變化が及ばない爲不安定となり、上下の對流を起して雲を生ずると云ふのである。

此の考へは一見尤もらしい所はあるが、實際の機巧に深く立入つて居るとは云へない。大陸で一點の雲もなかつた季節風は、大陸沿岸を離れると先づ中層に雲を生じ進むに従つて上下へ厚みを増加するのである。不安定説では最初に薄い雲が中層に出来る事を説明する事が出来ない。又進行に従つて雲の厚みが下方に増大する事を説明出来ても上方にも増す事を説明する事は出来ない。

其處で此の説明の一法として次の如く考へて見た。即ち大陸氣塊が北々西の風となつて大陸を離れ、海面上に出ると暖い海面より熱及水蒸氣の供給を受ける。更に南下するに従ひ供給量は次第に増加する。此の熱と水蒸氣は共に渦動に依つて上方に擴散されるであらう。此の擴散に依つて上方まで運ばれた水蒸氣と熱は、氣塊の垂直構造を變化せしめ、遂に或る高さの層で凝結を起して雲を形成する。斯くして海岸から幾何かの距離を進むと急に曇り出し、其の後も絶えず下層より供給される水蒸氣に依り上下に雲層を増し、或は降水を支持するものと考へて見る。

此の解釋が、どの程度まで事實を説明し得るか以下計算をして見よう。

§2. 熱の上方擴散に依る氣温遞減率の變化

大陸氣塊が大陸の上を進む間は、(此の際問題外とし) Lapse rate β を持ち、地上で T_0 の溫度を保つて居た air mass が海岸に於ける表面溫度 $T_0 + T_s$ で、其より南下するに従ひ水面溫度が ny だけ高くなつて居る様な海の上を進むと言ふ model を考へる。但し y は海岸より氣流に従つて測つた距離とする。

a) eddy に依る溫度擴散の式は Brunt に従へば、(z を上方に向け採ると)

$$\rho \frac{dT}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ K \rho \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \alpha \right) \right\} \dots \dots \dots (1)$$

但し $\begin{cases} \rho: \text{空氣の密度, } T: \text{絕對溫度, } K: \text{熱に就いての渦動擴散係數,} \\ \alpha: \text{Adiabatic Lapse rate とす.} \end{cases}$

此の K の値として Taylor は, Newfoundland の Great Banks で inversion の時に 3×10^3 と得て居り、晴れた日の午後では 10^5 の order の値が得られる。

b) 次に Radiative transfer は Brunt⁽¹⁾ に従ふと、

$$\rho_w C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{0.03}{60} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{RT}{p_w} \frac{\partial E}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \dots \dots \dots (2)$$

(1) Proc. Roy. Soc. London. A 124, p. 200.

但し $\begin{cases} C_p: \text{定壓比熱}, \rho_w: \text{水蒸氣の密度}, p_w: \text{水蒸氣の壓力}, \\ E: \text{輻射量}, R: \text{Gas constant.} \end{cases}$

此處で ρ_w, C_p を const と見ると,

$$K_R = \frac{0.03 R}{60} \frac{T}{\rho_w C_p p_w} \frac{\partial E}{\partial T} \dots\dots\dots (3)$$

と置いて (2) の式は、渦擴散の如く次式で表はし得る.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_R \frac{\partial T}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (4)$$

擬, 此の K_R の値を調べて見ると.

$$\begin{cases} T=275^\circ A; p_w=5 \text{ m. b. の時} \dots\dots\dots K_R=1.3 \times 10^3 \\ T=260^\circ A; p_w=3 \text{ m. b. の時} \dots\dots\dots K_R=1.4 \times 10^3 \end{cases}$$

となり、地上 3 km. 位迄の高さでは K_R の値は、大體 10^3 程度の量であると見てよい事になる。従つて turbulence に依る diffusion に比する時は Radiative transfer は省略しても大差ないであらう。

e) 故に 結局温度の分布を與へる式としては (1) を其の儘使用しても差支へないものとする。そして K の値は勿論、温度、氣壓、風速等に依つて變るのではあらうが 其の functional form は知れて居ないし、簡単な爲にも今は何處でも一樣な値を持つものとし、其の order は Monsoon の場では大體 10^3 程度と考へる。

尙 ρ も constant とし、air mass は y の方向に v なる一樣な速度で進行するものとする、(1) 式は次の如くなる。

$$v \frac{\partial T}{\partial y} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \dots\dots\dots (5)$$

Boundary conditions は

$$\left. \begin{array}{ll} y=0 & \text{で} \quad T=T_0-\beta z \\ z=0 & \text{で} \quad T=T_0+T_s+ny \quad (y>0) \end{array} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

として之を解くと、

$$T = T_0 - \beta z + T_s \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z}{2\sqrt{ky}}} e^{-\mu^2} d\mu \right) + ny \left\{ \left(1 + \frac{z^2}{2ky} \right) \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z}{2\sqrt{ky}}} e^{-\mu^2} d\mu \right) - \frac{z}{\sqrt{\pi ky}} e^{-\frac{z^2}{4ky}} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

但し $k=K/v$ とした。

§3. 水蒸氣の擴散

やはり前と同様 $\frac{\partial \mu}{\partial y}$ は $\frac{\partial \mu}{\partial z}$ に比し極めて小である故、之を省略して擴散の式は

$$\frac{d}{dt}(\rho\mu) = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_w \rho \frac{\partial \mu}{\partial z} \right) \dots \dots \dots (8)$$

但し $\left\{ \begin{array}{l} \mu: \text{単位質量の空気中に含まれる水蒸気の量,} \\ W: \text{絶対湿度} = \rho\mu, K_w: \text{渦動擴散係數 (水蒸氣に就いての)} \end{array} \right.$

此の場合も前同様 (8) は

$$v \frac{\partial \mu}{\partial y} = K_w \frac{\partial^2 \mu}{\partial z^2} \dots \dots \dots (9)$$

となる.

次に Boundary conditions を考へる. 今單位面積の水面よりの蒸發の量を, Dalton に従ひ,

$$A(p_m - p_{w,0})(1 + cv)$$

と置く.

但し $\left\{ \begin{array}{l} p_m: \text{其の水面溫度に相當する最大水蒸氣張力, } p_{w,0}: \text{水面近くの} \\ \text{空氣中に含まれて居る水蒸氣の分壓, } A, c: \text{單なる常數.} \end{array} \right.$

斯うすると,

$$\left. \begin{array}{l} z=0 \text{ で } -K_w \rho \frac{\partial \mu}{\partial z} = A(p_m - p_{w,0})(1 + cv) \\ y=0 \text{ で } \mu = \mu_0 - \gamma z \quad (\gamma = \text{const}) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

扱 p_m は T の複雑な function である故, 今考へる問題に適した小範圍を採用して,

$$p_m = b + a(T - 273) \dots \dots \dots (11)$$

と置くと, $273^\circ < T < 293^\circ$ で $b=4$, $a=0.6$ を得る. (但し 本文の壓力は總べて m. m. Hg. を用ひて置く). (第 1 圖參照)

$$\text{又, } p_w = R_w T W = R_w T \rho \mu \dots \dots \dots (12)$$

$$\text{但し } R_w = 4.616 \times 10^6 / (980 \times 1.36)$$

$$T)_{z=0} = T_0 + T_s + ny$$

$$p_m = b + a(T_0 + T_s + ny - 273)$$

之と (12) とより (ρ, μ) の $z=0$ に於ける値を 0 を付して表はすと)

$$p_m - p_{w,0} = b + a(T_0 + T_s - 273) - R_w \rho_0 (T_0 + T_s + ny) \mu_0 + any$$

$$\left(\frac{\partial \mu}{\partial z} \right)_{z=0} = - \frac{A(1+cv)}{K_w \rho_0} (p_m - p_{w,0})$$

第 1 圖 溫度と最大水蒸氣張力の關係を示す.

直線は 0° から 20°C までの海面に於ける境界條件に用ひたもの

$$= \frac{A(1+cv)}{K_w \rho_0} \{R_w \rho_0 (T_0 + T_s + ny) \mu_0 - \delta - any\}$$

$$\left. \frac{\partial \mu}{\partial z} \right)_{z=0} = h(l\mu_0 - \delta - any) \dots \dots \dots (13)$$

$$\text{但し} \quad h = \frac{A(1+cv)}{K_w \rho_0}, \quad l = R_w \rho_0 (T_0 + T_s + ny), \quad \delta = b + a(T_0 + T_s - 273).$$

此の際 ny は $T_0 + T_s$ に比し、極めて小なる故、 l の中に含め、事實上省略したのであつて、實際 $R_w \rho_0 \mu_0$ と云ふのは 10^{-4} の order で、 a に比しては、之又問題にならない程小さいので、斯う置いても差支へはないと思ふ。

(9), (10), (13) によつて μ の分布は分つたわけであるが、之を解くに、今

$$\Omega = l\mu - \delta \dots \dots \dots (14)$$

と置くと、 Ω は次の式を充たす。

$$\frac{\partial \Omega}{\partial y} = L \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} \quad \text{但し} \quad L = K_w/v. \dots \dots \dots (15)$$

$$\left. \begin{array}{ll} \text{且つ} & z=0 \text{ で} \\ & y=0 \text{ で} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{\partial \Omega}{\partial z} = lh \{ \Omega - any \} \\ \Omega = f_1 - l\gamma z. \quad (f_1 = l\mu_0 - \delta) \end{array} \dots \dots \dots (16)$$

之を積分すると

$$\Omega = f_1 - l\gamma z - an \sqrt{\frac{y}{L}} \left(\frac{z}{2} + \frac{1}{lh} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4Ly}} + an \left(y + \frac{1}{L} \frac{z}{lh} + \frac{1}{L} \frac{z^2}{2} \right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{z}{2\sqrt{Ly}}}^{\infty} e^{-\mu^2} d\mu$$

$$- \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(f_1 + \frac{\gamma}{h} - \frac{an}{Lh^2 l^2} \right) \left(\int_{\frac{z}{2\sqrt{Ly}}}^{\infty} e^{-\mu^2} d\mu - e^{lh(z+Lly)} \int_{\frac{z+2Lly}{2\sqrt{Ly}}}^{\infty} e^{-\mu^2} d\mu \right) \dots \dots \dots (17)$$

従つて、絶対湿度は

$$W = \rho\mu = \rho\mu_0 + \frac{\rho}{l} (\Omega - f_1) \dots \dots \dots (18)$$

に依りて求められる。

§4. 数値計算

可成り自然に適合した例として次の如き場合を探つて見た。

$$\begin{array}{lll} T_0 = 268^\circ \text{A} = -5^\circ \text{C}. & b = 4 \text{ m. m. Hg.} & \\ T_s = 5^\circ \text{C} & , & a = 0.6 \text{ m. m. Hg/deg.} \quad n = 10^{-7} \text{ deg/cm.} \end{array}$$

即ち海面温度は $y/10^7$ °C として表はされ、海岸で攝氏 0 度で、海岸から 100 km. 進むと 1 度昇るのである。此の海上を

$$\text{地上温度} \quad T_0 = -5^\circ \text{C}. \quad \text{温度減率} \quad \beta = 0.8 \times 10^{-4} \text{ deg/cm.}$$

水平速度 $v=5 \times 10^2$ cm/sec. 絶対湿度 $W=8.017 \times 10^{-7}-1.9395 \times 10^{-12}z$ (gr/cm³)

即ち $\mu_0=6.2 \times 10^{-4}$, $\gamma=1.5 \times 10^{-9}$, 渦動擴散の係數 $K=K_w=10^5$

なる性質を持った空氣が連続的に流れて居るとする。(之の數値は荒川氏の論文⁽¹⁾を参照して、冬季の北京に於けるものと可成り近いものである。)

次に水面よりの蒸發の式に於ける常數を Bigelow⁽²⁾ の値を採用して

$$\left. \begin{aligned} A &= 3.14 \times 10^{-10} \\ C &= 3.024 \times 10^{-3} \end{aligned} \right\} \text{とする.}$$

且つ $R_w=4.616 \times 10^6/(980 \times 1.36)=3.146 \times 10^3$, $\rho=\rho_0=1.29 \times 10^{-3}$ とした。

以上の値を用ひると $k=2 \times 10^2=L$, $h=8.081 \times 10^{-9}$, $l=1.23 \times 10^3$ 。

之等の數値を代入して温度及水蒸氣量の分布を見ると、第 2 圖の如し。圖中、横軸は海岸よりの距離を“杆”にて表はし、縦軸は海面よりの高さを“米”にて表はしてあり、點線は等溫線で、數字は攝氏の度數を示し、實線は等水蒸氣含有量線で、數字は 1 立方メートルの空氣中にある水蒸氣の重量を“gram”で表はしたものである。

此の兩者から相對湿度を出すと、第 3 圖點線の如くなる。圖中の實線は、過飽和水分(即ち、凝結して水滴となると思はれるもの)の質量を示す。

之で見ると、海岸から 1500 杆の處で 1800 米の高さでは、大體 1 gr/m³ の過剰水分があり、今雲滴の直徑を 10^{-3} とすると、一滴の重量は大體 0.5×10^{-9} で、斯かる水滴が一立方厘米中に 2000 個出来るわけになり、直徑 0.1 耗の水滴ならば 2 個出来るわけになる。實際の雲滴の直徑は 10^{-3} 乃至

第 2 圖 温度(點線)及び水蒸氣量(實線)の分布状態を示す。

第 3 圖 湿度及び過剰水分の分布を示す。

(1) 氣象集誌. 13 卷, 9 號, p. 395.

(2) Proc. Roy. Soc. London: A. 99, p. 475.

10^{-2} のものである故、水滴の数より見ると可成りの雲が出来得るわけになる。

§5. 結 論

1. 数値計算の結果雲の出来る位置は實際の例に比して海岸より遠過ぎる様である。雲の出来る高さは比較すべき實測が無いが多少高過ぎるかも知れない。

2. 之等は蒸發量の式が適當で無かつた事、其の他の數値或は假定が必ずしも實際の通りでない事に依るのであらう。

3. 併し雲は先づ中層に發生し、季節風が海上を進むに従ひ上下に厚さを増すと云ふ事實を質的に説明する事は出来たと思ふ。之は所謂不安定説では簡單には説明が出来ぬ所である。

3. 不安定説と本論の述べる所（假に擴散説と呼ぶ）とは、必ずしも相容れぬものではない。不安定説で無理と思はれるのは、最下層の空氣塊を一舉に千米以上も上昇せしめて雲の生成を説明しようとする處にある。季節風の如く風速の大なる氣塊内に於ては、不安定度は多量に蓄積せらるる前に、小出しに費消せられて居るのである。之を云ひ換へれば即ち擴散説ともなる。

本文は、大谷技師のお考へに従つて、只、量的に表はしたものであります。尙、同技師の懇篤なる御校閲を得ましたことを、茲に深く感謝する次第であります。

又代讀下さつた長友澤田龍吉氏に厚く御禮申上げる次第であります。

表面荷重に依る有層半無限彈性體の歪に就いて（第二報）*

澤 田 龍 吉

§1. 緒 言

先きに著者は本問題を axial symmetry の場合に就き計算を試み二三の近似計算の結果、層のうすい場合に適する解を導いた。

本論文はその續報として、一般に非對稱荷重分布に對する解を試みる、數學的困難を柔らげる爲めに下層には剛體を採用した。先きには複素積分に據つたるに反し、今回は pole はなく、單に real axis に沿ふ近似積分を行つた。圓塲座標 z, r, θ に依る彈性平衡の式は

* R. Sawada: On the Strains of the Surface Layer on a Rigid Body due to a Statical Force applied to the Surface (2nd Paper).